

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
с элементами научной школы для молодых учёных



XXXV

СИБИРСКИЙ  
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ  
СЕМИНАР,

посвящённый 75-летию

Заслуженного деятеля науки РФ  
Терехова Виктора Ивановича

27 – 29 августа 2019 г.

Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Новосибирский национальный исследовательский  
государственный университет

Сибирское отделение РАН

Отделение энергетики, машиностроения,  
механики и процессов управления РАН

Российский фонд фундаментальных исследований

Российский национальный комитет по теплообмену

Новосибирский государственный технический университет



N\*



НГТУ  
НЭТИ

РФФИ

НКТМ  
РАН



Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
с элементами научной школы для молодых ученых



XXXV

СИБИРСКИЙ  
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ  
СЕМИНАР,

посвящённый 75-летию  
д.т.н., профессора В.И. Терехова

27–29 августа 2019 г.  
Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Новосибирск 2019

Сборник содержит доклады Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых учёных XXXV «Сибирский теплофизический семинар», посвящённой 75-летию д.т.н., профессора В.И. Терехова, которая проводилась 27–29 августа 2019 года в Новосибирске. В сборнике представлены доклады по направлениям: турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах, интенсификация теплообмена; теплообмен при химических превращениях, включая горение; теплообмен при фазовых превращениях; многофазные течения и волновые процессы в газожидкостных системах; теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность и энергосбережение; неравновесные процессы в разреженных газах и плазме; теплофизика микро- и наносистем, газофазный синтез наноструктур; теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен.

Мероприятие проведено при финансовой поддержке РФФИ (19-08-20019) и НИ НГУ.

#### **Председатель**

Маркович Д.М., член-корр. РАН

#### **Заместитель**

Куйбин П.А., д.ф.-м.н.

#### **Учёные секретари**

Пахомов М.А., д.ф.-м.н., проф. РАН

Мулладжанов Р.И., д.ф.-м.н.

Богатко Т.В., к.т.н.

#### **Организационный комитет**

Бердников В.С., д.ф.-м.н.

Дулин В.М., д.ф.-м.н.

Елистратов С.Л., д.т.н.

Кабов О.А., д.ф.-м.н.

Кашинский О.Н., д.ф.-м.н.

Кузнецов В.В., д.ф.-м.н.

Лукашов В.В., к.т.н.

Макаров М.С., к.ф.-м.н.

Марчук И.В., д.ф.-м.н., проф. РАН

Низовцев М.И., д.т.н.

Новопашин С.А., д.ф.-м.н.

Павленко А.Н., чл.-корр. РАН

Прибатурин Н.А., д.т.н.

Станкус С.В., д.ф.-м.н.

Терехов В.В., д.ф.-м.н., проф. РАН

Федорук М.П., член-корр. РАН

Чернов А.А., д.ф.-м.н., проф. РАН

Чиннов Е.А., д.ф.-м.н.

Шарыпов О.В., д.ф.-м.н.

Шторк С.И., д.ф.-м.н.

Ярыгин В.Н., д.т.н.

#### **Программный комитет**

##### **Сопредседатели**

Алексеенко С.В., академик РАН

Леонтьев А.И., академик РАН

Терехов В.И., д.т.н.

Байдаков В.Г., д.ф.-м.н.

Батаев А.А., д.т.н.

Большов Л.А., академик РАН

Бурдуков А.П., д.т.н.

Вараксин А.Ю., член-корр. РАН

Васильев А.А., д.ф.-м.н.

Гешев П.И., д.ф.-м.н.

Гогонин И.И., д.т.н.

Головин С.В., д.ф.-м.н., проф. РАН

Гортышов Ю.Ф., академик АН РТ

Дедов А.В., член-корр. РАН

Драгунов Ю.Г., член-корр. РАН

Егоров И.В., член-корр. РАН

Запрягаев В.И., д.т.н.

Исаев С.А., д.ф.-м.н.

Кедринский В.К., д.ф.-м.н.

Кирдяшкин А.Г., д.т.н.

Клименко А.В., академик РАН

Козлов В.В., д.ф.-м.н.

Кузма-Кичта Ю.А., д.т.н.

Мильман О.О., д.т.н.

Минаев С.С., д.ф.-м.н.

Михеев Н.И., д.т.н.

Нигматулин Р.И., академик РАН

Пенязьков О.Г., академик НАНБ

Петренин Ю.К., член-корр. РАН

Покусаев Б.Г., член-корр. РАН

Попов И.А., д.т.н.

Пухначев В.В., член-корр. РАН

Ребров А.К., академик РАН

Рогалёв Н.Д., д.т.н.

Рудяк В.Я., д.ф.-м.н.

Сапожников С.З., д.т.н.

Смирнов Е.М., д.ф.-м.н.

Суржиков С.Т., академик РАН

Титов В.М., академик РАН

Фаворский О.Н., академик РАН

Федяева О.Н., проф. РАН

Фомин В.М., академик РАН

Фортов В.Е., академик РАН

Халатов А.А., академик НАНУ

Чекмарев С.Ф., д.ф.-м.н.

Шиплюк А.Н., член-корр. РАН

Шмотин Ю.Н., д.т.н.

Издание сборника докладов производилось с авторских листов участников конференции.

За ошибки и опечатки авторов издательство ответственности не несёт.



---

## СЕКЦИЯ 1

Турбулентные течения в однофазных средах,  
интенсификация теплообмена

---

## ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ ПОСЛЕ РЕКОННЕКЦИИ КВАНТОВАННЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Андрющенко В.А.<sup>1,2</sup>, Кондаурова Л.П.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

В последние годы активно изучается, как теоретически, так и экспериментально, распад сверхтекучей турбулентности при конечных температурах и вблизи абсолютного нуля. Когда вихревой клубок становится достаточно разреженным, в ряде работ наблюдают энергетический спектр подобный колмогоровскому. Основным механизмом распада сверхтекучей турбулентности на малых масштабах считается каскад волн Кельвина, напоминающий каскад Ричардсона. На больших масштабах существуют другие механизмы распада вихревого клубка. В теоретических работах [1] показано, что распад пространственно локализованного клубка обусловлен диффузией вихревого клубка и баллистическим испарением петель. Что касается распада квантовой турбулентности при конечных температурах, то считается, что на ранних временах свободного распада квантовой турбулентности основным механизмом диссипации энергии является сила взаимного трения. На более поздних временах, когда вихревой клубок становится достаточно разреженным, в экспериментах наблюдается квазиклассическое поведение распада вихревого клубка. Реконнекции являются очень важными событиями, которые играют одну из главных ролей в этих процессах [1,2].

Изучение возможных механизмов распада квантовой турбулентности побудило нас исследовать динамику образовавшейся вихревой петли после реконнекции до ее коллапса при различных начальных условиях и различных значениях температуры. При этом исследовать: как в зависимости от времени изменяется длина вихревой петли, средняя кривизна, минимальное расстояние между возмущениями, а также полная кинетическая энергия жидкости и рассеиваемая мощность энергии при трении вихревой петли о нормальную компоненту сверхтекучего гелия и гидродинамический импульс (импульс Ламба).

В рамках представляемого исследования с помощью метода вихревой нити изучалась динамика вихревых петель после реконнекции на временах сопоставимых со временем коллапса (временем превращения вихревой энергии в тепловое возбуждение). Ранее динамика вихревых петель после момента реконнекции уже исследовалась нами в работах [3,4]. Результаты были получены при различных температурах и начальных данных. Однако основной целью этих работ являлось исследование динамики вихревых петель непосредственно после момента реконнектирования, т.е. на временах много меньших времени коллапса петли. В данной работе мы продолжили исследование динамики петель до их коллапса.

В результате систематического изучения основных характеристик вихревых петель после момента реконнекции установлено, что при температурах отличных от нуля уменьшение полной кинетической энергии происходит вследствие действия силы взаимного трения. Характеристики временных зависимостей энергии и мощности диссипации имеют универсальный характер при всех рассмотренных температурах и начальных данных. Возникшие при реконнекции возмущения в меньшей степени влияют на вихревой импульс, чем на полную энергию. При этом в отличие от нелинейного уменьшения энергии, наблюдается линейное уменьшение вихревого импульса со временем.

В результате исследования также установлено, что динамика вихревых петель после реконнекции определяется двумя основными факторами: начальными условиями и температурой. Начальные условия определяют количество и размеры возникших после реконнекции возмущений, а температура скорость их релаксации. Кроме того, в динамике коллапса вихревых петель после реконнекции также можно выделить два основных этапа. На начальном этапе наблюдается увеличение среднего радиуса кривизны и расстояния между возмущениями из-за перераспределения возмущений. С определенного момента (на следующем этапе динамики) процесс сжатия вихревой петли под действием силы трения о нормальную компоненту сверхтекучего гелия начинает доминировать над процессом перераспределения вихревых возмущений. При этом средний радиус кривизны, длина петли и минимальное расстояние между возмущениями уменьшаются пропорционально корню из времени вне зависимости от начального взаимного расположения петель.

При нулевой температуре каскад волн Кельвина не наблюдался, по-видимому, он происходит на меньших масштабах. Гидродинамический импульс и энергия не изменялись.

### Список литературы:

1. Nemirovskii S.K. Quantum turbulence: Theoretical and numerical problems // Phys. Rep. 2013. V. 524, 85.
2. Vorticity and Turbulence, Applied Mathematical Sciences / A.J. Chorin., Springer-Verlag, 1994. 155 p.
3. Andryushchenko V.A., Kondaurova L.P., Nemirovskii S.K. Dynamics of nonplanar quantized vortex rings before reconnection at finite temperatures // J Low Temp Phys. 2017. 187. P. 523–530.
4. Андрющенко В.А., Кондаурова Л.П., Динамика вихревых петель после реконнекции в сверхтекучем гелии при различных температурах // Физика низких температур. 2018. т. 44, № 10. С. 1302–1307.

*Работа выполнена в рамках гранта РФФ  
проект №: 19-19-00321.*

УДК 530.145.83, 536.932, 538.941

## ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РЕКОННЕКЦИЯХ, НА ДИНАМИКУ ВИХРЕВЫХ ПЕТЕЛЬ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Андрющенко В.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Динамика квантованных вихревых нитей существенно влияет на гидродинамические и термодинамические свойства сверхтекучего гелия [1]. Реконнектируя, вихревые нити образуют сложную вихревую структуру, определяющую основные макроскопические свойства сверхтекучего гелия. Реконнекции также являются очень важными событиями в турбулентности. Они существенно изменяют поле скорости и топологию вихревой структуры, играя важную роль в энергетическом каскаде и способствуя мелкомасштабному перемешиванию, тем самым усиливая диффузию и т.д. В связи с этим, исследование динамики вихревых нитей и энергетических закономерностей, связанных с их реконнекциями, чрезвычайно важно.

В представляемой работе проводится изучение динамики вихревых петель до осуществления реконнекции, а также динамики образовавшейся вихревой петли после реконнекции вплоть до ее коллапса при различных начальных условиях и различных значениях температуры. При этом исследуется как в зависимости от времени изменяются геометрические характеристики вихревой конфигурации, полная кинетическая энергия жидкости, рассеиваемая мощность энергии при трении вихревой петли о нормальную компоненту сверхтекучего гелия, гидродинамический импульс. Исследование динамики вихревых петель до и после реконнекции проводилось в рамках метода вихревой нити.

Ранее некоторые аспекты динамики вихревых петель при реконнекции уже исследовалась, смотри, например, работы [2,3]. В результате этих исследований было установлено, что динамика вихревых петель при реконнекциях определялась двумя основными факторами: начальными условиями и температурой сверхтекучего гелия. Начальные условия определяли деформацию вихревых петель перед реконнекцией, а также количество и размеры возникших после реконнекции возмущений, в свою очередь, температура определяла скорость релаксации этих возмущений. Кроме того, в динамике вихревых петель как до, так и после реконнекции также можно было выделить несколько характерных этапов, связанных с взаимодействием элементов вихревой конфигурации между собой (в том числе и развитием возмущений на вихрях) и с нормальной компонентой сверхтекучего гелия.

Основной целью представляемой работы является попытка явного выделения вклада возмущений, возникающих при реконнекции в общую динамику вихревой конфигурации. Для этого отдельно вычислялись динамические и энергетические свойства одиночных вихревых колец, с длиной равной длине реконнектирующих вихревых петель. После чего проводилось их непосредственное сопоставление.

В результате систематического численного исследования были выделены этапы, на которых возникающие возмущения дают существенный вклад в общую динамику вихревых конфигураций. Так их роль существенно возрастала с уменьшением температуры, но практически не зависела от начального взаимного расположения вихревых петель. При увеличении температуры возмущения затухали на временах существенно меньших времени коллапса (временем превращения вихря в тепловое возбуждение под действием силы трения о нормальную компоненту) вихревой конфигурации. Общая динамика вихревых петель после реконнекции и соответствующие энергетические характеристики хорошо согласуются с динамикой одиночных вихревых колец, что подтверждается как результатами численного моделирования, так и аналитическими оценками [4].

### Список литературы:

1. Nemirovskii S.K. Quantum turbulence: Theoretical and numerical problems // Phys. Rep. 2013. V. 524, 85.
2. Andryushchenko V.A., Kondaurova L.P., Nemirovskii S.K. Dynamics of nonplanar quantized vortex rings before reconnection at finite temperatures // J Low Temp Phys. 2017. 187. P. 523–530.
3. Андрющенко В.А., Кондаурова Л.П., Динамика вихревых петель после реконнекции в сверхтекучем гелии при различных температурах // Физика низких температур. 2018. т. 44, № 10. С. 1302–1307.
4. Quantized vortices in helium II / Donnelly R.J. Cambridge studies in low temperatures physics, Cambridge University Press, 1991. 346 p.

*Исследование динамики вихревых петель выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-Ф17-117022850027-5), исследование соответствующих им энергетических характеристик выполнено за счет гранта РФФИ проект №: 18-08-00576а.*

УДК 621.9

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ НАТЕКАНИИ ДОЗВУКОВОЙ МИКРОСТРУИ ВОЗДУХА НА НАГРЕВАЕМУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Анискин В.М.<sup>1</sup>, Маслов Н.А.<sup>1</sup>, Цибульская Е.О.<sup>1,2</sup>, Мухин К.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Глобальная миниатюризация приборов в различных областях техники, стремительное развитие микроэлектромеханических систем вызывает большой интерес к исследованиям микропотоков жидкости и газа. Ключевой особенностью этих трехмерных мини- и микрообъектов является то, что характерными размерами их элементов являются миллиметры или микронны. Тенденция к миниатюризации последних двух десятилетий приводит к интенсивному развитию теплообменных систем с мини- и микро-размерами. Использование микроструй является одним из возможных решений проблемы локального охлаждения.

В данной работе рассматривалось истечение дозвуковых мини- и микроструй на нагреваемую поверхность. Эксперименты выполнены с использованием термочувствительного флуоресцирующего покрытия. В качестве люминофора использовался родамин Б. Сам по себе родамин хорошо окрашивает практически любую поверхность, однако при высыхании, как правило, практически перестаёт люминесцировать. Но если его смешать с буферной средой, формирующей устойчивое оптически прозрачное покрытие после высыхания, то флуоресцирующие свойства родамина сохраняются. Для создания флуоресцирующего покрытия в качестве буферной среды использовался полиуретановый лак. При смешивании с полиуретановым лаком, получающееся покрытие способно под воздействием возбуждающего излучения сильно флуоресцировать с максимумом интенсивности на длине волны 600 нм.

В качестве нагреваемой пластины использовалась нержавеющая фольга толщиной 15 мкм (рис.1). Сверху фольга покрывалась термочувствительным флуоресцирующим слоем. Толщина слоя составляла

порядка 50 мкм. Снизу фольга теплоизолировалась с помощью аэрогеля – вещества с самой низкой теплопроводностью (0,017 Вт/(м·К)). К фольге были припаяны два токоподводящих контакта. Также к поверхности фольги приклеивалась термопара для фиксации температуры поверхности. Для возбуждения флуоресценции использовался неколлимированный пучок от синего светодиода (спектральная полоса излучения 450- 470 нм) мощностью 3 Вт с расстояния в 5 см. При этом интенсивность флуоресценции снижается с ростом температуры поверхности.

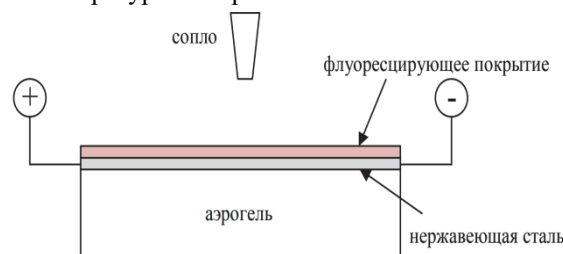


Рис.1. Схема эксперимента

Тестовые эксперименты позволили определить зависимость интенсивности флуоресценции покрытия от температуры и концентрации родамина в лаке.

В экспериментах использовались осесимметричные сопла диаметром 1 мм и 300 мкм. Диапазон расстояний от сопла до пластины составлял 2-15 калибров сопла.

Определены коэффициенты теплоотдачи при натекании дозвуковых мини- и микроструй на нагреваемую.

*Работа поддержана РНФ (грант № 17-19-01157).*

УДК 536.24

## СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ОБТЕКАНИИ КУБА

Богатко Т.В.<sup>1</sup>, Терехов В.В.<sup>1</sup>, Кошин А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Томский государственный архитектурно-строительный университет (ТГАСУ),  
630073, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

Интерес к проблеме теплообмена плохообтекаемых тел возник давно в связи с обширными практическими приложениями [1-4]. Наиболее важными из них являются аэродинамика зданий и сооружений архитектуры, а также большое число элементов строительных конструкций в момент их возведения, солнечные коллекторы и др. Новый импульс развитие исследований в этом направлении получило при решении проблем охлаждения микроэлектроники и особенно суперкомпьютеров. Как правило, конструкция подобных устройств представляет собой матричную систему параллелепипедов (чипов), расположенных в определенном порядке на плоской поверхности (плате). Данные препятствия являются достаточно крупными и не могут рассматриваться как элементы шероховатой поверхности, поэтому для анализа аэродинамики и теплообмена таких сложных систем весьма полезными будут данные об обтекании одиночных трехмерных преград.

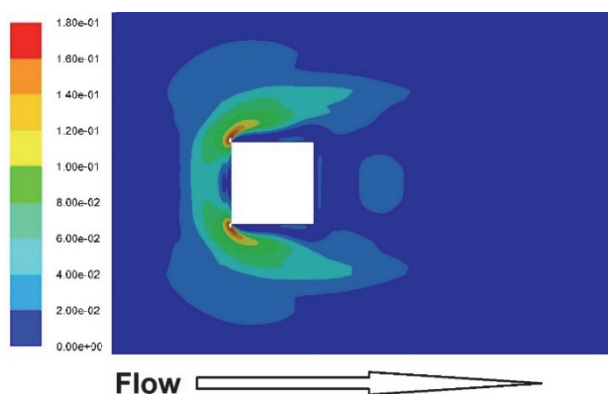


Рисунок 1 - Касательное напряжение на стенке канала в области обтекания куба.

Обтекание куба потоком воздуха имеет ряд особенностей. Наличие пространственных отрывных зон, подковообразных вихрей, формирующихся в области сопряжения куба с плоскостью, создают сильные неравномерности в распределении коэффициентов теплоотдачи как по периметру куба, так и по высоте. Выявление и описание зон с повышенной теплоотдачей является важным элементом прогнозирования теплового состояния различных конструкций, поэтому исследование локальной теплоотдачи является необходимым этапом моделирования тепловых потерь от изделий сложной формы.

В данной работе представлены результаты численного исследования конвективного теплообмена от одиночного куба, расположенного на плоской поверхности перпендикулярно набегающему потоку. Числа

Рейнольдса, рассчитанные по высоте куба и средне-расходной скорости равнялись  $Re=4200$  и  $46400$ . Численное моделирование было выполнено методами RANS и LES. Рабочая жидкость – воздух. Тепловые условия на плоской поверхности и на гранях куба – постоянный тепловой поток.

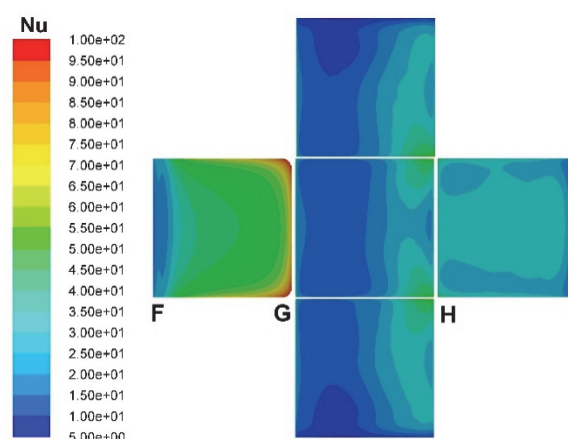


Рисунок 2 - Поле распределения локального числа  $Nu$  на поверхности куба.

Наглядно показана трёхмерная картина структуры подковообразного вихря вокруг куба. Выявлены области с максимальными нагрузками давления на поверхность куба. Основное внимание в работе уделяется особенностям теплоотдачи при обтекании куба турбулентным потоком. Показаны участки на поверхности куба, где происходит наиболее эффективная теплоотдача, а также низкоэффективные застойные зоны с малой скоростью движения жидкости и высокими температурами. Полученные данные по аэродинамике и теплообмену были сопоставлены с экспериментальными данными других авторов.

### Список литературы:

1. Hajime Nakamura, Tamotsu Igarashi, Takayuki Tsutsui. Local heat transfer around a wall-mounted cube in the turbulent boundary layer // Int Journal of Heat and Mass Transfer 44 (2001) 3385 – 3395.
2. Терехов В.И., Гныря А.И., Коробков С.В. Вихревая картина турбулентного обтекания и теплообмен одиночного куба на плоской поверхности при различных углах атаки // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 4. С. 521–533.
3. Md. Naimul Haque, Hiroshi Katsuchi, Hitoshi Yamada, Mayuko Nishio. Investigation of flow fields around rectangular cylinder under turbulent flow by LES// Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 2014, Vol. 8, No. 3, pp. 396–406.
4. Mohammad Saeedi, Bing-Chen Wang. Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow Around a Finite-Height Wall-Mounted Square Cylinder Within a Thin Boundary Layer // Flow, Turbulence and Combustion, 2016, Vol 97, No 2, pp. 513–538.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-17-117030310010-9).



УДК 551.511.61

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПАДА ВИХРЕВОГО ЯДРА В СТРУЕ, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СОПЛА

Борыняк К.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В данной работе методом крупных вихрей была смоделирована струя, вытекающая из вращающегося сопла. Задача была разбита на две части: расчет вращающейся трубы с ханикомбом для генерации входных условий с использованием динамической сетки и расчет вращающегося сопла с использованием выходных сечений из первой задачи в качестве начальных условий. Вращение трубы в первой задаче соответствует вращению сопла во второй. Число Рейнольдса составляло  $10^4$ . Степень закрутки рассчитывалась по формуле:

$$S = \frac{2K_\theta}{M_y d} = \frac{\omega R}{2V_x}$$

и задавалась в диапазоне от 0 до 0.63.

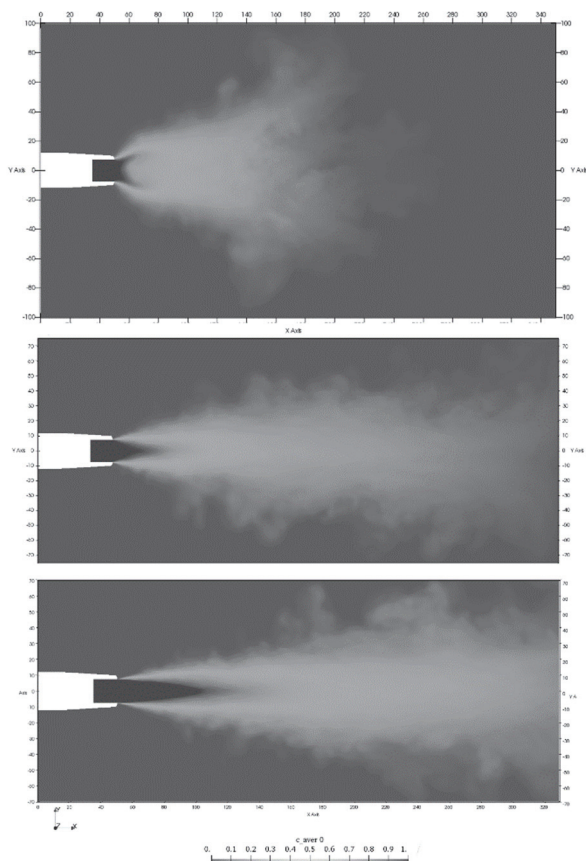


Рисунок 1 Средние поля концентрации для закруток 0.63 (сверху), 0.3 (в центре), 0.15 (снизу)

Всего было проведено 6 расчетов с числами закруток: 0, 0.15, 0.225, 0.3, 0.46, 0.63. Для каждого расчета были получены: мгновенные и средние распределения поля скорости и распределения пассивной примеси, профили продольной и азимутальной компонент скорости на срезе сопла, а также осевые профили скорости, были собраны статистические данные.

Закрутка была организована вращением сопла. Для математического моделирования был использован развиваемый в ИТ СО РАН LES-солвер с динамической моделью Смагоринского, основанный на библиотеке OpenFoam.

При рассмотрении средних полей концентрации (рисунок 1), видно, что с увеличением закрутки происходит интенсификация турбулентного перемешивания. Для сильной закрутки (рисунок 1, сверху) наблюдается распад вихревого ядра, приводящий к перестройке течения. Для данных условий аналогичное поведение потока наблюдалось в эксперименте [1].

В случае сильной закрутки струи ( $S = 0.6$ ) наблюдается образование центральной зоны рециркуляции вблизи сопла, где образуются спиральные вихри, проходящие в слое смешения, существенно интенсифицирующие турбулентную диффузию примеси. В сильно закрученной струе возникают нестационарные пульсации скорости, вследствие прецессии вихревого ядра, которые способствуют перемешиванию жидкости/газа в зоне рециркуляции и струей, поступающей из сопла.

### Список литературы:

1. Alekseenko, S. V., Bilsky, A. V., Dulin, V. M., Ilyushin, B. B., & Markovich, D. M. (2005). Non-intrusive determination of turbulent energy balance in free and confined jet flows. In TSFP DIGITAL LIBRARY ONLINE. Begel House Inc.

УДК 504.35

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ ВБЛИЗИ ПЛОХООБТЕКАЕМОГО ТЕЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЙ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Вальгер С.А.<sup>1,2</sup>, Федорова Н.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

Предсказание переноса вредных примесей в приземном слое атмосферы городской среды остается сложной задачей, требующей развития и решения с применением современных исследовательских подходов. Ключевые вопросы такого анализа обусловлены сложным взаимодействием атмосферного турбулентного течения и локальных течений, структура которых формируется при обтекании препятствий в виде городской застройки. В зависимости от источника загрязнения и механизмов его взаимодействия с внешним потоком воздуха, в приземном атмосферном течении возникают явления, отличающиеся по временному и пространственному масштабу, а также пространственному расположению относительно застройки. В работах [1,2] авторы проводили численные исследования течения воздуха в окрестности плохообтекаемого тела, имитирующего здание, с использованием 3D осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных двухпараметрическими моделями турбулентности  $k-\epsilon$ ,  $k-\omega$ ,  $k-\omega$  SST. По результатам сравнения с экспериментальными данными [3] было показано, что RANS/URANS модели не дают удовлетворительного количественного совпадения с экспериментом по турбулентным параметрам рециркуляционной зоны, формирующейся за телом и, соответственно, определяющей характер переноса и перемешивания примеси в этой области.

В настоящей работе проведено численное моделирование в рамках вихререшающего подхода к моделированию турбулентности для задачи, экспериментально исследованной в [4]. Схема расчетной области представлена на рис. 1. Численное моделирование выполнено на основе решения 3D полных нестационарных уравнений Навье-Стокса для слабосжимаемого многокомпонентного газа (воздух-этилен). Для моделирования турбулентных эффектов в потоке выбран подход DES, представляющий собой комбинацию вихререшающей модели LES для предсказания параметров энергонесущих вихрей в потоке и двухпараметрической модели URANS  $k-\epsilon$  для разрешения пристеночной области пограничного слоя. Задача решена в симметричной постановке относительно центрального продольного сечения. Для расчетов использован CFD решатель ANSYS Fluent 19.2.

По результатам численного моделирования выполнено качественное описание структуры течения в окрестности тела и количественное описание вихревых структур в рециркуляционных зонах вблизи здания. Проведено сравнение с данными расчетов, выполненных на основе RANS/URANS подходов.

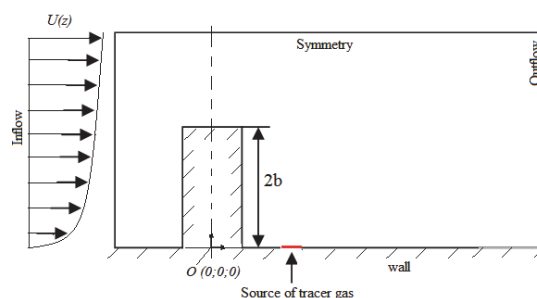


Рис. 1. Схема расчетной области в разрезе

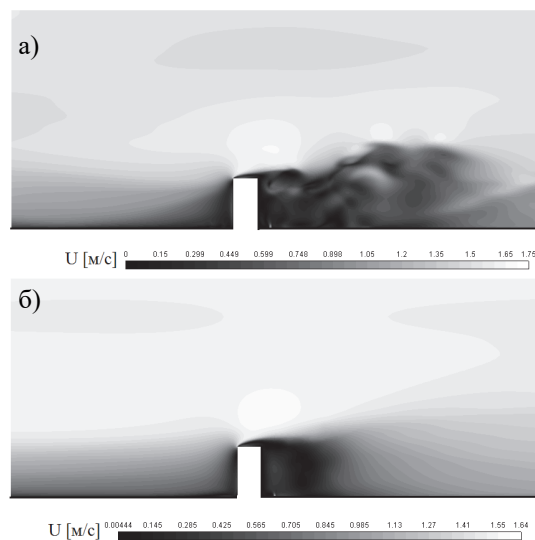


Рис. 2. Мгновенное поле модуля скорости на момент времени  $t=4.12$  сек (а) и осредненное по времени поле скорости (б) в плоскости симметрии  $y=0$  м

### Список литературы:

1. Valger S., Fedorova N., Fedorov A. Structure Of Turbulent Separated Flow In The Neighborhood Of A Plate-mounted Prism Of Square Section // Thermophysics and Aeromechanics. 2015. Vol. 22. P. 29–41.
2. Valger S., Fedorova N. Numerical Simulation Of Multicomponent Gas Flow In Vicinity Of Bluff Body Within Non-isothermal Boundary Layer // Proceedings of 19th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, ICMAR 2018. 2018. Vol. 2027. No. 040043. P. 1–9.
3. Comparison of various  $k-\epsilon$  models and DSM applied to flow around a high-rise building – Report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment / Mochida, A., Tominaga, Y., Murakami, S., Yoshie, R., Ishihara, T., Ooka, R.. Wind and Structures, An International Journal, 2002. P. 227–244.
4. [http://www.wind.arch.t-kougei.ac.jp/info\\_center/pollution/Non-Isothermal\\_Flow.html](http://www.wind.arch.t-kougei.ac.jp/info_center/pollution/Non-Isothermal_Flow.html)

УДК 621.0

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРОПРИЕМНОГО ДЫРЧАТОГО ЛИСТА ПАРОГЕНЕРАТОРА ПГВ-1000МКО С ПРИМЕНЕНИЕМ CFD

Волков В.Ю., Голибродо Л.А., Крутиков А.А., Кудрявцев О.В.,  
Надинский Ю.Н., Скибин А.П., Сотсков В.В.

ОКБ «Гидропресс»

142103, Россия, Московская область, г. Подольск, ул. Орджоникидзе, 21

В реакторной установке ВВЭР-ТОИ применена новая компоновка реакторного отделения АЭС, в рамках которой предусматривается отвод пара из парогенератора (ПГ) через один патрубок. В остальном конструкция горизонтального парогенератора ПГВ-1000МКО (см. рис. 1), разработанного в рамках проекта ВВЭР-ТОИ, схожа с конструкцией парогенератора ПГВ-1000МКП (см. рис. 2) проекта АЭС-2006 и с конструкцией парогенератора серийной реакторной установки ВВЭР-1000.

Переход к одному патрубку отвода пара приводит к формированию неравномерного поля скорости в сепарационном объеме, между зеркалом испарения и пароприемными дырчатыми листами (ППДЛ). Неравномерное поле скорости обусловлено движением пара по пути наименьшего сопротивления от зеркала испарения к паропроводу, и может привести к сверхнормативному уносу влаги из ПГ, при соблюдении остальных эксплуатационных параметров.

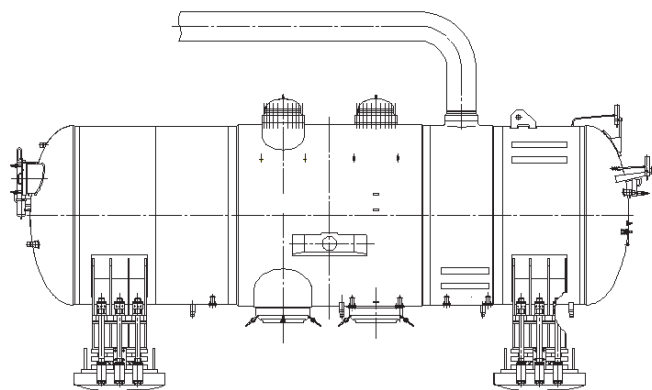


Рис. 1. Схема парогенератора ПГВ-1000МКО РУ ВВЭР-ТОИ

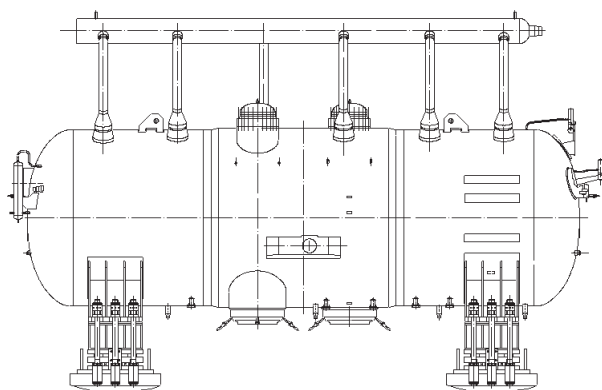


Рис. 2. Схема парогенератора ПГВ-1000МКП РУ АЭС-2006.

*Для обеспечения сепарационных характеристик горизонтального парогенератора с одним паровым патрубком необходимо сформировать равномерное поле вертикальной составляющей вектора скорости пара в сепарационном объеме ПГ. С этой целью было предложено создать неравномерное сопротивление на пути движения пара от зеркала испарения в паропровод, применяя неравномерную степень перфорации ППДЛ.*

Для проведения расчетного исследования были разработаны CFD модели парового объема ПГВ-1000МКО и ПГ с десятью паровыми патрубками, а также проведен комплекс верификационных и валидационных расчетов. По результатам сопоставления сепарационных характеристик рассматриваемых конструкций была обоснована необходимость введения неравномерной степени перфорации в ППДЛ пароприемного устройства ПГВ-1000МКО.

Для определения степени перфорации ППДЛ была проведен комплекс оптимизационных расчетов, в рамках которого сепарационные характеристики пароприемного устройства с одним паровым патрубком (ПГВ-1000МКО), состоящего из более чем 50 перфорированных листов, последовательно изменялись и сопоставлялись к характеристикам пароприемного устройства с десятью паровыми патрубками (ПГ референтной конструкции).

При проведении расчетного исследования дополнительно было наложено два условия: для обеспечения сепарационных характеристик вертикальная составляющая вектора скорости пара в сепарационном объеме ограничена величиной - 0,7 м/с, потери давления в паровом тракте ограничены проектной величиной.

С использованием разработанной CFD модели оптимизированного варианта пароприемного устройства ПГВ-1000МКО выполнен анализ влияния на его сепарационные характеристики следующих факторов: положение зеркала испарения, профиль паровой нагрузки и значения (допусков) размеров ответственных элементов конструкции.

Сравнение оптимизированного варианта конструкции пароприемного устройства ПГВ-1000МКО с референтной конструкцией с распределенным отводом пара и показано, что их сепарационные характеристики практически совпадают, а потери полного давления в паровом объеме ПГВ-1000МКО снижены более чем в 2,5 раза.

## ОБТЕКАНИЕ ПАРНЫХ СИММЕТРИЧНЫХ КАВЕРН ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Гольцман А.Е., Саушин И.И.

Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ КазНЦ РАН,  
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Течение в парных кавернах встречается во многих технических и органических системах. Например, в газотурбинных камерах сгорания, автомобильных глушителях, высокопроизводительных прямооточных камерах сгорания, в канализационных системах (отстойник резервуара для хранения), кровеносные, дыхательные и слуховые системы живых организмов. Внезапное расширение с последующим внезапным сужением приводит к чрезвычайно сложной и неустойчивой и мало изученной на сегодняшний день гидродинамике потока. Двумерные течения в симметричных каналах с внезапным расширением являются типичным примером негомогенности течения в продольном направлении. Для таких течений нельзя применить классические теории устойчивости гомогенных течений, поэтому в подавляющем большинстве случаев используют экспериментальные или численные методы исследований [1].

В постановке задачи о плоскопараллельном течении газа в парных симметричных кавернах используется семь параметров, рисунок 1: длина каверны  $L$  (м), высота каверны  $H$  (м), высота канала перед и после каверн  $D$  (м), среднерасходная скорость потока в канале перед кавернами  $U$  ( $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ), касательное напряжение на стенке  $\tau$  ( $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ ), плотность газа  $\rho$  ( $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$ ), динамическая вязкость газа  $\mu$  ( $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ). Согласно теории размерности [2], данную задачу можно описать пятью безразмерными комплексами:  $H/D$ ,  $L/H$ ,  $D/H$ ,  $\text{Re}D$ ,  $\text{C}_f$ .

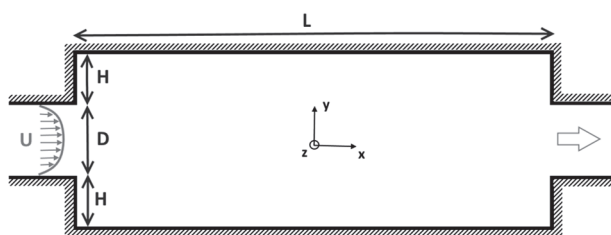


Рис. 1. Геометрия канала с парными симметричными кавернами.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований о режимах турбулентного течения газа в диапазоне  $1400 < \text{Re}_L < 46000$  в парных симметричных кавернах конечной длины.

В экспериментах варьировались длина каверны  $35 < L < 210$  мм и среднерасходная скорость  $0.7 < U < 12$  м/с в канале перед кавернами. Измерительный участок представлял собой прямоугольный канал  $115 \times 150$  мм<sup>2</sup> длиной 1,3 м и гладкий вход со степенью поджатия 6,2:1 в двух плоскостях. Внутри канала были установлены вставки высотой  $D=35$  мм и шириной  $S=150$  мм. Вставки длиной 1000 мм были расположены сразу после входного сечения в прямоугольный канал и были жестко закреплены. Вставки длиной по 300 мм были расположены на расстоянии  $L$  от вставок длиной 1000

мм и были подвижными в продольном направлении, что позволяло регулировать длину каверны  $L$ .

Стабильный расход воздуха ниже по потоку от измерительного участка обеспечивался набором из десяти критических сопел с расходом от 1 до 128 м<sup>3</sup>/ч [3] и ресивером объемом 1,99 м<sup>3</sup>, установленным выше по потоку. Относительная погрешность расхода, обеспечиваемая каждым соплом на критических режимах работы, не превышала 0,25%. Компрессор обеспечивал критический перепад давления для сопел при скорости потока до 1000 м<sup>3</sup>/ч, тем самым обеспечивая максимальную скорость в канале установки порядка 16 м/с.

Воздушно-аэрозольная смесь (жидкость со средней плотностью дыма и средним размером частиц  $0,1 < d < 5$  мкм) с помощью генератора аэрозоля подавалась на вход канала. Область измерения подсвечивалась непрерывным диодным твердотельным лазером. Картина течения в плоскости симметрии канала на расстоянии 1000 мм от входа регистрировалась с помощью монохромной высокоскоростной видеокамеры с разным разрешением кадра от  $180 \times 600$  пикселей при длине каверны  $L=35$  мм до  $1005 \times 600$  пикселей при  $L=210$  мм (коэффициент масштабирования 0,2 мм/пикс). Измерения полей скорости выполнялись с использованием оптического метода SIV (Smoke Image Velocimetry) [4].

Для широкого диапазона чисел динамического подобия оценены величины коэффициентов гидравлического сопротивления участка с каверной и относительного массообмена потока с полостью каверны, на основе чего выделены и описаны характерные режимы обтекания парных симметричных каверн турбулентным потоком газа, составлена карта режимов. Полученные в работе результаты могут быть использованы для разработки простых, но эффективных моделей для контроля и изучения гидродинамических и теплофизических процессов в течениях подобного рода.

### Список литературы:

1. Kantoush, S. A., De Cesare, G., Boillat, J. L., & Schleiss, A. J. (2008b). Flow field investigation in a rectangular shallow reservoir using UVP, LSPIV and numerical modelling. *Flow measurement and Instrumentation*, 19(3–4), 139–144.
2. Langhaar, H.L. (1951) *Dimensional analysis and theory of models*. John Wiley & Sons, New York, pp. 38.
3. ISO 9300 2005 *Measurement of Gas Flow by Means of Critical Flow Venturi Nozzles*, 2nd edition (International Standards Organization), pp. 47.
4. Mikheev, N. I., Goltzman, A. E., Saushin, I. I., & Dushina, O. A. (2017). Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry. *Experiments in fluids*, 58(8), 97.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (№ 18-71-00064)*

УДК 08-201, 08-105

## ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В ПРОЗРАЧНОМ ЗАВИХРИТЕЛЕ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ РАНКА-ХИЛША КВАДРАТНОГО СЕЧЕНИЯ

Гордиенко М.Р.<sup>1,2</sup>, Кабардин И.К.<sup>1</sup>, Правдина М.Х.<sup>1</sup>, Полякова В.И.<sup>1</sup>, Яворский Н.И.<sup>1</sup>, Куликов Д.В.

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Работа посвящена экспериментальному исследованию вихревого эффекта в трубке Ранка-Хилша бесконтактными методами. На этом пути достигнуты определенные успехи и в последнее время обозначены тенденции развития. В [1] методами Гильберт-оптики впервые визуализирована крупномасштабная вихревая структура в поле оптической фазовой плотности, представляющая собой двойную спираль. В [2] представлена диагностика этой структуры с помощью сканирования плоскости центрального продольного сечения потока методом лазерной доплеровской анемометрии при задымлении потока. В упомянутых работах для удобства оптической диагностики по всей длине рабочего участка использована «труба» с квадратным сечением, в которой энергоразделение проявляется вполне отчетливо, хотя и более слабо, чем в круглой трубе [3].

В работе использована вихревая труба, исследованная в [3], которая состоит из завихрителя с вихревой камерой, рабочего канала с квадратным сечением, радиального диффузора в качестве дросселя на горячем выходе и диафрагмы на холодном. Между дисками радиального диффузора на горячем выходе устанавливается зазор, регулирующий соотношение расходов в «холодный» и «горячий» выходы. Воздух в трубу поступал через вихревую камеру с двухщелевым направляющим аппаратом и двумя торцевыми выходами диаметром 34 и 10 мм (рис 1.). Внутренний диаметр направляющего аппарата составлял 70 мм. Для оптической диагностики завихритель оснащен оптическими окнами (рис. 2).

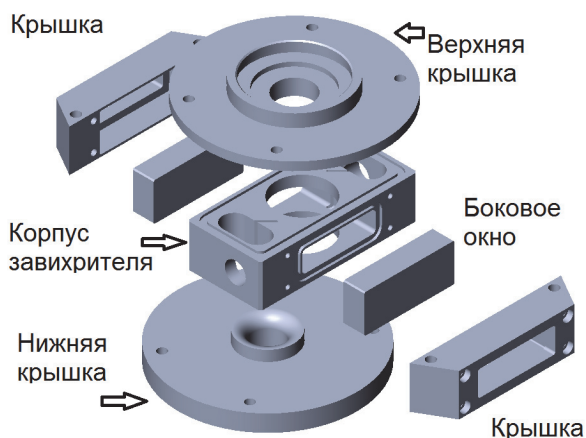


Рис. 1. 3D модель завихрителя с прозрачными окнами.

Экспериментальное исследование скорости потока в трубке Ранка-Хилша проведено методом лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА [2]). Измери-

тель ЛДА-056 позволяет измерить две проекции вектора скорости в диапазоне 0.001-400 м/с с погрешностью, не превышающей 0.5 %. Поле скорости при использовании ЛДА получается поточечным сканированием потока.

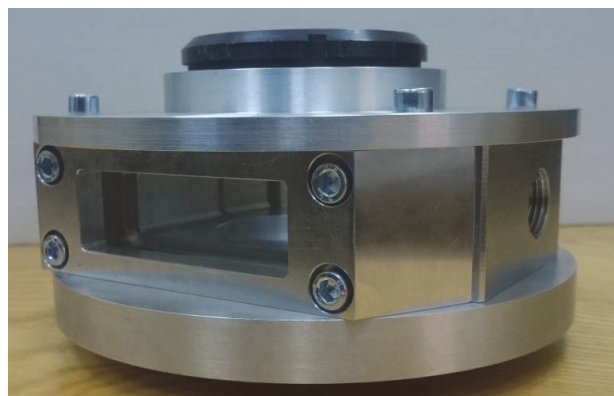


Рис. 2. Фотография прозрачного завихрителя.

На основе измерений методом лазерной доплеровской анемометрии получены новые экспериментальные данные о структуре вихревого потока в вихревой трубке Ранка-Хилша. Проведены детальные измерения кинематических параметров потока при  $m=0.25-0.8$ . Представлена экспериментальная база данных для верификации численных расчетов. Проведено сравнение экспериментальных данных с данными представленными ранее [4].

### Список литературы:

1. Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И. Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. 1997. Том 23, № 23. С. 8 – 90.
2. Дубнищев Ю.Н., Меледин В.Г., Павлов В.А., Яворский Н.И. Исследование структуры течения и энергоразделения в вихревой трубке квадратного сечения // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Том 10, № 4. С. 587–598
3. I. K. Kabardin, V. G. Meledin, N. I. Yavorsky, V. A. Pavlov, M. Kh. Pravdina, D. V. Kulikov, V. I. Polyakova. Comparing Ranque tubes of circular and square cross section // MATEC Web of Conferences 115, 02022 (2017).
4. I. K. Kabardin, M. Kh. Pravdina, V. I. Polyakova, N. I. Yavorsky, V. A. Pavlov, M. R. Gordienko The subsonic velocity blocking effect for an aerodynamic vortex chamber // Journal of Physics: Conf. Series 1105.2018, P. 012006; doi: 10.1088/1742-6596/1105/1/012006; 2-s2.0-85058218096

*Экспериментальное исследование кинематических свойств потока выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А18-118051690120-2), исследование характеристик внутри завихрителя выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 18-31-20036).*

УДК 536.2

## ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ОТРЫВЕ ПОТОКА В КАНАЛЕ

Давлетшин И.А.<sup>1,2</sup>, Михеев Н.И.<sup>1</sup>, Шакиров Р.Р.<sup>1</sup>, Паерелий А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, 420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Отрыв потока в каналах сложной геометрии является довольно распространенным явлением. Вместе с тем умышленный отрыв потока широко используется для интенсификации теплоотдачи. В настоящее время имеется большое количество исследований по определению влияния различных характеристик отрывного течения на процесс теплообмена [1-4]. Однако чрезвычайная сложность таких течений не позволяет пока выйти на универсальные взаимосвязи в этой области.

В работе представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи в канале прямоугольного сечения высотой  $H$  (55; 73; 115 мм) шириной 150 мм и длиной 0,6 м с плавным входом (см. рис. 1). На одной или двух противоположных стенках был установлен поперечный выступ на всю ширину канала из алюминия высотой  $h$  (9,5; 20; 29 мм) и разной толщины ( $\leq h$ ). Выступ располагался на расстоянии 30 мм от входного сечения канала. Входная часть одной стенки представлял собой участок длиной 455 мм для измерений теплоотдачи.

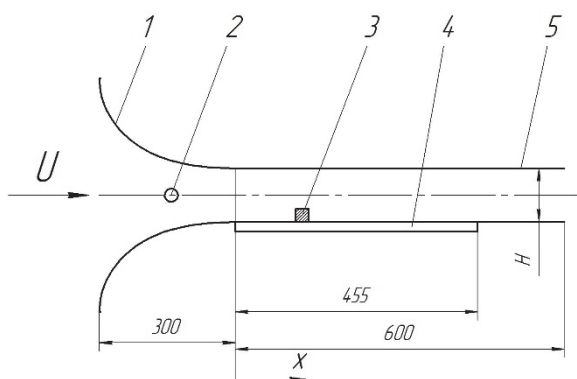


Рис. 1. Рабочий участок: 1 – плавный вход; 2 – термометр; 3 – выступ; 4 – теплообменная стенка; 5 – канал.

Процесс теплообмена между стенкой и потоком воздуха был организован путем нагрева измерительного участка стенки постоянным электрическим током. Для этой цели в качестве стенки использовалась печатная плата с медными дорожками. Одновременно эти дорожки являлись термометрами сопротивления, по которым определялись локальные значения температуры стенки. Далее по значениям тепловыделений и разности температур стенки и потока определялось распределение коэффициента теплоотдачи по длине канала.

Исследование проводилось в следующих диапазонах режимных параметров: скорость потока над выступом  $U=(1,8 - 28,5)$  м/с, число Рейнольдса  $Re_h=Uh/\nu=(1,2 - 55,1)\cdot 10^3$ . Таким образом, режим течения в отрывной области почти во всем диапазоне скоростей являлся турбулентным ( $Re_h > 4\cdot 10^3$ ) [1].

Исследования проводились при различных сочетаниях размеров выступа и канала. Были получены распределения коэффициента теплоотдачи в отрывной области, определена координата точки максимума теплоотдачи -  $X_R$  (рис. 2).

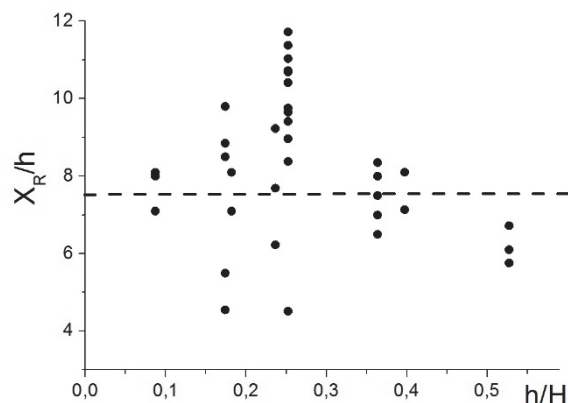


Рис. 2. Положение точки максимума теплоотдачи за выступом в канале.

Полученные данные в целом хорошо согласуются с имеющимися представлениями о теплоотдаче в отрывной области [1]. Оказалось, что положение точки максимума теплоотдачи заметным образом зависит от числа  $Re=UX_R/\nu$ , степени загромождения проходного сечения канала и геометрии выступа. При соотношении высот выступа и канала  $h/H \sim 0,25$  наблюдались экстремально большие и экстремально малые значения координаты максимума теплоотдачи в зависимости от  $Re$  и ширины выступа (рис. 2). Данный факт, по-видимому, может быть связан с влиянием поджата сечения основного потока на положение точки присоединения потока (максимума теплоотдачи).

### Список литературы:

1. Терехов В.И., Богатко Т.В., Дьяченко А.Ю., Смутьский Я.И., Ярыгина Н.И. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках. Монография под ред. В.И. Терехова. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. – 247 С.
2. Леонтьев А.И., Ивин В.И., Грехов Л.В. Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // Инженерно-физический журнал. – 1984. – Т.47, № 4. – С. 543–550.
3. Moon M. A., Park M. J., Kim K. Y. Evaluation of heat transfer performances of various rib shapes // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Т. 71. – P. 275–284.
4. Davletshin I. A., Mikheev N. I. Flow structure and heat transfer during the separation of a pulsating flow // High Temperature. – 2012. Т. 50. №. 3. P. 412–419.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 19-08-00421.

УДК 536.24

## ВЛИЯНИЕ БОКОВЫХ И ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СТЕНОК НА СТРУКТУРУ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ

Бердников В.С., Митин К.А., Данилов Н.И.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Термогравитационная конвекция [1] в горизонтальном слое жидкости, равномерно подогреваемом снизу, является одним из канонических объектов, интенсивно изучаемых вследствие своих многочисленных теоретических и практических приложений. Многие технологические и технические процессы, такие как рост кристаллов и эпитаксиальных пленок, солнечные коллекторы и тепловой режим в помещениях во многом зависят именно от этого типа свободной конвекции. Разномасштабные природные конвективные явления, такие как теплообмен на границе раздела океана и атмосферы, в пограничном слое и в облачных системах атмосферы, в мантии Земли и в фотосфере Солнца имеют физическую природу и пространственную форму, аналогичную наблюдаемой в горизонтальных слоях, подогреваемых снизу.

Вопрос о влиянии боковых стенок и ограниченности слоя обсуждался, в основном, как вопрос о факторе, усложняющем идеализированную постановку задачи об устойчивости механического равновесия, и только в последнее время стало исследоваться влияние стенок на структуру конечно-амплитудной конвекции и на процессы её установления. Влияние ограниченности слоя на структуру конвективного течения и границы её устойчивости для надкритических течений изучено достаточно слабо.

В основном теоретические работы опираются на систему уравнений в приближении Буссинеска. Система уравнений свободной конвекции:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\nabla p' + \mu \Delta \vec{V} + \rho_0 \beta T' \vec{g}$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \vec{V} \nabla T' = a \Delta T'$$

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0$$

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta T'), \quad \rho_0 = \rho(\bar{T})$$

Дана двумерная задача конвективного теплообмена в ограниченных фрагментах горизонтального слоя жидкости (этиловый спирт, гептадекан), равномерно подогреваемого снизу. Горизонтальные границы изотермические нагретые до разных температур. Задана толщина боковых жестких стенок конечной теплопроводности (оргстекло), а также толщина горизонтальной (зеркальное стекло). Относительные размеры расчетной области  $2 \leq L/H \leq 10$ .  $H$  – высота

слоя жидкости,  $L$  – горизонтальный размер. Расчеты выполнены при значениях чисел Прандтля  $Pr = 16$  и  $45,6$  в диапазонах чисел Рэлея  $1000 \leq Ra \leq 90000$ . Учен сопряженный теплообмен со стенками.

В данной работе численно моделировалась Рэлей-Бенаровская [2] конвекция в прямоугольных полостях различного относительного размера с идеально проводящими границами (то есть при граничных условиях первого рода), а также в случае со стеклянными верхней и боковыми стенками. В последнем случае задачи решались в сопряженной постановке.

Решение сопряженных задач связано с нахождением полей  $T$  по обе стороны границы раздела. В общем случае условия сопряженности:

$$\lambda_1 \left( -\frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_{\Gamma} = \lambda_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial n} \right)_{\Gamma}$$

$$T_1(x_{\Gamma}, y_{\Gamma}, z_{\Gamma}, t) = T_2(x_{\Gamma}, y_{\Gamma}, z_{\Gamma}, t)$$

Исследовались поля температуры в слое жидкости и верхней и боковых стенках. Использовался численный алгоритм [3], позволяющий изучить структуру конвективного течения, а также её эволюцию с ростом чисел Рэлея при различных размерах исследуемой области. Кроме того, производились расчеты полей скорости в конвективных ячейках, получены профили горизонтальной и вертикальной компонент скорости, а также локальные тепловые характеристики.

Влияние боковых и верхних стенок даже относительно небольшой толщины вносит существенные изменения в характеристики течения жидкости, в распределение температурного поля и изолинии функции вихря. В отличие от идеально проводящей тепло нижней границы верхняя граница становится существенно неизотермической даже при относительно небольших значениях числа  $Ra$ . Возникает неоднородность [4] температуры в плоскости стенки на границе раздела с жидкостью.

### Список литературы:

1. В.И. Полежаев. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса / М.: Наука, 1987.
2. А.В. Гетлинг. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика / М.: Эдиториал УРСС, 1999, 248 стр.
3. О. Зенкевич, К. Морган. Конечные элементы и аппроксимация / М.: Мир, 1986, 318 стр.
4. Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий, А.А. Непомнящий. Устойчивость конвективных течений / М.: Наука, 1989, 320 стр.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА МЕТОДОМ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ

Дауэнгауэр Е.И.<sup>1,2</sup>, Мулладжанов Р.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Струйный осциллятор генерирует осциллирующее течение, которое может быть использовано в широком спектре промышленных приложений. Аналогичные устройства исследуются уже достаточно давно как в СССР/России [1], так и зарубежом [2]. Однако, недавно это устройство стало объектом интенсивных исследований как в качестве управляющего элемента, что позволило влиять на такие свойства потока как сопротивление и динамика отрывной зоны, так и для интенсификации процессов перемешивания. И хотя об актуаторах подобного типа уже известно достаточно много [3,4], интенсивное развитие и текущее состояние вычислительной техники позволяют детально исследовать выбранный объект.

В данной работе численно исследуются гидродинамические свойства струйного осциллятора, геометрия и размеры которого взяты согласно экспериментальной работе [4], в диапазоне значений Рейнольдса от  $3 \times 10^3$  до  $30 \times 10^3$ . Все расчеты проводятся в рамках метода крупных вихрей (Large eddy simulation, LES) при помощи вычислительного кода Nek5000 [5], основанного на методе спектральных элементов (Spectral element method, SEM), для замыкания уравнений Навье–Стокса используется динамическая модель Смагоринского, основанная на гипотезе турбулентной вязкости. Используя для грубой сетки около  $37 \times 10^3$  спектральных элементов с порядком базисных полиномов  $N = 10$ , что соответствует  $37 \times 10^6$  вычислительных узлов сетки, мы исследуем свойства осциллирующей струи.

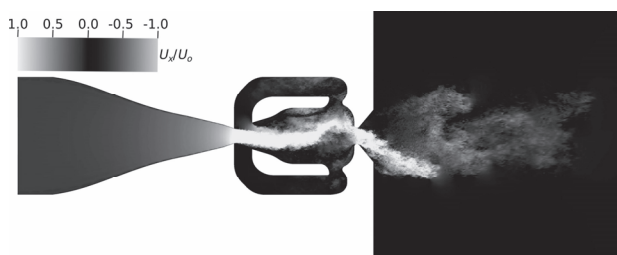


Рис. 1. Поле мгновенной продольной скорости в среднем сечении вычислительной области для  $Re = 30 \times 10^3$ .

На рис. 1 приведены некоторые предварительные результаты, демонстрирующие выход струи из сопла с крупномасштабными поперечными колебаниями. Подобная динамика является результатом эффекта Коанда, т.е. состояния бистабильности внутреннего течения. Неустойчивость начинается с любого небольшого возмущения, вызывающего несимметричную разность давлений в основной части осциллятора. Следовательно, часть потока движется обратно к входу устройства, где отталкивает основной поток. Затем процесс повторяется на другой стороне устройства, что приводит к некоторой глобальной нестабильности с автоколебаниями. Предварительные результаты дают отличное согласие с экспериментом [2] для частоты колебаний, которая линейно растет с увеличением числа Рейнольдса. В полной работе будут получены осредненные характеристики течения, проанализированы типичные частоты осцилляций, проведено условное осреднение, получены данные для баланса турбулентной кинетической энергии.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 18-38-20167, вычислительные алгоритмы модифицированы в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Авторы благодарны Сибирскому суперкомпьютерному центру, межведомственному суперкомпьютерному центру РАН и информационному вычислительному центру НГУ за предоставленные вычислительные ресурсы.

### Список литературы:

1. Чудаков А.Д. Цифровые устройства пневмоавтоматики // М.: Энергия. – 1971.
2. Viets H. Flip-flop jet nozzle // AIAA journal. – 1975. – Т. 13. – №. 10. – С. 1375–1379.
3. Cattafesta III L. N., Sheplak M. Actuators for active flow control // Annual Review of Fluid Mechanics. – 2011. – Т. 43. – С. 247–272.
4. Ostermann F. et al. Properties of a sweeping jet emitted from a fluidic oscillator // Journal of Fluid Mechanics. – 2018. – Т. 857. – С. 216–238.
5. Fischer P. et al. Nek5000: Open source spectral element CFD solver // Argonne National Laboratory, Mathematics and Computer Science Division, Argonne, IL, see <https://nek5000.mcs.anl.gov/index.php/MainPage>. – 2008.



УДК 532.542.4+532.574.7+532.582.31

## ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЙ СТЕПЕНИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА НА БЛИЖНИЙ СЛЕД ОБТЕКАЕМОГО ЦИЛИНДРА

Добросельский К.Г.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Гидродинамика течений и их взаимодействие с телами различной формы широко представлена в природе, технологиях, различных гидро- и теплотехнических объектах. Несмотря на большое количество работ, исследование особенностей поперечного обтекания круговых цилиндров и их взаимодействие с турбулизированной жидкостью представляет большой интерес.

В данной работе показан способ получения высокой степени турбулентности потока воды (порядка 20%), в условиях ограниченного размера рабочего участка, и сравнительно небольших избыточных давлений. С использованием метода PIV были проведены сравнительные экспериментальные исследования обтекания круглого цилиндра в потоке низкой и высокой степени турбулентности.

Для проведения экспериментальных исследований использовалась гидродинамическая труба замкнутого типа [1]. Уровень турбулентности продольной составляющей скорости в ядре потока свободного канала составлял в среднем  $\epsilon_x \approx 1,8\%$ .

В нашем случае источником повышения турбулентности потока являлся турбулизатор, представляющий собой ячейку двухплоскостной сетки с половинками полуцилиндров, состоящую из горизонтальных и вертикальных вставок шириной 20 мм с радиусом скругления 10 мм высотой 22 мм и 12 мм соответственно, закрепленных на каркасе из нержавеющей стали толщиной 4 мм. Загроможденность потоку по площади поперечного сечения составляла порядка 60%. Был определен эффективный размер ячейки нашего турбулизатора из равенства площадей реальной открытой части и эффективной сетки квадратного сечения. Размер составил  $M \approx 68$  мм. Для расходов потока  $Q \approx 100\text{--}150$  м<sup>3</sup>/ч на расстоянии  $x = 4M$  от турбулизатора в ядре потока степень турбулентности составила  $\epsilon_x \approx 18\text{--}20\%$ .

Цилиндр (центр) устанавливался на расстоянии  $x = 4,55M$  от турбулизатора. На рис. 1 показана схема эксперимента с обтеканием цилиндра в сильно турбулизированном потоке.

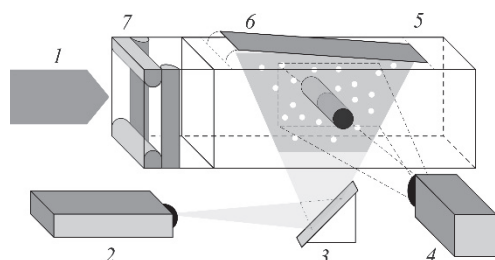


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – поток; 2 – двойной импульсный Nd:YAG лазер; 3 – зеркало; 4 – ПЗС-камера; 5 – рабочий участок; 6 – зеркало; 7 – турбулизатор; белые точки – трассеры.

Рабочей жидкостью служила водопроводная фильтрованная вода. Во всех экспериментах использовались полиамидные трассеры средним размером 50 мкм. Диаметр цилиндра  $d = 26$  мм.

Управление экспериментом и обработка данных осуществлялась с использованием программного пакета «ActualFlow», который предназначен для автоматизации процесса проведения эксперимента, обработки и визуализации данных.

На рис. 2 представлены сравнительные графики средних касательных напряжений для потоков низкой (сплошная линия) и высокой (пунктирная линия) степени турбулентности, обтекающих цилиндр. Здесь  $\tau = -\rho u_x u_y$  – касательное напряжение ( $u_x, u_y$  – соответствующие пульсации продольной  $v_x$  и поперечной  $v_y$  составляющей скорости;  $\rho$  – плотность воды);  $q = \rho u^2/2$  – средний динамический напор набегающего потока ( $u$  – среднерасходная скорость потока). Графики построены после обработки 2000 двойных изображений. Расходы воды были примерно одинаковыми  $Q \approx 115$  м<sup>3</sup>/ч.

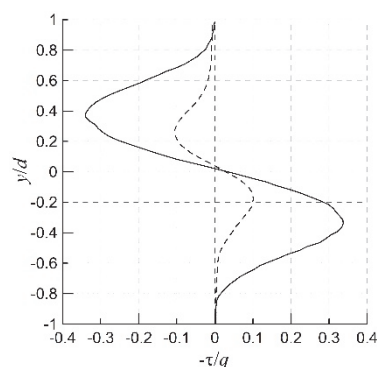


Рис. 2. Относительные касательные напряжения на расстоянии  $x = 1,2d$  от центра цилиндра вниз по потоку: сплошная линия –  $Re \approx 7,6 \cdot 10^4$  (без турбулизатора); пунктирная –  $Re \approx 7,0 \cdot 10^4$  (с турбулизатором).

По графикам можно оценить поперечный размер вихревой зоны ближнего следа за цилиндром, где кривая выходит на ноль: для слаботурбулентного потока –  $1,75d$ ; для сильно турбулентного –  $1,25d$ .

С турбулизатором в потоке длина обратного тока и расстояние между вихрями в ближнем следе цилиндра уменьшились более чем в полтора раза по сравнению с обтеканием слаботурбулентного потока.

### Список литературы:

1. Добросельский К.Г. Методика исследования поперечного обтекания цилиндра в гидродинамической трубе // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Т.8. Вып.4. С. 110–117.

Работа выполнена при финансовой поддержке  
Министерства образования и науки России.

УДК 536.24

## ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ И УГЛА ОРИЕНТАЦИИ ТАБОВ НА ТЕПЛООБМЕН В ОТРЫВНОЙ ОБЛАСТИ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Терехов В.И.<sup>1</sup>, Дьяченко А.Ю.<sup>1</sup>, Жданов В.Л.<sup>2</sup>, Смутьский Я.И.<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАНБ, 220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

Задача изучения тепломассопереноса в отрывных течениях за обратным уступом к настоящему времени стала классической, но интерес к ней не ослабевает в силу недостаточно полной изученности трехмерного поля течения и сложного теплообмена. Важной причиной, стимулирующей развитие данного направления науки, является поиск методов управления теплообменом в отрывных потоках. Среди методов управления отрыва за уступом следует отметить, как наиболее технологически простые, пассивные методы. Эти методы связаны с наличием дополнительных объектов внутри течения: поперечных ребер, генераторов вихрей и др. Двумерные преграды создают двумерную глобальную перестройку потока, в то время как вихрегенераторы (табы) создают менее масштабное в силу своих размеров глобальное изменение, но индуцированные ими продольные вихри существенно влияют на рециркуляционную область за уступом [1]. Влияние высоты, местоположения и шага между ними для табов прямоугольной формы на теплообмен за уступом изучалось в [2]. Настоящая работа является продолжением работы [2], в которой рассматриваются расположенные на краю уступа табы двух видов (прямоугольной и треугольной формы) при различной вариации угла атаки.

Эксперименты проводились в канале длиной 1 м с прямоугольным сечением размером  $20 \times 150$  мм. На расстоянии 600 мм от входа в канал находился обратный уступ с постоянной высотой  $H = 10$  мм. На нижней стенке канала за обратным уступом размещались тепловой участок длиной 400 мм. Вихревые генераторы высотой  $\Delta = 6$  мм и толщиной 0,5 мм были выполнены из стали. Угол атаки  $\alpha$  установки табов варьировался от  $45^\circ$  до  $135^\circ$ . Исследовались табы двух видов: квадратной формы и в виде равнобедренного треугольника. Исследования проводились для двух шагов между табами  $P = 25$  и  $50$  мм. Число Рейнольдса  $Re = UH/\nu$ , рассчитанное по высоте уступа  $H$  и среднерасходной скорости  $U$ , составляло 4 000. На расстоянии от входа, равном 25 калибрам, профиль скорости был близок к степенному с показателем степени  $n \approx 1/7$ .

Как было показано ранее [2], табы, установленные на краю уступа высотой  $\Delta = 3$  мм, оказывают слабое влияние на теплоотдачу по сравнению с их отсутствием. Так, для табов  $\Delta/H = 0,3$ ,  $P/H = 2,5$  увеличение  $Nu_{max}$  составляет 8% от случая с гладким уступом. Для табов высотой  $\Delta/H = 0,3$  максимальный теплообмен достигается при их частом расположении  $P/H=2,5$ . В этом случае  $Nu_{max}$  локализуется на 5,26 калибров от уступа, в то время как в случае гладкого уступ  $X_{max}/H = 6$ . Уменьшение  $X_{max}/H$  косвенно свидетельствует об уменьшении рециркуляционной области. Авторы [1] нашли оптимальное соотношение для табов ( $\Delta/H = 0,3$ ,

$P/H=2,33$ ), при котором длина рециркуляционной области становится минимальной. Для случая  $P/H = 1,25$  характерно увеличение  $X_{max}$  до безотрывного случая и  $Nu_{max}$  примерно соответствует невозмущенному случаю. В то же время в релаксационной зоне для редко расположенных табов имеет место медленный темп снижения теплоотдачи.

Для табов высотой  $\Delta = 6$  мм  $Nu_{max}$  достигается при их установке на кромке уступа, поэтому все эксперименты с изменением угла атаки  $\alpha$  проводились в этом режиме. Наибольшее значение  $Nu_{max}$  соответствует случаю для табов прямоугольной формы с шагом  $P/H = 2,5$  и  $\alpha = 70^\circ$ , затем значение  $Nu$  начинает быстро снижаться и на 16 калибрах эта величина практически сравнивается с гладким уступом. При этом угле теплоотдача превышает значение для  $\alpha = 90^\circ$ . Это связано с тем, что табы вносят дополнительное возмущение во вторичное течение. В работе [1] было показано, что влияние табов на кромке уступа с шагом  $P/H = 2.33$  высотой  $\Delta/H = 0.6$  прекращается на 4 калибрах. На начальном участке для прямоугольных табов с  $P = 25$  мм, установленных с тупым углом  $\alpha$ , теплоотдача больше, чем с острым. Это вероятно связано с тем, что при тупом угле  $\alpha$  преобладает тенденция возмущения вторичного потока. Увеличение шага между табами приводит к падению  $Nu_{max}$ . Для прямоугольных табов теплоотдача при угле  $45^\circ$  больше, чем при  $135^\circ$ , что связано со спецификой формирования продольных парных вихрей и их влияния на вторичное течение. Треугольные табы в меньшей мере воздействуют на теплоотдачу по сравнению с прямоугольными, поскольку они меньше погружены в ядро потока. Установка табов под углом наклона приводит к еще меньшему внедрению их в ядро течения, в результате чего влияние табов на теплоотдачу еще более снижается. Для табов с шагом  $P = 25$  мм при установке их навстречу потоку максимум теплоотдачи превосходит значение, полученное в случае расположения их по потоку.

### Список литературы:

1. Park H., Jeon W.-P., Choi H., Yoo J.Y. Mixing enhancement behind a backward-facing step using tabs // Phys. Fluids 2007. V. 19. 105103.
2. A.Yu. Dyachenko, Ya. J. Smulsky, V.I. Terekhov, V.L. Zhdanov, Experimental investigation of heat transfer in the separation zone behind a back-facing step in the presence of tabs // August 10–15, 2018, Beijing, China, IHTC 16 – 22580.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-58-00011) и средств МН и ВО РФ (гос. рег. № АААА-А17-117030310010-9).*

УДК 621.9

## ВЛИЯНИЕ ТАБОВ НА АЭРОДИНАМИКУ ТЕЧЕНИЯ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Терехов В.И., Шаров К.А., Смутьский Я.И., Дьяченко А.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Управление отрывными течениями является важной задачей в фундаментальном и прикладном плане. В работе [1] найдены режимы максимального влияния табов на теплоотдачу в отрывной зоне за прямой обратной ступенькой. Задачей настоящей работы является экспериментальное исследование аэродинамики отрывного течения в режимах наиболее сильного влияния табов на теплообмен.

Эксперименты проводились в прозрачном канале длиной 1 м с прямоугольным сечением размерами 21 × 150 мм. На расстоянии 600 мм от входа в канал находился обратный уступ с постоянной высотой  $H = 10$  мм. На нижней стенке канала за обратным уступом размещался тепловой участок длиной 400 мм. Вихревые генераторы (табы) высотой  $\Delta = 6$  мм и толщиной 3 мм были выполнены из оргстекла. Шаг установки табов  $P$  варьировался от 25 до 50 мм. Число Рейнольдса  $Re = UH/\nu$ , рассчитанное по высоте уступа  $H$  и среднерасходной скорости  $U$ , составляло 4 000. На расстоянии от входа, равном 25 калибрам, течение было стационарным, профиль его скорости был близок к степенному с показателем степени  $n \approx 1/7$ . Для измерения полей скоростей использовался метод цифровой трассерной визуализации (PIV).

канала приведено на рис. 1а. В течении без возмущения отрицательное значение продольной компоненты скорости в рециркуляционной зоне имеет место при  $X/H = 2 \div 5$ . При внесении возмущения данное значение зависит от области ввода этого возмущения, в частности, при  $P=50$  мм  $X/H = 1 \div 3$ , т.к. в центре симметрии канала на этом шаге таб отсутствовал. При  $P = 25$  мм на значение  $X/H$  оказывает влияние установленный таб. Замечено, что максимальная возвратная скорость за уступом не превышает  $0,2U_{ref}$ , для табов, установленных с шагом 50 мм, эта величина не превышает  $0,1U_c$ , при  $P = 25$  мм превышает значение  $0,3U_{ref}$ .

При отсутствии табов, область вторичного вихря имеет размер порядка одного калибра. В случае с табами, в силу трехмерности течения, этой области не наблюдается. При установке табов с шагом  $P = 50$  мм продольный размер отрывного пузыря минимален. При  $P = 25$  мм размер области присоединения увеличивается.

В случаях с табами на первых трех калибрах профили поперечной скорости достаточно отличаются от профилей для гладкого уступа. На уровне уступа при  $P = 50$  мм на расстоянии  $X/H=1$  развивается отрицательная скорость, в то время как для гладкого уступа она близка к нулю. На втором калибре она достигает минимума, и далее отрицательная поперечная скорость начинает падать. К 5-му калибру поперечная скорость сравнивается со скоростью на гладком уступе, в то время как для  $P=25$  мм на 8-м калибре еще не происходит окончательное сближение.

Для табов с шагом  $P = 50$  мм (рис. 1б) происходит сглаживание профиля продольных пульсаций скорости в начальных сечениях после отрыва потока и более быстрое их затухания вниз по потоку. Локальный максимум на уровне высоты уступа при  $x/H = 1$  у него меньше, чем у гладкого уступа. Вероятно, это связано с взаимодействием парных продольных вихрей вызванных табами. В случае с  $P = 25$  мм максимум пульсаций находится на высоте верхней кромки таба. Вниз по течению диссипация крупномасштабных турбулентных структур происходит с некоторым запаздыванием по сравнению с развитием отрывного течения при отсутствии табов. Для всех случаев характерно усиление степени турбулентности вблизи точки присоединения.

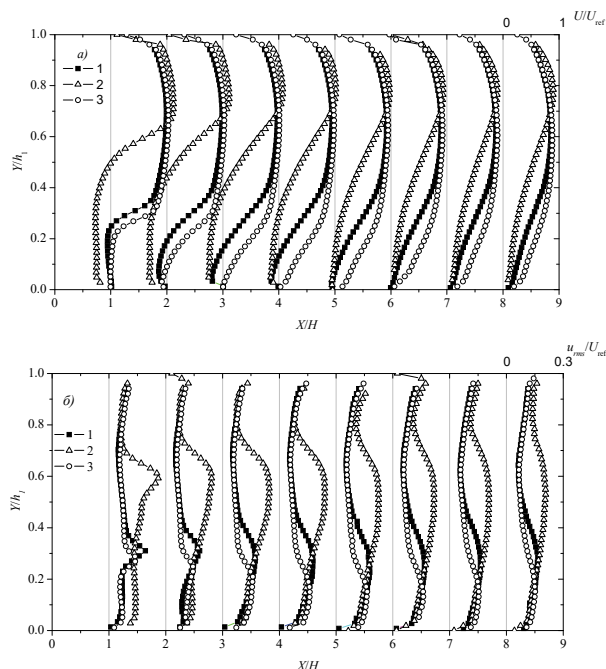


Рис. 1 Профили скоростей за уступом в плоскости симметрии модели: а) средних продольных; б) среднеквадратичных продольных пульсаций. 1 – гладкий уступ; уступ с табами: 2 –  $P=25$  мм; 3 –  $P=50$  мм.

Распределение средней продольной скорости на различных расстояниях от уступа в центре симметрии

### Список литературы:

1. А.Ю. Дьяченко, Я. И. Смутьский, В.И. Терехов, В.Л. Зhdанов, Experimental investigation of heat transfer in the separation zone behind a back-facing step in the presence of tabs // August 10–15, 2018, Beijing, China, IHTC 16 – 22580

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 18-19-00161.

УДК 62-71

## ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ИСПЫТАНИЯ ОРЕБРЁННЫХ РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ОХЛАЖДАЮЩИХ УСТАНОВОК

Лычаков В.Д.<sup>1</sup>, Егоров М.Ю.<sup>1,2</sup>, Щеглов А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова (НПО ЦКТИ),

191167, Россия, Санкт-Петербург, Атаманская ул., д. 3/6

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

Представлена методика теплогидравлических испытаний рециркуляционных охлаждающих установок (РОУ) типа РОУПЭ(А)-2400/253-1 для Белорусской АЭС.

Испытания проводятся с целью подтверждения характеристик установки:

- холодопроизводительность воздухо-охлади- теля  $N$ , кВт
- свободный напор на выходе из установки,  $dP_2$ , Па,
- производительность по воздуху,  $m^3/c$ ,
- гидравлическое сопротивление теплообмен- ника установки,  $dP_1$ , кПа.

Схема проведения испытаний приведена рис. 1.

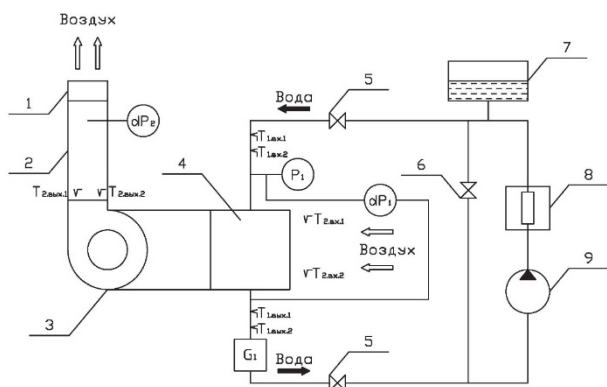


Рис. 1. Схема испытаний установки:

- 1 – шибер; 2 – стабилизационный участок для измерения свободного напора; 3 – вентилятор РОУ; 4 – теплообменник РОУ; 5 – запорные вентили; 6 – регулирующий вентиль; 7 – водовоздушный компенсатор; 8 – электронагреватель; 9 – циркуляционный насос.  $P_1$  – датчик избыточного давления воды на входе в установку;  $dP_1$  – датчик разности давлений воды между входом и выходом из установки;  $G_1$  – расходомер воды, прокачиваемой через установку;  $T_{1.вх.1,2}$  – датчики температуры воды на входе в установку;  $T_{1.вых.1,2}$  – датчики температуры воды на выходе из установки;  $T_{2.вх.1,2}$  – датчики температуры воздуха на входе из установки;  $T_{2.вых.1,2}$  – датчики температуры воздуха на выходе из установки;  $dP_2$  – датчик разрежения воздуха после теплообменника.

Испытания проводятся в режиме инверсии, т.е. происходит нагрев воздуха, забираемого из стенового помещения, более горячей водой.

Обработка экспериментальных данных проводится в соответствии с документами [1–4].

В ходе обработки экспериментальных данных по теплоотдаче определяется

– коэффициент теплоотдачи от воды

$$\alpha_1 = \frac{0,023 Pr_1 Re_1^{0,8}}{1 + 2,14 Re_1^{-0,1} (Pr_1^{0,7} - 1)} \cdot \frac{\lambda_1}{d_{вн}},$$

$Pr_1$  – число Прандтля воды,  $Re_1$  – число Рейнольдса воды,  $\lambda_1$  – коэффициент теплопроводности воды, Вт/(м·К);  $d_{вн}$  – внутренний диаметр теплообменных труб, м.

– приведенный коэффициент теплоотдачи к воздуху

$$\alpha_{2,пр} = \left( \frac{F_p}{F_{II}} E \mu_p \psi K_p + \frac{F_T}{F_{II}} \right) \alpha_2,$$

$K_p$  – коэффициент интенсификации теплоотдачи от ребра;  $\psi = (1 - 0,058 \beta h_p)$  – коэффициент, учитывающий неравномерность теплоотдачи по поверхности ребра;  $\alpha_2 = Nu_2 \lambda_2 / d_r$  – коэффициент теплоотдачи, вычисленный без учета теплопроводности ребер, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\lambda_p$  – коэффициент теплопроводности материала ребра, Вт/(м·К);  $\delta_{ср}$  – средняя толщина ребра, м;  $h_p = (4F_p / \Pi_p - d_{руб}) / 2$  – высота условного ребра, м;  $F_p$  – площадь условного единичного ребра, м<sup>2</sup>;  $\Pi_p$  – его внешний периметр;  $d_{руб}$  – наружный диаметр трубной рубашки, образованной воротником ламели, м;  $F_p$ ,  $F_T$ ,  $F_{II}$  – поверхности ребер, трубы и полная поверхность оребренной трубы, м<sup>2</sup>;  $E$  – коэффициент эффективности условного ребра:

$$E = \frac{I_1(\beta r_p) K_1(\beta r) - I_1(\beta r) K_1(\beta r_p)}{I_0(\beta r) K_1(\beta r_p) - I_1(\beta r_p) K_0(\beta r)} \cdot \frac{2r}{\beta(r_p^2 - r^2)},$$

$r$  – радиус основания ребра, м;  $r_p = h_p + d_{руб}/2$  – внешний радиус условного ребра, м;  $I_0$ ,  $I_1$  – модифицированные функции Бесселя 1-го рода нулевого и первого порядка;  $K_0$ ,  $K_1$  – модифицированные функции Бесселя 2-го рода нулевого и первого порядка.

### Список литературы:

1. РД 24.035.05–89. Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. Л. НПО ЦКТИ. 1991. 212 с.
2. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод). СПб. НПО ЦКТИ. 1998. 256 с.
3. РТМ 108.271.23–84 Расчет и проектирование поверхностных подогревателей высокого и низкого давления. Л. НПО ЦКТИ. 1987. 216 с.
4. Лычаков В.Д. Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик теплообменников с развитой внешней поверхностью в системах безопасности АЭС: автореф. дис. ... канд. техн. наук. СПб. 2016. 22 с.

УДК 533.6.011.6

## ТЕПЛООБМЕН ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОТРЫВНОМ ОБТЕКАНИИ УГЛА СЖАТИЯ

Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Трубицына Л.П.

ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 4/1

Актуальность изучения конфигурации из двух поверхностей, образующих угол сжатия, обусловлена широким её распространением в конструкции гиперзвуковых летательных аппаратов. Взаимодействие генерируемого такой поверхностью скачка уплотнения с пограничным слоем сопровождается появлением области отрыва [1 - 3]. Целью работы является определение влияния угла наклона уступа на величину теплового потока в отрывной области и за линией присоединения.

Эксперимент проведён в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-326 ИТПМ СО РАН. Исследуемые модели (рис. 1, а, показана одна из моделей) представляли собой пластину, на которой на расстоянии  $L = 50$  мм от передней кромки установлен наклонный уступ. Исследовались три модели, у которых угол наклона поверхности уступа составлял  $\varphi = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ . Ширина моделей равна длине горизонтальной пластины  $L$ . Передняя кромка пластины острая, радиус закругления порядка  $10 - 15$  мкм.

Число Маха набегающего потока  $M_\infty = 6$ , число Рейнольдса, вычисленное по длине горизонтальной пластины модели угла сжатия  $Re_L = 6.1 \times 10^5$ . Температура торможения потока в разных экспериментах составляла  $T_0 = 117 - 130$  °С. Температурный фактор модели  $\tau_0 = T_w/T_0 = 0.73 \dots 0.76$ .

Эксперимент включал в себя теньевую визуализацию течения и измерение величины теплового потока калориметрическими датчиками. Всего устанавливалось три датчика на горизонтальной пластине модели и три (для угла наклона уступа модели  $\varphi = 20^\circ$ ) или два (для углов  $\varphi = 30^\circ$  и  $\varphi = 40^\circ$ ) датчика на поверхности наклонного уступа.

Шлирен-фотография отрывного течения в угле сжатия (модель  $\varphi = 20^\circ$ ) показана на рис. 1, б. Видны: скачок уплотнения с передней кромки пластины  $C_1$ , скачок отрыва  $C_2$ , скачок присоединения  $C_3$ , область возвратного течения RF, сдвиговый слой над ней SL. Примерное положение линии отрыва и присоединения показано точками S и R соответственно. Точка O – линия стыка горизонтальной пластины с наклонным уступом. Положение датчиков измерения теплового потока показано маркерами с соответствующими цифрами 1 – 6.

На основании представленных результатов можно сделать следующие выводы. Теплообмен в области возвратного течения RF существенно зависит от угла наклона уступа, чем больше угол – тем выше теплообмен. При угле  $\varphi = 20^\circ$  теплообмен на пластине в условиях отрывного течения существенно меньше, чем на пластине без отрыва. При  $\varphi = 30^\circ$  он соизмерим, а при  $\varphi = 40^\circ$  начинает превышать величину теплообмена на пластине в условиях безотрывного обтекания. Полученный результат подтверждает предположение о

наличии массорасходного, трёхмерного незамкнутого течения в области отрыва. Следует отметить увеличение интенсивности теплообмена в области возвратного течения в области отрыва с увеличением угла  $\varphi$ .

Полученные результаты измерений удовлетворительно согласуются с данными эксперимента, приведёнными в [4].

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (проект АААА-А17-117030610137-0).

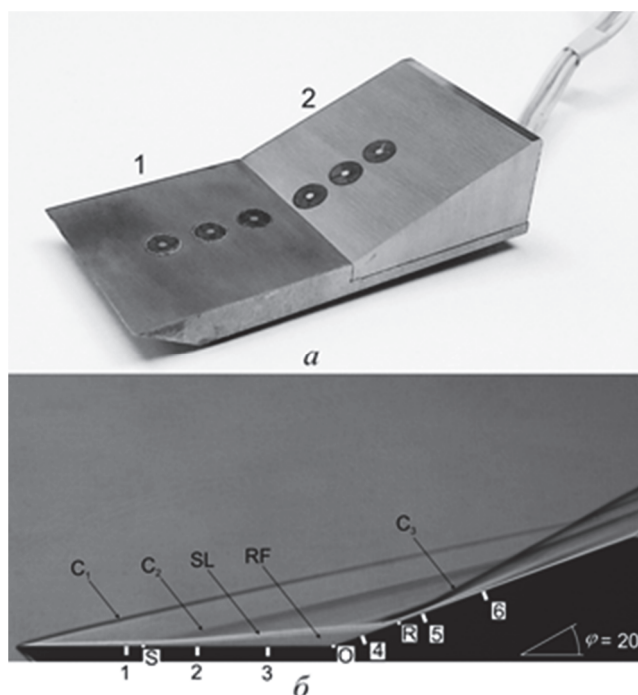


Рис. 1. Фотография модели угла сжатия (а) и шлирен-фотография отрывного течения (б) при числе Маха набегающего потока  $M = 6$

### Список литературы:

1. В.И. Запрягаев, И.Н. Кавун, И.И. Липатов. Возникновение высоконапорного слоя в угле сжатия при сверхзвуковой скорости потока // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2014. – No.6. – С. 135–144.
2. В.И. Запрягаев, И.Н. Кавун. Механизм формирования продольных вихрей за линией присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия // Ученые записки ЦАГИ. – 2016. – Т.47, No.3. – С. 27–37.
3. I.N. Kavun, I.I. Lipatov, V.I. Zapryagaev. Flow effects in the reattachment region of supersonic laminar separated flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – Vol.129, No.27. – P. 997–1009.
4. П.В. Чувахов, В.Я. Боровой, И.В. Егоров, В.Н. Радченко, Г. Оливье, А. Рогелия. Влияние малого притупления на формирование вихрей Гертлера при сверхзвуковом обтекании угла сжатия // Журнал ПМТФ. – 2017. Т.587, № 6. С. 23–40.

УДК 621.9

## РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РИХТМАЙЕРА-МЕШКОВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДОЙ ИЗ ЛЁГКОГО И ТЯЖЁЛОГО ГАЗА

Зырянов К.И.<sup>1</sup>, Рудяк В.Я.<sup>1,2,3</sup>, Руев Г.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),  
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, ул. Ляпунова, 1

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет,  
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Неустойчивость Рихтмайера–Мешкова возникает на границе раздела двух сред при прохождении через неё ударной волны. Эффект интересен как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. Такая неустойчивость имеет место, например, при сверхзвуковом горении, лазерном термоядерном синтезе, в некоторых астрофизических задачах. Типичной лабораторной экспериментальной постановкой для исследования этой неустойчивости является изучение эволюции под действием плоской ударной волны расширяющегося цилиндра (или нескольких цилиндров) тяжёлого газа, протекающего через лёгкий под действием силы тяжести [1, 2]. Настоящая работа посвящена численному моделированию и изучению возникающей под действием ударной волны неустойчивости Рихтмайера–Мешкова именно в такой и ей подобной системах. В частности, рассмотрено взаимодействие ударной волны с двумя и тремя столбами тяжёлого газа в атмосфере лёгкого. Варьировались интенсивность ударной волны, соотношение плотностей газов, расстояние между центрами цилиндров, а при рассмотрении системы из трёх цилиндров менялась её конфигурация: линейная и треугольные с вершиной или основанием к ударной волне. Изучена также ситуация, когда цилиндр наполнен наногазовзвесью.

Специфика данной задачи состоит в том, что рассматривается сильно неравновесное состояние двух газов с различающимися плотностями. Динамика такой системы должна описываться в рамках двухжидкостной модели [3]. Скорость эволюционирующей системы после прохождения через неё ударной волны на три порядка превосходит скорость движения цилиндра под воздействием силы тяжести, что позволяет решать задачу в плоской постановке, рассматривая взаимодействие ударной волны с каплей (каплями) тяжёлого газа в атмосфере лёгкого.

Интенсивность ударной волны характеризуется числом Маха. Задача решается в рамках двухжидкостных невязких уравнений гидродинамики. Предварительно, чтобы учесть имеющую место в реальной системе диффузию для капли в лёгком газе решается уравнение диффузии, так что в каждый момент времени распределение плотности оказывается гладким. Показано, что получающееся в результате решение эквивалентно решению исходной задачи в вязкой постановке, но такое двухстадийное решение значительно экономичнее по времени счёта. Алгоритм решения описан в [4]. Тестирование методики моделирования проведено на сопоставлении данных расчёта с экспериментальными [1, 2]. В качестве лёгкого газа рассматривался воздух, а капля состояла из SF<sub>6</sub>. Число

Маха ударной волны равнялось 1.2 и 2.4. Термодинамические параметры перед ударной волной соответствовали нормальным условиям.

Приходящая ударная волна падает на каплю (капли), отражается и проходит внутрь неё. Внутри капли она приводит в движение диффузионный слой и её ядро. На противоположных концах капли возникают две области с завихренностью разного знака. Течение внутри и вокруг эволюционирующих структур определяется взаимодействием этих двух (или нескольких) образовавшихся вихрей. Показано, что эволюция проявляющихся вихревых структур зависит от многих параметров: числа Маха, соотношения плотностей газовых областей, расстояния между каплями, их конфигурацией и т.д. Вместе с тем имеет место определённого вида автомодельность, это позволяет предсказывать характер развивающейся неустойчивости в произвольных подобных системах.

Получено удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными [1, 2]. При этом численное моделирование позволяет увидеть и проявить все тонкие моменты развития неустойчивости, в частности, проявления вторичной неустойчивости на поздних стадиях эволюции, предшествующих переходу к турбулентности. Таким образом, моделирование позволяет существенно продвинуться как при качественном, так и количественном изучении рассматриваемой неустойчивости. С другой стороны, следует иметь в виду, что использование достаточно больших массовых концентраций частиц для визуализации течения может существенно исказить картину развивающейся неустойчивости.

### Список литературы:

1. Tomkins C., Prestrige K., Rightly P., Marr-Lyon M., Vorobieff P., Benjamin R. A quantitative study of the interaction of two Richtmyer – Meshkov-unstable gas cylinders // *Phys. Fluids*. 2003. V. 15. No. 4. P. 986–1004.
2. Kumar S., Orlicz G., Tomkins C., Goodenough C., Prestrige K., Vorobieff P., Benjamin R. Stretching of material lines in shock-accelerated gaseous flows // *Phys. Fluids*. 2005. V. 17. P. 082107.
3. В.Я.Рудяк. Статистическая аэрогидромеханика гомогенных и гетерогенных и гетерогенных сред. Т. 1. Кинетическая теория. Новосибирск: НГАСУ, 2004.
4. Зырянов К.И., Руев Г.А., Федоров А.В. Развитие неустойчивости Рихтмайера – Мешкова в результате прохождения ударной волны через цилиндрическую структуру тяжёлого газа // *Инженерно-физический журнал*. 2017. Т. 90. № 2. С. 458–464.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 17-01-00040 и № 19-01-00399).*

*Все вопросы по тел.: +7 (913) 3917774  
и по e-mail: kiz-79@bk.ru.*

УДК 532.5.032

## ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

Иващенко В.А.<sup>1,2</sup>, Мулляджанов Р.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В работе исследуются импульсные круглые струи переменной плотности методом прямого численного моделирования (DNS, Direct numerical simulation). Всего было рассмотрено три случая импульсного истечения, когда турбулентная струя воздуха истекает в пространство, полностью заполненное воздухом (случай “А”), углекислым газом (случай “Б”) или гелием (случай “В”), движущимися с небольшой спутной скоростью, составляющей 4% от среднерасходной скорости течения в трубе. Переменная плотность обеспечивается смешением двух различных газов. Число Рейнольдса построено по среднерасходной скорости внутри круглого сопла, из которого вытекает воздух, и его диаметру, и равно 5300. В отличие от классической постановки задачи, когда изучаются полностью развитые турбулентные стационарные течения, в данной работе мы исследуем эволюцию течения во времени. Пример временной эволюции поля концентрации для случая “Б” показан на Рис. 1.

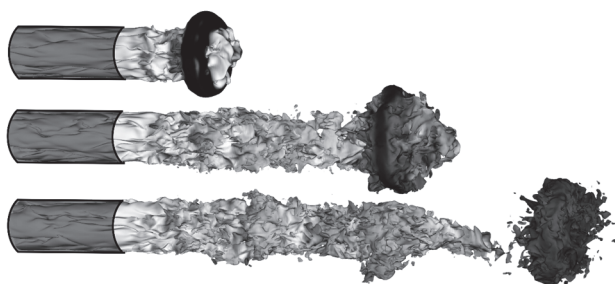


Рис. 1. Изоповерхность поля концентрации в разное время (сверху вниз):  $t = 7.5$ ,  $t = 12.5$ ,  $t = 18.5$

Особый интерес представляет тот факт, что переменная плотность сильно влияет на динамику развития вихрей. В случае “Б” отношение плотностей двух газов порядка 1, поэтому масштабы турбулентности очень схожи со случаем “А” постоянной плотности и сильно отличается от случая “В”, в котором тяжелый газ (воздух) входит в среду, затопленную легким газом (гелием). Характерные масштабы турбулентности становятся больше с увеличением отношения плотности воздуха к плотности окружающего газа, что можно увидеть на визуализациях поля скорости. Скорость распространения фронта турбулентной струи оказалась наибольшей для случая “В” и наименьшей для случая “Б”, а значение координаты распространения фронта струи всегда пропорционально квадратному корню от времени (см. Рис. 2), что совпадает с

данными из литературы [1, 2, 3]. Для пространственной дискретизации использовался метод спектральных элементов 10-го порядка точности с более чем 120000 элементами, что эквивалентно вычислительной сетке в 124 млн. расчетных точек. Схема временной дискретизации имела 3-й порядок точности. Все уравнения решались при помощи вычислительного кода Nek5000 [4].

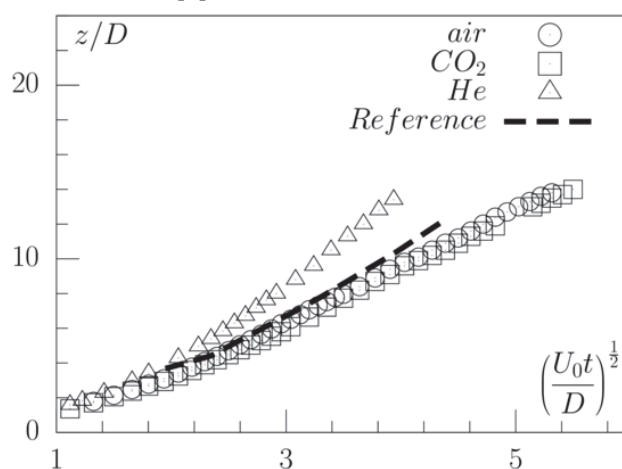


Рис. 2. Сравнение значения координаты распространения фронта струи в зависимости от корня от безразмерного времени для всех трех случаев с литературными данными [3].

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 19-08-01227, вычислительные алгоритмы модифицированы в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

### Список литературы:

1. S. Bajpai, M. Tirumkudulu An experimental study of impulsively started turbulent axisymmetric jets// The European Physical Journal B. 2008. T. 61. № 3. С. 293–297.
2. V. Vuorinen, A. Wehrfritz, C. Duwing, B. Boersma Large-eddy stimulation on the effect of injection pressure and density on fuel jet mixing in gas engines// Fuel. 2014. T. 130. С. 241–250.
3. A. Ghasemi, A. Pereira, X. Li Large eddy simulation of compressible subsonic turbulent jet starting from a smooth contraction nozzle// Flow, Turbulence and Combustion. 2017. T. 98. С. 83–108.
4. P. Fischer, J. Lottes, and S. Kerkemeier, “nek5000 Web page”, 2008. <http://nek5000.msc.anl.gov>.

Авторы благодарны Сибирскому суперкомпьютерному центру, межведомственному суперкомпьютерному центру РАН и информационному вычислительному центру НГУ за предоставленные вычислительные ресурсы.

УДК 621.9

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ МАССОПЕРЕНОСА УПРАВЛЯЕМЫМ ПОВОРОТНО-ДИВЕРГЕНТНЫМ ПОТОКОМ

Кабардин И.К.<sup>1</sup>, Яворский Н.И.<sup>1</sup>, Меледин В.Г.<sup>1</sup>, Правдина М.Х.<sup>1</sup>, Гордиенко М.Р.<sup>1</sup>, Езендеева Д.П.<sup>1</sup>, Какаулин С.В.<sup>1</sup>, Усов Э.В.<sup>2</sup>, Климонов И.А.<sup>2</sup>, Кротов С.В.<sup>1</sup>, Бакакин Г.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН 115191, Россия, Москва, ул. Большая Тульская, 52

Такого рода научная фундаментальная проблема возникает в механике, в химии и катализе при оптимизации массопереноса за счет управления потоком. Эффективность массопереноса обусловлена равномерностью полей скорости и мелкомасштабной турбулентности в реагирующем потоке. Потоки реагентов в реальных установках и реакторах работают в условиях сложной геометрии с поворачивающимися и расширяющимися участками, в которых формируются пристенные струи, происходят отрывы и присоединения потока, формируются зоны возвратного течения. Подобные эффекты увеличивают гидродинамическое сопротивление потока и ухудшают равномерность турбулентного массопереноса. При численном моделировании таких явлений требуется верификация и модернизация моделей турбулентности для адекватного описания массопереноса.

В работе проведен анализ характеристик турбулентного массопереноса в поворотно-дивергентном течении при управлении потоком с возможностью формирования различной интенсивности турбулентности набегающего потока. При диагностике характеристик турбулентного массопереноса применены методы лазерной доплеровской анемометрии и цифровой трассерной визуализации. Проведена верификация численных расчетов методами вычислительной гидродинамики по результатам экспериментальных исследований. При численном моделировании поворотно-дивергентного течения использованы различные модели турбулентности с рекомендованными диапазонами параметров, лежащими в границах применимости для данного типа течения [1]. Моделирование основано на применении полуэмпирических моделей турбулентности на основе уравнений Навье-Стокса осредненных по Рейнольдсу и метода моделирования крупных вихрей. Среда считается несжимаемой и изотермической. Для замыкания осредненных уравнений использованы полуэмпирические модели турбулентности: модель Спаларта-Аллмарэса [2],  $k-\epsilon$  модель турбулентности, [3],  $k-\omega$  модель турбулентности [4],  $k-k1-\omega$  модель турбулентности [5] и модель переноса Рейнольдсовых напряжений [3]. Анализ результатов численного моделирования показал формирование ярко выраженной пристенной струи в поворотно-дивергентном течении и формирование зон возвратного течения.

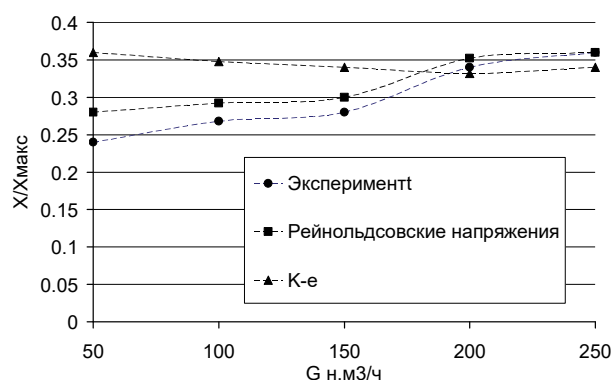


Рис. 1. Значение величины зоны рециркуляции после поворотно-дивергентного устройства при различных значениях расхода.

Верификация численного моделирования (для моделей  $K-\epsilon$  и модели Рейнольдсовских напряжений показана на рис. 1), выполненная измерениями кинетических параметров методом лазерной доплеровской анемометрии, показала, что все модели турбулентности адекватно моделируют поворотно-дивергентное течение только до формирования отрывов потока и образования зон возвратного течения. Особенно расхождение с экспериментом возникает при управлении потоком для выравнивания профилей скорости и при изменениях интенсивности турбулентности набегающего потока.

### Список литературы:

1. Versteeg H.K., Malalasekera W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Fi-nite Volume Method. Longman Scientific and Technical. 1995. 257 p.
2. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamics flows // La Recherche Aerospatiale. 1994. Vol. 1. P. 5–21.
3. Launder B.E., Spalding D.B. The Numerical Computation of Turbulent Flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1974. Vol. 3. P. 269–289.
4. Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries. Inc. La Canada. California. 1998.
5. Walters D.K., Cokljat D. A Three-Equation Eddy-Viscosity Model for Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulations of Transitional Flow // Journal of Fluids Engineering. 2008. Vol. 130. P. 121401–1 – 121401–14.

*Экспериментальное исследование кинематических свойств потока выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A18-118051690120-2), исследование границ применимости моделей турбулентности выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 18-31-20036).*



УДК 532.526.3

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ИМПУЛЬСНЫМ ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ КРУГЛОЙ МЕМБРАНЫ

Катасонов М.М., Козлов В.В., Павленко А.М., Садовский И.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
Россия, Новосибирск, Институтская 4/1

Ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое при повышенном или умеренном уровне турбулентности в набегающем потоке связан с развитием возмущений, генерируемых внешней турбулентностью. Известно, что воздействие неоднородностей набегающего потока большой амплитуды приводит к образованию в пограничном слое продольно ориентированных продольных локализованных структур (полос), состоящих из областей с избытком и дефицитом продольной скорости [1]. Эти структуры являются первичной неустойчивостью и обеспечивают необходимые условия для развития высокочастотных (вторичных) волновых возмущений, которые при благоприятных условиях эволюционируют в турбулентные пятна. Как показали недавние исследования [2], воздействие неоднородностей набегающего потока на область зарождения пограничного слоя помимо полосчатых структур может привести к возникновению волновых пакетов.

Настоящие исследования посвящены изучению возникновения и развития волновых пакетов (предвестников) и продольных локализованных структур. Волновые пакеты образуются при резком локальном изменении продольной скорости внутри пограничного слоя, наблюдаемом, как правило, вблизи фронтов продольных полосчатых структур.

Измерения проводились термоанемометром постоянной температуры. Пространственная структура исследуемых возмущений определялась методом термоанемометрической визуализации. Измерялись двумерные поля продольной компоненты скорости течения в различных плоскостях. Сбор данных производился синхронно с моментом введения контролируемых возмущений. Искусственные возмущения генерировались в пограничном слое с помощью импульсного отклонения круглой мембраны диаметром 18,7 мм, расположенной на поверхности модели на расстоянии 150 мм от её передней кромки. В качестве модели использовалась плоская пластина длиной 1500 шириной 1000 и толщиной 10 мм, на которой организовывалось безградиентное течение Блазиуса. Скорость набегающего потока составляла  $U_0=21,5$  м/с. Модель устанавливалась в малотурбулентной дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН.

Пристальное внимание исследователей-экспериментаторов к волновым пакетам, образующимся при локализованном воздействии на пограничный слой прямого крыла, привлек факт нарастания волновых пакетов [3]. Оказалось, что область неблагоприятного градиента давления способствует сильному нарастанию волновых пакетов, наблюдаемых вблизи переднего и заднего фронта продольных локализованных структур. Увеличение неблагоприятного градиента и

дальнейший отрыв потока в ещё большей степени интенсифицирует этот процесс. В области благоприятного градиента давления волновые пакеты на картинах визуализации не видны, поскольку здесь происходит снижение их интенсивности. В безградиентном потоке добиться нарастания вниз по течению волновых пакетов удалось благодаря увеличению числа Рейнольдса до значений более  $Re(\delta^*)>700$ . В работе [4] показано, что если частоты волновых пакетов падают в неустойчивую область, то происходит их нарастание, то есть их поведение согласуется с теорией гидродинамической устойчивости. Детальное исследование характеристик волновых пакетов [2] показало, что они очень близки к тем, что наблюдаются для пакетов волн Толлмина-Шлихтинга.

Настоящими исследованиями установлено, что продольная структура возникает из-за локального отклонения поверхности модели (мембраны) вверх. Его длина вдоль потока определяется временем, в течение которого мембрана находится в отклоненном положении. Волновые пакеты возникают в течение короткого периода времени, когда мембрана совершает свое движение вверх и обратно, вниз. Интенсивность локализованной продольной структуры в направлении вниз по течению уменьшается. Что соответствует результатам предыдущих исследований [2-4]. Амплитуда волновых пакетов, напротив увеличивается с увеличением числа Рейнольдса. Экспериментально показано, что волновые пакеты состоят из прямых и наклонных волн. Прямые волны нарастают быстрее наклонных. Характер их развития согласуется с предыдущими исследованиями по генерации волновых пакетов точечным источником на пластине.

### Список литературы:

1. Возникновение турбулентности в пристенных течениях / А.В. Бойко, Г.Р. Грек, А.В. Довгаль, В.В. Козлов; Новосибирск: Наука. Сиб. отд.-ние. 1999. 328 с.
2. Возникновение и развитие локализованных возмущений в круглой трубе и пограничном слое / М.М. Катасонов, В.В. Козлов, Н.В. Никитин, Д.С. Сбоев; учеб. пособие; Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск: РИЦ НГУ. 2014. 222 с.
3. В.Г. Чернорай, А.Н. Спиридонов, М.М. Катасонов, В.В. Козлов. Генерация возмущений локализованным вибратором в пограничном слое прямого крыла// Прикладная механика и техническая физика. 2001. Т.42, № 5. С. 37–45.
4. М.М. Katasonov, V.V. Kozlov, A.M. Pavlenko. Experimental study of the disturbances generated by localized surface vibrations in the flat plate boundary layer// Proceedings of the XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017): Dedicated to the 60th anniversary of the Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Russia, Novosibirsk, 5–9 Jun., 2017) : AIP Conference Proceedings. –S.I.: AIP Publishing, 2017. –Vol. 1893 No. 1. –P. 030093.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского  
научного фонда (проект №16-19-10330).*

УДК 621.9

## ФОРМА ЯДРА ВИНТОВОГО ВИХРЯ, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБКЕ

Кашкарова М.В., Куйбин П.А., Кравцова А.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Вихревые явления в разных своих проявлениях встречаются во многих отраслях промышленности, а так же в природе. Возникновение таких явлений в процессе работы гидроагрегатов неизбежно, а их влияние на работу гидроэлектростанций существенно. Исследованиям в данной области посвящено множество работ, большая часть из которых экспериментальная. Это связано со сложностью математических уравнений, описывающих системы винтовых вихрей.

В настоящей работе рассмотрено движение винтового в цилиндрической трубке. Движение полагается стационарным с присутствием в потоке винтовой симметрии. Жидкость, в которой существует вихрь, является невязкой. Вне ядра вихря значение завихренности считается равным 0; на границе ядра она считается постоянной  $\omega=k=const$ . Целью работы является нахождение формы ядра винтового вихря. В работе [1] авторами найдена форма вихревого кольца в безграничном пространстве идеальной жидкости. В настоящей работе будет использован алгоритм нахождения формы ядра вихря из [1], но в применении к винтовому вихрю.

В качестве системы координат была использована модифицированная цилиндрическая система координат, предложенная в работе [2]. В системе  $(r, \psi, \chi)$   $r$  - классический радиус-вектор,  $\psi$  - касательный вектор к винтовой линии (оси вихря), а  $\chi$  - бинормаль к винтовой линии.

В [2] получено поле завихренности для течения с винтовой симметрией в цилиндрических координатах:

$$\omega_r = 0; \quad \omega_z = - \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \chi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r B^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - 2u_0 \frac{B^4}{l} \right].$$

$$\omega_\theta / \omega_z = r/l; \quad B^2 = \frac{l^2}{l^2 + r^2}.$$

Преобразуем это уравнение до однородного, добавив дополнительное слагаемое к функции тока:

$$\phi = \psi + \frac{u_0 r^2}{2l}.$$

Окончательно уравнение для завихренности имеет вид:

$$\omega_z = - \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{r l^2}{r^2 + l^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \chi^2} \right] \quad (1)$$

В качестве граничных условий так же использовались условия непротекания на стенке.

$$u_r \Big|_{r=R} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \chi} \Big|_{r=R} = 0. \quad (2)$$

Задачей данной работы является нахождение границ интегрирования уравнения (1) с граничными условиями (2) при условии, что на границе вихря завихренность имеет постоянное значение  $\omega=k=const$ .

### Список литературы:

1. Norbury J. A Family of Steady Vortex Rings // Journal of Fluid Mechanics. 1973. Vol. 57, Part 3. P. 417–431.
2. Alekseenko, S. V., Kuibin, P.A., Okulov, V. L. Theory of concentrated Vortices. – Novosibirsk: Nauka, Institute of Thermophysics, 2003. – P. 504.

*Работа ПРЕДВАРИТЕЛЬНО поддерживается (ссылка на гос. бюджет) и грантом РФФИ № 18-08-00508.*

УДК 536.25:551.2:551.14

## ИСТОЧНИК ТЕПЛА, ПОРОЖДАЮЩИЙ ВУЛКАНИЗМ В ОБЛАСТИ СУБДУКЦИИ – ПОГРУЖЕНИЯ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ ПОД КОНТИНЕНТ

Кирдяшкин А.Г.<sup>1</sup>, Кирдяшкин А.А.<sup>1,2</sup>, Дистанов В.Э.<sup>1</sup>, Гладков И.Н.<sup>1</sup>, Бородин А.В.<sup>1</sup>, Колмаков В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Особенность изучения геодинамических процессов состоит в том, что информация об их проявлении представляется как результат законченного в данное время процесса, то есть как конечные граничные условия. Для понимания прошедшего процесса нужно решать обратную задачу, зная лишь конечные граничные условия. Обратные задачи не имеют единственного решения (имеют множество решений). Решение геодинамических (геологических) задач возможно с помощью прямых (корректных) задач, но уже с помощью моделей рассматриваемого процесса. В этом случае нужно найти такую модель, решение задачи для которой при начальных и граничных условиях, возможных для рассматриваемого процесса, дает конечный результат, соответствующий геологическим данным. Решение геодинамических и петрологических задач проводится методами экспериментального и теоретического моделирования.

Субдукцией называется процесс погружения океанической литосферной плиты под континент или островную дугу. Зоны такого погружения называются зонами субдукции. Примеры зон субдукции: Центрально-Американская, Андская, Японская, Марианская и др. Погружение океанической литосферы происходит из-за ее утяжеления вследствие охлаждения и уплотнения, и в этой относительно холодной области (зоне опускающего течения) проявляется вулканизм.

В докладе представлена природа сил, проявляющихся в зоне субдукции и их величины. На их основе определяется сила трения на контакте погружающейся плиты с континентом и верхней мантией и представлены оценки толщины тепловых пограничных слоев и сил, проявляющихся в плите. Влияние этих сил на границе верхняя – нижняя мантия, расположенной на глубине 670 км, проявляется в возникновении расходящихся горизонтальных потоков на этой границе.

Представлены результаты лабораторного моделирования свободно-конвективных течений на границе 670 км и показана причина изменения угла наклона опускающейся плиты, которая состоит в изменении горизонтального градиента температуры по высоте верхней мантии справа и слева от субдуцирующей плиты.

Результаты лабораторного моделирования показали, что область опускающего свободно-конвективного течения (“зона субдукции”) возникает в зависимости от соотношения между тепловой мощностью на континентальном крыле зоны субдукции ( $N_2$ ) и на океаническом крыле зоны субдукции ( $N_1$ ). При увеличении тепловой мощности на континентальном крыле, т.е. при увеличении отношения  $N_2/N_1$ , происходит смеще-

ние зоны субдукции в океаническую область. Это вызвано увеличением градиента температуры в мантии под континентом. При уменьшении  $N_2/N_1$ , происходит уменьшение горизонтального градиента под континентом, и нисходящий поток (зона субдукции) смещается к континенту. В реальных (земных) условиях зона субдукции смещается под континент.

На основе анализа тепловых потоков показана возможность возникновения плавления корового слоя погружающейся плиты на границе ее контакта с мантией на континентальном крыле зоны субдукции.

Представлен профиль средней температуры по толщине нижней мантии и найдены температуры на границе 670 км, существующие в условиях свободно-конвективного теплообмена в нижней мантии. Уровень температур на границе 670 км указывает на возможность возникновения плавления в коровом слое субдуцирующей океанической плиты при наличии в нем химической добавки, понижающей температуру плавления вещества корового слоя. Таким образом, возможно зарождение термохимического плюма на границе 670 км.

Канал плюма выплавляется на границе 670 км в области подъемного валикового течения в слое  $C$  – переходной зоне мантии, расположенной между границами 410 км и 670 км. Валиковое течение возникает вследствие нагрева слоя  $C$  на границе 670 км. Высота валикового слоя, согласно лабораторному моделированию, составляет  $1/4l_c$ , где  $l_c$  – толщина слоя  $C$ , равная 250 км. Таким образом, каналы термохимических плюмов периодически повторяются и расположены на расстоянии  $l_c/2$  друг от друга. Это расстояние соответствует расстоянию на земной поверхности между вулканами, создающимися над зоной субдукции. Оси конвективных валиков ориентированы по направлению крупномасштабного течения в слое  $C$ . Это течение существует в условиях горизонтального градиента температуры в слое. Горизонтальный градиент температуры создается вследствие охлаждения слоя  $C$  в области его контакта с субдуцирующей плитой. Оценена тепловая мощность, подводимая к каналу плюма в области подъемного потока в валике, существующем в слое  $C$  на границе 670 км. Величина тепловой мощности плюма позволяет ему прорываться на дневную поверхность. Таким образом, на границе 670 км образуются термохимические плюмы, ответственные за образование вулканов в зоне субдукции.

*Работа выполнена по государственному заданию  
ИГМ СО РАН при финансовой поддержке  
Министерства науки и высшего образования  
Российской Федерации.*

УДК 536.25:551.2:551.14

## ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В РАСПЛАВЕ БАЗАЛЬТА В ГРИБООБРАЗНОЙ ГОЛОВЕ ПЛЮМА В УСЛОВИЯХ КРИСТАЛЛИЗАЦИОННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ

Кирдяшкин А.Г.<sup>1</sup>, Кирдяшкин А.А.<sup>1,2</sup>, Дистанов В.Э.<sup>1</sup>, Гладков И.Н.<sup>1</sup>, Сурков Н.В.<sup>1</sup>, Непогодина Ю.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изучение процессов тепло и массообмена в грибообразной голове мантийного термохимического плюма выполнено на основе методов геодинамического и петрологического моделирования.

Геодинамической моделью является модель мантийного термохимического плюма. Термохимический плюм формируется на границе ядро–мантия там, где локализована химическая добавка, понижающая температуру плавления мантии до величины  $T_{\text{пл}} < T_1$  ( $T_1$  – температура границы ядро–мантия). При понижении температуры плавления мантийного вещества до  $T_{\text{пл}}$  происходит плавление мантии, формирование и подъем (выплавление) канала плюма в мантии Земли [1]. Петрологической моделью является фазовая диаграмма системы CaO–MgO–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–SiO<sub>2</sub>–Na<sub>2</sub>O [2]. В такой системе плагиоклаз кристаллизуется в виде твердых растворов серии альбит (NaAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>)–анортит (CaAl<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>O<sub>8</sub>). Под действием процессов кристаллизационной дифференциации происходит изменение состава остаточного расплава и состава продуктов его кристаллизации.

Грибообразная голова плюма образуется после прорыва плюма на поверхность Земли при относительной тепловой мощности  $1.9 \leq Ka < 10$ , где  $Ka = N/N_1$ ,  $N$  – тепловая мощность, передающаяся от подошвы плюма в его канал,  $N_1$  – тепловая мощность передаваемая каналом плюма окружающей мантии. Такие плюмы ответственны за образование крупных интрузивных массивов – батолитов. Определены основные параметры плюмов Северной Азии, образующих грибообразную голову. На основе геологических данных может быть определен массовый расход магматического расплава  $\Delta G$ , выдавленного в слой земной коры. Он составляет для различных батолитов  $\Delta G = 634 – 815$  кг/с. На основе массового расхода магмы из соотношения  $N = \Delta GC/\beta$  ( $C$  – теплоемкость,  $\beta$  – коэффициент теплового объёмного расширения) определена тепловая мощность плюма,  $N = 7.6 \cdot 10^{10} – 9.8 \cdot 10^{10}$  Вт. Диаметр головы плюма  $d_r = 357 – 437$  км. При таких параметрах плюма тепловая мощность, передаваемая к кровле плюма  $\Delta N = N - N_1$ , много больше, чем передаваемая в атмосферу через кровлю плюма. Поэтому происходит плавление вдоль подошвы массива земной коры толщиной  $\delta$  над кровлей плюма. В результате плавления образуется грибообразная голова плюма, представляющая собой слой расплава вещества коры. На основе лабораторного и теоретического моделирования проанализированы гидродинамика и теплообмен в грибообразной голове плюма.

Время существования плюма с грибообразной головой составляет 15 – 30 млн лет. Средняя скорость

горизонтального свободно-конвективного течения расплава, создающегося из-за горизонтального градиента температуры,  $\bar{u} = 1.5 \cdot 10^{-5} – 3.2 \cdot 10^{-5}$  м/с в верхней и нижней части слоя, сверхadiaбатический перепад температуры в расплаве головы плюма  $\Delta T_{\text{max}} = 0.1 – 0.2$  °С. При таких параметрах головы плюма за время ее существования происходят процессы кристаллизационной дифференциации и осаждения твердых частиц нерасплавленных минералов и закристаллизовавшихся кристаллов плагиоклаза в соответствии с диаграммой плавкости плагиоклаза. Определение состава расплава в голове плюма выполнено для двух этапов: после осаждения тугоплавких минералов на подошву головы плюма и после осаждения плагиоклаза в расплаве, образовавшемся после первого этапа и содержащем 88.5% плагиоклазового компонента. На основе модели тепловой и гидродинамической структуры грибообразной головы плюма представлена эволюция состава базальтового расплава в ней как результат процесса кристаллизационной дифференциации при температуре расплава  $T_p = 1410$  °С и давлении  $P = 2.6$  кбар и  $P = 6.3$  кбар. Доля остаточного расплава, образовавшегося вследствие кристаллизационной дифференциации, составляет 11 % от всего объема расплава в голове плюма. Содержание SiO<sub>2</sub> в остаточном расплаве 59.6 – 62.3 %. Таким образом, в результате тепло- и массопереноса и кристаллизационной дифференциации базальтового расплава, имеющего 50 % SiO<sub>2</sub>, содержание SiO<sub>2</sub> в остаточном расплаве увеличивается до значений, соответствующих его содержанию в коровом слое.

Перегретый остаточный расплав под действием сверхлитостатического давления, внедряясь в массив над головой плюма, будет расплавлять вмещающие породы. При взаимодействии остаточного расплава с ними происходят реакции, включая и те, которые понижают температуру плавления кристаллизации. Эти процессы требуют специальных исследований.

### Список литературы:

1. Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Термохимические плюмы // Геология и геофизика. 2004. Т. 45. № 9. С. 1057–1073.
2. Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Сурков Н.В. Особенности плавления в канале термохимического плюма и теплообмен при кристаллизационной дифференциации базальтового расплава в грибообразной голове плюма // Геодинамика и тектонофизика. 2019. Т. 10. № 1. С. 1–19. <https://doi.org/10.5800/GT-2019-10-1-0401>.

*Работа выполнена по государственному заданию ИГМ СО РАН при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.*

УДК 536.24

## ВЛИЯНИЕ УГЛА СУЖЕНИЯ ЩЕЛИ МЕЖДУ НИЖНЕЙ СТЕНКОЙ ВЫСТУПА И ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНОЙ НА ИНТЕНСИФИКАЦИЮ ТЕПЛООБМЕНА

Кон Дехай, Афанасьев В.Н., Семенёв П.А.

Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана,  
105005, Россия, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, с. 1

Одна из главных задач современной теплоэнергетики – это разработка и создание новых видов энергосистем и технологий, обеспечивающих резкое повышение производительности труда, экономию материальных ресурсов и охрану окружающей среды. Решение этой задачи требует использования высокоэффективных систем охлаждения и систем тепловой защиты, в которых применяются наиболее эффективные методы интенсификации процессов теплообмена. Одними из наиболее широко используемых методов интенсификации теплообмена для теплоэнергетического оборудования являются использование периодических поперечных выступов и ребер на поверхности теплообмена [1-7]. Механизм интенсификации теплоотдачи в таком случае основан на отрыве и повторном присоединении потока.

В классических работах [1-2] по интенсификации теплообмена в каналах со сплошными выступами (ребрами) в качестве дискретных элементов использовались чередующиеся препятствия прямоугольной формы. Исследовано влияние на теплогидравлические характеристики размеров выступов и их расположения, а также получены обнадеживающие результаты по интенсификации теплообмена. Отрывное течение за плоским отсоединенным и щелевым выступом отличается рядом особенностей по сравнению со сплошным выступом, в том числе по интенсификации теплообмена [3-7], что в настоящее время вызывает к нему повышенный интерес. В работах [5, 6] исследовалось влияние расстояния между стенкой трубы и преградой и угла ее установки на структуру отрывного течения и теплообмен. В работе [7] проведен экспериментальный анализ турбулентного обтекания поперечных щелевых выступов, расположенных на плоской пластине. Рассмотрены выступы с конфузурной, диффузорной и постоянного сечения, но конечной длины щелью между пластиной и нижней стенкой выступа. Показано, что формирующаяся в щели пристеночная струя приводит к сильной деформации отрывного течения за выступом. В случае выступа с конфузурной щелью ускоренный пристеночный струйный поток увлекает оторвавшийся сверху выступа поток и приводит к более эффективному подавлению рециркуляционной зоны по сравнению с выступом с диффузорной щелью и со щелью постоянного сечения.

На основе этого, в данной работе проведено численное исследование гидродинамики и теплообмена на плоской пластине при установке одиночного прямоугольного выступа с конфузурной щелью при изменении ее угла сужения. Щелевой канал конечной длины располагается между пластиной и нижней стенкой выступа. Схема расчетной области показана на рис.1а. Выступ квадратного сечения высотой  $h =$

3,2 мм. Поперечный размер выступа 300 мм, а длина щели центральной части выступа 50 мм. Расстояние между задней стенкой выступа и пластиной постоянной  $h_2 = 0,1$  мм ( $h_2/h = 0,03$ ), как и в работе [5], где при такой же геометрии зазора между диафрагмой и стенкой трубы достигается максимум средних значений теплообмена. Угол сужения щели варьировался в диапазоне  $\alpha = 0-44^\circ$  (рис.1б).

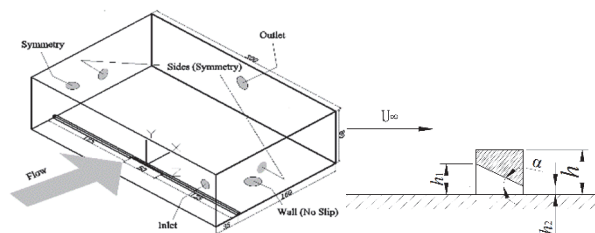


Рис. 1. Схема расчетной области (а) и расположения прямоугольного выступа с конфузурной щелью на пластине (б)

Численное моделирование выполнено для несжимаемой жидкости в рамках трехмерных уравнений Навье-Стокса осредненных по Рейнольдсу, замкнутых с помощью стандартной  $k-\epsilon$  модели с модификацией Като-Лаундера. Проведено численное исследование и анализ влияния угла сужения щели на структуру турбулентного течения, поле турбулентной кинетической энергии, поле температуры и поле относительного коэффициента теплоотдачи на поверхности теплообмена. Интегральные характеристики, которые включаются в средний коэффициент теплоотдачи, сопротивления и теплогидравлической эффективности, также сравниваются при увеличении угла сужения щели от 0 до  $44^\circ$ .

### Список литературы:

1. Han J.C. Heat transfer and friction in channels with two-opposite rib-roughened walls // J. of Heat Transfer. 1984. Vol. 106. P. 774–781.
2. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. 206 с.
3. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках / В.И. Терехов, Т.В. Богатко, А.Ю. Дьяченко и др.; Под ред. В.И. Терехова. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. 247 с.
4. Молочников, В.М., Михеев, Н.И., Давлетшин И.А., Паерелий А.А. Гидродинамические и тепловые процессы в отрывных течениях за препятствиями при организации пристенных струй // Известия РАН. Энергетика. 2008. № 1. С. 137–144.
5. Терехов В.И., Богатко Т.В. Структура отрывного течения и теплообмен при турбулентном обтекании отсоединенной диафрагмы в круглой трубе // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7. № 2. С. 57–66.
6. Yongsiri K., Eiamsa-ard P., Wongcharee K., Eiamsa-ard S. Augmented heat transfer in a turbulent channel flow with inclined detached-ribs // Case Stud Therm Eng. 2014. Vol. 3. P. 1–10.
7. Afanasiev V.N., Kong D.H. Rectangular permeable rib in turbulent boundary layer // Proceedings of the 16th International Heat Transfer Conference (IHTC-16). 2018. pp. 5057–5061.

УДК 533.6.011.12:697.13

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НА СРЕДНИЙ ПО ГРАНЯМ ТЕПЛОБМЕН СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ МОДЕЛЕЙ ЗДАНИЙ

Коробков С.В.<sup>1</sup>, Гныря А.И.<sup>1</sup>, Терехов В.И.<sup>2</sup>, Михайлов Д.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный архитектурно-строительный университет,  
634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В условиях городской застройки здания и сооружения окружают близко расположенные и геометрически подобные объекты. При наличии рядом стоящих тел, в исследуемом объекте замечается изменение аэромеханической картины обтекания ветровым потоком, а также изменение коэффициента теплоотдачи.

Целью данной работы является проведение комплекса экспериментальных исследований по изучению внешнего теплообмена системы из 2-х моделей зданий, расположенными перпендикулярно ветровому потоку, для выявления закономерностей теплопотерь в зависимости от скорости воздушного потока.

В экспериментах использовались две модели в виде квадратных призм поперечным сечением  $a = 30 \times 30$  мм и высотой  $H = 150$  мм. Модели устанавливались в рабочую камеру трубы на одной линии на расстоянии  $L1/a = 1-3$  друг от друга перпендикулярно воздушному потоку (рис. 1). Модель «1» не нагревалась, модель «2» – нагревалась. Все эксперименты проводились при числах Рейнольдса  $Re = U_0 \times a/\nu = 1,87 \times 10^4, 3,74 \times 10^4$  и  $5,65 \times 10^4$  (скорость ветра 9,4; 18,8 и 28,2 м/с соответственно) и угле атаки воздушного потока  $\varphi = 0^\circ$ .

Измерение температуры на одной из граней модели «2» производилось с помощью ХК-термопар диаметром 0,5 мм. Термопары устанавливались в горизонтальном и в вертикальном направлении.

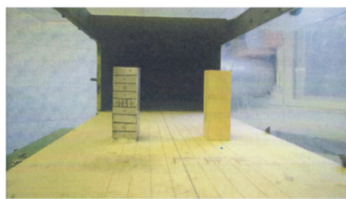


Рисунок 1. Общий вид расположения моделей в рабочей камере аэродинамической трубы. Слева – измерительная модель «2», справа – модель «1».

Общий вид и конструкция измерительной модели «2», а также методика проведения экспериментов представлены в [1–2].

На рисунке 2 представлен график влияния скорости воздушного потока  $U_0$  на распределение среднего по граням числа Нуссельта для модели «2» с относительной высотой  $H/a = 5$  при угле атаки воздуха  $\varphi = 0^\circ$  и поперечном смещении моделей  $L1/a = 2$  (60 мм).

На рисунке 2 видно, что с увеличением скорости происходит рост теплопотери на каждой грани модели «2» здания. Теплопотери для граней (А–В), (В–С) и

(D–A) при минимальной скорости практически одинаковы, но с увеличением скорости с 9,4 м/с до 28,2 м/с происходит рост – каждый со своей интенсивностью.

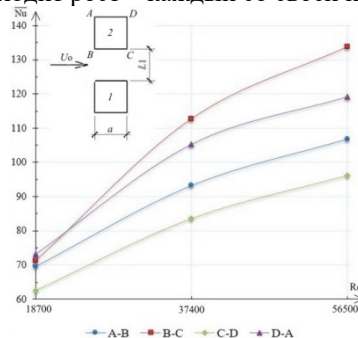


Рисунок 2. Средний по граням внешний теплообмен модели «2» с относительной высотой  $H/a = 5$  при  $\varphi = 0^\circ$  и  $L1/a = 2$

Наибольшими теплопотерями обладает боковая грань (В–С), а наименьшими – кормовая грань (С–D). Внешний теплообмен кормовой грани при минимальной скорости на 13,9% меньше, чем трех остальных. Максимальные теплопотери боковой грани (В–С) объясняются влиянием интерференции потока воздуха, формирующегося между моделями «1» и «2». В целом с ростом скорости ветра теплопотери по всем граням увеличиваются в 1,54–1,88 раз.

В результате проведенных исследований установлено:

1. Скорость ветрового потока оказывает существенное влияние на средний и интегральный внешний теплообмен. Так при  $\varphi = 0^\circ$  и увеличении скорости с 9,4 м/с до 28,2 м/с теплопотери по всем граням модели «2» возрастают в 1,54–1,88 раз. Максимальные теплопотери наблюдаются на боковых гранях (В–С) и (D–A), а минимальные – на кормовой грани (С–D).

2. Установлено, что структура отрывных течений непосредственно сказывается на характере изменения интегральной теплоотдачи. Одной из основных особенностей является наличие интерференции потока воздуха, формирующегося между системой из двух моделей квадратных призм, моделирующих систему зданий.

### Список литературы:

1. Korobkov S., Gnyria A., Dyogin A., Sokol M., Terekhov V. Vortex formation and heat transfer in the system of building models at turbulent separated flow // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, 2018. – Vol. 1105 (012019). – Pp. 1–6.
2. Gnyria A., Korobkov S., Mokshin D., Koshin A. A study of the average heat transfer coefficient at different distances between wind tunnel models // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2015. – Vol. 71 (012036). – Pp. 1–6.

УДК 532.526

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СЛАБЫХ ВОЛН МАХА НА ТЕЧЕНИЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ПЛАСТИНЫ

Кочарин В.Л.<sup>1</sup>, Косинов А.Д.<sup>1,2</sup>, Яцких А.А.<sup>1,2</sup>, Афанасьев Л.В.<sup>1,2</sup>, Ермолаев Ю.Г.<sup>1,2</sup>, Семёнов Н.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изучение процесса возникновения турбулентности в сверхзвуковых пограничных слоях, реализующихся около поверхности летательных аппаратов, необходимо для развития перспективной высокоскоростной летательной техники. Процесс ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях существенно зависит от уровня возмущений набегающего потока [1]. Одними из основных источников возмущений в сверхзвуковых аэродинамических трубах являются турбулентный пограничный слой, излучающий акустические пульсации в свободный поток [2-4]. Такие пульсации способны вызывать возбуждение собственных возмущений пограничного слоя, развитие которых может приводить к более раннему ламинарно-турбулентному переходу [5]. В аэродинамических трубах, помимо акустических пульсаций, на модели могут воздействовать квазистационарные возмущения в виде слабых ударных волн, генерируемые неровностями стенок рабочей части и сопловых вставок. Исследования влияния внешних слабых ударных волн на различные модели проводились в работах [6-8], в которых было выявлено, что падающие слабые волны оказывают сильное влияние на пограничный слой. Фундаментальный и практический интерес вызывает случай падения внешних слабых волн Маха на скользящую переднюю кромку. В данной работе представлены экспериментальные данные, полученные при различных углах скольжения передней кромки.

Эксперименты выполнены в аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича при числе Маха  $M = 2$  и единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 8 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>. В экспериментах использовалась модель плоского крыла с изменяемым углом скольжения передней кромки с помощью механизма поворота модели (МПМ). Модель имеет притупленную переднюю кромку, радиус притупления передней кромки составляет  $r = 2,5$  мм. Модель устанавливалась в рабочей части трубы под нулевым углом атаки.

Для измерения пульсаций и характеристик среднего течения использовался термоанемометр постоянного сопротивления. Использовался датчик термоанемометра с вольфрамовой нитью диаметром 10 мкм и длиной около 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика устанавливалась равной 0,8, измеренные возмущения на 95 % состояли из пульсаций массового расхода [9]. С помощью термоанемометра были определены значения среднего напряжения  $E$  и оциллограмма пульсационного сигнала  $e'(t)$ . Постоянная составляющая напряжения с выхода термоанемометра  $E$  измерялась с помощью цифрового вольтметра Agilent

34401А. Пульсационный сигнал с выхода термоанемометра оцифровывался 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и записывался в компьютер. Частота дискретизации АЦП составляла 750 кГц, а длина реализации – 65536 точек. Средние и пульсационные характеристики пограничного слоя, реализуемые на поверхности модели были получены после обработки данных с использованием стандартной методики, подробно описанной в [9-10].

В работе показано влияние падающей на скользящую переднюю кромку «догоняющей» слабой волны Маха на течение в пограничном слое. Измерения в сверхзвуковой части пограничного слоя показали, что при падении слабых волн Маха на переднюю кромку скользящей пластины, в пограничном слое наблюдаются искажения среднего течения и уровня пульсаций массового расхода. В построенных амплитудно-частотных спектрах пульсаций пограничного слоя наблюдаются изменения спектрального состава возмущений.

### Список литературы:

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках // Новосибирск: Наука, 1980. 134 с.
2. Pate S.R. Effect of wind tunnel disturbances on boundary layer transition with emphasis on radiated noise: a review // AIAA paper, 1980. 80-431.
3. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // Aerospace Sci. 1961. Т. 28. № 9. С. 685-692.
4. Kendall J.M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // AIAA J. 1975. Т. 13. № 3. С. 290-299.
5. Гапонов С.А., Семенов А.Н. Численное моделирование взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с акустической волной // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 6. С. 76-86.
6. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Панина А.В., Семенов Н.В., Яцких А.А. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т.23, № 1. С. 45-50.
7. Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Кочарин В.Л., Семенов Н.В., Яцких А.А.. Об экспериментальном исследовании воздействия слабых ударных волн на пограничный слой плоской притупленной пластины при числе Маха 2.5 // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 2. С. 1-7.
8. Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Новосибирск, 1999. (Препр. / ИТПМ СО РАН; № 6-99). 24 с.
9. Семисынов А.И., Косинов А.Д. Применение спектров высокого порядка и статистических методов для изучения нелинейной стадии перехода в сверхзвуковом пограничном слое. Новосибирск, 2002. (Препр. / ИТПМ СО РАН; № 9-2002). 39 с.

*Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7).*

Кошин А.А.<sup>1</sup>, Коробков С.В.<sup>1</sup>, Терехов В.И.<sup>2</sup>, Гныря А.И.<sup>1</sup>, Михайлов Д.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный архитектурно-строительный университет,  
634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Явление ветровых нагрузок всегда вызывало большой интерес со стороны инженеров и исследователей. С накоплением знаний и технических возможностей возрастал потенциал вероятных способов изучения ветровых потоков и их влияния на различные объекты.

В общем, можно выделить два основных направления в исследовании ветрового воздействия. Первое – это воздействие ветра, как нагрузки на здание. Второе – воздействие ветра как конвективного источника теплообмена здания.

Задача исследования была сформулирована на основе накопленных материалов исследования ветровых нагрузок и конвективного теплообмена. Многочисленные результаты экспериментов, накопленные за несколько лет, сравнение с результатами других авторов [1–5] позволили выделить общие тенденции.

Следующим шагом стало совместное рассмотрение ветровой (динамической) нагрузки и тепловых потоков, попытки обнаружить общие черты в изменениях в зависимости от взаимного расположения моделей. Ввиду большого объема данных экспериментов [6–8] было принято решение ограничить область анализа результатов следующими рамками:

1. Модели квадратных призм относительной высотой к поперечному размеру  $H/a = 6$ .

2. Взаимное расположение – на одной оси по отношению к потоку (рисунок. 1)

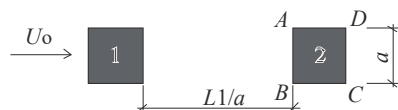


Рисунок 1. Общий вид моделей в плане при расположении на одной оси: 1 - модель-препятствие; 2 - исследуемая модель;  $a = 50$  мм

3. Диапазон расстояний  $L/a = 0 \dots 6$ .

Способ конечной обработки и анализа результатов был избран исходя из необходимости сравнения величин, идентичных по своим характеристикам. Исходный вид показателей давления-разрежения ( $C_p$ ) и теплоотдачи ( $Nu$ ) не позволял объективно сравнивать зависимости изменения этих показателей по причине отличия единиц измерения. На этом основании было принято решение использовать показатель интерференции динамических и тепловых взаимодействий моделей (IF).

$$IF(C_p) = \frac{C_p}{C_{p0}}; \quad IF(Nu) = \frac{Nu}{Nu_0};$$

где значение  $C_p$  и  $Nu$  – среднее значение коэффициента давления и числа Нуссельта на одной из граней

подветренной модели (2),  $C_{p0}$  и  $Nu_0$  – среднее значение коэффициента давления и числа Нуссельта на всей поверхности впереди стоящей модели (1).

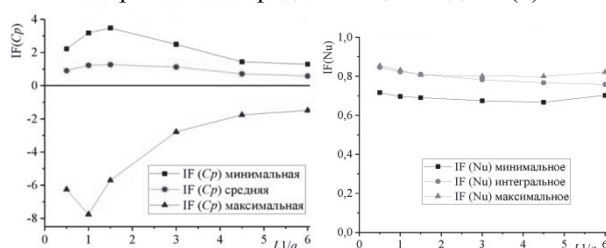


Рисунок 2. Распределение динамической и тепловой интерференции по грани В–С / D–А

Прямой зависимости между динамической и тепловой интерференцией не обнаружено. Однако, есть наблюдаемые особенности. По грани А–В наблюдаются изменения при одинаковых  $L/a$ . Так же по граням В–С и D–А выявлены изменения в интервале  $L/a < 3$ .

Касательно индивидуальных особенностей динамической и тепловой интерференции, можно сделать вывод, что динамическая более подвержена изменениям в зависимости от расстояния. По грани А–В при  $L/a > 3$ , по прочим граням – при  $L/a < 3$ .

Изменения тепловой интерференции более сдержанные. Наибольшие её значения наблюдаются по грани С–D в зоне вихреобразования за моделью.

#### Список литературы:

1. Bearman P.W., Obasaju E.D. An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-section cylinders // J. Fluid Mech. – 1982. – № 119. – P. 297–321.
2. Blair M.F. Heat transfer in the vicinity of a large scale obstruction in a turbulent boundary layer // J. Propulsion. – 1985. – № 1. – P. 158–160.
3. Castro I.P., Robins A.G. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams // J. Fluid Mech. – 1977. – v. 79. – P. 307–335.
4. Hui Y., Yoshida A., Tamura Y. Mutual interference effects between two high-rise building models with different shapes on local peak pressure coefficients // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. – 2012. – v. 104–106. – P. 98–108.
5. Baker C.J. Turbulent horseshoe vortex // J. Wind Engng Ind. Aero. – 1980. – № 6. – P. 9–23.
6. Кошин А.А. Анализ динамического воздействия воздушного потока на тандем моделей высотных зданий [Текст] // Вестник ТГАСУ. – 2014. – № 2. – С. 134–141.
7. Мокшин Д.И. Экспериментальное исследование конвективного теплообмена моделей одиночных и тандемно расположенных зданий [Текст]: автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук (01.04.14) / Мокшин Дмитрий Ильич. – Томск, 2015. – 24 с.
8. Gnyria A., Korobkov S., Koshin A., Terekhov V. Aerodynamic and thermal interference of turbulent separated flows over building models // MATEC Web of Conferences (STS-33), 2017. – Vol. 115 (02002). – Pp.1–4.



УДК 519.68, 519.633, 533.17

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНС- И СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ ГАЗОДИНАМИКИ

Крапошин М.В.<sup>1,2</sup>, Епихин А.С.<sup>1,3</sup>, Елизарова Т.Г.<sup>4</sup>, Ватутин К.А.<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup> Институт Системного Программирования им. В.П. Иванникова РАН,  
109004, г. Москва, ул. А. Солженицына, дом 25

<sup>2</sup> Факультет Авиационной и Летательной Техники МФТИ,  
140180, МО, г. Жуковский ул. Гагарина, д. 16

<sup>3</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана,  
105005, г. Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

<sup>4</sup> Институт Прикладной Математики им. М.В. Келдыша РАН,  
125047, Москва, Миусская пл., д.4

<sup>5</sup> Механико-математический факультет МГУ им М.В. Ломоносова,  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1

Качественное воспроизведение взаимодействия высокоскоростного потока, гидродинамических неустойчивостей и внешней среды является определяющим в задачах, связанных с исследованием смещения транс- и сверхзвуковых струй. К таким задачам можно отнести: определение механических и тепловых нагрузок от взаимодействия струй с преградой при старте ракеты-носителя, прогноз акустического шума свободных и погруженных струй, влияние слоя смещения на эффективную площадь рассеяния и т. д.

Критически важным при моделировании процессов смещения является точное разрешение образования гидродинамических неустойчивостей и их взаимодействия с основным потоком. Применяемые в таких случаях численные методы должны обладать возможностью разрешения как высокоскоростных течений, описываемых уравнениями Эйлера, так и вязких течений при существенно дозвуковых скоростях.

Известной проблемой многих из существующих явных методов на основе приближенных методов годуновского типа (схема Русанова, HLL, HLLC и др.), реализованных в промышленных пакетах общего назначения, является ограниченность области применимости этих алгоритмов, не позволяющая производить моделирование течений при значениях числа Маха  $Ma < 1$ . Зарекомендовавшие же себя хорошо при моделировании вязких течений проекционные методы (SIMPLE, PISO и пр.) не предназначены для применения в областях с со сжимаемостью среды. Отдельно стоит проблема выбора и применения техник монотонизации решения (например, TVD-схем с ограничителем), которые во-первых неконтролируемо вносят в решение численную вязкость, а во-вторых усложняют процедуру организации вычислений.

Альтернативой вышеописанным подходам может служить использование алгоритмов, основанных на квазигазодинамических (КГД) или регуляризованных уравнений газодинамики, разработанных и применяемых в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН более 30 лет [1, 2]. КГД-алгоритмы отличает однородность аппроксимирующих выражений, простота использования (2 настроечных параметра) и физически обусловленная численная вязкость.

Коллективом авторов ИСП им. В.П. Иванникова РАН совместно с ИПМ им. М.В. Келдыша РАН ведётся разработка семейства открытых солверов на основе КГД-алгоритмов и библиотеки OpenFOAM [3,4].

С целью расширения области применения разрабатываемого солвера и совершенствования заложенных алгоритмов в работе выполнена валидация КГД-алгоритма на задачах транс- и сверхзвукового истечения струй совершенного вязкого газа при малых и умеренных числах  $Re$  — от 3600 до 10000 [5].

Выполненные численные эксперименты позволили исследовать применимость открытого солвера QGDFoam для решения задач возникновения гидродинамических неустойчивостей и их взаимодействия с транс- и сверхзвуковым потоком. На основе полученных пространственно-временных полей газодинамических параметров (см. рис. 1) выполнено сравнение расчета с экспериментальными данными для средних по времени величин, спектров в заданных точках и общего уровня акустического шума в дальнем поле.

Сформированы рекомендации по выбору настроечных параметров КГД-алгоритма для решения задач подобного класса.

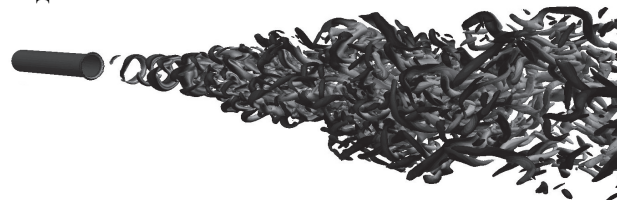


Рис. 1. Мгновенная структура (изоповерхности  $Q$  – критерия) истечения струи при малых числах Рейнольдса

### Список литературы и источников:

1. Т. Г. Елизарова, В. Н. Четверушкин, On a computational algorithm for calculating gas-dynamic flows, Dokl. Akad. Nauk SSSR 279 (1) (1984) 80–83.
2. Елизарова Т.Г., Широков И.А. Регуляризованные уравнения и примеры их использования при моделировании газодинамических течений // М.: МАКС Пресс, 2017. – 136 с.
3. <https://github.com/unicfdlab/QGDSolver>
4. M.V. Kraposhin, E.V. Smirnova, T.G. Elizarova, M.A. Istomina Development of a new OpenFOAM solver using regularized gas dynamic equations // Computer & Fluids, 166, Pp. 163–175, 2018
5. Stromberg, J.L., McLaughlin, D.K., Troutt, T.R.: Flow field and acoustic properties of a Mach number 0.9 jet at a low Reynolds number. J. Sound Vib. 72, 159–176 (1980).

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №19-71-20058 и с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».*

## ТЕПЛООБМЕН В ИМПАКТНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУЕ

Леманов В.В.<sup>1</sup>, Терехов В.В.<sup>1,2</sup>, Терехов В.И.<sup>1</sup><sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Пирогова, 2

Импактные струи широко используются в различных областях техники и технологии для охлаждения теплонапряженных устройств. Теплоотдача в импактных струях зависит от чисел Рейнольдса и Прандтля, относительного расстояния от сопла до поверхности ( $h/d$ ), степени турбулентности струи, формы и размеров сопла и состояния его кромки, а также геометрических свойств формы поверхности [1]. Часто используется корреляционная формула для расчета теплоотдачи в области лобовой точки плоской преграды

$$Nu_0 = C Re^m Pr^n \left(\frac{h}{d}\right)^p$$

где коэффициенты  $C$ ,  $m$ ,  $n$ ,  $p$  – варьируются у различных авторов в широких пределах [1]. Эта зависимость приводит к монотонному росту числа Нуссельта при увеличении числа Рейнольдса ( $m=0,3-0,8$ ), что подтверждается опытными данными. Однако наши опытные данные [2] показали, что, при числах Рейнольдса  $Re < 4000$  в области лобовой точки наблюдается немонотонная зависимость теплоотдачи от числа Рейнольдса. В связи с этим, целью настоящей работы являлось экспериментальное и численное исследование теплообмена в импактной круглой струе в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

В экспериментальной части работы использовались струя воздуха истекающая из профилированного сопла или длинной трубки диаметром  $d = 3,2$  мм. Расстояние от начала струи до преграды составляло  $h/d=20$ . Теплообменный участок с подогревом выполнен в виде медной пластины диаметром 190 мм и толщиной 50 мм. На поверхности пластины установлены миниатюрные тонкопленочные датчики теплового потока (ДТП) размером  $2 \times 2$  мм. При численном моделировании использовался подход, основанный на решении осредненных уравнений Навье - Стокса и энергии, дополненных  $k-\omega$  моделью турбулентности. Система уравнений движения, энергии и модели турбулентности решалась в двумерной осесимметричной постановке с помощью метода контрольного объема на структурированной совмещенной сетке. Аппроксимация конвективных членов осуществлялась по схеме QUICK, диффузионных - по центрально-разностной схеме, интерполяция значений переменных из центров контрольных объемов на грани с помощью метода Рхи-Чоу.

На рис.1 представлены данные по среднему значению коэффициента теплоотдачи в лобовой точке пластины. Для истечения из сопла наблюдается монотонная зависимость среднего значения коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса струи в диапазоне

$Re=200-20000$ . В то же время для истечения из длинной трубки характер поведения  $\alpha$  существенно иной. Имеется три участка. На первом участке ( $Re < 3300$ ) зарегистрировано увеличение, на втором участке ( $Re=3300-3500$ ) заметное уменьшение, на третьем участке ( $Re > 3500$ ) вновь наблюдается рост коэффициента теплоотдачи. Аналогичное разделение на три участка имеется в распределении пульсации коэффициента теплоотдачи, при этом максимальное значение достигается на втором участке при  $Re=3320$ .

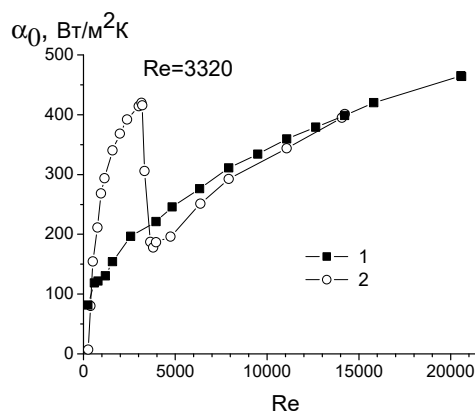


Рис. 1. Среднее значение коэффициента теплоотдачи на пластине: 1 – сопло, 2 – трубка.

Численное моделирование теплообмена проведено в широком диапазоне чисел Рейнольдса ( $Re=50-20000$ ) для истечения струи из длинной трубки. Расстояние до преграды варьировалось в пределах  $h/d=2-20$  для постоянной температуры стенки. Результаты численных расчетов качественно согласуются с опытными данными при ламинарном и турбулентном режимах течения. В области ламинарно-турбулентного перехода такого согласия не получено, что требует дальнейшего детального изучения.

## Список литературы:

1. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.
2. Леманов В.В., Терехов В.И. Особенности теплообмена в лобовой точке импактной осесимметричной струи при малых числах Рейнольдса // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 482–484.

*Эксперименты выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-08-00958), численное моделирование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.*

УДК 621.039

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К МОДУЛЮ БЛАНКЕТА РЕАКТОРА ТОКАМАКА

Беляев И.А., Лучинкин Н.А., Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г., Сардов П.А.

Объединённый институт высоких температур Российской Академии наук (ОИВТ РАН)  
125412, Россия, Москва, Ижорская ул., д. 13, стр. 2

В качестве теплоносителя в ряде проектов экспериментальных модулей blankets международного термоядерного реактора (ТЯР) ИТЭР, рассматриваются жидкие металлы (ЖМ), главным образом это литий – свинцовая эвтектика Pb-Li, которая является теплоносителем и средой для наработки трития [1].

Закономерности гидродинамики и теплообмена ЖМ в условия ТЯР существенно отличаются от условий традиционной ядерной энергетики. Главным отличием является магнитогидродинамический (МГД) характер течения среды в условиях сильного внешнего магнитного поля, что сопровождается подавлением турбулентности, специфической формой профилей скорости и ростом гидравлических потерь теплоносителя.

Исследование особенностей теплообмена при течении ЖМ в трубах применительно к системам охлаждения ТЯР проводятся на базе ртутного МГД стенда ОИВТ РАН [2].

В ранних исследованиях при опускном течении в обогреваемой трубе [2] обнаружено сильное влияние встречной термогравитационной конвекции (ТГК) на исследуемые характеристики теплообмена. В поперечном магнитном поле формирование и развитие вторичных вихревых структур ТГК в ряде режимов течения приводил к ряду неожиданных эффектов, существенно влияющих на осредненные и пульсационные характеристики теплоотдачи.

В настоящее время рассматривается конфигурация подъемного течения ЖМ в вертикальной трубе в поперечном магнитном поле. На стенде зондовыми методами проведены измерения полей температуры и скорости в условиях однородного (двухстороннего) и неоднородного (одностороннего) обогрева как в поперечном сечении трубы, так и по длине участка обогрева. Получены данные по полям осредненной температуры и скорости, распределениям температуры стенки, статистическим пульсационным характеристикам в диапазоне чисел Рейнольдса  $7000 \div 90000$ , Грасгофа Gr до  $1.5 \cdot 10^8$  и числам Гартмана до 550.

При подъемном неизотермическом течении ЖМ также обнаружено существенное влияние ТГК на характеристики теплоотдачи, как в отсутствие, так и при наличии поперечного МП. Неоднородность обогрева приводит к существенным неоднородностям в распределениях температуры на стенках каналов. Наличие ТГК в магнитном поле не приводит к полному подавлению турбулентности в условиях эксперимента, а в некоторых режимах наблюдался рост пульсаций температуры. При этом числа Нуссельта не снижались с

ростом числа Гартмана, оставаясь на уровне турбулентных значений.

Проведено обобщение опытных данных по теплоотдаче, сравниваются и анализируются результаты подъемного и опускного течения (рис.2).

Выполнено также численное моделирование задачи в соответствующих эксперименту условиях.

Обнаруженные в исследовании эффекты, необходимо учитывать в инженерных расчетах при конструировании ЖМ модулей blankets термоядерных реакторов.

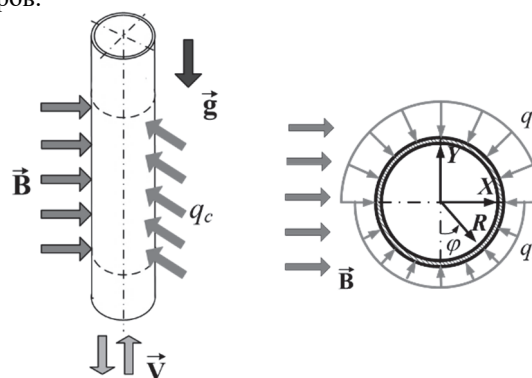


Рис 1. Конфигурация течения и обогрева ЖМ в МП

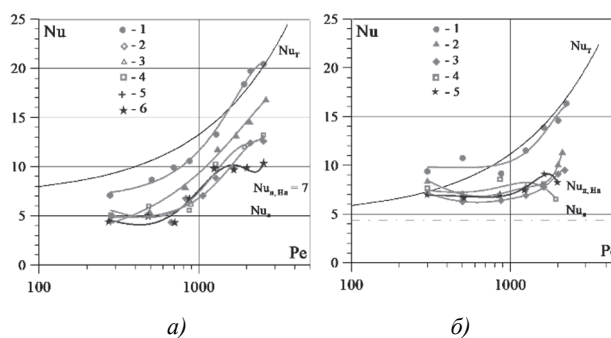


Рис 2. Зависимость  $Nu(Pe)$  для опускного (а), подъемного течения (б) в случае одностороннего обогрева; 1 –  $Ha=0$ , 2–150, 3–350, 4–450, 5–550

### Список литературы:

1. Overview of liquid metal TBM concepts and programs/ C.P.C Wong, J-F. Salavy, Y. Kim, I. Kirillov, E. Rajendra Kumar, N.B. Morley// Fusion Engineering Design. 2008. V. 83. P. 850-857.
2. И.А. Мельников, Н.Г. Разуванов, В.Г. Свиридов, Е.В. Свиридов, Шестаков А.А. Исследование теплообмена жидкого металла при течении в вертикальной трубе в поперечном магнитном поле. Теплоэнергетика, 2012.

УДК 532.5

## МИКРОСТРУКТУРА ПОТОКА В ДИСКРЕТНО-ШЕРОХОВАТОМ КАНАЛЕ С НИЗКИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ВЫСТУПАМИ

Михеев Н.И., Душин Н.С., Душина О.А.

Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Интенсификации теплообмена посвящены обзорно-аналитические работы Р.Уебба, А.Е.Бергса, Р.М.Мангалика, Дж.М.Тоума, У.М.Розенау, Дж.П.Харнетта, С.Какача. В этой области широко известны исследования Э.К.Калинина, Г.А.Дрейцера, И.А.Ярхо, В.К.Мигая, В.В.Олимпиева, В.И.Терехова, И.А.Попова. Основная идея интенсификации теплообмена состоит в уменьшении толщины теплового пограничного слоя путем разрушения и обновления динамического пограничного слоя в пристеночной области. Наиболее эффективным способом воздействия на пограничный слой является дискретная шероховатость стенки в виде поперечных выступов, каверн или лунок. Высота (глубина) элементов шероховатости должна быть не слишком велика по сравнению с толщиной вязкого подслоя. При превышении этого размера на порядок и более темп интенсификации теплообмена сильно замедляется, но гидравлическое сопротивление продолжает быстро увеличиваться, в результате чего теплогидравлическая эффективность интенсификации теплообмена снижается. Согласно серии обзорно-аналитических статей А.И.Леонтьева и В.В.Олимпиева рациональной для турбулентных потоков является высота элементов дискретной шероховатости порядка 1-2% от гидравлического диаметра, которая при умеренно высоких числах Рейнольдса лишь в несколько раз больше толщины вязкого подслоя, т.е. гораздо ниже границы полного проявления шероховатости.

В данной работе методом SIV изучалось обтекание дискретной шероховатости стенки в виде полукруглых поперечных выступов высотой  $h=2$  мм, расположенных с шагом  $12h$  на стенке канала сечением  $100 \times 100$  мм в области развитого трубного турбулентного течения (на расстоянии 5 м от входа в канал) при числе Рейнольдса  $Re=11\,000$ . Пространственное разрешение метода соизмеримо с колмогоровским масштабом турбулентности [1].

В работе анализировалась как детальная информация о динамике структуры течения при обтекании элементов шероховатости, так и осредненные профили скорости и турбулентности возмущенного элементами шероховатости пограничного слоя. Вихревые структуры выделялись на основе Q-критерия [2]. Установлено, что на высоте вершин выступа в потоке формируются интенсивные вихри с интегральным масштабом  $2.5h$ , под влиянием которых по сравнению с гладким каналом существенно увеличивается энергия пульсаций продольной компоненты скорости потока в соответствующем интервале частот пульсаций (рис.1). Из осциллограмм Q установлено, что интенсивные вихревые структуры следуют в среднем с относительной частотой  $fh/U=0.043$ .

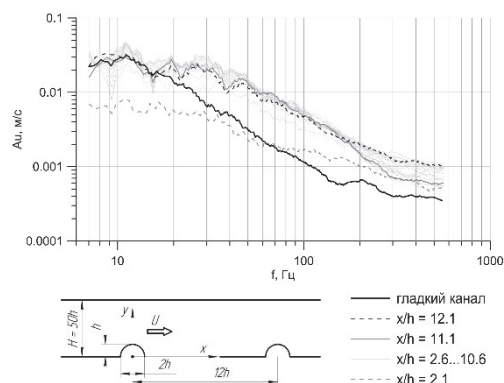


Рис.1. Спектр пульсаций скорости потока на высоте вершин выступов

Изменению структуры потока при обтекании низких выступов способствует сравнительно малое число Рейнольдса по локальным параметрам обтекания элемента шероховатости, которое на два-три порядка меньше числа Рейнольдса по диаметру канала и средней скорости. Кроме того, скорость набегающего на низкое препятствие в пределах его высоты изменяется почти линейно по сравнению с почти равномерной скоростью при обтекании высоких препятствий. Но основным фактором воздействия на структуру потока является внутренняя нестационарность обтекания низких выступов. Относительная частота следования вихрей, нормированная по шагу между выступами или длине отрывной области, имеет порядок 1. Интенсивность пульсаций в окрестности этой частоты составляет несколько процентов от скорости потока на высоте вершин выступа. Именно к достаточно интенсивным пульсациям скорости потока с относительной частотой порядка 1 весьма чувствительны гидродинамические и тепловые процессы в отрывной области. В [3] при такой относительной частоте пульсаций получен эффект двукратного сокращения длины отрывной области. Полученные результаты позволяют глубже понять механизмы интенсификации теплообмена в дискретно шероховатых каналах с низкой шероховатостью.

### Список литературы:

1. Mikheev N.I. et al. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Exp. Fluids. – 2017. – Vol. 58. No. 8, P. 97.
2. Hunt J., Wray A., Moin P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows // Proceedings of the Summer Program of the Center for Turbulence Research. 1988. pp.193 – 208.
3. Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Отрыв пульсирующего потока // Доклады Академии наук. 2007. т. 417., № 6. – С. 760–763

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-08-00421).

УДК 532.5

## СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ЗА ПОПЕРЕЧНЫМ ВЫСТУПОМ В КАНАЛАХ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Молочников В.М.<sup>1</sup>, Мазо А.Б.<sup>2</sup>, Малюков А.В.<sup>1</sup>, Калинин Е.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, 18

Известно, что при расположении поверхностных препятствий (выступов) в каналах на ламинарных режимах течения наблюдается значительная интенсификация теплоотдачи, обусловленная более ранним переходом к турбулентности. Ламинарно-турбулентный переход (ЛТП) за двумерными поверхностными препятствиями в безграничном внешнем потоке достаточно хорошо изучен. При относительно большой высоте препятствия в качестве доминирующего механизма ЛТП рассматривается самовозбуждение области отрыва пограничного слоя [1]. При обтекании препятствий в канале на переход к турбулентности оказывает влияние трехмерный характер течения, вызванный влиянием боковых стенок канала.

В настоящей работе изучается механизм перехода к турбулентности за поперечным полуцилиндрическим выступом, расположенным на стенке канала и влияние на этот механизм ширины канала (удлинения выступа) и его высоты (степени загромождения выступом потока). Выполняется визуализация течения и измерения мгновенных векторных полей скорости потока, а также прямое численное моделирование (DNS) течения в канале с выступом.

Эксперименты проводились в рабочем участке установки, представляющем собой канал прямоугольного поперечного сечения, снабженный плавным входом. Полуцилиндрический поперечный выступ высотой  $h = 3$  мм (радиусом  $R = h$ ) устанавливался на расстоянии 100 мм от входа в канал. При высоте канала  $H = 20$  мм его ширина  $B$  составляла 50 и 150 мм. Соответствующее удлинение выступа  $B/h$  изменялось от 16,6 до 50. Кроме того, при  $B = 150$  мм изменялась высота канала от 20 до 10 мм, при этом степень загромождения выступом канала  $h/H$  составляла соответственно 0,15 и 0,33. В экспериментах использовалась дымовая визуализация течения и SIV измерения мгновенных векторных полей скорости потока [2]. Прямое численное моделирование было выполнено на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости. Выполнена верификация численной процедуры. Эксперименты и расчеты проводились в диапазоне числа Рейнольдса  $Re = 59-440$ , рассчитанного по скорости внешнего потока и высоте  $h$ .

В результате проведенных исследований установлено, что основным механизмом ЛТП при обтекании поперечного выступа в канале является глобальная неустойчивость отрывной области, развивающаяся на фоне нарастания конвективной неустойчивости сдвигового слоя за выступом. При  $B = 50$  мм за выступом формируются спиралевидные движения жидкости от

боковых стенок канала, которые смыкаются в его центре и ЛТП сопровождается формированием трехмерных вихревых сгустков (рис.1), которые сносятся вниз по потоку. С увеличением  $Re$  эти сгустки разбиваются на несколько вихревых образований.

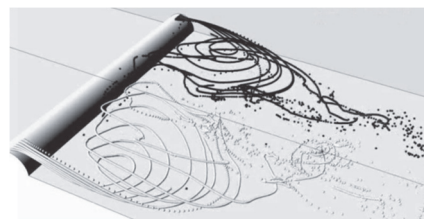


Рис.1. Формирование вихрей за выступом в канале при  $B = 50$  мм и  $Re = 230$  по данным DNS

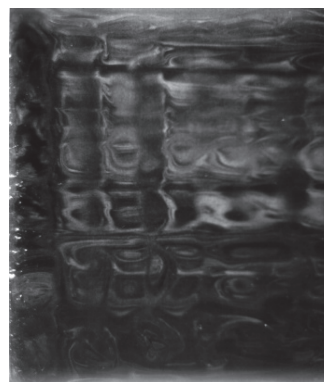


Рис.2. Ячеистая структура течения за выступом при  $Re^* = 110$  и  $B=150$ . Течение слева направо

Критическое значение числа Рейнольдса начала ЛТП составляет  $Re^* \approx 190$ . При  $B = 150$  мм спиралевидное движение жидкости не достигает центра канала, однако на начало ЛТП влияет потеря устойчивости течения по трансверсальной координате: в пределах рециркуляционной области формируется ячеистая структура течения по ширине канала (рис.2). При этом критическое число Рейнольдса составляет  $Re^* \approx 90$ . Уменьшение  $H$  до 10 мм ( $h/H = 0,33$ ) приводит к снижению  $Re^*$  примерно до 60.

### Список литературы:

1. A.V. Boiko, A.V. Dovgal, V.V. Kozlov. Instability of flow separation at 2D surface imperfections in a low-speed air stream (review) // Thermophysics and Aeromechanics, 2017, Vol. 24, No. 2, P. 167–173.
2. Mikheev N.I. et al. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Exp. Fluids. – 2017. – Vol. 58. No. 8, P. 97.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-08-00421).

УДК 532.5.032

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Мулляджанов Р. И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В работе приводятся некоторые этапы исторического развития теории гидродинамической устойчивости, а также обсуждаются современные достижения и практические возможности. В рамках линейного подхода поле скорости и давление представляются как суперпозиция основного течения и его возмущения. Используя для возмущений разложение Фурье во времени, далее формулируется спектральная задача, которая позволяет получить инкременты роста соответствующих пространственных гармоник (мод). С ростом вычислительных ресурсов стало возможным не использовать развитые ранее приближения, а решать трехмерную задачу устойчивости, таким образом, полностью учитывая эффекты непараллельности потока и не используя локальный подход.

Следующим важным шагом является обобщение анализа устойчивости на случай турбулентных течений. И хотя концептуально это вызывает некоторые вопросы к математической строгости постановки задачи, на практике наиболее неустойчивые моды, рассчитанные на основе осредненного по времени турбулентного поля скорости, дают хорошее согласие с экспериментальными измерениями и результатами вихреразрешающего численного моделирования. Учет турбулентных пульсаций обычно производится при помощи гипотезы Буссинеска и ее модификаций. Таким образом, для турбулентных течений в итоге формулируется аналогичная спектральная задача, при этом эффективная кинематическая вязкость жидкости или газа (число Рейнольдса) является функцией пространственных координат.

Однако, наиболее перспективным направлением развития теории устойчивости для практики является так называемый анализ восприимчивости. В рамках этого подхода после определения операции скалярного произведения для рассматриваемых функций возмущения формулируется сопряженная задача. Ее решением являются моды, каждая из которых соответствует моде прямой задачи, которые при этом имеют смысл области в пространстве, чувствительные к внешнему влиянию на выбранную гармонику. Этот подход открывает широкие возможности для развития эффективных способов управления турбулентными потоками в задачах энергетики. На рис. 1 показаны некоторые типичные канонические течения, в которые реализуются зачастую нежелательные автоколебания. В докладе будут представлены результаты описанной теории устойчивости и восприимчивости для подавления этих автоколебаний.

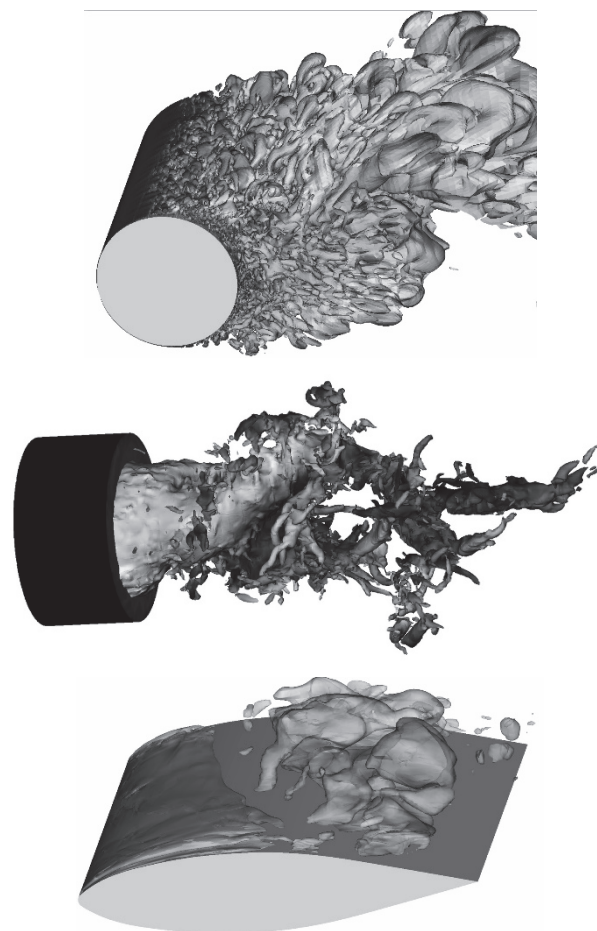


Рис. 1. Примеры канонических течений, автоколебания в которых вызваны глобальной гидродинамической неустойчивостью: обтекание цилиндра однородным поперечным потоком (сверху,  $Re = 1.4 \times 10^5$ , визуализация при помощи  $Q$ -критерия), ближняя область закрученной кольцевой струи (посередине,  $Re = 10^4$ ,  $Q$ -критерий), кавитационный режим обтекания гидропрофиля, расположенного в канале (снизу,  $Re = 1.1 \times 10^6$ , визуализация при помощи изоповерхности величины паросодержания).

Часть работы выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-38-20167, 19-48-543036, вычислительные ресурсы предоставлены в рамках работы по государственному заданию ИТ СО РАН. Автор выражает благодарность коллегам за помощь в подготовке данного материала.

УДК 531/534

## СТРУКТУРА И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОЗВУКОВЫХ ЛАМИНАРНЫХ ВОЗДУШНЫХ МИКРОСТРУЙ

Мухин К.А.<sup>1,2</sup>, Анискин В.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Целью данной работы являлось определение основных характеристик дозвуковых воздушных ламинарных микроструй, истекающих из плоского сопла высотой 83,3 мкм и шириной 3823 мкм.

Эксперименты проводились на основе метода термоанемометрии, для проведения которых был специально изготовлен датчик термоанемометра и миниатюрная аэродинамическая установка для его тарировки. Рабочим газом являлся воздух. Результаты, представленные в настоящей работе, представлены для пяти чисел Рейнольдса: 27, 68, 88, 104 и 139.

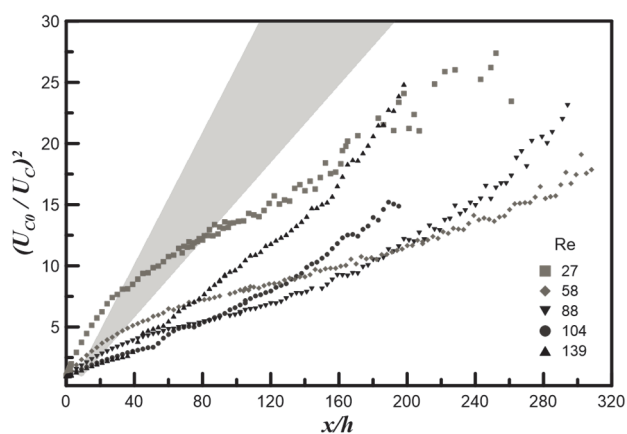


Рис. 1. Темпы падения скорости турбулентных макроструй (разброс значений показан сектором) и микроструй (значки)

На рис. 1 приведены зависимости темпов падения скорости для турбулентных макроструй (сектор) и ламинарных микроструй (значки) настоящего исследования. Видно, что, темп падения скорости ламинарных микроструй значительно зависит от числа Рейнольдса и, в общем, ниже, чем для турбулентных струй (за исключением небольшого начального участка струи до  $x/h = 20$  при  $Re=27$ ).

На рис. 2 приведен характер расширения струй, для того, чтобы показать разницу в расширении турбулентных и ламинарных струй.

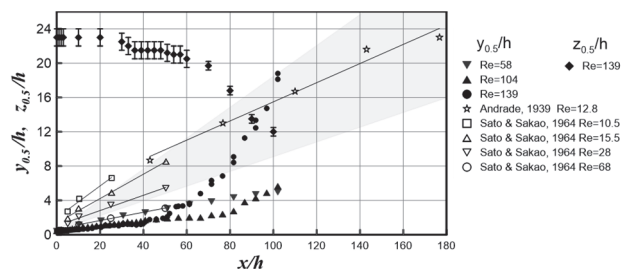


Рис. 2. Характер расширения турбулентных (сектор) и ламинарных (значки) струй

Сравнение выполняется несмотря на то, что для турбулентных макроструй полуширина струи пропорциональна продольной координате:  $y_{0.5} \sim x$ , а для ламинарных  $-y_{0.5} \sim x^{2/3}$ . Сектор на рисунке показывает разброс значений расширения турбулентных макроструй. Видно, что данные для ламинарных струй неплохо аппроксимируются линиями в измеренном диапазоне расстояний. Для чисел Рейнольдса 104 и 54 были получены данные только в поперечном направлении, а для  $Re=139$  дополнительно еще и в трансверсальном.

В работе рассмотрены методические особенности проведения термоанемометрических измерений в микроструях. Показано, что при некоторых положениях датчика может происходить самовозбуждение струи, а изменение температуры окружающей среды влияет на измерения скорости.

А также определены темпы падения скорости дозвуковых микроструй и выполнено сравнение с турбулентными макроструями. Определен характер расширения ламинарных микроструй, который оказался существенно ниже, чем для турбулентных макроструй.

### Список литературы:

1. Sato, H. The stability and transition of a two-dimensional jet // J. Fluid Mech. 1960. 7. P. 53–80.
2. Bashir J., Uberoi M. S. Experiments on turbulent structure and heat transfer in a two-dimensional jet // Physics of Fluids. 1975. 18(4). P. 405–410.
3. Gutmark, E., Wygnanski, I. The planar turbulent jet // J. Fluid Mech. 1976. 73(3). P. 465–495.
4. Hussain, A. K. M. F., Clark, A. R. Upstream influence on the near field of a planar turbulent jet // Phys. Fluids. 1977. 20(9). P. 1416–1426.
5. Deo R. C., Nathan G. J., Mi J. Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls // Experimental Thermal and Fluid Science. 2007. 32. P. 596–606.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-31-00272 и частичной поддержке гранта РНФ 17-19-01157

УДК 532.54

## ТЕЧЕНИЕ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

Наумов И.В., Шарифуллин Б.Р., Штерн В.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Закрученное течение двух несмешивающихся жидкостей, моделирующее процессы в вихревых био-реакторах, представляет большой практический и фундаментальный интерес [1–3].

Экспериментальное и численное исследование ячеистой структуры в двух-жидкостном течении [2, 3] обнаружило эффект проскальзывания радиальной компоненты скорости на границе раздела, происходящий при достаточно быстром вращении из-за центробежной силы и разности плотностей.

В данной экспериментальной работе проведено сближение плотностей несмешиваемых жидкостей, для проверки эффекта проскальзывания и сравнения сценария развития течения под границей раздела с исследованным ранее случаем большей разницы плотностей, но близкой вязкости [2]. В работе изучены закономерности движения жидкостей с (I) близкими кинематическими вязкостями и (II) близкими плотностями.

Исследования проведены в вертикальном цилиндрическом контейнере ( $R = 45$  мм,  $h = 2,5R$ ) с верхним диском, вращающимся с угловой скоростью  $\omega$ . Контейнер заполнен подсолнечным маслом (o) ( $h_o = 1R$ ) в качестве верхней жидкости, а в качестве нижней жидкости (I) раствором глицерин-вода близкой маслу кинематической вязкости (g) или (II) раствором спирт-глицерин близкой маслу плотности (sg) ( $h_g = 1.5R$ ). При температуре  $22,6^\circ\text{C}$  плотности и кинематические вязкости рабочих жидкостей составляли:  $\rho_{sg} = 922$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_g = 1237$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_o = 914,7$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu_{sg} = 7,366$  мм<sup>2</sup>/с,  $\nu_g = 42,82$  мм<sup>2</sup>/с, и  $\nu_o = 54,86$  мм<sup>2</sup>/с. Быстрота течения характеризуется числом Рейнольдса:

$$Re = \omega R^2 / \nu_o.$$

Для изучения кинематических характеристик были использованы оптические методы бесконтактной диагностики, такие как визуализация потока и Particle Image Velocimetry (PIV).

Исследование течения в вертикальном сечении, проходящем через ось контейнера, показало, что сценарий развития ячеистой структуры в случае близких плотностей в целом не отличается от случая с близкими вязкостями. Для более детального изучения вихревого движения здесь дополнительно проведено исследование распределения скорости в горизонтальном сечении в нижней жидкости на расстоянии 2 мм от границы раздела (рис. 1а). Было проведено сравнение профилей радиальной и тангенциальной компоненты скорости для случаев близких плотностей (II) и близких вязкостей (I) нижней жидкости.

На графиках видно (рис. 1б), что профили тангенциальной скорости не зависят от характеристик нижней жидкости, так как угловой момент импульса в обоих случаях передается через одну и ту же верхнюю жидкость. Напротив, величины радиальной компоненты скорости (рис. 1б), отличаются на порядок в случаях (I) и (II), как при  $Re = 50$  (слева), так и при

$Re = 250$  (справа). Дело в том, что меридианальное течение нижней жидкости формируют две конкурирующие силы: центробежная сила и вязкое радиальное трение на границе раздела. Трение прямо пропорционально динамической вязкости нижней жидкости, которая в случае (I) в 8 раз больше, чем в случае (II). А так как плотности не сильно отличаются (не более 30%), то центробежная сила в обоих случаях одного порядка и эффект проскальзывания (положительная радиальная скорость при  $Re = 250$ ) полностью не исчезает.

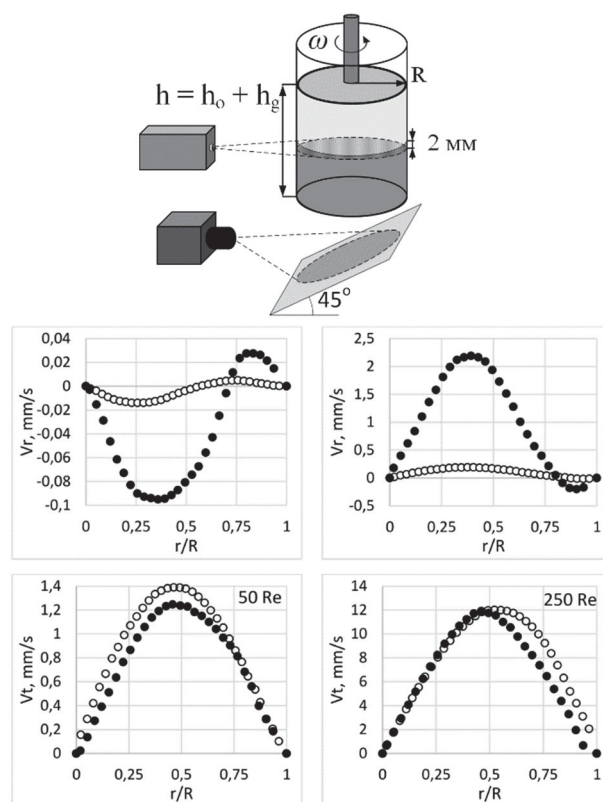


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (сверху) и профили радиальной ( $V_r$ ) и тангенциальной ( $V_t$ ) компонент скорости (● – близкие плотности, ○ – близкие вязкости).

### Список литературы:

1. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Hysteretic growth and decay of a waterspout column // Phys. Rev. Fluids. 2018. V.3. 024701.
2. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B., Shtern V.N. Slip at the interface of a two-fluid swirling flow // Phys. Fluids. 2018. V.30. 074101.
3. Naumov I.V., Glavniy V.G., Sharifullin B., Shtern V.N. Multi-cellular pattern of a two-fluid swirling flow in a closed cylinder // J. Physics: Conf. Series. 2018. V.1105. 012030.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-19-00083.



УДК 532.526

## ОБТЕКАНИЕ МОДЕЛЕЙ КРЫЛЬЕВ С ПРЯМОЙ И СО СТРЕЛОВИДНОЙ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКОЙ ПРИ ПОПАДАНИИ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ СЛЕД

Павленко А.М., Занин Б.Ю., Быков А.В., Катасонов М.М.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

При разработке перспективных летательных аппаратов большое внимание уделяется вопросам совершенствования обтекания для уменьшения расхода топлива, увеличения дальности полета и пассажироместимости самолета, улучшения устойчивости и управляемости в экстремальных ситуациях и, в конечном счете, для повышения конкурентоспособности данного образца авиационной техники. Пути совершенствования обтекания определяются на основании полученных исследователями новых знаний о физических процессах, протекающих при взаимодействии летящего самолета с окружающим воздухом. Большое прикладное значение имеют, помимо прочего, исследования физических явлений, имеющих место на крыле при различных углах атаки: течения в присоединенном пограничном слое на поверхности крыла при малых углах атаки, а также отрывных течений, возникающих при больших углах атаки, в том числе отрыва турбулентного пограничного слоя и срыва потока с передней кромки крыла. Отрыв потока – это одно из физических явлений, возникающих при движении газов или жидкостей над твердой поверхностью или, наоборот, при движении тела в неподвижной жидкости или газе, заключающееся в том, что поток перестает двигаться вдоль поверхности и отходит от нее. Два фактора являются определяющими для возникновения отрыва потока: вязкость и изменение давления вдоль поверхности [1].

Данная работа посвящена исследованию обтекания моделей крыльев с прямой и со стреловидной передней кромкой в условиях турбулентного следа. Обычно компоновку стреловидного крыла называют летающим крылом. Летающее крыло – это летательный аппарат, у которого роль фюзеляжа играют крылья. В настоящее время, такие самолеты получили широкое распространение в виде беспилотных летательных аппаратов малых размеров. Размах крыльев таких самолетов составляет всего несколько десятков сантиметров. Такого типа летательные аппараты используются при решении различных задач гражданского и военного характера: в чрезвычайных ситуациях (поиск людей, оповещение населения при ЧС, спасательные операции, лесные пожары, наводнения); мониторинг (Электростанции, сельское хозяйство, линии электропередач, земельные ресурсы, нефтегазопроводы, лесные ресурсы, водные ресурсы, дороги, железнодорожные линии, месторождения), безопасность (охрана государственных границ, охрана людей и объектов), аэрофотосъемка (геокалькулятор, геодезические работы, картографические работы, авиаучет), наука (испытание оборудования, исследования Арктики) и т.д. Управление таким самолетом осуществляется дистанционно с помощью оператора. При выполнении поставленной задачи во время полета беспилотные летательные аппараты могут попадать в область турбулентного следа сгенерированный, например,

птицей или натянутым кабелем электропередач. Результаты данной работы продемонстрировали, что такой турбулентный след может привести к значительному изменению обтекания БПЛА при определённых режимах полета.

В докладе приведены результаты экспериментов, проведенных в дозвуковых аэродинамических трубах при малых числах Рейнольдса. Для моделирования турбулентного следа в потоке применялась шершавая (ворсистая) нить диаметром около 1 мм. Таким образом, перед моделью на значительном расстоянии от нее натягивалась нить, след за которой попадал на поверхность крыла. Изучались картины течения на поверхности крыла до и после воздействия при различных углах атаки, углах стреловидности крыла и значений скорости набегающего потока. Обнаружено, след оказывает значительное влияние на отрыв потока и на вихревые структуры, возникающие над крылом. Представленная работа является продолжением комплекса работ по исследованию обтекания модели летающего крыла, первые результаты по которому опубликованы в [2-5].

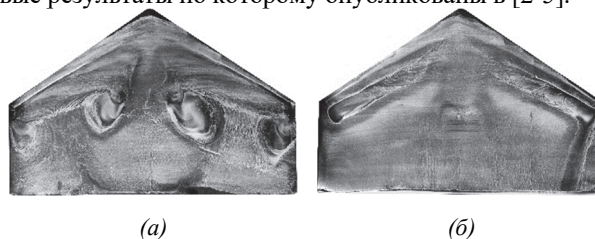


Рис. Визуализация срыва потока на модели летающего крыла (а) и обтекание в условиях турбулентного следа (б)

### Список литературы:

1. Separation of Flow / P.K. Chang; Pergamon Press, New York, 1970. 778 p.
2. Павленко А.М., Занин Б.Ю., Катасонов М.М. Исследования обтекания модели летающего крыла при натуральных числах Рейнольдса // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2015. Т. 10 No. 3. С. 19–25.
3. Pavlenko A.M., Zanin B.Yu., Katasonov M.M. Laminar-turbulent transition on the flying wing model // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun. – 3 Jul., 2016): AIP Conference Proceedings. S. I. 2016. Vol. 1770. P. 030060. DOI: 10.1063/1.4964002.
4. Назаров Д.В., Павленко А.М., Занин Б.Ю. Визуализация обтекания модели экраноплана // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12 No. 2. С. 5–10.
5. DOI: 10.25205/2541-9447-2017-12-2-5-10.
6. Pavlenko A.M., Zanin B.Yu., Katasonov M.M. Flow around a small-sized UAV model in a turbulent trace // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018): AIP Conference Proceedings. S.I.: 2018. Vol. 2027 No. 1. P. 040004(7).
7. DOI: 10.1063/1.5065278.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-79-00189).

УДК 621.9

## ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ЩЕЛЕВОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ЦИЛИНДРОМ

Палкин Е.В.<sup>1</sup>, Мулляджанов Р.И.<sup>1,2</sup>, Середкин А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Потоки газа или жидкости вокруг препятствий в узких щелевых каналах с характерным продольным размером больше глубины значительно распространены в инженерных приложениях и в окружающей среде, среди которых системы охлаждения, теплообменники [1], стык крыла с фюзеляжем и природные явления [2]. В таких потоках перед телом обтекания появляется система подковообразных вихрей, которая увеличивает локальные сдвиговые напряжения и теплоперенос [3]. Ограничивающие стенки канала оказывают стабилизирующий эффект на поток за препятствием. За телом обтекания может наблюдаться один из нескольких режимов: ламинарное обтекание, вихревая дорожка Кармана или переходный режим - нестационарная присоединенная рециркуляционная зона с синусоидальным следом в дальней области [4]. На текущий момент остается открытым вопрос о механизме перехода от полностью стационарного режима к неустойчивому.

В данной работе в качестве тела обтекания в данной работе рассматривается цилиндр диаметром  $D$  и высотой  $H = 0.4D$ , закрепленный внутри широкого прямоугольного канала. Исследуемый диапазон чисел Рейнольдса - от 2000 до 3000, вычисленный по диаметру цилиндра и среднерасходной скорости. Поток численно исследовался при помощи метода крупных вихрей (Large-eddy Simulation, LES). В качестве входного граничного условия задан параболический профиль скорости, а на стенках цилиндра и канала - линейное распределение температуры. Мы используем конечно-объемный код T-Flows [4] со вторым порядком аппроксимации по времени и пространству. Подсеточные масштабы моделируются с помощью динамической модели Смагоринского [5].

На Рис. 1 показаны изоповерхности  $Q$ -критерия для двух режимов обтекания цилиндра в щелевом канале - стационарного и турбулентного с выраженной дорожкой Кармана.

В полной работе будет представлен анализ механизма потери устойчивости от ламинарных режимов обтекания к неустойчивым в диапазоне  $Re$  от 2 000 до 3 000.

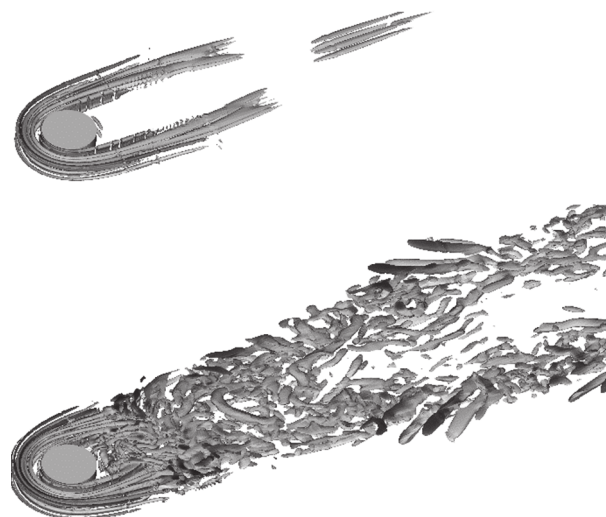


Рис. 1. Поле температуры на изоповерхностях мгновенного  $Q$ -критерия. Сверху вниз:  $Re = 2000, 3000$ .

### Список литературы:

1. Mon MS., Gross U. Numerical study of fin-spacing effects in annular-fin tube heat exchangers // Int. J. Heat Mass Transf. 2004. Т. 47. № 8–9, С. 1953–1964.
2. Ingram R., Chu V. Flow around islands in rupert bay: An investigation of the bottom friction effect // J. Geophysical Research. 1987. Т. 92, С. 14521–14533.
3. Simpson R. Junction flows // Ann. Rev. Fluid Mech. 2001. Т. 33. С. 415–443.
4. Chen D., Jirka GH. Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer // Fluid Dynam. Research. 1995. № 1. Т. 16. С. 11.
5. Ničeno B, Hanjalić K. Unstructured Large-eddy and conjugate heat transfer simulations of wall-bounded flows // Modelling and Simulation of Turbulent Heat Transfer. 2005. С. 32–73.
6. Lilly DK. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method // Phys. Fluids. 1992. Т. 4 № 3, С. 633–635.

*Работа выполнена при финансовой поддержке  
РФФИ мол\_а 18-38-00943,  
разработка вычислительного кода выполнена  
в рамках государственного задания ИТ СО РАН.  
Авторы благодарны Сибирскому  
суперкомпьютерному центру, межведомственному  
суперкомпьютерному центру и информационному  
вычислительному центру НГУ за предоставленные  
вычислительные ресурсы.*

УДК 532.526

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ И КОНТРОЛИРУЕМЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В НЕОДНОРОДНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СКОльзяЩЕГО КРЫЛА

Панина А.В.<sup>1</sup>, Косинов А.Д.<sup>1,2</sup>, Семенов Н.В.<sup>1</sup>, Ермолаев Ю.Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Экспериментальные исследования перехода ламинарного течения к турбулентному ведутся с середины XX века, однако этот вопрос не теряет своей актуальности. Для решения задачи ламинаризации необходимо детально выяснить механизмы, приводящие к переходу [1]. Понимание механизмов развития неустойчивых волн позволит создавать эффективные методы управления переходом.

Одним из перспективных методов управления течением является использование шероховатости поверхности. В работах [2, 3] показано, что периодическая шероховатость поверхности, расположенная вблизи передней кромки модели скользящего крыла, может, как стабилизировать течение, так и приблизить ламинарно-турбулентный переход к передней кромке.

Целью данной работы являлось исследовать влияние поперечной модуляции среднего течения на развитие естественных и контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на тонком скользящем крыле.

### Постановка экспериментов

Эксперименты выполнены в малошумной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха  $M = 2,0$  и единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 5,1 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

Для измерений средних и пульсационных характеристик потока использовался термоанемометр постоянного сопротивления. Для введения в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых возмущений применялся локализованный источник, основанный на тлеющем электрическом разряде в камере [4]. Частота зажигания разряда составляла 20 кГц.

В работе использовалась модель скользящего крыла с острой передней кромкой и углом стреловидности  $45^\circ$ . Поперечная модуляция среднего течения в пограничном слое создавалась с помощью ромбовидных наклеек из скотча, расположенных на верхней поверхности модели параллельно передней кромке. Период расположения наклеек варьировался (6 и 12 мм). Измерения на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями выполнены при фиксированной электрической мощности источника.

Средние и пульсационные характеристики течения были получены после обработки данных, используя стандартную методику [5]. Искажение среднего течения определялось, используя соотношение между относительным изменением среднего массового расхода и относительным изменением среднего напряжения с выхода термоанемометра [4].

### Результаты

Проведены измерения кривых перехода на модели гладкого скользящего крыла и на скользящем крыле с элементами шероховатости двух конфигураций. Определено влияние периодической шероховатости поверхности на рост естественных пульсаций (без использования разряда) в пограничном слое.

Измерены амплитудные и фазовые распределения в поперечном направлении на расстоянии от разряда  $x = 20 \div 60$  мм. Определены амплитудные и фазовые спектры возмущений по  $\beta'$  (волновое число в поперечном направлении) на частотах 10–70 кГц.

Получено, что положение шероховатостей относительно источника влияет на амплитуду возбуждаемых в пограничном слое пульсаций и на их развитие вниз по потоку. Это, в свою очередь, влияет на критерии по эффективности воздействия источника контролируемых пульсаций для технологии активного/пассивного управления сверхзвуковым пограничным слоем, в том числе, с помощью микронеровности поверхности скользящего крыла и плоской пластины.

### Список литературы:

1. А.Д. Косинов, Н.В. Семенов, В.М. Фомин. Об управлении переходом в сверхзвуковых пограничных слоях на скользящих крыльях // «Проблемы и достижения прикладной математики и механики»: к 70-летию академика В.М. Фомина: сб. науч. тр. Новосибирск: Параллель, 2010. – С. 353–363.
2. Saric W.S., Reed H.L. Supersonic laminar flow control on swept wings using distributed roughness // AIAA Paper; No. 2002–0147. 2002. 10 p.
3. Семёнов Н.В., Косинов А.Д. Метод управления ламинарно-турбулентным переходом сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле // Теплофизика и аэромеханика, 2007. Т. 14. № 3. С. 353–357.
4. A.V. Panina, A.D. Kosinov, Yu.G. Yermolaev, V.N. Gorev, N.V. Semionov. Experimental study of mean and pulsation flow characteristics in the 2D/3D supersonic boundary layer behind flat roughness elements // Thermophysics and Aeromechanics. 2014. Vol. 21, No. 1. P. 3–13.
5. A.D. Kosinov, A.V. Panina, N.V. Semionov, Yu.G. Yermolaev, S.A. Gaponov. Artificial disturbance damping in 2D and 3D supersonic boundary layers // Recent Advances in Fluid Mechanics and Heat & Mass Transfer: Proceedings of the 11th International Conference on Fluid Mechanics & Aerodynamics (FMA '13). 2013. P. 19–24.

*Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК–2491.2019.1).*

*Эксперименты выполнены с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).*

УДК 621.9

## АЭРОДИНАМИКА ПОТОКА В НЕПОДВИЖНОМ СЛОЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ВЫСОКОПОРИСТЫМИ НАСАДКАМИ

Пащенко Д.И., Мустафин Р.М., Наплеков И.С.

ФГБОУ ВО «Самарский государственный технический университет»,  
443100, Россия, Самара, ул. Молодогвардейская, 244

Аппараты с неподвижным зернистым слоем, заполненные насадками различной формы с различными свойствами широко применяются в промышленности: химическая технология, энергетика, нефтехимия и др. Устройства с неподвижным слоем используются для улучшения контакта между двумя фазами в процессе тепломассообмена в химических реакторах, в адсорберах, термохимических рекуператорах и др. Расчет газодинамики потока в таких устройствах является важной инженерной и научно-технической задачей.

Традиционный подход к расчету перепада давления в аппаратах с неподвижным слоем, заполненным насадками различной формы, базируется на уравнении Эргуна [1]:

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{\phi^2 \alpha} u + \frac{C_2}{\phi} \frac{1}{2} \rho u^2, \quad (1)$$

где  $\mu$  – вязкость,  $L$  – неподвижного слоя,  $\alpha$  – коэффициент вязкого сопротивления,  $C_2$  – коэффициент инерциального сопротивления,  $\phi$  – сферичность насадки.

Многообразие форм насадок, режимов работы устройств с неподвижным слоем, физико-химических свойств веществ, приводит к тому, что научной литературе имеется большое многообразие модифицированных уравнений Эргуна. Кроме того, в последнее время для расчета аппаратов с неподвижным слоем использование методов вычислительной гидродинамики (CFD-моделирование) находит все более широкое применение. Для этого используются как специальные программные продукты, в частности, ANSYS, Comsol Multiphysics, OpenFOAM и др., так и программные коды, написанные для решения уникальных задач.

Во время проведения авторами эксперимента по определению перепада давления в неподвижном слое, заполненном высокопористыми сферическими и цилиндрическими насадками ( $\epsilon > 0,5$ ) было замечено, что экспериментальные данные отличаются от результатов, полученных по уравнению Эргуна, и от результатов CFD-моделирования. Действительно, уравнение Эргуна (1) никак не учитывает пористость насадки и размер пор, хотя некоторые авторы полагают, что при размере пор менее 1 мкм, такой учет нецелесообразен, т.к. влияние пористости насадок незначительно [2].

Для учета пористости насадок, образующих неподвижный слой, серия вычислительных экспериментов была выполнена авторами. CFD-моделирование выполнено в программном продукте ANSYS Fluent (v.18.2 Full Academic Research). Верификация результатов CFD-моделирования, выполнена с помощью экспериментальных данных, полученных авторами на аэродинамическом стенде [3].

В расчетной геометрии насадки представлены как пористые структуры, поэтому они являются проточной областью. Для избегания пересечения проточных областей, представленных междучастичной проточной областью и пористой средой насадок, была задана область контакта через установку соответствующих интерфейсов. Для этого использован способ объединения в составную часть (part), который работает только в том случае, если в расчетной области имеются интерфейсы типа coupled wall.

Результаты сравнения значений перепада давления в неподвижном слое, заполненном высокопористыми насадками, показаны на рис. 1. Пунктирной линией – CFD (solid) и сплошной линией CFD (porous) обозначены результаты CFD-моделирования без учета пористости насадки и с учетом пористости, соответственно.

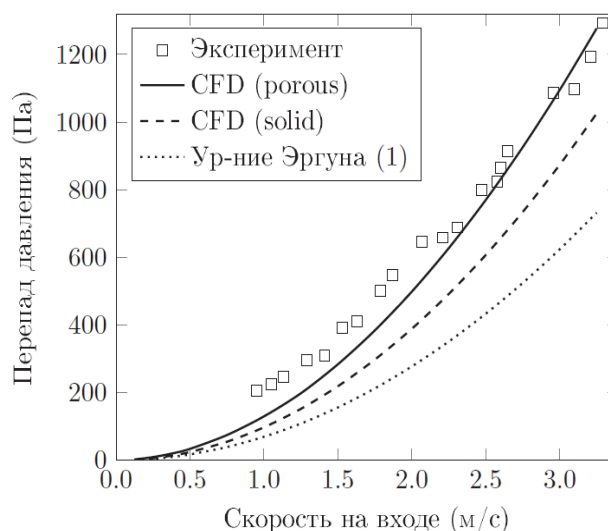


Рис. 1. Сравнения значений перепада давления в неподвижном слое длиной 400 мм

### Список литературы:

1. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chemical Engineering Progress. 1952. Т.48. С. 89–94.
2. Dixon A.G., Taskin M.E., Nijemeisland M. CFD method to couple three-dimensional transport and reaction inside catalyst particles to the fixed bed flow field // Industrial & Engineering Chemistry Research. 2010. Т. 49. №. 19. С. 9012–9025.
3. Пащенко Д.И., Частикова О.И., Горохов В.В. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик слоя катализатора термохимического регенератора // Труды Академ. энерго. 2018. № 1. С. 7–17.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 19-19-00327, 2019-2021 гг. по теме «Разработка и оптимизация технологии термохимической регенерации теплоты продуктов сгорания органического топлива: экспериментальное и численное исследование».*

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАМКНУТОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ТЕРМАЛЬНЫХ ВОД

Пеньковский В.И., Корсакова Н.К.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

Использование угля, нефти и газа в качестве основных энергоносителей приводит к обострению ситуации с истощением мировых запасов, не возобновляемых видов сырья.

В России имеется большой исторический опыт применения термальных вод для выращивания овощей и фруктов на территории Соловецкого архипелага, берегах реки Анадырь и многих других местах [1-3]. Термальные воды в Сибири расположены на глубине 600-900 метров. Температура воды иногда достигает 90 градусов Цельсия. Существующий геотермический градиент в среднем равен 30 гр.С/км. Ряд участков Кузбасса попадает в список территорий, имеющих наиболее высокий тепловой режим, так же как Камчатка, Курилы, Байкал, Памир, Тянь-Шань. Интерес к проблеме моделирования процессов движения термальных вод и их практического использования проявляется во многих странах мира [4]. Созданы пакеты по реализации вычислительных программ [5].

Главная из проблем, с которой сталкиваются проектировщики установок по применению подземных термальных вод, заключается в создании режима замкнутой циркуляции воды. В термальных водах часто содержится большое количество солей различных токсичных химических соединений, сброс которых в природные водные системы, расположенные на поверхности земли, крайне нежелателен.

В докладе рассматриваются модельные задачи процесса переноса тепловой энергии термальными водами в режиме замкнутой циркуляции на основе представлений водоносного пласта как гетерогенной структуры, состоящей из двух, вложенных друг в друга сплошных континуумов [6].

Система уравнений теплопереноса для простейшей модели циркуляции термальных вод в случае одномерного движения в конечном напорном пласте имеет вид

$$-mD \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - c\rho \frac{\partial(Tv)}{\partial x} + m c \rho \frac{\partial T}{\partial t} + (T - T_s) / \alpha_s = m q_a; \quad (1)$$

$$-(1-m)D_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + (1-m)c_s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} - (T - T_s) / \alpha_s = (1-m)q_a.$$

Здесь приняты обозначения:  $D$ ,  $T$ ,  $m$ ,  $\rho$ ,  $c$ ,  $v$ ,  $x$ ,  $t$  — коэффициент теплопроводности, температура, пористость пласта, плотность, теплоемкость, скорость фильтрации, координата и время соответственно, величины с индексом  $s$  относятся к скелету породы,  $q_a = \alpha_a (T_a - T)$  — источники тепла, поступающего от окружающих пород через кровлю и подошву пласта, интенсивность теплообмена между континуумами пропорциональна разности локальных температур.

Поскольку теплообмен происходит на расстояниях, соизмеримых с размером пор и существенно зависит от их удельной поверхности, то в системе (1) можно положить  $\alpha_s \approx 0$  и  $T_s \approx T$ . Формальным разложением искомых функций по малому параметру задача сводится к решению одного уравнения внешнего переноса тепла и уравнению кинетики внутреннего тепло-

$$\text{обмена: } (1-m)c_s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{\alpha_s} (T - T_s).$$

Получены аналитические формулы для определения области изменения параметров задачи, при которых возможен установившийся режим замкнутой циркуляции. Рассмотрен режим замкнутой циркуляции в системе двух пластов термальных вод. Рассмотрена схема движения, отличающаяся от предыдущей схемы наличием слабо проницаемой подошвы с коэффициентом фильтрации  $k_1$  и мощностью  $M_1$ , отделяющей эксплуатируемый пласт от нижележащего пласта, в котором сохраняются напор  $h_1 = 0$  и начальная температура воды  $T_1 = T_a$ . При этом используется известная схема фильтрации жидкости Мятлева-Гиринского в слоисто неоднородных пластах [7, 8]. Согласно этой теории движение жидкости в основных горизонтах считается горизонтальным, а в слабо проницаемых прослойках — вертикальным, происходящим со скоростью, пропорциональной разности напоров в горизонтах.

### Список литературы:

1. Дворов И. М. Глубинное тепло Земли / Отв. ред. доктор геолого-минералогических наук А. В. Щербаков. М.: Наука, 1972. 208 с.
2. Мархинин Е. К., Стратула Д. С. Гидротермы Курильских островов. М.: Наука, 1977. 212 с.
3. Пийп Б. И. Термальные ключи Камчатки. М., Л.: Изд-во АН СССР, 1937. 269 с.
4. Алхасов А.Б. Возобновляемая энергетика. М. Физматлит. 2010. 255 с.
5. Zhou Xun, Zhao Jangbo et al. Numerical Modeling of 3D Transient Groundwater Flow and Heat Transport of Geothermal Fields of Low to Moderate Temperature // Proceedings World Geothermal Congress 2015, Melbourne, Australia, 19–25 April 2015.
6. Рубинштейн Л.И. К вопросу о распространении тепла в гетерогенных средах // Изв. АН СССР. Сер.географ. 1948. Т.12, № 1. С. 27–45.
7. Полубаринова-Кочина П.Я. Теория движения грунтовых вод. М.: Наука, 1977.
8. Данаев Н.Т., Корсакова Н.К., Пеньковский В.И. Многофазная фильтрация и электромагнитное зондирование скважин. Алматы: «Эверо», 2014. 277 с.

УДК 621.436

## СПОСОБ СТАБИЛИЗАЦИИ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПОТОКОВ ГАЗА ВО ВПУСКНОЙ СИСТЕМЕ ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ С ТУРБОНАДУВОМ

Плотников Л.В., Жилкин Б.П., Бродов Ю.М.

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,  
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Известно, что одним из методов улучшения технико-экономических и экологических показателей поршневых двигателей внутреннего сгорания (ДВС) является установка турбокомпрессора (ТК). Это приводит к увеличению удельной мощности, снижению расхода топлива (росту КПД) и улучшению экологичности ДВС [1, 2]. При этом, на эффективность рабочего цикла двигателя с ТК существенное влияние оказывают тепломеханические характеристики газовых потоков во впускной системе ДВС [3, 4]. Особенность термомеханики пульсирующих потоков во впускной системе двигателя состоит в механическом воздействии лопаточного аппарата компрессора на основное течение, которое создает дополнительную внешнюю турбулентность. Можно отметить несколько публикаций, посвященных исследованию различных способов модернизации газоздушных систем ТК и ДВС с целью повышения их эффективности [5-7]. В данной работе представлен способ стабилизации пульсирующих потоков газа во впускной системе двигателя с ТК за счет установки в выходной канал центробежного компрессора ТК стабилизирующей решетки (на основе принципа хонейкомба).

Исследования газодинамики и теплообмена во впускной системе разной конфигурации проводились на экспериментальной установке, которая включала в себя одноцилиндровую модель двигателя (размерность 8,2/7,1), оснащенную турбокомпрессором (ТКР6). Привод поршневого ДВС осуществлялся с помощью электрического двигателя, привод ТК - сжатым воздухом от внешнего источника. В ходе проведения опытов производились измерения частот вращения коленчатого вала и ротора ТК, мгновенных значений скорости и давления потока во впускной системе двигателя, а также локального коэффициента теплоотдачи. В данном исследовании определение локального коэффициента теплоотдачи во впускной системе основано на идее гидродинамической аналогии теплообмена (анalogии Рейнольдса), которая предполагает единство процессов передачи импульса и тепла в турбулентном потоке и устанавливает количественную связь между теплопередачей и гидравлическим сопротивлением (критерием Стентона).

Для стабилизации характеристик пульсирующего потока газа во впускную систему устанавливалась выравнивающая решетка (по принципу хонейкомба). Она устанавливалась в выходной канал компрессора перед впускным трубопроводом двигателя.

Показано (рис. 1), что установка в выходном канале компрессора выравнивающей решетки приводит к снижению степени турбулентности (за цикл) во впускной системе ДВС с ТК на величину до 25 % по сравнению с базовой системой. При этом наибольшее снижение наблюдается при низких частотах вращения коленчатого

вала. Одновременно происходит снижение интенсивности теплоотдачи (вплоть до 15 %) во впускной системе с выравнивающей решеткой. Наибольшее снижение  $\alpha'_x$  также наблюдается при низких значениях  $n$ .

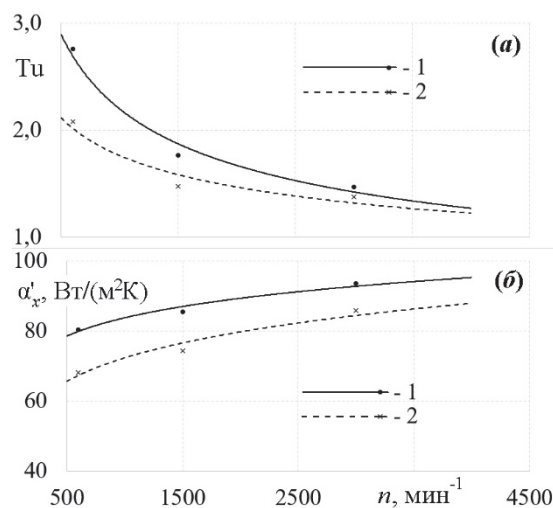


Рис. 1. Зависимости степени турбулентности  $Tu$  (а) и локального коэффициента теплоотдачи  $\alpha'_x$  (б) от частоты вращения коленчатого вала  $n$  в базовой впускной системе (1) и системе с выравнивающей решеткой (2) при скорости вращения ротора ТК равной 46000 мин<sup>-1</sup>

Полученные данные могут быть использованы для совершенствования методов расчета процессов газообмена и модернизации впускных систем поршневых двигателей с турбокомпрессором.

### Список литературы:

1. Хак Г. Турбодвигатели и компрессоры: Справочное пособие. Москва: ООО Издательство «Астрель – АСТ». 2003. 351 с.
2. Watson, N., Janota, M.S. Turbocharging the Internal Combustion Engine. London: Macmillan. 1982. 264 p.
3. Barrera-Medrano M.E., Newton P., Martinez-Botas R., Rajoo S., Tomita I., Ibaraki S. Effect of exit pressure pulsation on the performance and stability limit of a turbocharger centrifugal compressor // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. 2017. Vol. 139(5). 052601.
4. Гришин Ю.А. Взаимодействие импульсов нестационарного течения потока газов с турбиной // Двигателестроение. 2017. № 2. С. 11–14.
5. Unver B., Koyuncuoglu Y., Gokasan M., Bogosyan S. Modeling and validation of turbocharged diesel engine airpath and combustion systems // International Journal of Automotive Technology. 2016. Vol. 17 (1). P. 13–34.
6. Jang J., Woo Y., Jung Y., Cho C., Kim G., Pyo Y., Han M., Lee S. Research for intake and exhaust system parameterization of 2-cylinder gasoline engine for RE-EV // International Journal of Energy Research. 2018. Vol. 42(9). P. 3007–3016.
7. Wang T.J. Optimum design for intake and exhaust system of a heavy-duty diesel engine by using DFSS methodology // Journal of Mechanical Science and Technology. 2018. Vol. 32 (7). P. 3465–3472.

Работа выполнена при поддержке РФФ в рамках научного проекта 18-79-10003.

УДК 532.542.3

## УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ВОЗЛЕ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА

Проскурин А.В.<sup>1</sup>, Сагалаков А.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Алтайский государственный технический университет,  
656038, Алтайский край, Барнаул, пр-т Ленина 46

<sup>2</sup> Алтайский государственный университет,  
656049, Алтайский край, Барнаул, пр-т Ленина 61

Рассмотрим течение вязкой электропроводящей жидкости возле круглого цилиндра. Чертеж течения представлен на рис. 1(а). Граница цилиндра обозначена  $\Omega_c$ . Область, в которой производятся вычисления, обозначена  $\Omega$  и имеет размеры  $L, L_1, L_y$ . Цилиндр обтекается вязкой электропроводящей жидкостью, скорость которой направлена вдоль оси  $x$  и на бесконечности равна  $U_\infty$ . Внешнее однородное магнитное поле  $H_0$  направлено горизонтально. Уравнение Навье-Стокса для функции тока  $\psi$  имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} + St \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{Re} \Delta^2 \psi, \quad (1)$$

где  $Re = \frac{U_\infty d}{\nu}$  – число Рейнольдса,  $St = \frac{\sigma H_0^2 d^2}{\rho U_\infty}$  – число Стюарта,  $\nu$  – вязкость жидкости,  $d$  – диаметр цилиндра,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\sigma$  – ее электропроводность. Как показано в работах [1,2], возмущение можно представить в виде

$$\psi = \psi_0(x, y) + \psi(x, y)e^{Ct}, \quad (2)$$

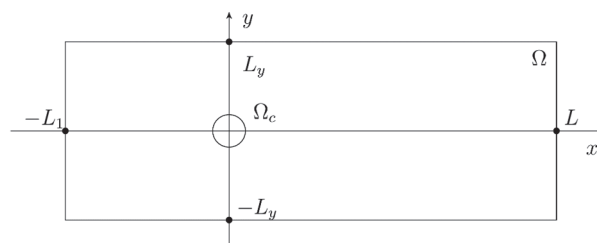
где  $\psi_0(x, y)$  – стационарное течение,  $\psi(x, y)$  – амплитуда возмущения,  $C = X + 2\pi i Y$ ,  $X$  – коэффициент нарастания возмущения,  $Y$  – его частота. Подставим (2) в (1) и, полагая возмущения малыми, получим линейризованную задачу на собственные значения

$$C \Delta \psi = \frac{1}{Re} \Delta^2 \psi - V \Delta \psi_x - U \Delta \psi_y + \psi_x \Delta U + \psi_y \Delta V - St \psi_{xx} \quad (3)$$

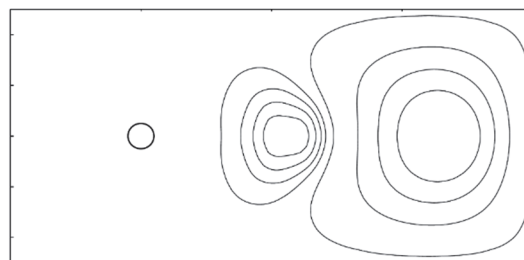
Здесь нижними индексами обозначены производные,  $U$  и  $V$  –  $x$  и  $y$  компоненты стационарного течения. Предполагается, что возмущения обращаются в нуль на границах  $\Omega_c$  и  $\Omega$ :

$$\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

Задача на собственные значения (3)-(4) решалась при помощи метода функций Рвачева, предложенного в работах [3,4]. Подробности применения метода к задаче устойчивости течения возле цилиндра изложены в работе [5]. Корректность метода подтверждена результатами, приведенными в работах [5,6,7]. Устойчивость течения исследована для широкого диапазона чисел Гартмана и Рейнольдса. В качестве примера на рис. 1(б) приведены линии уровня действительной части наиболее опасной собственной функции при  $Re = 10$  и  $M = 1$ .



а



б

Рис. 1. Чертеж течения возле круглого цилиндра (а) и линии уровня действительной части наиболее опасной собственной функции при  $Re = 10$  и  $M = 1$  (б).

### Список литературы:

1. Theofilis V. Global linear instability // Annual Review of Fluid Mechanics. – 2011. – Т. 43. – С. 319–352.
2. Barkley D. Linear analysis of the cylinder wake mean flow // EPL (Europhysics Letters). – 2006. – Т. 75. – №. 5. – С. 750.
3. Кравченко В., Рвачев В. Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях. – Litres, 2018.
4. Shapiro V. Semi-analytic geometry with R-functions // ACTA numerica. – 2007. – Т. 16. – С. 239–303.
5. Proskurin A. V., Sagalakov A. M. An example of the Rvachev function method // arXiv preprint arXiv:1603.00320. – 2016.
6. Proskurin A., Sagalakov A. The numerical investigation of the stability of the localized perturbation in Poiseuille flow // Computational technologies. – 2013. – Т. 18. – №. 3. – С. 46–53.
7. Proskurin A., Sagalakov A. A method for modelling MHD flows in ducts // Magnetohydrodynamics (0024–998X). – 2016. – Т. 52.

УДК 536.25

## ВЛИЯНИЕ ОГРАЖДЕНИЯ НА ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В ЗАТОПЛЕННОМ ГЛАДКОТРУБНОМ ПУЧКЕ

Рис В.В., Иванов Н.Г., Щур Н.А., Засимова М.А., Подмаркова А.Д.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

В настоящее время накапливается опыт эксплуатации автономной газокompрессорной станции, установленной в Норвежском море на большой глубине [1]. В составе станции находятся газоохладители, сконструированные на базе гладкотрубных пучков, в которых охлаждаемый газ течет внутри труб, а охлаждение газа достигается свободным течением воды в межтрубном пространстве.

В работе [2] представлены результаты численного моделирования естественной тяги и внешнего теплообмена в погруженных в воду шахматных гладкотрубных пучках, состоящих из различного числа вертикальных рядов (от 6 до 22) периодически изогнутых труб. Теплоотдача в этих пучках была сопоставлена с теплоотдачей в пучке, составленном из неограниченного числа вертикальных рядов. Показано, что влияние числа вертикальных рядов на среднюю теплоотдачу в пучке сравнительно невелико, не превышает 3%. Расчеты показали, что течение в открытом трубном пучке, окруженном практически безграничной толщей воды, складывается в результате эжекции холодной воды со всех сторон пучка. В этих условиях теплоотдача каждого горизонтального участка в одном вертикальном ряду оказывается различной. Изменение теплоотдачи от последнего, верхнего участка относительно первого, нижнего может достигать 40%.

Описанные в [2] особенности теплоотдачи, обусловленной эффектом естественной тяги, вызвали интерес к поиску возможностей управления теплосъемом в пучке путем подбора конфигурации ограждающих его элементов.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования течения воды в пучке, составленном из шести вертикальных рядов труб с двенадцатью горизонтальными прямыми участками у каждой трубы (рис. 1). Геометрические параметры пучка и составляющих его труб такие же, как и для пучка, представленного в [2]. Ограждающие пучок вертикальные плоские элементы (пластины) располагались со всех сторон пучка, как показано на рисунке, или попарно с противоположных сторон: в одном случае параллельно прямым участкам, а в другом – со стороны изгибов труб. Последние два случая неполного ограждения пучка можно рассматривать в контексте исследования влияния загромождения пространства вокруг пучка элементами оборудования подводной компрессорной станции.

Численное моделирование течения выполнено методом решения нестационарных уравнений Навье-Стокса и энергии с учетом плавучести в приближении Буссинеска и с заданной температурой стенок труб (30°C). Как и в [2], параметры окружающей воды, взятые при 20°C, соответствовали  $Pr = 6,09$ . Число Грасгофа, построенное по диаметру труб, составило

200000. Расчеты выполнены с использованием пакета ANSYS Fluent на сетке из 50 млн. ячеек. Для расчетов использован кластер Суперкомпьютерного центра СПбПУ.

Результаты показали, что установка сплошного ограждения вокруг пучка заметно перераспределяет теплоотдачу между вертикальными рядами. По сравнению со случаем неогороженного пучка теплоотдача горизонтальных участков в центральных рядах снижается на 5...25% в зависимости от положения участка. В боковых рядах теплоотдача горизонтальных участков заметно, на 20...30%, увеличивается. Общий рост теплоотдачи в пучке со сплошным ограждением объясняется увеличением расхода воды через пучок по сравнению со случаем отсутствия ограждения. Частичное ограждение не оказывает сильного влияния на теплоотдачу

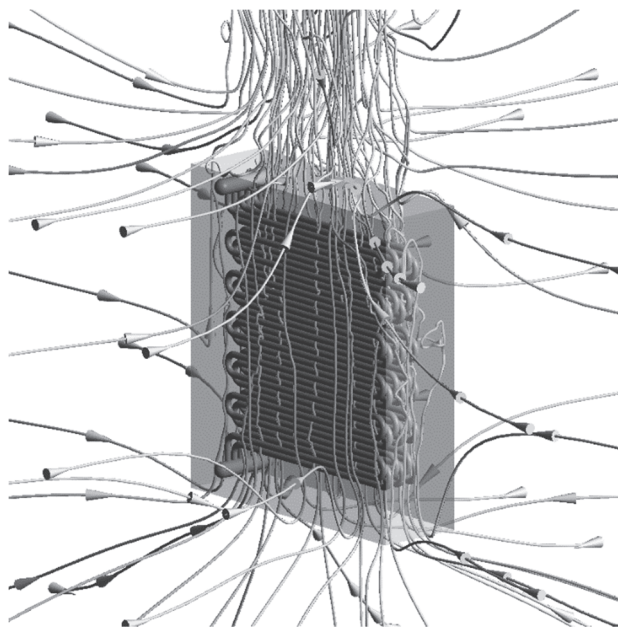


Рис. 1. Линии тока вблизи шестирядного гладкотрубного шахматного пучка с ограждением.

### Список литературы:

1. Dettwyler M., Büche D. and Baumann, U. Subsea compression – current technology and its use to maximize late life production // Proc. of the 45th Turbomachinery & 32nd Pump Symposia, 2016, P. 1–17.
2. Иванов Н.Г., Рис В.В., Щур Н.А. Влияние числа вертикальных рядов на течение и теплообмен в трубных пучках глубоководных теплообменных аппаратов // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22–26 октября 2018 г., Москва). Т.1. – М.: Издательский дом МЭИ, 2018. – С. 327–330.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-08-00669.*



УДК 621.9

## ПУЛЬСАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В МГД-ПОТОКЕ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНО ОБОГРЕВАЕМОЙ ТРУБЕ

Рознин И.М.<sup>1</sup>, Листратов Я.И.<sup>1</sup>, Беляев И.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д.14

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2

Проведено экспериментальное исследование характеристик теплообмена в горизонтальной трубе с односторонним обогревом нижней половины трубы под воздействием поперечного магнитного поля. Представлены так же результаты прямого численного моделирования (DNS) смешанной конвекции данного процесса в условиях, соответствующих экспериментам.

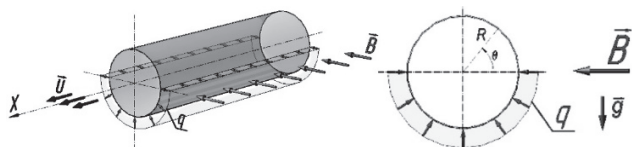


Рис. 1. Исследуемая конфигурация теплообмена.

Рассматриваемая конфигурация представляет практический интерес, поскольку, в частности, имитирует элементы системы охлаждения реактора-токамака, а именно верхний дивертор.

Экспериментальные исследования выполнены на ртутном МГД-комплексе НИУ МЭИ – ОИВТ РАН в рамках многолетней программы сотрудничества. В качестве теплоносителя используется ртуть, опытный участок представлял собой горизонтально расположенную трубу из нержавеющей стали диаметром  $d = 19$  мм и относительной длиной 100 калибров. Нагреватель расположен на последних 42 калибрах, обогревается нижняя половина трубки, поперечное магнитное поле однородно на участке в 50 калибрах полностью покрывая область обогрева.

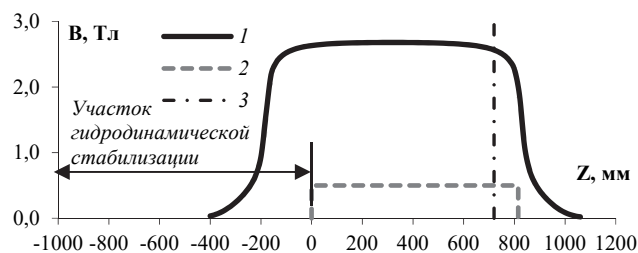


Рис. 2. Расположение обогреваемого участка в магнитном поле, где 1 - индукция магнитного поля, 2 - обогреваемый участок, 3 - исследуемое сечение.

Анализ полученных ранее экспериментальных данных [1] и численного моделирования [2] этих процессов показывает, что в определенном диапазоне чисел Гартмана течение не является ни ламинарным, ни турбулентным. В потоке наблюдаются устойчивые вихревые структуры, что приводит к образованию упорядоченных температурных пульсаций, превосходящих в несколько раз по интенсивности турбулентные пульсации при отсутствии магнитного поля.

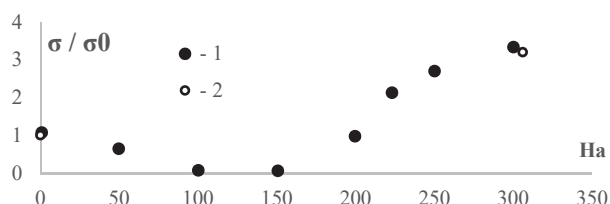


Рис. 3. 1 - экспериментальная зависимость интенсивности пульсаций температуры -  $\sigma$ , отнесенной к интенсивности без магнитного поля -  $\sigma_0$ , от числа Гартмана -  $Na$ ; 2 - экспериментальная зависимость полученная ранее [1]

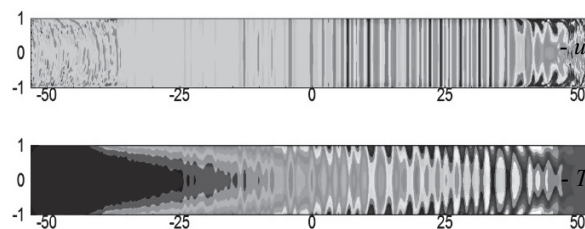


Рис. 4. Численное моделирование поля развитого турбулентного потока,  $Na = 300$  [2]. Горизонтальное сечение, проходящее через ось трубы. Сверху вниз: вертикальная компонента скорости -  $u$ , безразмерная температура -  $T$ .

Учитывая низкочастотность таких пульсаций, они могут проникать в стенку трубы, что вызывает пульсирующие термические напряжения и может привести к её усталостному разрушению.

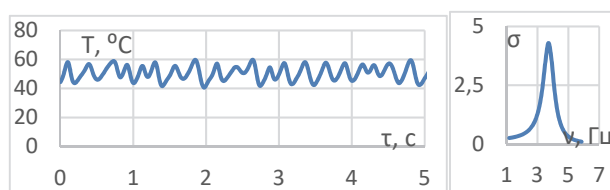


Рис. 5. Осциллограмма пульсаций температуры и спектр этих пульсаций.  $T$  - температура,  $\sigma$  - интенсивность.

В работе приводится параметрическое исследование возникающих в режимах с пульсирующим течением характерных частот и амплитуд температуры в потоке в расширенном диапазоне магнитных полей.

Список литературы:

- Беляев И.А., Ивочкин Ю.П., Листратов Я.И., Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г. Пульсации температуры в МГД-потоке жидкого металла в горизонтальной неоднородно обогреваемой трубе //ТВТ. – 2015. – Т. 53. – №. 5. – С. 773–781. Суржииков С.Т. Перенос излучением в неоднородном слое// ТВТ. 1997. Т. 35. № 3. С. 1–2.
- Zikanov O., Listratov Y. I., Sviridov V. G. Natural convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field //Journal of Fluid Mechanics. – 2013. – Т. 720. – С.486–516.

УДК 532

## АСИММЕТРИЯ РЕЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ЗОНЫ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУИ ПРИ РАЗЛИЧНОМ ОТНОШЕНИИ ДИАМЕТРОВ

Рыженьков В.О.<sup>1,2</sup>, Мулляджанов Р.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Имея достаточно простую геометрическую конфигурацию (два соосных цилиндра), кольцевые струйные течения обладают практически значимыми особенностями. Например, за телом обтекания реализуется область возвратного течения. Это явление используется в горелочных устройствах, где обратный поток способствует лучшему перемешиванию реагентов, а также установлению более равномерного распределения температуры, что обеспечивает наиболее стабильный режим горения и снижает уровень вредных выбросов в атмосферу [1].

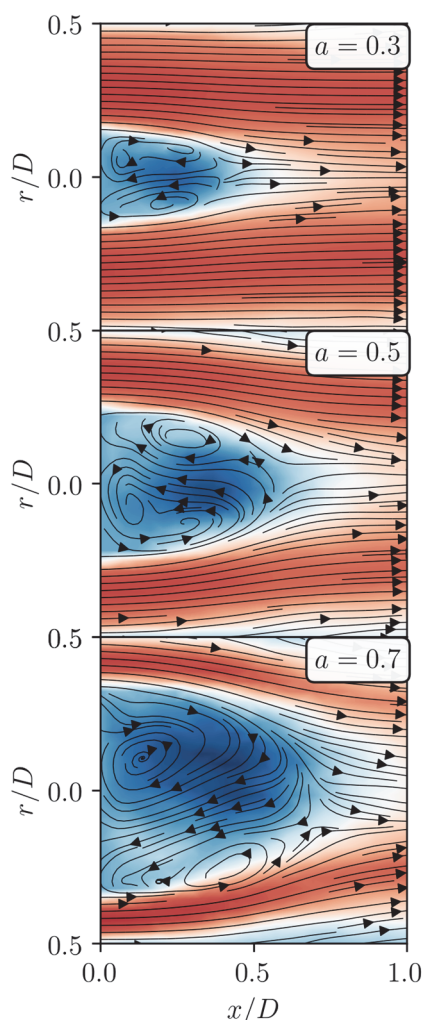


Рис. 1. Осредненная по времени продольная компонента поля скорости и линии тока.

В литературе описано нарушение симметрии области возвратного течения (рис. 1) при увеличении отношения диаметров (внутреннего ко внешнему)

[1 – 3]. Это явление описывается не только в работах, посвященных кольцевым струйным течениям, но и для других геометрий. Например, в следе за телом обтекания [4, 5]. Введение в поток дополнительных решеток различной формы, которые турбулизируют течения вблизи тела обтекания позволило восстановить симметрию течения в следе [6]. В данной работе при помощи вычислительного кода Nek5000 [7] проводится прямое численное моделирование уравнений Навье–Стокса, которые описывают течение несжимаемой турбулентной кольцевой струи при числе Рейнольдса  $Re = 8900$ . Исследуется несколько значений отношения диаметров  $a = d/D = 0.3, 0.5, 0.7$ , где  $d$  и  $D$  соответствуют внутреннему и внешнему диаметру. Для идентификации когерентных вихревых структур применяется метод POD (собственное ортогональное разложение) и его альтернатива DMD (разложение по динамическим модам). Эти методы позволяют изучить пространственные и временные характеристики крупномасштабных вихревых структур, а также определить характерную длину волны и частоту вращения мод вокруг оси симметрии. В дополнении к этому, метод DMD позволяет исследовать устойчивость этих структур во времени. На основании собранных данных составляется низкоразмерная модель течения в ближней области струи.

### Список литературы:

1. Taglia C.D. 2003. Numerical investigation of the non-reacting unsteady flow behind a disk stabilized burner with large blockage. Ph.D. thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich.
2. Vanierschot M. et al., 2014. Symmetry breaking and vortex precession in low-swirling annular jets. *Physics of Fluids* 26, 105110.
3. Taglia C.D. et al., 2009. Spontaneous break of symmetry in unconfined laminar annular jets. *J. Fluid Eng. – Trans. ASME* 131, 021202.
4. Pavia G. et al., 2019. Three-dimensional structure of the unsteady wake of an axisymmetric body. *Phys. Fluid* 31, 025113.
5. Gentile V. et al., 2017. The effect of angular misalignment on low-frequency axisymmetric wake instability. *J. Fluids Mech. Rapids* 813, R3.
6. Diogo B. et al., 2017. Forcing symmetry exchanges and flow reversals in turbulent wakes. *J. Fluids Mech. Rapids* 829, R1.
7. Fischer P.F. et al. 2008. Nek5000 webpage: <https://nek5000.mcs.anl.gov/>.

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и частично поддержана грантом Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 18-38-00717. Авторы благодарны Сибирскому суперкомпьютерному центру, межведомственному суперкомпьютерному центру и информационному вычислительному центру НГУ за предоставленные вычислительные ресурсы.*

УДК 532.525.2

## ИЗМЕРЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ СТРУЙНОМ ОБТЕКАНИИ КРИВОЛИНЕЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сейдулла Ж.К., Исатаев М.С., Толеуов Г.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ,  
050040, Казахстан, Алматы, пр. аль-Фараби, 71  
e-mail: Zhanibek.Seidulla@kaznu.kz

Для экспериментов использовалась установка, представляющая собой полуцилиндрическую поверхность из трехслойной березовой фанеры радиусом  $R=350$  мм. По всей длине смонтированы по 27 термопар для измерения температуры по поверхности. Внутренняя и наружная часть фанеры обклеена никромовой фольгой толщиной 0,10 мм. Передняя кромка фанеры входила в сопло на глубину 35 мм. Высота поверхности фанеры 290 мм, по торцам имеет ограничивающие стенки. Выходное сечение сопла имеет размеры 63 мм х 292 мм. Регулирование ширины выходной щели сопла достигалось перемещением входной кромки фанеры.

Для нагрева рабочей поверхности через фольгу пропускался ток от системы понижающих и регулирующих автотрансформаторов.

Для измерения тока использовался трансформатор тока типа УТТ-6М1 и амперметр класса точности 0,2. Напряжение измерялось вольтметром с таким же классом точности. Температура потока на выходе из сопла и окружающей среды контролировалась ртутными термометрами с точностью 0,1 °С.

Так как при длительной работе компрессора начальная температура воздуха на выходе из сопла могла отличаться от температуры воздуха в помещении, измерения коэффициента теплоотдачи производились при разнице температур струи и комнатного воздуха не более 0,5 °С при среднем перепаде 15-20 °С.

Измерения локального коэффициента теплообмена на выпуклой и вогнутой цилиндрических поверхностях при струйном обтекании проводились при значениях ширины сопла  $b=5,0; 10,0; 14,0; 24,0; 27,0$  и 40,5 мм, что соответствует изменению значения начального параметра кривизны обтекаемой поверхности  $S_R = \frac{b}{R}$  ( $R$  - радиус кривизны поверхности,  $b$  - ширина сопла) в пределах от -0,117 до 0,114, где знак «-» соответствует обтеканию вогнутой поверхности. При всех измерениях струя разворачивалась на 180° вдоль цилиндрической поверхности.

Во всех измерениях поддерживалось равенство температуры воздуха на выходе из сопла и температуры окружающего воздуха в помещении.

Результаты некоторых измерений приведены на рисунках 1 и 2. По горизонтальной оси отложены расстояния от сопла  $x$  и углы разворота по цилиндрической поверхности, отсчитываемые от выходного сечения сопла.

Обнаружено, что на выходе из сопла пограничный слой на поверхности ламинарный и ближе к концу начального участка струи, поток турбулизуется и на

расстоянии 15-20 калибров от сопла переходит в развитое турбулентное течение. Это хорошо заметно на рисунке 1. С ростом скорости струи интенсивность теплоотдачи также увеличивается. На вогнутой поверхности при большой начальной ширине струи переход из ламинарного течения в турбулентный слабо выражен (рисунк 2).

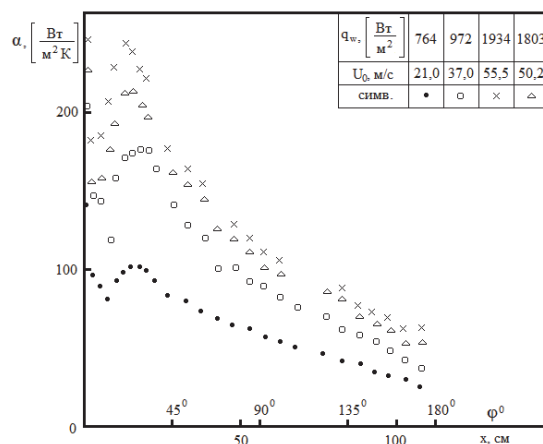


Рисунок 1. Локальный коэффициент теплообмена на выпуклой поверхности

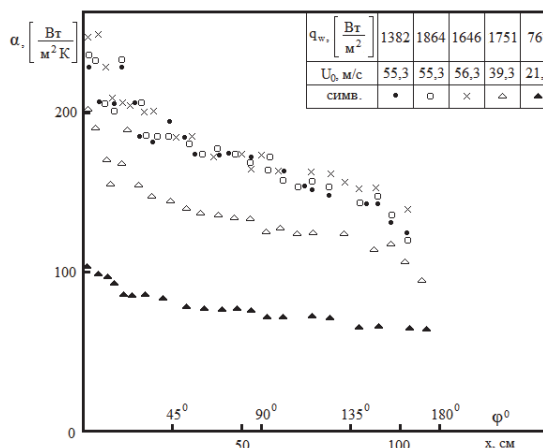


Рисунок 2. Теплообмена на вогнутой поверхности

Для проверки влияния интенсивности нагрева поверхности на коэффициент теплоотдачи, измерения проводились при нескольких значениях плотности теплового потока  $q$  при заданном постоянном значении скорости. На рисунке 2 приведены данные опытов при  $q=1382, 1646$  и  $1864$  Вт/м<sup>2</sup> и значениях скорости 55-56 м/с. Как видно, коэффициент теплоотдачи практически не зависит от теплового потока на стенке в указанных пределах его изменения.

УДК 621.9

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ПРОТОЧНОМ ТРАКТЕ ПРЯМОТОЧНОГО ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Жарова И.К.<sup>1</sup>, Скибина Н.П.<sup>1</sup>, Маслов Е.А.<sup>2</sup>, Фарапонов В.В.<sup>1</sup>, Савкина Н.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

В настоящее время одним из перспективных научных направлений является решение задач повышения скорости летательных аппаратов в атмосфере. Одним из способов достижения цели является использование прямооточного воздушно-реактивного двигателя, где горение заряда твердого топлива происходит в высокоскоростном потоке газов [1].

Структура потока и термогазодинамические параметры влияют на процесс горения, в результате чего изменяются геометрические характеристики проточного тракта и, следовательно, параметры и структура течения. Учет взаимного влияния процессов необходим при проектировании прямооточных воздушно-реактивных двигателей, разработке методик расчета внутрибаллистических характеристик и прогнозировании параметров, протекающих в проточном тракте процессов.

Проведение натурных испытаний двигателей сопряжено с внушительными материальными затратами, поэтому для получения объективной информации целесообразно проведение предварительных экспериментальных исследований на модельных установках и численных расчетов.

В работе представлены результаты комплексного экспериментально-теоретического исследования распределения температуры вдоль стенки проточного тракта модельного воздушно-реактивного двигателя при скорости набегающего потока в числах Маха  $M=5$  и  $M=6$ .

Экспериментальное исследование проводилось с использованием импульсной аэродинамической установки [2]. Для создания потока заданной скорости применялись профилированные осесимметричные сопла.

В испытаниях осуществлялась регистрация давления и температуры потока в форкамере и проточном тракте модели ПВРД. Для измерения температуры вблизи стенки канала были спроектированы и изготовлены два термозонда, использующие отличные друг от друга способы измерения термо-ЭДС. Использование термозондов с разными датчиками температур показало незначительное отличие регистрируемых значений температур и тепловых потоков - не более 7% и 12% соответственно.

Численный расчет производился с использованием параметров окружающей среды идентичными газодинамическим параметрам в рабочей части импульсной аэродинамической установки [3].

Для решения задачи использовался метод конечных элементов: построенная расчетная область разбивалась на расчетные элементы четырехугольной формы. Расчетная сетка структурированная, со сгущением по мере приближения к областям, где требуется подробное разрешение течения.

Математическая постановка задачи состоит из системы осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье-Стокса в декартовых координатах, начальных и граничных условий. В качестве модели турбулентности выбрана SST модель (модель Ментера) [4].

В ходе проведения экспериментально-теоретического исследования термогазодинамических процессов в проточном тракте модельного прямооточного воздушно-реактивного двигателя были получены относительно рассогласование по значению чисел Маха на оси симметрии не более 9%. Численно полученное распределение температур вдоль стенки проточного тракта показало хорошее качественное согласование с экспериментальными данными.

### Список литературы:

1. Интегральные прямооточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах (Основы теории и расчета) / В.Н. Александров, В.М. Бышкевич, В.К. Верхоломов [и др.] / Под ред. Л.С. Яновского. – М.: ИКЦ «Академкнига», 2006. – 343 с.
2. Звегинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть I Установки для научных исследований. – Новосибирск: Параллель, 2014. – 551 с.
3. Скибина Н.П., Савкина Н.В., Фарапонов В.В. Математическое моделирование газодинамических процессов в импульсной аэродинамической установке и численный расчет некоторых параметров обтекания тела, закрепленного в рабочей части // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2018): Сборник трудов X всероссийской научной конференции, 03–05 сентября 2018 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2018. С. 83–85.
4. Исаев С.А., Баранов П.А., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Расширение диапазона критических чисел Маха при управлении трансзвуковым обтеканием толстого (20%) профиля MQ со щелевым отсосом в круговой вихревой ячейке // Письма в ЖТФ, 2014, Т. 40, вып.10, С. 22–29.

УДК 621.9

## ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНАЛОВ СО СПИРАЛЬНЫМ ВНУТРЕННИМ МИКРООРЕБРЕНИЕМ

Скрышник А.Н., Щелчков А.В., Попов И.А., Аксянов Р.А.

Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева – КАИ,  
420111, Россия, Казань, ул.К.Маркса, 10

Эффективным методом интенсификации теплообмена является закрутка и турбулизация пристенных слоев потока с периодическим разрушением пограничного слоя. Существует большое количество научных работ по данным методам интенсификации теплоотдачи. Реализация способа осуществляется в трубах за счет спиральных проволочных вставок, винтовой накатки, винтовой механической нарезки и др.

Они используются и для однофазных, и испаряющихся потоков жидкостей. Метод интенсификации нашел широкое применение в энергетических котлах, системах кондиционирования и охлаждения, химических и пищевых технологиях, теплообменниках и др. Анализ показывает, что многие производители используют трубы с малыми углами закручивания спиральных ребер (18-30°). В то же время научные исследования показывают, что наибольшая эффективность наблюдается в трубах с большими углами закрутки ребер (70-86°). Практические задачи требуют обоснования выбора параметров спиральных микроребер в зависимости от требований.

В докладе рассматриваются результаты для однофазных потоков. В докладе проведен обзор и анализ многочисленных научных работ E. Sams (1956), D. Wilkie (1966), N. Sheriff (1966), P. Kumar (1970), R. Webb (1971, 1972, 1980, 2000), A. Klachak (1973), H. Yoshitomi (1976), R. Gupta (1979), T. Carnavos (1979, 1980), J. Withers (1980), В.Мигая (1980, 1981, 1989), H.M. Li (1982), Raja Rao (1982, 1983, 1985), W. Nakayama (1983), A. Bergles and T. Ravigururajan (1983, 1986, 1996), J. Chiou (1987), V. Zimparov (1991), Ю.Назмеева (1993), M. Jensen (1999), D. Yang (2001), S. Rainieri (2002), A. Garcia (2004, 2005, 2007, 2012, 2018), Г.Ефимова (2006), Жданиюка (2008), S Pethkool (2011), A. Harle (2016), N.-H. Kim (2018) и авторов. На основе анализа литературных данных и предварительной статистической обработки данных выбраны и обоснованы состав и диапазоны обобщения.

В ходе проведения обобщения экспериментальных точек по коэффициентам гидравлического сопротивления  $\xi$  для турбулентного стационарного режима течения в каналах с внутренним спиральным микрооребрением, полученных в экспериментальных работах получена зависимости в виде:

$$\xi = A Re_D^n (e/D)^m (p/D)^k (\theta/90)^l \quad (1)$$

p/e	$\theta$	A	n	m	k	l	P	R <sup>2</sup>
≤10	θ<50°	1,22	-0,32	0,06	-0,26	0,08	±22%	0,74
≤10	θ>50°	2,28	-0,01	1,05	-0,41	0,61	±26%	0,69
>10	θ<45°	1,14	-0,2	0,13	-0,04	1,0	±18%	0,91
>10	θ>45°	8,16	-0,18	0,87	0,34	0,63	±30%	0,85

\* Отклонение данных от обобщающей зависимости при доверительной вероятности 0,95

$$Nu_D = B Re_D^n (e/D)^m (p/D)^k (\theta/90)^l Pr^{0,4} \quad (2)$$

p/e	$\theta$	A	n	m	k	l	P	R <sup>2</sup>
≤10	θ<50°	0,056	0,85	-0,35	-0,14	0,45	±12%	0,97
≤10	θ>50°	0,054	0,82	0,017	0,15	1,0	±32%	0,97
>10	θ<45°	0,205	0,7	0,2	-0,28	-0,03	±26%	0,96
>10	θ>45°	0,107	0,79	0,216	-0,22	-0,46	±34%	0,94

Уравнение (1) описывает:

- для p/e≤10 и θ<50°: 341 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=9,2·10<sup>3</sup>-8,5·10<sup>4</sup>; p/e=2,27-9,88, p/D=0.059-0,816; e/D=0.02-0.36; θ=25-50°, θ/90=0.277-0.533, N=1-18;

- для p/e≤10 и θ>50°: 381 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=2,7·10<sup>3</sup>-2,6·10<sup>5</sup>; p/e=1,95-10, p/D=0.156-2,17; e/D=0.02-0.236; θ=50-90°, θ/90=0.533-1.0, N=1-54;

- для p/e>10 и θ<45°: 459 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=3,2·10<sup>3</sup>-2,5·10<sup>5</sup>; p/e=13,11-167,72, p/D=0.15-6,9; e/D=0.01-0.2; θ=24-46°, θ/90=0.27-0.511, N=1-54;

- для p/e>10 и θ>45°: 938 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=3,1·10<sup>3</sup>-4,9·10<sup>5</sup>; p/e=10,59-76,61, p/D=0.143-3,11; e/D=0.01-0.22; θ=45-90°, θ/90=0.5-1.0, N=1-54.

Уравнение (2) описывает:

- для p/e≤10 и θ<50°: 110 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=1,2·10<sup>3</sup>-7,6·10<sup>4</sup>; Pr=0,7-8, p/e=0,55-9,71, p/D=0.059-0,389; e/D=0.02-0.105; θ=29-48°, θ/90=0.33-0.53, N=1-18;

- для p/e≤10 и θ>50°: 434 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=3,9·10<sup>3</sup>-4·10<sup>5</sup>; Pr=0,7-8, p/e=1,13-10, p/D=0.1-2,17; e/D=0.01-0.298; θ=55,8-90°, θ/90=0.62-1.0, N=1-54;

- для p/e>10 и θ<45°: 407 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=3·10<sup>3</sup>-1,1·10<sup>5</sup>; Pr=0,7-8, p/e=13,85-167,72, p/D=0.54-17,81; e/D=0.01-0.218; θ=24-46°, θ/90=0.11-0.51, N=1-54;

- для p/e>10 и θ>45°: 1280 экспериментальную точку в диапазоне Re<sub>D</sub>=3·10<sup>3</sup>-4,2·10<sup>5</sup>; Pr=0,7-8, p/e=10,72-81,71, p/D=0.14-4; e/D=0.01-0.21; θ=46-90°, θ/90=0.51-1.0, N=1-54.

На основе анализа большой выборки экспериментальных данных по коэффициентам гидравлического сопротивления и теплоотдачи получены обобщающие зависимости, позволяющие с высокой точностью прогнозировать сопротивление и теплоотдачу в каналах энергетического оборудования с внутренним спиральным профилированием, образованном различными способами нанесения спиральных выступов (микроребер).

Работа выполнена в рамках выполнения проекта 14.Z50.31.003 и грантов РФФИ 18-38-00356-мол\_а.

УДК 532.517.4

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ВИХРЕВЫХ СЛЕДОВ В МОДЕЛЬНОМ ВЕТРОПАРКЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ВЕТРОУСТАНОВОК

Стрижак С.В., Крючкова А.С., Кошелев К.Б.

Институт системного программирования им. В.П. Иванникова РАН,  
109004, Россия, Москва, ул. А. Солженицына, 25

На территории РФ, в Ульяновской области в селе Красный Яр, в 2017-2018 годах построен новый современный ветропарк с 28 ветроэлектро-установками (ВЭУ) с мощностями в 2.5 МВт и 3.6 МВт. В Республике Адыгея с 2019 года ведется строительство нового ветропарка. Ветропарк в Адыгее – это самый масштабный объект строительства ветроэнергетики России. Его мощность составит 150 МВт, планируется 2-я и 3-я очереди.

Задачи моделирования физических процессов в ветропарке, моделирования вихревых следов от ветроустановок, расчета значений мощности ВЭУ являются актуальными в связи с тем, что ветер является крайне нестабильным источником и подвержен ежедневным и сезонным изменениям [1]. При проектировании и эксплуатации ветропарка необходимо правильно оценивать мощность каждой отдельной ВЭУ, дефицит мощности в зависимости от расположения ВЭУ, учитывать влияние атмосферного пограничного слоя и рельефа местности.

В данной работе использовалась открытая библиотека SOWFA на базе OpenFOAM 2.4.0 и решатели ABLSolver и pisoFoamTurbine [2]. В решателе pisoFoamTurbine использовалась инженерная модель Actuator Line Model (ALM) для расчета сил от ВЭУ [3]. Проведен расчет для модельного ветропарка с 14 имитаторами ветроустановок. Расчетная область имела форму в форме параллелепипеда с размерами 9 метров по оси OX, 5 метров по оси OY, 1 метр по оси OZ. Имитаторы ветроустановок располагались в соответствии с планом первой очереди строительства ветропарка в Ульяновской области РФ. Габариты имитаторов ВЭУ выбирались согласно данным работ [4,5]. Расчет проводился в постановке URANS с к-ε моделью турбулентности на различных сетках, а также в постановке метода крупных вихрей (LES). В методе крупных вихрей использовалась динамическая модель Смагоринского. Для задания граничных условий на входе использовался метод Precursor [1]. Предварительно был проведен расчет для атмосферного нейтрального пограничного слоя с помощью решателя ABLSolver. Для задания профиля скорости и направления ветра на входе расчетной области использовались данные, полученные в ходе ветромониторинга, проведенного в 2013 году. В URANS расчетах использовалась неструктурированная сетка с различным количеством ячеек: 1.9 миллиона, 3.3 миллиона и 6.2 миллионов ячеек. В ходе расчета с помощью решателя pisoFoamTurbine были получены поля скорости, давления, температуры, турбулентной вязкости. Решатель pisoFoamTurbine совместно с моделью ALM ранее был верифицирован на известной тестовой задаче Blind Test с двумя модельными ветро-

установками в аэродинамической трубе [6]. При верификации было проведено сравнение с результатами эксперимента по значению безразмерной скорости в различных сечениях за ВЭУ, значениям коэффициентов мощности  $C_p$  и осевой силы  $C_t$  [7,8]. В результате расчета для 14 имитаторов ВЭУ также были определены значения коэффициентов  $C_p$  и  $C_t$ . Был получен диапазон изменения значений для  $C_p$  от 0.2 до 0.6. Наименьшее значение  $C_p$  имела ВЭУ, которая была расположена в следе за другими ВЭУ. Максимальное значение  $C_p$  находится в согласии с законом Беца-Жуковского для идеального винта. Проведен анализ изменения значений безразмерной скорости в различных сечениях за ВЭУ для 1, 2 и 3-го рядов. Расчет в постановке LES был проведен на сетке в 6.2 млн. ячеек. Получен спектр кинетической энергии турбулентности. Установлено что для корректного применения модели LES требуется дальнейшее улучшение качества сетки. Размеры турбулентных вихревых следов оценивались по полю завихренности. В заключении приведено сравнение достоинств и недостатков двух разных методов на базе URANS и LES. Расчеты проведены на кластере web-лаборатории UNICFD ИСП РАН. Каждый расчет выполнялся на 48-72 вычислительных ядрах.

### Список литературы:

1. Stevens R.J.A.M., Meneveau C. Flow Structure and Turbulence in Wind Farms // Annual Review of Fluid Mechanics. 2017. 49. pp. 311–39.
2. Churchfield M. J., Lee. S., Michalakes J., Moriarty. P. J. A numerical study of the effects of atmospheric and wake turbulence on wind turbine dynamics // Journal of Turbulence. 2012. 13(14). pp. 1–32.
3. Sørensen J.N., Shen W.Z. Numerical Modelling of Wind Turbine Wakes // Journal of Fluids Engineering. 2002. 124. pp.393–399.
4. Hancock P.E., Farr T.D. Wind-tunnel simulations of wind-turbine arrays on neutral and non-neutral winds // 2014. J. Phys.: Conf. Ser. 524 012166.
5. Hancock P.E., Pascheke F. Wind-Tunnel Simulation of the Wake of a Large Wind Turbine in a Stable Boundary Layer: Part 2, the Wake Flow // Boundary-Layer Meteorology. 2014. 151. pp. 23–37.
6. Pierella F., Krogstad P.A., Sætran L. Blind Test 2 calculations for two in-line model wind turbines where the downstream turbine operates at various rotational speeds // Renewable Energy. 2014. 70. pp. 62–77.
7. Kryuchkova A., Tellez-Alvarez J., Strijhak S., Redondo J.M. Assessment of Turbulent Wake Behind Two Wind Turbines Using Multi-Fractal Analysis // Ivannikov ISPRAS Open Conference (ISPRAS). Moscow, Russia, 30 November – 1 December 2017. IEEE. <https://doi.org/10.1109/ISPRAS.2017.00025>
8. Strijhak S.V., Koshelev K.B., Kryuchkova A.S. Studying parameters of turbulent wakes for model wind turbines // AIP Conference Proceedings, [e-journal]. 2018. 2027, 030086. pp. 1–8. <https://doi.org/10.1063/1.5065180>.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-07-01391).*

УДК 536.1

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОЛЬЦЕВОГО РЕБРА

Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Гусаков А.А., Сероштанов В.В., Субботина В.В.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

В конструкциях рекуперативных теплообменников рекуперативного типа широко распространено оребрение теплопередающих поверхностей. Параметры оребрения (распределение температурного напора по высоте ребра, эффективность, отводимый тепловой поток) обычно вычисляют по заданным размерам ребер и температуре окружающей среды согласно полуэмпирическим зависимостям и аналитическим формулам [1]. Новые возможности дает градиентная теплотометрия, активно развиваемая на кафедре "Теплофизика энергетических установок" Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого [2]. В частности, градиентные датчики теплового потока ГДТП удалось экспериментально определить эффективность круглого кольцевого ребра.

В рабочую область аэродинамической трубы помещалась модель полого оребренного цилиндра, обогреваемая насыщенным водяным паром при атмосферном давлении. Эксперимент разделялся на два этапа: в первом из них на цилиндре смонтированы 5 кольцевых ребер относительной высотой  $h/d = 0,303$  и толщиной  $\delta = 10$  мм ( $h$  — высота ребра,  $d$  — диаметр несущего цилиндра). Среднее ребро выполнено полым, моделируя изотермическое («идеальное») ребро, а остальные 4 — из прозрачного органического стекла. Материал «ребер-имитаторов» позволяет визуализировать течение в межреберном зазоре с помощью PIV технологии. На среднем («рабочем») ребре установлены 3 ГДТП на основе монокристаллического висмута размерами  $2 \times 2 \times 0,2$ . При прохождении теплового потока через ГДТП, вследствие анизотропии свойств, в них возникает термоЭДС, пропорциональная модулю вектора плотности теплового потока и нормальная ему [2]. На втором этапе в качестве «рабочего» использовано сплошное ребро из сплава ВТ22 тех же размеров. Так как поверхность сплошного ребра не изотермична, симметрично расположению ГДТП на ребре установлены полуискусственные термодатчики. Это позволяет рассчитать местные и средние по поверхности ребра коэффициент теплоотдачи (КТО):

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T},$$

где  $\alpha$  — КТО, Вт/(м<sup>2</sup>·К),  $q$  — плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>,  $\Delta T$  — разность между температурой в свободном потоке и на поверхности ребра, К.

Сопоставление опытов на сплошном и полом («идеальном») ребрах позволило определить эффективность ребра  $\eta$  [3]:

$$\eta = \frac{q_{\text{неизотерм}}}{\bar{q}_{\text{изотерм}}},$$

где  $q_{\text{неизотерм}}$  — усредненная по поверхности сплошного ребра плотность теплового потока,  $\bar{q}_{\text{изотерм}}$  — плотность теплового потока на поверхности полого ребра. На рис. 1 представлены кривая, соответствующая аналитической зависимости, и нанесены опытные точки.

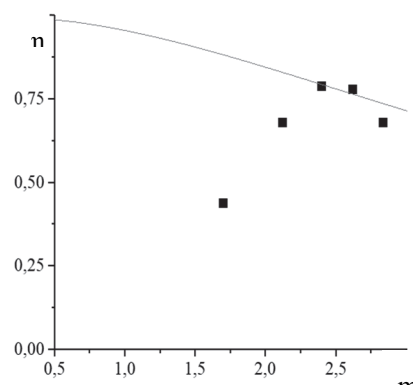


Рис. 1. Расчетная (кривая) и экспериментальная (точки) эффективность кольцевого ребра на оребренном цилиндре с межреберным зазором  $1,5 \cdot \delta$

Здесь  $m = \beta \cdot h$ ,  $\beta = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda \cdot \delta}}$  ( $\lambda$  — теплопроводность сплава ВТ22, равная 9 Вт/(м·К)) [1].

Предлагаемая методика позволила получить местные и осредненные (по времени и поверхности) КТО при обтекании оребренного цилиндра, и определить эффективность кольцевого ребра. Такой подход открывает новые возможности при исследовании конвективного теплообмена на неизотермических поверхностях различной формы и назначения.

### Список литературы:

1. Жукаускас А., Жюжда И. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости. Изд-во «Минтис», Вильнюс 1969. С. 266.
2. Основы градиентной теплотометрии / С.З. Сапожников, В.Ю. Митякова, А.В. Митякова. — СПб.: Изд-во Политехн.ун-та, 2012. — 203 с.
3. Кунтыш В.Б., Иохведов Ф.М. Экспериментальное исследование местных коэффициентов теплоотдачи труб со спиральными ребрами в поперечно обтекаемых ребристых пучках // Известия вузов. Энергетика. — 1977. — № 2. — С. 105–110.

УДК 532.5.032

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА ЗА АКСИАЛЬНЫМ ЗАВИХРИТЕЛЕМ

Суслов Д.А.<sup>1,2</sup>, Литвинов И.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Закрученные потоки имеют широчайший спектр применения [1]. Одним из наиболее интересных для изучения явлений является распад вихря с образованием прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ). ПВЯ является источником мощных пульсаций давления, которые отрицательно влияют на оборудование и могут привести к серьезным повреждениям конструкций агрегатов [2]. Эффект ПВЯ описан в литературе довольно подробно, однако в литературе отсутствуют обобщающие данные о влиянии параметра закрутки и степени поджатия потока на амплитудно-частотные характеристики ПВЯ. Данная работа посвящена обобщению характеристик ПВЯ на выходе из лопаточного завихрителя при варьировании угла наклона лопаток и сужающего сопла.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Воздух из воздуходувки подавался в рабочую секцию через трубу диаметром  $d = 76$  мм. Стрелками без заливки показано направление движения воздуха. Поток набегаёт на аксиальный завихритель, далее закручивается и поступает в сопло. Для параметрических исследований использовались аксиальные завихрители с геометрическими параметрами крутки равными  $S_g = 0.3, 0.6, 0.9, 1.2$  и соплами диаметром  $D = 30, 40, 52, 76$  мм. Числа Рейнольдса варьировались в диапазоне от 15 000 до 40 000.

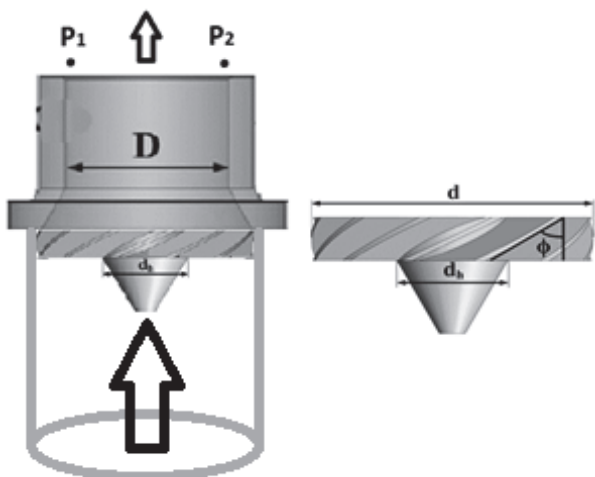


Рис. 1. Слева - общая схема экспериментальной установки, справа - аксиальный завихритель

Поскольку эффект ПВЯ проявляется в виде сильных периодических пульсаций давления, то возникает задача по измерению амплитуды этих пульсаций и их частоты. Амплитудно-частотные характеристики ПВЯ на выходе из сопла в точках  $P_1$  и  $P_2$  измерялись с помощью двух микрофонов с специальными отборниками, установленными в противоположных местах за подлицо с соплом (см. рис. 1). Доминирующая частота в спектрах давления была получена с помощью преобразования Фурье разностного сигнала от двух микрофонов.

Для режимов с ПВЯ получена линейная зависимость частоты прецессии от расхода воздуха. Составлена сводная таблица для всех режимов (рис. 2):

$D, \text{мм}$ $S_g$	30	40	52	76
0.3	НЕТ ПВЯ	НЕТ ПВЯ	НЕТ ПВЯ	ПВЯ
0.6	НЕТ ПВЯ	ПВЯ	ПВЯ	ПВЯ
0.9	ПВЯ	ПВЯ	ПВЯ	СЛАБОЕ ПВЯ
1.2	ПВЯ	ПВЯ	ПВЯ	НЕТ ПВЯ

Рис. 2. Сводная таблица режимов.

Для каждого режима лазерным доплеровским анемометром (ЛДА) измерялись профили скорости аксиальной и тангенциальной компоненты. Для режима  $D = 52$  мм,  $S_g = 0.6$  показана автомодельность профилей аксиальной и тангенциальной скоростей при варьировании числа Рейнольдса. Для каждого из режимов был вычислен интегральный параметр крутки потока. Показан нелинейный характер зависимости числа Струхала от параметра крутки. Через простейшие соотношения между геометрическим и интегральным параметрами крутки, диаметром сопла  $D$  и диаметром трубы  $d$  удалось обобщить данные о числе Струхала как функции  $Re$ .

### Список литературы:

1. Алексеев С.В., Окулов В.Л. Теплофизика и аэромеханика 3, 2 (1996)
2. Syred N., Progress in Energy and Combustion Science, 32 (2006)

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ «мол\_а» № 18-38-00732.



УДК 53.083.98+533.6.013.124

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИНЫ СВЕРХЗВУКОВОГО УЧАСТКА МИКРОСТРУЙ, ИСТЕКАЮЩИХ ИЗ ПЛОСКИХ СОПЕЛ С РАЗЛИЧНЫМ СООТНОШЕНИЕМ СТОРОН

Тимофеев И.В., Анискин В.М.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН им. С.А. Христиановича, 630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Институтская, 4/1

В связи со значительными прикладными возможностями микроскопических газовых и жидкостных устройств возникает интерес к изучению течения газа на микромасштабах. Касается это как течения газа в микроканалах, так и истечения газа из отверстий микронных размеров. В зависимости от давления на выходе отверстия, струя может быть, как дозвуковой, так и сверхзвуковой. Дозвуковые и сверхзвуковые микроструи могут применяться в управлении макро-течениями, для уменьшения шума, в струйных системах охлаждения. Сверхзвуковые струи малых размеров нашли также применение в реактивных системах ориентации спутников с массой менее 10 кг, так называемых наноспутниках [1-3].

Объектом исследования являются сверхзвуковые микроструи, истекающие из плоских сопел микронного размера с различным соотношением сторон (AR). В работе рассматривались сверхзвуковые микроструи, истекающие в окружающее затопленное пространство из плоских сопел с AR 2 и 4 (рис. 1).

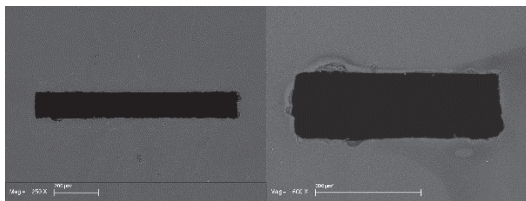


Рис. 1. Фотографии выходных отверстий сопел.

В качестве рабочего газа использовался сжатый воздух. Давление газа в форкамере сопла изменялось в диапазоне от 2 до 10 атм. Была выполнена визуализация течения микроструй, проведены измерения с помощью микротрубки Пито. Микротрубка Пито закреплялась на державке, перемещаемой в пространстве с помощью микроманипулятора. Положение датчика контролировалось под микроскопом.

По полученным данным была определена длина сверхзвукового участка сверхзвуковых микроструй (рис. 2). Под кривыми 4 и 5 обозначены обобщающие зависимости для сверхзвуковых турбулентных струй макро размера.

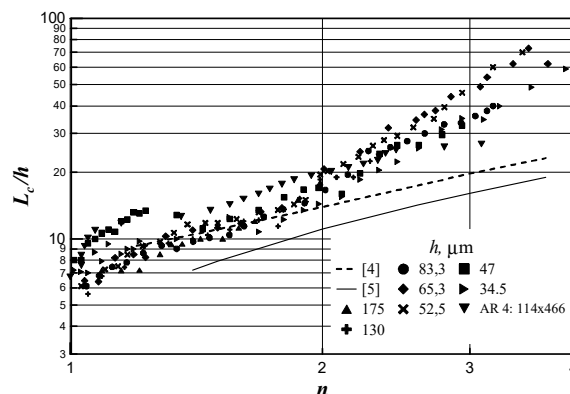


Рис. 2. Дальнейность плоских микроструй.

### Список литературы:

1. Small Spacecraft Technology State of the Art. NASA Technical Memorandum / E. Agasid, R. Burton, A. Goktug Karacalioglu, R. Carlino et al. NASA/TP-2015-216648/REV1
2. Thruster Options for Microspacecraft: A Review and Evaluation of Existing Hardware and Emerging Technologies / Juergen M. AIAA 97-3058. 19 p.
3. Propulsion for Nanosatellites / C. Scharlemann, M. Tajmar, / Conference: The 32nd International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, September 11–15, 2015. 11 p.
4. Length of Supersonic Core in High-Speed Jets / J.W. Shirie, J.G. Seubold, AIAA J., 5, No. 11 (November 1967) 2062./ AIAA J. 1967. V. 5. N. 11. P. 2062–2064.
5. Параметры определяющие дальнейность сверхзвуковой газовой струи / В.И. Погорелов, ЖТФ. – 1977. – Т.47. – № 2// ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 2. С. 444–445.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ 17-19-01157.

УДК533.13

## ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ НАД НАГРЕТЫМ ДИСКОМ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ ГРАСГОФА

Кузнецов Е.А., Колесник Е.В., Храпунов Е.Ф.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

Анализ развития исследований в области свободноконвективного теплообмена показывает, что наибольший успех достигнут при изучении течений вдоль вертикальной поверхности, т. е. когда вектор ускорения свободного падения параллелен основному направлению движения жидкости. Иначе обстоит дело, когда нагретая поверхность расположена горизонтально или сильно наклонена по отношению к вектору ускорения свободного падения. Свободноконвективный теплообмен в жидкости, наблюдающийся у подобных поверхностей, имеет сложный характер, вследствие взаимодействия отрывного восходящего течения над ее поверхностью и приповерхностного слоя, возникающего под действием благоприятного перепада давлений.

В настоящей работе исследовано (экспериментально и численно) влияние интенсивности нагрева. Для детального анализа структуры течения, выделения отдельных фрагментов потока, использовалась методика оптического ножа. В нашем случае в качестве источника света использовался лазер, луч которого разворачивался в плоскость с помощью соответствующей оптической системы. Частицы дыма, попав в плоскость ножа, ярко светились, визуализируя выделенный фрагмент течения. Последний фиксировался с помощью фото- или видеосъемки.

Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 1. Основным элементом стенда – это нагреваемый латунный диск диаметром 190 мм и толщиной 8 мм. Его нижняя поверхность контактирует с нагревателем. Температурным режимом диска управляет контроллер, который включает (выключает) нагреватель в зависимости от соответствия между заданной температурой и температурой, которая фиксируется термопарой. Таким образом, на нижней поверхности диска обеспечиваются условия, близкие к условиям постоянства температуры, а температура его верхней части определяется условиями сопряженного теплообмена с воздухом.

Особенно тщательно измерялась температура воздуха над нагретым диском. Для получения ее мгновенного значения использовалась вольфрамовая проволока - датчик диаметром 5 мкм и длиной 2 мм. Такой датчик, благодаря небольшому размеру, обладает почти мгновенным откликом на резкие изменения тем-

пературы, что позволяет (в совокупности с соответствующей электронной аппаратурой) существенно расширить частотный диапазон измерений.

Для детального анализа структуры течения, выделения отдельных фрагментов потока, использовалась методика оптического ножа. В нашем случае в качестве источника света использовался лазер, луч которого разворачивался в плоскость с помощью соответствующей оптической системы. Частицы дыма, попав в плоскость ножа, ярко светились, визуализируя выделенный фрагмент течения. Последний фиксировался с помощью фото- или видеосъемки.

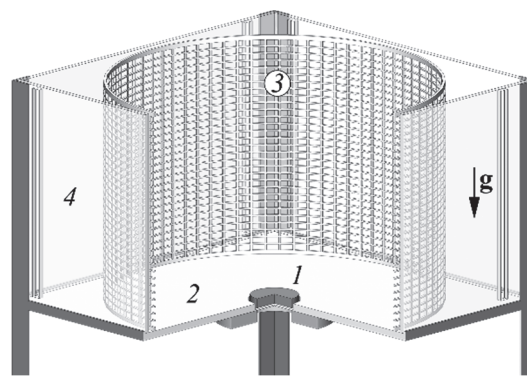


Рис. 1. Схема экспериментального стенда  
1 - нагреваемый диск, 2 - горизонтальная пластина,  
3 - изолирующая сетка, 4 - прозрачные стенки

Полученные картины течения в диапазоне умеренных чисел Грасгофа позволили выделить особенности переходных процессов в свободноконвективном факеле. Показано наличие двух устойчивых типов решения В опубликованных ранее исследованиях [1] данное явление рассматривается как субкритическая бифуркация Хопфа.

Проведено сравнение распределения температур в области формирования факела для малых и умеренных чисел Грасгофа. Показаны границы области автомодельности для малых температур поверхности диска в пристенном слое и восходящем потоке. В случае умеренных чисел Грасгофа показана трансформация средних значений температуры вдоль диаметра диска и особенности изменения мгновенных картин течения.

### Список литературы:

1. Lopez J. M and Marques F. Instability of plumes driven by localized heating. J. Fluid Mech. 2013. Vol. 736. pp. 616–640.

Исследование выполнено при финансовой поддержке  
РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00130.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В СЛЕДЕ ЗА ПЛОХООБТЕКАЕМЫМ ТЕЛОМ

Хребтов М.Ю., Небучинов А.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Проблема сопряженного теплообмена, когда твердое вещество нагревается или охлаждается потоком газа или жидкости, имеет множество практических применений, от снижения экологической нагрузки в индустрии, до преобразования бросового тепла в электроэнергию. В настоящее время из-за потребности в увеличении КПД устройств актуальным становится вопрос о разработке экологичных преобразователей энергии. Одним из способов использования тепловой энергии окружающей среды является применение пирозлектрической конверсии [1,2].

Для создания эффективного преобразователя на данном принципе необходимо, чтобы от потока жидкости или газа в пластину из сегнетоэлектрика передавались пульсации температуры с максимальной амплитудой.

В работе [3] была предложена новая схема генерации температурных пульсаций в пластине за счет использования эффекта осцилляций потока в вихревом следе за препятствием по типу дорожки Кармана. Массив пирозлектрических пластин располагался на некотором расстоянии за нагретым препятствием, обдуваемым потоком холодного газа.

Известно, что частота схода вихрей в вихревом следе за плохообтекаемым препятствием близка к значению  $Sh=0.2$ , независимо от формы обтекаемого тела. При этом пространственный масштаб вихрей не будет существенно зависеть от скорости натекающего потока при достаточно больших числах Рейнольдса (в докритическом режиме). Этот факт позволяет выбрать оптимальные геометрические параметры системы, подходящие для широкого диапазона внешних условий. Характерным масштабом такой системы будет являться ширина препятствия  $h$ .

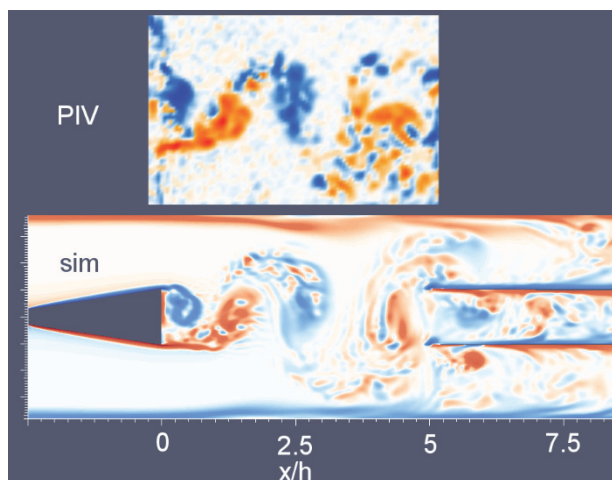


Рис. 1. Сравнение мгновенных полей  $z$ -компоненты завихренности, полученных в эксперименте и расчете.

В работе [3] не было исследовано влияние возникающей в потоке турбулентности на эффективность

генерации температурных пульсаций в потоке и их передачу в твердое тело.

Чтобы прояснить этот вопрос, в текущей работе было проведено исследование течения за клинообразным препятствием с геометрическими параметрами из [3] методом трехмерного численного моделирования и параллельного PIV эксперимента.

Расчеты проводились методом LES. Разрешалась задача сопряженного теплообмена между жидкостью и препятствиями с аппроксимацией по методу конечных объемов со вторым порядком точности по пространству и времени (расчетная сетка содержала 106 узлов). Размеры области составляли 3см на 10 см, ширина препятствия  $h=1$ см. Скорость потока равнялась 10м/с, что соответствует числу Рейнольдса 5000. Длина пластин равнялась 2см, толщина слоя пирозлектрика 200нм. Такая толщина была выбрана исходя из рассчитанной частоты схода вихрей равной 250Гц. В качестве расчетного кода использовался модифицированный под данную задачу солвер из пакета с открытым исходным кодом OpenFoam ([www.openfoam.com](http://www.openfoam.com)).

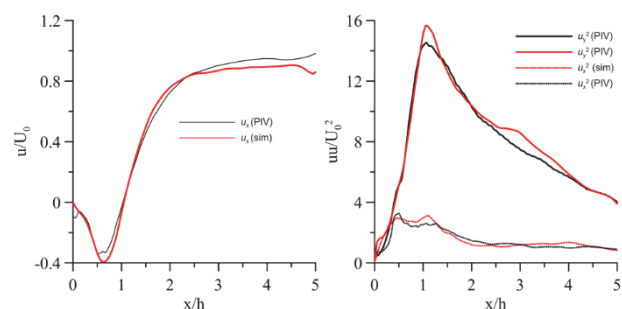


Рис. 2. Распределения средних скоростей (слева) и пульсаций (справа) в продольном сечении потока полученных в расчете и в эксперименте.

Для верификации полученных данных в рамках данного этапа был проведен скоростной PIV эксперимент в той же конфигурации. Были получены распределения средних и мгновенных скоростей, а также вторых моментов. Продольные и поперечные профили средней скорости и пульсаций показали хорошее согласие между экспериментом и расчетом, что говорит об адекватности сделанных выводов.

### Список литературы:

1. Etesami S. R., Berakdar J. Applied Physics Letters. – 2016. – Т. 108. – №. 5. – С. 053903.
2. M. Sharma, A. Chauhan, R. Vaish, V. S. Chauhan, Solar Energy, 115 (2015)
3. N.Kozyulin, M.Hrebtov, M. Bobrov, K.Borynyak, A.Bazhenov “Transfer of wake-induced thermal fluctuations past a heated bluff body to a thin pyroelectric plate: a numerical study”. IOP Conf.Series. 2018.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 532.5

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ КОСВЕННОГО ФАЗОВОГО ОСРЕДНЕНИЯ К НЕСТАЦИОНАРНЫМ ВИХРЕВЫМ ТЕЧЕНИЯМ

Цой М.А., Скрипкин С.Г., Шторк С.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Изучение вихревых структур представляет значительный интерес с точки зрения, как фундаментальной науки, так и технических приложений. Зачастую в нестационарных закрученных потоках появляется периодичность зависимостей скорости и давления от времени. Для того чтобы избавиться от пульсационной составляющей, связанной с турбулентностью потока или погрешностью измерительного оборудования проводится осреднение полей скоростей течения по времени. Однако при этом информация о топологии и динамике вихревой структуры теряется. Для того чтобы сохранить информацию о зависимости от времени проводится фазовое осреднение, при котором осредняются только те значения, которые соответствуют одной и той же фазе периодических колебаний. Такое осреднение позволяет описать крупномасштабную нестационарность, выделив зависящую от времени периодическую часть потока.

Для проведения прямого фазового осреднения полей скорости необходима соотнести каждое поле скорости с соответствующей ему фазой периодического процесса. Зачастую для это при проведении PIV измерений одновременно записывают реперный сигнал (датчик давления, ЛДА и др.), по которому можно восстановить значение фазы в любой момент времени. Частота дискретизации такого сигнала должна превышать минимум в два раза частоту исследуемого периодического процесса. В некоторых случаях, ввиду технических ограничений экспериментальных установок или измерительных систем возможность получить опорный сигнал требуемой дискретизации отсутствует. В таких случаях для проведения фазового осреднения, необходимо косвенно определять значение фазы для каждого поля скорости.

Для решения задачи проведения фазового осреднения поля скорости течения в отсутствии опорного сигнала были рассмотрены два различных способа косвенного определения значения фазы - пространственный и временной.

Первый способ заключается в определении для каждого поля скорости соответствующей ему фазы. Для этого на поле скорости по какому-либо критерию выбирается характерная точка (например, ядро вихря - экстремум на поле завихренности). Для каждого поля скорости необходимо определить координаты этой точки. Затем переводя найденные декартовы координаты в полярную систему координат мы получим значение фазы.

Второй заключается в том, что из полученных полей скорости определяется точка с максимальными пульсациями скорости, затем выполняется быстрое Фурье преобразование временной реализации скорости в этой точке, что позволяет определить условную частоту. Частота исследуемого периодического процесса не совпадает с этой условной частотой, но является кратной ей. Возможно использовать найденную таким образом условную частоту для выделения периодической части из полей скорости.

Нами была проведена проверка фазового осреднения с использованием двух приведенных способов косвенного определения фазы. В качестве объектов исследования выбраны два типа вихревых нестационарных течений в проточной и ограниченной геометрии, при определенных режимах течения в которых формируются периодические вихревые структуры различной топологии - вихревая спираль, движущаяся вращательно и поступательно и прецессирующий вихревой мультиплет. На рисунке 1 представлена вихревая структура, формирующаяся в пятиугольном замкнутом вихревом контейнере с вращающейся крышкой, полученная в результате проведения фазового осреднения с использованием временного косвенного способа определения фазы.

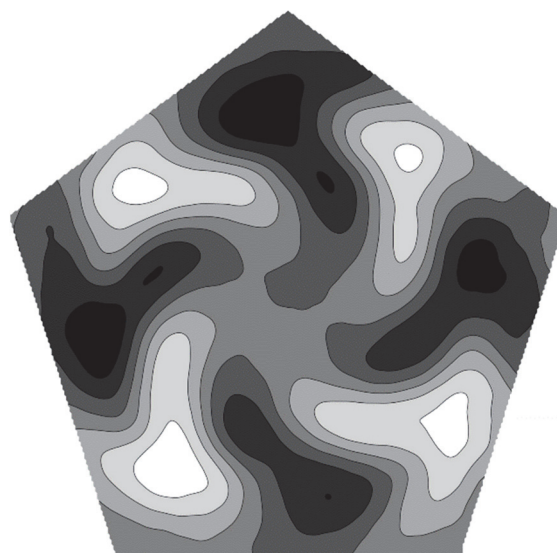


Рисунок 1. Вихревая структура, полученная в результате проведения фазового осреднения с использованием временного косвенного способа определения фазы.

УДК 621.9

## НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПРОЦЕСС ТЕПЛООБМЕНА В ПРЕДСОПЛОВОМ ОБЪЕМЕ РДТТ С ЗАРЯДОМ ТИПА «ЗВЕЗДА» С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ

Бендерский Б.Я., Чернова А.А.

Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова,  
426000, Россия, Ижевск, ул. Студенческая, 7

Внутрикамерные процессы, протекающие в твердотопливном ракетном двигателе характеризуются существенной нестационарностью и пространственностью. В работах [1,3] рассмотрено численное моделирование волновых процессов, протекающих в камере РДТТ, газодинамические и тепловые процессы в квазистационарной постановке изучены в работах [4-8], выхода двигателя на режим и моделированию процессов горения заряда [9].

В работе рассматриваются вопросы численного моделирования нестационарной пространственной газодинамики и теплообмена в предсопловом объеме камеры сгорания твердотопливного ракетного двигателя (РДТТ) со звездообразным зарядом и утопленным соплом при движении горящего свода топлива.

Решена нестационарная пространственная сопряженная задача теплообмена. Используется модель вязкого сжимаемого газа. Для замыкания системы уравнений применена двухпараметрическая модель турбулентности Менгера. Дискретизация расчетной области производилась с использованием призматических элементов (шестигранников), общее количество которых составляло 3800000 элементов.

В результате проведенных расчетов получены мгновенные распределения полей физических величин в проточных трактах и каналах РДТТ. Изучено изменение топологических особенностей структуры потока вблизи бронированного торца и входной поверхности утопленного сопла в зависимости от времени. Показаны временные закономерности изменения коэффициента теплоотдачи на поверхности утопленного сопла и значения числа Нуссельта для особых точек.

Выявлено, что учет перемещения поверхности массоподвода приводит к структурной перестройке потока и образованию нестационарных вихревых структур в центральном канале. В критических точках на входной поверхности утопленного сопла отмечено увеличение коэффициента теплоотдачи в 1,35 раза, вне локальных топологических особенностей потока:

в надсопловом зазоре и вблизи области перехода входной части сопла в цилиндрическую поверхность снижение значений чисел Нуссельта в три и более раз.

Показана необходимость дальнейшего исследования задачи в данной постановке, с целью оценки возможности применения полученных результатов для корректировки критериальных уравнений для расчета числа Нуссельта, полученных для квазистационарного режима работы РДТТ.

Список литературы:

1. Алиев А.В., Мищенко О.В., Черепов И.В. Нестационарные внутрикамерные процессы в твердотопливных регулируемых двигательных установках // Вестник московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия: машиностроение. 2016. Т. 4 (109). С. 24–39.
2. Глебов Г.А., Высоцкая С.А. Моделирование когерентных вихревых структур и автоколебаний давления в камере сгорания РДТТ // Вестник Концерна ВКО «Алмаз-Антей». 2016. № 4 С. 18–25.
3. Глебов Г.А., Высоцкая С.А. К вопросу о влиянии геометрии канала заряда и свойств топлива на неустойчивость рабочего процесса в камере РДТТ // Вестник Концерна ВКО «Алмаз-Антей». 2017. № 1. С. 8–16.
4. Бендерский Б.Я., Тенев В.А. Пространственные дозвуковые течения в областях со сложной геометрией // Математическое моделирование. 2001. Т. 13, № 8. С. 121–127.
5. Бендерский Б.Я., Саушин П.Н., Чернова А.А. Пространственная газовая динамика в узлах энергетических установок летательных аппаратов // Вестник казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева. 2011. № 1. С. 8–11.
6. Волков К.Н., Денисихин С.В., Емельянов В.Н. Моделирование внутренней газодинамики ракетных двигателей твердого топлива на основе средств пакета STAR-CD // Инженерно-физический журнал. 2006. Е.79, № 4. С. 50–56.
7. Анисимов В.А., Волков К.Н., Денисихин С.В., Емельянов В.Н. Моделирование задач внутренней баллистики энергоустановок средствами современных вычислительных пакетов. // Химическая физика и мезоскопия. 2006 г. Т. 8, № 3, С. 327–335.
8. Дунаев В.А., Евланов А.А. Течение газа в ракетном двигателе твердого топлива с диафрагмой // Известия ТулГУ. Технические науки. 2014. Вып.12. Ч. 1. С. 58–63.
9. Алиев А.В., Воеводина О.А., Пушина Е.С. Модели нестационарных термогазодинамических процессов в ракетных двигателях с учетом химического равновесия продуктов сгорания // Наука и Образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2015. № 11. С. 253–266.

УДК 532.574, 53.082.56

## ДИАГНОСТИКА СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТУ ПАНОРАМНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Чикишев Л.М.<sup>1,2</sup>, Дулин В.М.<sup>1,2</sup>, Лобасов А.С.<sup>1,2</sup>, Шараборин Д.К.<sup>1,2</sup>, Цатишвили В.В.<sup>3</sup>, Назукин В.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Акционерное общество «ОДК-Авиадвигатель»,  
614990, Россия, Пермь, пр. Комсомольский, 93, корп. 61

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач, стоящих перед разработчиками и производителями газотурбинной техники, является обеспечение низкой эмиссии вредных веществ. В большинстве промышленных газотурбинных двигателей, имеющих низкий уровень эмиссии NOx, реализуется технология сжигания бедной предварительно перемешанной топливовоздушной смеси. При проектировании современных газовых турбин остро стоит вопрос необходимости фундаментальных исследований в области аэродинамики камеры сгорания газовой турбины, позволяющий на базе верифицированных кодов и программных комплексов полным образом описать аэродинамические условия [1].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования течения в модельной камере сгорания ГТУ с применением панорамных оптических методов. Исследовалось течение, формируемое двухконтурным фронтальным устройством разработки АО "ОДК-Авиадвигатель". Измерения проводились в отсутствие горения, при повышенном давлении и реалистичных значениях расхода воздуха (до 0,5 кг/с). В качестве модельного топлива использовался воздух с парами ацетона, кроме того, в поток добавлялись частицы водоглицеринового раствора для измерения полей мгновенной скорости методом анемометрии по изображениям частиц.

Измерения распределений мгновенной локальной концентрации проводились методом панорамной лазерно-индуцированной флуоресценции паров ацетона (PLIF). Для возбуждения флуоресценции ацетона использовалась четвертая гармоника твердотельного Nd:YAG лазера. Энергия импульса лазера на длине волны 266 нм составляла 70 мДж. УФ-излучение разворачивалось в коллимированный нож высотой до 50 мм и толщиной менее 0,8 мм. Для регистрации флуоресценции использовалась интенсифицированная камера с электронно-оптическим преобразователем. При этом время экспозиции каждого кадра составляло 200 нс, а частота съемки 10 Гц.

Для измерения пространственных распределений полей скорости потока применялся метод анемометрии по изображениям частиц (PIV). PIV система позволила проводить измерения как двухкомпонентных, так и трехкомпонентных полей скорости в продоль-

ном сечении потока. Поток освещался второй гармоникой двойного импульсного Nd:YAG лазера на длине волны излучения 532 нм. с энергией каждого импульса 200 мДж. Задержка между импульсами составляла 5 мкс. Частота измерений полей скорости составляла 10 Гц. Регистрация трассерных изображений осуществлялась цифровыми ПЗС камерами с разрешением 4 МПикс.

Были выполнены измерения для двух конфигураций отверстий подачи топлива через основной канал фронтального устройства: рабочий режим и нештатный режим подачи топлива (отверстия в лопатках были перекрыты для каждой второй лопатки). При этом перепад давления на фронтальном устройстве, расход воздуха и модельного топлива для двух этих режимов поддерживались неизменными.

Были измерены поля средней скорости и концентрации модельного топлива. Проведены оценки степени перемешивания топлива и окислителя для различных расстояний от среза сопла фронтального устройства вниз по потоку.

Показано хорошее соответствие измеренных значений концентрации модельного топлива как для продольного (проходящего через ось камеры сгорания), так и для поперечного сечения.

При проведении измерений для двух различных конфигураций топливных отверстий было показано, что перекрытие части топливных отверстий при сохранении общего расхода модельного топлива приводит к значительному изменению распределения концентрации вниз по потоку за фронтальным устройством.

Полученные экспериментальные данные были использованы для верификации численного расчета течения и концентрации топлива за фронтальным устройством специалистами АО «ОДК-Авиадвигатель» [2].

### Список литературы:

1. Петреня Ю.К. О программе разработки российских газотурбинных энерготехнологий // Научно-технические ведомости СПбПУ. Естественные и инженерные науки. 2019. Т. 25. № 1. С. 8–18.
2. Назукин В.А. Расчетные методики для прогнозирования характеристик фронтальных устройств камер сгорания газотурбинных двигателей // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. 05.07.05. 2018. Пермь.

УДК 543.42

## СПЕКТРОЗОНАЛЬНАЯ ФОТОСЪЕМКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ФИЛЬТРА ЛИО – ЭМАНА НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Шараборин Д.К.<sup>1,2</sup>, Дулин В.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Спектрозональная фотосъемка применяется для бесконтактной диагностики процессов и объектов для широкого класса задач, от микроскопии тканей живых организмов до дистанционного зондирования поверхности земли и исследования космических объектов. Помимо широко диапазона размеров объектов, для спектрозональной фотосъемки характерен широкий спектр длин волн электромагнитного излучения.

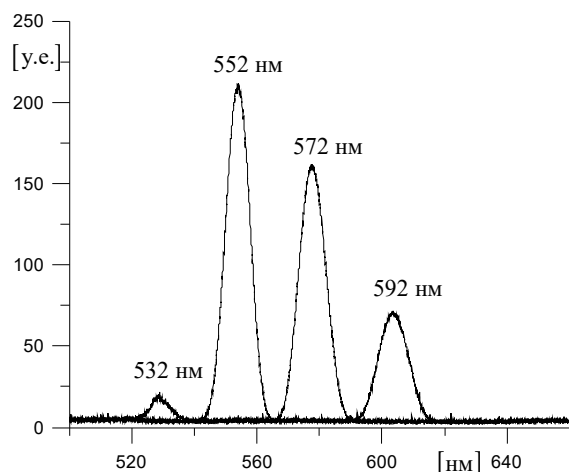
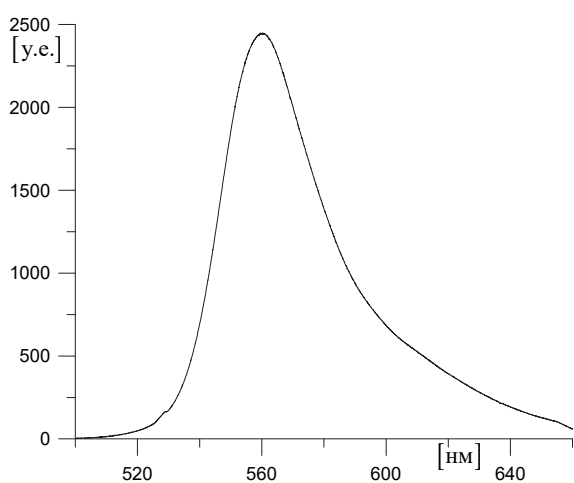


Рис. 1. Спектр флуоресценции Родамина 6Ж без использования перестраиваемого фильтра (сверху) и при использовании фильтра, настроенного на различные длины волн (снизу)

В исследованиях аэрогидродинамических и теплофизических и химических процессов, как правило, применяется излучение оптического диапазона: хими-

люминесценция, флуоресценция [1] и СКР спектроскопия [2] в УФ и видимом диапазонах, ИК термометрия [3] и др. Для панорамных измерений матричные фотоприемники оснащают оптическими фильтрами. Конструкция фильтра Лео–Эмана с использованием вращателей плоскости поляризации на основе жидких кристаллов под электрическим напряжением позволяет изменять положение полосы пропускания в спектре при изменении уровня напряжения. Данное свойство является удобным при организации панорамных оптических измерений на основе спектрозональной регистрации.

В данной работе исследованы спектральные свойства узкополосного фильтра VariSpec LC на основе ослабления спектра излучения родамина 6Ж при прохождении через фильтр. Флуоресценция раствора родамина в кварцевой кювете возбуждалась Nd:YAG лазером Beamtch Vlite 200 с длиной волны излучения 532 нм. Спектр флуоресценции регистрировался с использованием мультиспектрометра Newport MS127i и ПЗС камеры ImperX V4820. На Рисунке представлены спектры флуоресценции родамина, регистрируемые камерой без использования перестраиваемого фильтра и при его использовании (для четырех различных диапазонов). Можно видеть, что фильтр значительно ослабляет интенсивность сигнала (в том числе в результате уменьшения размера апертуры). Ширина на полувысоте составляет 10 нм.

В результате выполнения работы сделан вывод, что данный фильтр является удобным инструментом для панорамной спектроскопии флуоресцентных маркеров и, в частности, может быть использован для оценки локальной температуры или давления на поверхности люминесцентных преобразователей давления и температуры.

### Список литературы:

1. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте / Новосибир. гос. ун-т. Новосибирск, 2008. – 410 с.
2. Шараборин Д.К., Маркович Д.М., Дулин В.М. Панорамная спектроскопия спонтанного комбинационного рассеяния для диагностики струйных реагирующих потоков с использованием перестраиваемого фильтра Лео–Эмана // Письма в ЖТФ. – 2018. – Т. 44, №. 2. – С. 32–40.
3. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона / В.Н. Овсяк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др. – Новосибирск: Наука, 2001. – 376 с.

## МАТЕРИАЛЫ С ИЗМЕНЯЕМЫМ ФАЗОВЫМ СОСТОЯНИЕМ. ПОДХОДЫ К ЧИСЛЕННОМУ АНАЛИЗУ

Бондарева Н.С., Шеремет М.А.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Разработка современных электронных устройств, теплообменной аппаратуры, активной теплоизоляции зданий требует создания эффективных систем охлаждения [1, 2], а также систем аккумулирования тепловой энергии [3–6]. Одним из решений отмеченных задач является использование материалов с изменяемым фазовым состоянием [5–8], которые обладают высокой скрытой теплотой фазового перехода при постоянной температуре, при этом такие материалы способны аккумулировать большие объемы энергии (теплоемкость таких материалов в 5–14 раз больше теплоемкости традиционных систем, используемых для накопления энергии).

Целью настоящей работы является представление одной из возможных классификаций численных подходов к решению задач плавления/затвердевания при использовании материалов с изменяемым фазовым состоянием, а также иллюстрация энтальпийного подхода при решении двумерных [9, 10] и трехмерных [11, 12] задач в областях с локальными источниками энергии. Кроме того, будут представлены некоторые результаты для исследования пассивной системы охлаждения тепловыделяющего элемента при наличии радиаторной системы и наночастиц небольшой концентрации [13, 14].

Следует отметить, что разработанная вычислительная технология, иллюстрирующая поведение материала с изменяемым фазовым состоянием в замкнутых системах, основана на энтальпийном подходе, где определяющие дифференциальные уравнения включают уравнения гидродинамики Навье–Стокса, отражающие движение расплава, а также уравнение энергии в энтальпийной форме. Предполагается, что расплав является несжимаемой ньютоновской средой, изменение плотности которого описывается в соответствии с приближением Буссинеска. Считается также, что влияние лучистого теплообмена пренебрежимо мало. Для описания рассматриваемого транспортного процесса используются преобразованные переменные «функция тока – завихренность» в двумерном случае и «векторный потенциал – вектор завихренности» в трехмерной постановке. Сформулированные краевые задачи были решены методом конечных разностей второго порядка точности. Разработанный программный код был протестирован на модельных задачах, имеющих экспериментальные и теоретические результаты. С одной стороны проведенные исследования характеризуют возможности предложенного

двухполюсного метода как в двумерном случае, так и в трехмерной постановке, а также отражают физические возможности интенсификации теплопереноса за счет применения материалов с изменяемым фазовым состоянием.

### Список литературы:

1. Inayat A., Raza M. District cooling system via renewable energy sources: A review // *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 2019. Vol. 107. Pp. 360–373.
2. Best R., Rivera W. A review of thermal cooling systems // *Applied Thermal Engineering* 2015. Vol. 75. Pp. 1162–1175.
3. Dincer I., Rosen M. *Thermal Energy Storage: Systems and Applications*, John Wiley & Sons, 2011.
4. Mahdi J.M., Lohrasbi S., Nsofor E.C. Hybrid heat transfer enhancement for latent-heat thermal energy storage systems: A review // *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2019. Vol. 137. Pp. 630–649.
5. Al-Maghalseha M., Mahkamov K. Methods of heat transfer intensification in PCM thermal storage systems: Review paper // *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 2018. Vol. 92. Pp. 62–94.
6. Zeinelabdein R., Omer S., Gan G. Critical review of latent heat storage systems for free cooling in buildings // *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 2018. Vol. 82. Pp. 2843–2868.
7. Kasaeian A., Bahrami L., Pourfayaz F., Khodabandeh E., Yan W.-M. Experimental studies on the applications of PCMs and nano-PCMs in buildings: A critical review // *Energy and Buildings* 2017. Vol. 154. Pp. 96–112.
8. Huang X., Zhu C., Lin Y., Fang G. Thermal properties and applications of microencapsulated PCM for thermal energy storage: A review // *Applied Thermal Engineering* 2019. Vol. 147. Pp. 841–855.
9. Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Математическое моделирование режимов плавления в квадратной полости с локальным источником энергии // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23, № 4. С. 577–590.
10. Bondareva N.S., Sheremet M.A. Flow and heat transfer evolution of PCM due to natural convection melting in a square cavity with a local heater // *International Journal of Mechanical Sciences* 2017. Vol. 134. Pp. 610–619.
11. Bondareva N.S., Sheremet M.A. 3D natural convection melting in a cubical cavity with a heat source // *International Journal of Thermal Sciences* 2017. Vol. 115. Pp. 43–53.
12. Bondareva N.S., Sheremet M.A. Natural convection heat transfer combined with melting process in a cubical cavity under the effects of uniform inclined magnetic field and local heat source // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 108. Pp. 1057–1067.
13. Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Численное исследование влияния формы радиатора на теплообмен в системе, содержащей парафин // *Тепловые процессы в технике*. 2018. Т. 10, № 1–2. С. 37–46.
14. Bondareva N.S., Buonomo B., Manca O., Sheremet M.A. Heat transfer inside cooling system based on phase change material with alumina nanoparticles // *Applied Thermal Engineering* 2018. Vol. 144. Pp. 972–981.

*Исследования выполнены в рамках проекта  
Российского научного фонда № 17-79-20141.*



**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ЗАХВАТЫВАЮЩЕГО РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ Т-ТИПА**

**Шестаков М.В.**

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Широкое распространение в микрофлюидике получили каналы Т-типа. Благодаря простой конфигурации каналы Т-типа в настоящее время являются основным элементом микросмесителей и микрореакторов. Смешение на микромасштабах является комплексной задачей, так как высокое соотношение поверхности к объему и большие перепады давления включают инерционное смешение. Режимы течения, реализуемые в микроустройствах, соответствуют низким числам  $Re$ , таким образом повышение эффективности смешения может быть достигнуто за счет (трехмерной) развитой структуры потока. В работах [1-3] было показано, что при смешении жидкостей в канале Т-типа в зависимости от числа  $Re$  реализуется стационарные и нестационарные режимы течения. Выделяют стационарный симметричный (С) режим течения, стационарный и нестационарный асимметричный (А) режимы течения, нестационарный симметричный режим. Наиболее эффективное смешение в каналах Т-типа соответствует асимметричному захватывающему режиму с образованием S-образной структуры течения, который реализуется в диапазоне чисел  $Re$  от 142 до 298. Для развития методов управления процессами смешения необходимо исследовать пространственно-временную структуру потока, реализующейся в данном диапазоне чисел  $Re$ .

В данной работе исследуется структура потока, образующаяся при смешении двух жидкостей в канале Т-типа при числе  $Re = 175$ . Был изготовлен Т-образный канал, образованный двумя входными каналами с сечением  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  и выходным каналом с сечением  $5 \times 10 \text{ мм}^2$ . В качестве жидкостей использовались дистиллированная вода и водный раствор родамина БЖ с концентрацией 1.25 мг/л. Подача рабочих жидкостей осуществлялась при помощи шприцевых насосов с равными расходами. В качестве измерительной системы использовалась сопряженная PIV-PLIF система, позволяющая одновременно измерять мгновенное поле скорости и мгновенное поле концентрации. В измерительной системе использовался сдвоенный Nd:YAG лазер с длиной волны 532 нм и две цифровые камеры PCO.1200 hs с разрешением  $1280 \times 1024$  пикс. Измерения проводились в трех сечениях, расположенных нормально к оси выходного канала. Для расчета мгновенного поля концентрации, на основании полей с постоянной концентрацией, строилась калибровочная зависимость интенсивности от концентрации. Расчет мгновенных и осредненных полей концентрации и скорости производился в программном обеспечении ActualFlow.

В захватывающем режиме течения при помощи PLIF метода проведена визуализация структуры течения в канале Т-типа с высоким временным разрешением. Получены характерные мгновенные картины потока для С и А режима течения, которые представлены на рис.1 а) и б).

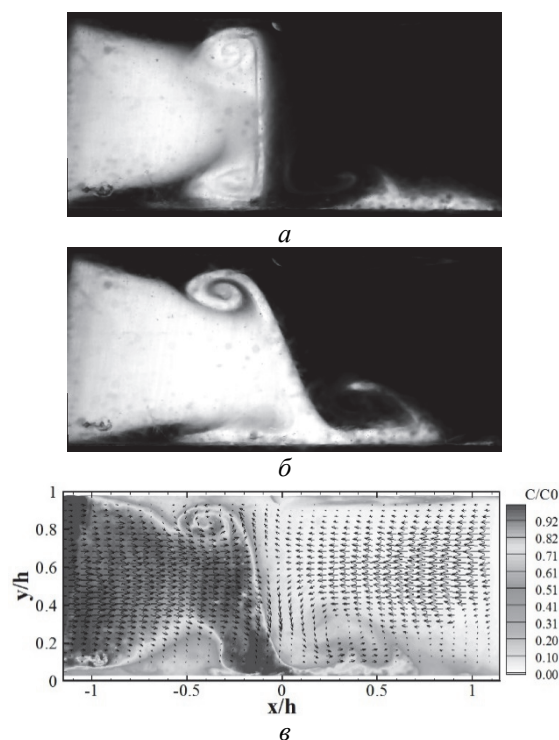


Рис. 1. Симметричный режим течения (а) и асимметричный режим течения (б) (PLIF визуализация). Мгновенное поле скорости и концентрации (PIV-PLIF) (в). Вид с торца выходного канала.

При помощи высокоскоростной визуализации наблюдалась смена режимов от С к А режиму течения и обратно. Смена режимов от С к А сопровождается сходом вихревых структур вниз по потоку. Результаты визуализации показали, что при числе  $Re = 175$  доминирующим является А режим течения. Вниз по потоку в выходном канале формируется S-образная структура, которая является нестационарной. Данные PIV и визуализации хорошо согласуются с данными, полученными другими авторами [3-4]. Одновременные PLIF-PIV измерения в канале Т-типа позволили получить количественные данные – мгновенные поля скорости и проанализировать временную эволюцию течения при смене режимов.

**Список литературы:**

1. M. Hoffmann, M. Schlüter, N. Rübiger, Experimental investigation of liquid-liquid mixing in T-shaped micro-mixers using  $\mu$ -LIF and  $\mu$ -PIV// 2006. Chem. Eng. Sci. 61. P. 2968–2976.
2. S. Dreher, N. Kockmann, P. Woias, Characterization of laminar transient flow regimes and mixing in T-shaped micromixers// 2009. Heat Transfer Eng. 30. P. 91–100.
3. S. Thomas, T. Ameel. An experimental investigation of moderate Reynolds number flow in a T-Channel// 2010. Exp. Fluids 49. P. 1231–1245.
4. J.-W. Zhang et. al. Investigation of three-dimensional flow regime and mixing characteristic in T-jet reactor// 2019 Chem. Eng. J. 358. P. 1561–1573.

Работа выполнена за счет средств, полученных от Министерства образования и науки РФ.

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, КОНВЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ И РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СРЕДЕ С УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИЕЙ НАД НЕРОВНОЙ И ТЕРМИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Яковенко С.Н.<sup>1</sup>, Курбачкая Л.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

Исследованы особенности развития турбулентности в потоке с устойчивой стратификацией при обрушении внутренних волн, генерируемых орографией, и под влиянием острова тепла. Зоны орографической турбулентности возникают при некоторых параметрах набегающего потока и рельефа. Их изучение представляет интерес для решения задач метеорологии и авиационной безопасности: ежегодно фиксируют сотни случаев интенсивной турбулентности ясного неба, зачастую связанных с обрушением подветренных волн [1]. Важной задачей метеорологии на мезомасштабах является также интенсивная циркуляция в атмосфере под воздействием городского острова тепла, порождающая значительные уровни турбулентности в зонах конвективного перемешивания.

В работе обрушение внутренних волн, генерируемых препятствием высоты  $h$  в потоке со стратификацией и постоянной входной скоростью  $U$  (см. рис. 1), исследовано путем DNS и LES при числе Рейнольдса,  $50 \leq Re (= Uh/\nu) \leq 40\,000$ , отвечающем опытам в канале, и числе Прандтля/Шмидта  $1 \leq Pr (= \nu/\lambda) \leq 2000$ , отвечающих условиям лаборатории, атмосферы, океана. В [2] рассмотрен случай  $Pr = 1$  и  $Re = 4000$ . В [3] показано влияние молекулярной диффузии: более низкие числа  $Re$  или  $Pr$  дают меньшие градиенты и перепады плотности в неустойчивой зоне опрокидывания волн, затягивают появление неустойчивости Рэлея–Тейлора, снижают скорость роста возмущений на линейном этапе и увеличивают длину их волны. На поздних этапах перехода и в развитой турбулентности вдоль размаха холма существуют периодические вихревые структуры тороидальной формы [3].

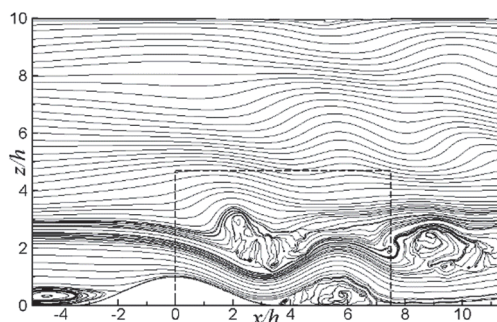


Рис. 1. Траектории частиц над "холмом",  $tU/h = 37,5$  [2, 3].

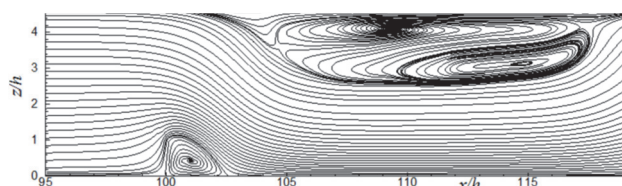


Рис. 2. Картина течения с «забором»,  $tU/h = 300$ ,  $Re = 100$ .

Изучается также влияние формы препятствия (см. рис. 2, в качестве примера течения с тонким вертикальным барьером при небольшом числе Рейнольдса), числа Фруда, глубины потока, распределения плотности на входе и других условий на границах.

Рассмотрены вопросы применения вихреразрешающих подходов к исследованию городской аэромеханики и структуры турбулентности для проникающей конвекции над островом тепла и сравнения с данными RANS-расчета [4] (см. рис. 3) и опыта [5].

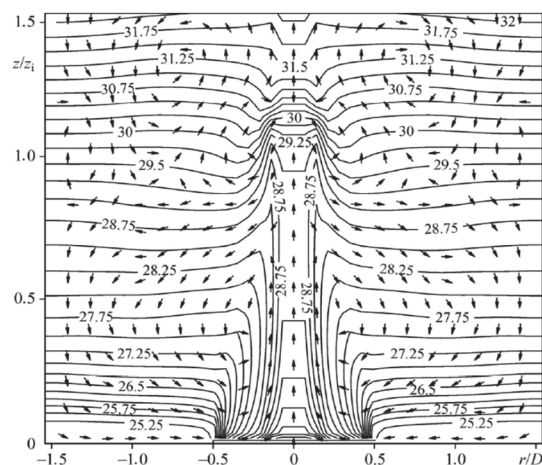


Рис. 3. Картина векторов поля скорости и изотерм над расположенным при  $|r| \leq D$  источником тепла в квазиустановившемся состоянии, полученная в расчетах [4].

Обсуждаемые режимы течений могут быть экстраполированы для случаев развития турбулентности в атмосфере и океане с устойчивой стратификацией.

### Список литературы:

1. Clark T.L., Hall W.D., Kerr R.M., et al. Origins of aircraft-damaging clear-air turbulence during the 9 December 1992 Colorado downslope windstorm: numerical simulations and comparison with observations // J. Atmos. Sci. 2000. Vol. 57. P. 1105–1131.
2. Yakovenko S. N., Thomas T. G., Castro I. P. A turbulent patch arising from a breaking internal wave // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 677. P. 103–133.
3. Yakovenko S.N. Lee wave breaking region: the map of instability development scenarios // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 894. Paper № 012112.
4. Kurbatskii A.F., Kurbatskaya L.I. Urban aeromechanics: Turbulent circulation and contaminant dispersion above city in stably stratified environment // AIP Conf. Proc. 2018. Vol. 2027. № 030024.
5. Lu J., Arya P., Snyder W.H., Lawson R.E. A laboratory study of the urban heat island in a calm and stably stratified environment. Part I, II // J. Appl. Meteor. 1997. Vol. 36. P. 1377–1402.

*Работа частично поддержана РФФИ  
и Правительством Новосибирской области  
(грант 18-48-540005).*

УДК 532.526

## ЭВОЛЮЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА ПРИ ЧИСЛЕ МАХА ПОТОКА $M=2$

Яцких А.А.<sup>1,2</sup>, Ермолаев Ю.Г.<sup>1</sup>, Смородский Б.В.<sup>1</sup>, Панина А.В.<sup>1</sup>, Семенов Н.В.<sup>1</sup>, Косинов А.Д.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Ламинарно-турбулентный переход сдвиговых течений является одной из фундаментальных проблем в механике жидкости и газа, обладающей большой практической значимостью. Турбулизация течений является сложным трехмерным нестационарным процессом. Практически значимой является задача предсказания положения ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя, образующегося на поверхности летательных аппаратов при сверхзвуковых скоростях полета.

Для исследования процессов ламинарно-турбулентного перехода высокоскоростных пограничных слоев целесообразным является изучение контролируемых возмущений, обладающих широкополосным частотным и пространственным спектральным составом (волновые пакеты). Развитие подхода контролируемых волновых пакетов привело к значительному прогрессу в изучении процессов поздних стадий ламинарно-турбулентного перехода дозвуковых пограничных слоев [1, 2]. Такой подход позволяет получать информацию об эволюции возмущений с различными частотами и волновыми числами и моделировать естественный сценарий ламинарно-турбулентного перехода. Контролируемые волновые пакеты могут быть получены с помощью локализованного во времени и в пространстве воздействия на пограничный слой.

Метод возбуждения волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое с помощью поверхностного импульсного тлеющего разряда был предложен и опробован в [3, 4]. В пограничном слое пластины с помощью импульсного электрического разряда вводились одиночные волновые пакеты. Исследования эволюции волновых пакетов в сверхзвуковом двумерном пограничном слое показали, что для различных мод волнового пакета наиболее нарастающими вниз по потоку являются сильнонаклонные волны.

Исследования возбуждения локализованных волновых пакетов в трехмерных пограничных слоях при сверхзвуковых скоростях потока проводились в [5, 6]. Эксперименты были выполнены в малозумной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха потока  $M = 2$ . В экспериментах использовалась модель крыла с чечевицеобразным профилем толщиной 7,7%, которая устанавливалась под нулевым углом атаки. Угол скольжения передней кромки модели составлял  $40^\circ$ . Волновые пакеты генерировались с помощью импульсного электрического разряда на поверхности экспериментальной модели. Контролируемое возбуждение волновых пакетов производилось синхронно с измерениями ниточным датчиком термоанемометра постоянного сопротивления, что позволило выделить искусственные возмущения

из фона естественных пульсаций пограничного слоя. Обнаружено значительное отличие структуры волнового пакета в трехмерном пограничном слое от двумерного случая. В пограничном слое скользящего крыла волновой пакет несимметричен, что объясняется наличием поперечного течения.

В данной работе по экспериментальным данным определяются волновые характеристики развития возмущений в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла. Картины эволюции на отдельных частотах качественно близки к аналогичным результатам, полученным в экспериментах с периодическими возмущениями. Оценены инкременты нарастания наиболее неустойчивых мод волнового пакета. Определены фазовые скорости, углы наклона фронтов наиболее растущих волн. Наиболее нарастающие вниз по потоку моды волнового пакета обладают частотой  $f = 24$  кГц и поперечным волновым числом  $\beta' \approx 1,6$  рад/мм. Угол наклона волнового вектора относительно набегающего потока  $\chi = 70 \div 71^\circ$ . Фазовая скорость вдоль направления свободного потока наиболее растущих возмущений составляет приблизительно  $0,52 \div 0,55$  от скорости свободного потока.

Проводится сравнение с результатами расчетов по линейной теории устойчивости. Получено качественное и численное согласование экспериментальных и теоретических данных.

### Список литературы:

1. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях // М.; Ижевск: РХД, 2006. 304 с.
2. Катасонов М.М., Козлов В.В., Никитин Н.В., Сбоев Д.С. Возникновение и развитие локализованных возмущений в круглой трубе и пограничном слое // Новосибирск. РИЦ НГУ. 2014. 222 с.
3. Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семёнов Н.В. Возбуждение и развитие волновых пакетов в сверхзвуковом сдвиговом слое // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 2. С. 70–78.
4. Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В. Эволюция волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, вып. 1. С. 17–28
5. Yatskikh A.A., Rumenskikh M.S., Yermolaev Y.G., Kosinov A.D., Semionov N.V. Excitation of localized wave packet in swept-wing supersonic boundary layer // MATEC Web of Conferences: XXXIII Siberian Thermophysical Seminar (STS-33) (Russia, Novosibirsk, 6–8 Jun., 2017): Proceedings. 2017. Vol.115, No.02015-paper.
6. Яцких А.А., Руменских М.С., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Косорыгин В.С. Возбуждение локализованного волнового пакета в трехмерном сверхзвуковом пограничном слое // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12 вып. 1. С. 57–65.

*Эксперименты выполнены на базе ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-2491.2019.1.*



---

## СЕКЦИЯ 2

Процессы переноса при физико-химических превращениях,  
включая горение

---

УДК 536.46

## АНАЛИЗ СОБСТВЕННЫХ МОД В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ И ПЛАМЕНИ. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ 3D PIV И HCHO PLIF

Абдуракипов С.С., Лобасов А.С., Чикишев Л.М., Дулин В.М.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Спиральные вихревые структуры, формирующиеся в закрученных струйных течениях, способствуют интенсификации перемешивания по сравнению со струями без закрутки. Крупные вихри также приводят к деформации фронта пламени, влияют на интенсивность тепловыделения и могут приводить к локальному погасанию пламени. Однако, природа этих спиральных вихрей и их влияние на стабилизацию пламени до конца не выяснены. В частности, роль распада вихревого ядра, приводящего к формированию центральной зоны рециркуляции, и прецессии вихревого ядра в сильно закрученном пламени, все еще остается предметом дискуссий [1].

В настоящей работе особенности когерентных вихревых структур исследовались на основе анализа результатов измерений методом бесконтактной панорамной анемометрии Particle Image Velocimetry (PIV) и метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF). Динамика и пространственная форма когерентных вихревых структур на начальном участке сильно закрученной струи и пламени с распадом и прецессией вихревого ядра исследовалась с применением статистического метода Proper Orthogonal Decomposition (POD). Метод POD широко используется в литературе для изучения структуры и динамики турбулентных течений [2]. Применение POD к ансамблю полей 3D PIV и 2D PLIF позволяет получить набор ортонормированных базисных функций (POD-мод) и собственных значений (спектр), которые содержат информацию о доминирующих собственных модах потока. В результате POD определяет наиболее энергонесущие когерентные структуры, которые отражены в пространственных модах POD и соответствуют наибольшим собственным значениям (имеют смысл усредненной по пространству кинетической энергии пульсаций скорости) [2].

Эксперименты проводились на открытом горелочном стенде, состоящем из горелки, приточной камеры, камеры предварительного смешения и секции для контроля расхода воздуха и топлива (метана) [3]. Горелка представляла собой сопло Виташинского с выходным диаметром  $d = 15$  мм. Число Рейнольдса, рассчитанное по среднерасходной скорости  $U = 5$  м/с и диаметру сопла  $d$ , равнялось  $Re = 5000$ . Число закрутки потока, рассчитанное по геометрии встраиваемого лопастного завихрителя, равнялось  $S = 1,0$ . Эксперименты проводились при значениях коэффициента избытка воздуха  $\phi = 0,7$ .

Для исследования собственных мод из данных 3D PIV и 2D PLIF была реализована процедура преобразования Фурье в цилиндрических координатах относительно азимутального угла и проанализированы по-

следовательности амплитуд Фурье для каждой азимутальной моды с помощью алгоритма POD, который определяет набор ортонормированных базисных функций (собственных мод), корреляционных коэффициентов и собственных значений.

На основе анализа 3D полей скорости для изотермического потока выявлена крупномасштабная глобальная мода, которая представляла собой вихревую структуру в виде двойной спирали, состоящую из внутреннего (вокруг зоны рециркуляции) и внешнего спирального вихря (во внешнем слое смещения). Эти вихри являются левовинтовыми спиралями (направление завивки спирали противоположно среднему вращению потока). Эта двойная спиральная вихревая структура была также обнаружена в закрученном пламени, однако ее интенсивность, как и амплитуда прецессии, была ниже, чем в случае изотермического потока. В работе получена низкоразмерная модель пульсаций скорости потока для анализа фазово-осредненных когерентных структур в закрученной струе и пламени с распадом и прецессией вихревого ядра. Методом плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции формальдегида исследована форма области химического реагирования в пламени [4]. Обнаружены два типа крупномасштабных когерентных структур в процессе деформации области химического реагирования: практически осесимметричная мода деформации фронта пламени, предположительно обусловленная действием сил Архимеда на продукты горения, и вращение асимметричной моды вследствие прецессии закрученного потока. Полученный результат подтверждает и дополняет предыдущие исследования сильно закрученного пламени, проведенные с помощью 2D измерений [5, 6].

### Список литературы:

1. Syred N.A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2006. Vol. 32, No. 2. P. 93–161.
2. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry / Holmes P., Lumley J.L., Berkooz G.: Cambridge university press, 1998.
3. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M., Shtork S.I., Tokarev M.P. Flow structure of swirling turbulent propane flames // *Flow, turbulence and combustion*. 2011. Vol. 87, No. 4. P. 569–595.
4. Lobasov A.S., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Markovich D.M. HCHO PLIF Investigation of the Flame Shape in an Unsteady Swirling Jet Flow // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2018. Vol. 54, No. 6. P. 642–648.
5. Markovich D.M., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Hanjalic K. Comparative analysis of low-and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // *Physics of Fluids*. 2014. Vol. 26, No. 6. P. 065109.
6. Stohr M., Sadanandan R., Meier W. Phase-resolved characterization of vortex–flame interaction in a turbulent swirl flame // *Experiments in Fluids*. 2011. Vol. 51, No. 4. P. 1153–1167.

УДК 536.24

## ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА АКТИВАЦИИ ГАЗОВОГО ПОТОКА МИКРОВОЛНОВОЙ ПЛАЗМОЙ

Бобров М.С., Хребтов М.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Плазменные струи, ионизированные с помощью микроволнового излучения, являются перспективным предметом изучения в различных областях техники. Такие потоки используются в двигателях космических аппаратов, а также в задачах газоструйного осаждения. При использовании смеси углеводородов и водорода в качестве рабочего газа предлагаемый метод приводит к генерации высокоскоростных плазменных потоков с высокой концентрацией радикалов, что позволяет использовать его для эффективного осаждения алмазных пленок [1,2]. Для оптимизации процессов синтеза алмазов необходимо изучить влияние различных параметров системы (геометрических размеров, мощности излучения, давления и др.) на эффективность осаждения. В данной работе представлены результаты численного моделирования формирования высокоскоростного газового потока, активируемого микроволновым разрядом. Сопряженная задача газодинамики и динамики плазмы была решена в континуальном, дрейфово-диффузионном, приближении с учетом ударной ионизации и термической диссоциации, обусловленной микроволновым нагревом газа [2].

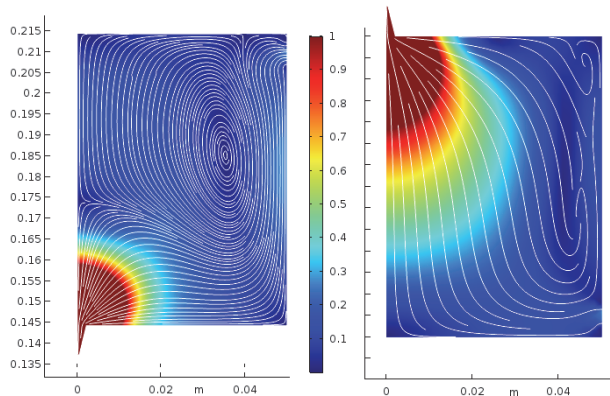


Рис. 1. Амплитуда скорости в центральном сечении в зависимости от расположения установки. Белым отмечены линии тока.

Моделирование проводилось в осесимметричной постановке. Область формирования плазменного потока представляла собой цилиндрическую камеру (радиус 5 см, высота 7 см). В качестве рабочего газа был выбран водород. Выпускное отверстие для потока представляет собой отверстие в центре нижней границы с фиксированным давлением 2 торр. Газ поступал в камеру с постоянной скоростью 10 л / мин через отверстия в боковой стенке. Такой расход поддерживал среднее давление в камере на уровне 300 торр. Микроволновое излучение подводилось от магнетрона мощностью 3 кВт, расположенного над основной камерой.

Геометрические размеры резонансной камеры были выбраны таким образом, чтобы сформировать максимум напряженности электрического поля вблизи выходного сопла.

Был исследован эффект воздействия силы плавучести на течение, образующееся в резонансной камере. Для этого проводилось два расчета с различным направлением сопла, вверх и вниз. Облако нагретого газа и плазмы, образующееся вблизи сопла деформируется за счет сил плавучести, при этом, если сопло направлено вниз, область высокой температуры растягивается и значение средней температуры в объеме увеличивается. Из-за противодействия плавучести и основного потока в этом случае в центральной части камеры образуется зона рециркуляции, а средняя по объему скорость падает.

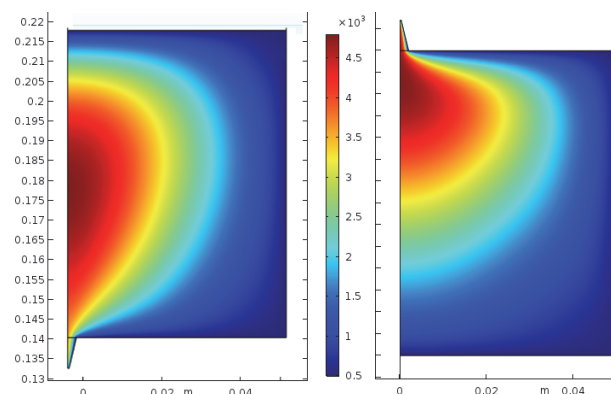


Рис. 2. Распределение температуры в зависимости от расположения установки.

Помимо этого было исследовано влияние формы сопла на эффективность диссоциации водорода вблизи выходного сечения камеры. Было исследовано две формы сопла, коническое и в виде отверстия в тонкой пластине, с одинаковым выходным диаметром 1,5 мм. Показано, что коническое сопло интенсивно охлаждает поток в пограничном слое, при этом степень диссоциации падает по сравнению с соплом в виде отверстия в тонкой пластине.

Список литературы:

1. Bolshakov A., Ralchenko, V., *Diamond and Related Materials*, 2016, 62, 49–57.
2. Ребров А. и др., *Прикладная механика и техническая физика*, 2018, 59(5), 5–12.
3. Synek, P., Obrusnik, A., *Plasma Sources Science and Technology*, 2015, 24(2), 025030

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН при частичной поддержке РФФИ (проект №18-29-19069).*

УДК 533

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЕТАЛЬНЫХ МЕХАНИЗМОВ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ И УСТОЙЧИВОСТЬ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В СМЕСИ $H_2/O_2$

Борисов С.П.<sup>1</sup>, Шершнёв А.А.<sup>1</sup>, Кудрявцев А.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

При моделировании распространения детонационных волн важную роль играет выбор химического механизма, так как его параметры могут сильно повлиять на результат [1]. В расчётах, выполненных с различными механизмами отличаются профили газодинамических величин, скорость распространения детонационной волны, количество формирующихся детонационных ячеек.

В практике численного моделирования часто используются механизмы, в которых реальные химические превращения заменяются одной необратимой реакцией или двухстадийной моделью, разделяющей периоды индукции и тепловыделения. Ясно, однако, что наиболее адекватное описание происходящих при детонации физико-химических процессов может быть достигнуто на основе детальных кинетических механизмов.

В настоящей работе детонация в стехиометрической кислородно-водородной смеси моделируется с использованием четырех детальных химических механизмов [2-5]. Расчёты производятся при помощи разработанной ранее вычислительной программы, основанной на применении современных схем сквозного счёта.

Программа реализована на языке C++ с использованием программного интерфейса CUDA для работы с графическими процессорными устройствами (ГПУ), открытого стандарта OpenMP для многопоточных приложений на многопроцессорных системах с общей памятью и протокола MPI для обмена данными между процессорами. Использование указанных инструментов позволяет запускать вычислительный код, как на обычных вычислительных кластерах, так и на гибридных суперкомпьютерах с ГПУ.

В первую очередь проводится сравнение скоростей распространения одномерных детонационных волн и распределений газодинамических параметров

за фронтом волны. Величины, полученные в расчётах с различными химическими механизмами, сравниваются между собой и с соответствующими скоростями Чепмена-Жуге и решениями Зельдовича-Неймана-Деринга. Рассматривается также устойчивость детонационной волны к одномерным возмущениям.

Далее, в двумерных расчётах исследуется влияние моделей химической кинетики на устойчивость плоской волны, распространяющейся в прямоугольном канале. Изучаются линейная и нелинейная стадия развития неустойчивости, воспроизводится процесс формирования ячейистой многофронтной структуры детонационной волны, определяется количество ячеек, образующихся в канале заданной ширины в расчётах с различными химическими механизмами.

Для всех рассматриваемых химических моделей как в одномерном, так и в двумерном случаях, изучено влияние на устойчивость детонационной волны степени пересечения  $f$ .

### Список литературы:

1. Shimizu, H., Tsuboi, N., Hayashi A.K. Study of detailed chemical reaction model on hydrogen-air detonation // 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, AIAA paper 2001-0478, 2001.
2. D. Davidenko, I. Gokalp, E. Dufour, P. Magre. AIAA paper 2006-7913, 2006.
3. R. Deiterding, "Parallel Adaptive Simulation of Multi-dimensional Detonation Structures," Doctoral Thesis, Brandenburgische Technische Universität Cottbus 2003.
4. G. J. Wilson, R. W. MacCormack, AIAA Journal, 30(4), 1008-1015 (1992).
5. E. L. Petersen, R. K. Hanson, J. Propul. Power 15(4), 591-600 (1999).

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-33-00740, 18-08-01442, 16-57-48007.*

УДК 536.24

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ ГОРЕНИИ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

**Бояршинов Б.Ф.**

Институт теплофизики им. С.С.Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Приводится ретроспективный обзор исследований, проведенных в отделе термо газодинамики Института теплофизики. Обсуждаются объекты, методы, аппаратура и результаты экспериментов.

В работах, связанных с изучением выгорания стенок графитового канала, было получено подтверждение основных положений асимптотической теории Кутателадзе-Леонтьева. Когда фронт химических превращений находится в непосредственной близости от стенки, задача исследования массообмена упрощается, т.к. параметры газовой смеси задаются самой химической реакцией. Недоступными оказываются локальные параметры внутри пограничного слоя. В экспериментах с горением испаряющегося этанола получены данные о распределении газодинамических, и теплофизических параметров на стенке и в объеме пограничного слоя. Показано, что закономерности теплообмена не соответствуют турбулентному пограничному слою вплоть до срыва пламени, который происходил при числах Рейнольдса, превышающих  $2 \cdot 10^6$ .

Установлено, что причина, из-за которой массоперенос сохраняет признаки переходного режима теплообмена, связаны с образованием в пограничном слое крупномасштабных газодинамических структур, которые существуют в широком диапазоне скоростей газа и препятствующих хаотизации газового потока. При малых числах Рейнольдса, чтобы исключить свободно-конвективный отрыв пограничного слоя, рас-

сматривалось горение испаряющегося этанола «на потолке» горизонтального рабочего участка. Когда поверхность пламени искривляется с образованием крупномасштабных ячеистых структур, с помощью аппаратуры PIV показано, что в случае потери устойчивости Релея–Тейлора формируются грибовидные структуры, в которых чередуется движение от фронта пламени к стенке и наоборот. Ячеистое пламя существует в узком диапазоне скоростей воздушного потока, а интенсивность массопереноса в пограничном слое с грибовидными структурами увеличивается втрое по сравнению со стандартным ламинарным пограничным слоем.

Выполнены исследования крупномасштабных структур в ячеистом пламени при горении богатых и бедных газовых смесей. Предложен способ выделения из многоячеистого нестационарного пламени отдельной стационарной ячейки. Опытные данные о полях температуры получены с применением метода КАРС (когерентное антистоксовое рассеяние света), компоненты скорости измерялись аппаратурой PIV (particle image velocimetry). При использовании этих данных с помощью метода балансов рассчитаны слагаемые в уравнениях импульса и энергии, в том числе – тепловыделение, напряжения трения, тепловые потоки и статическое давление. Проведено сопоставление интенсивности конвективного и молекулярного переноса во фронте горения.



УДК 536.468

## СОВМЕСТНАЯ УТИЛИЗАЦИЯ УГОЛЬНОГО ШЛАМА И ОТРАБОТАННЫХ НЕФТЕПРОДУКТОВ ПРИ СЖИГАНИИ В СОСТАВЕ КОМПОЗИЦИОННОГО ТОПЛИВА

Вершинина К.Ю., Дорохов В.В., Романов Д.С.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

За последние десятилетия, как в России, так и в мире проблема загрязнения окружающей среды приобретает все большие масштабы и значимость. Крупными источниками загрязнения являются предприятия добывающей, перерабатывающей отраслей производства и коммунального сектора; энергетические предприятия, сжигающие ископаемое топливо (в особенности, пылевидный уголь). Экологические проблемы в упомянутых отраслях производства могут быть частично решены путем внедрения технологий совместного сжигания горючих отходов в виде композиционного топлива.

В настоящей работе рассматривается сжигание топливных композиций в трех формах: (1) водосодержащая суспензия; (2) гранула; (3) брикет. Суспензии более перспективны с экологической точки зрения (за счет высокой влажности); гранулы и брикеты имеют преимущество при хранении и транспортировке. В экспериментах определялись теплота сгорания, времена и температуры зажигания, длительности и температуры горения исследуемых топлив.

Изучались топлива следующих компонентных составов: (1) 50% сухой угольный шлам, 10% отработанное турбинное масло, 40% вода (суспензия); (2) 90% влажный угольный шлам, 10% отработанное турбинное масло (гранулят); (3) 90% сухой угольный шлам, 10% отработанное турбинное масло (брикет). Брикеты формовались из исходной топливной смеси под действием гидравлического пресса.

Топливо в виде одиночных капель суспензии, гранул и частиц сжигалось в муфельной печи. Процессы нагрева, воспламенения и горения топлива регистрировались высокоскоростной видеокамерой. Методика определения основных параметров зажигания и горения аналогична используемой в [1]. Характеристики зажигания и горения определялись для трех условий: равенство масс, равенство объемов и равенство теплоты сгорания образцов топлива.

На рис. 1 приведены зависимости времен газозафазного и гетерогенного зажигания исследуемых образцов топлив от температуры в камере сгорания при условии равенства их теплоты сгорания. Влагосодержание топлива оказывает существенное влияние на реализацию газозафазного воспламенения топлива. Испарение воды требует подвода значительного количества тепловой энергии, поэтому время задержки газозафазного зажигания капель суспензии существенно (в 1,8–2,7 раз) превышало аналогичный параметр для гранулята и брикета (рис. 1, а).

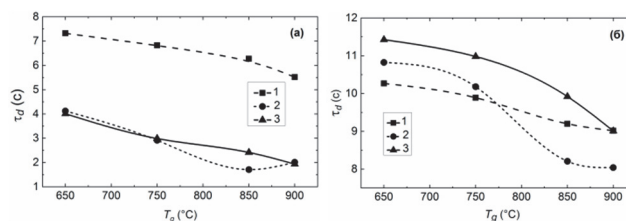


Рис. 1. Времена задержки газозафазного (а) и гетерогенного (б) зажигания топлив (при условии равной теплоты сгорания образцов) в зависимости от температуры в муфельной печи.

Несмотря на это, времена задержки гетерогенного зажигания топлив сопоставимы (рис. 1, б) – отличия не превышали 2 с во всем интервале исследуемых температур. Воспламенение твердой составляющей композиционного топлива во многом зависит от скорости выхода и длительности выгорания летучих и паров жидкого горючего компонента, поскольку горение факела в окрестности твердого остатка существенно препятствует окислению последнего. Этим, вероятнее всего, обусловлены самые большие времена гетерогенного зажигания брикетированного топлива (рис. 2, б). Такое топливо имеет высокую плотность и, в связи с этим, прогрев органической массы, выход летучих и паров масла могут быть затруднены в сравнении с аналогичными процессами для частицы гранулята или капли суспензии. Можно сделать предположение о том, что при промышленном использовании условия зажигания всех компонентов (как жидких, так и твердых) топливной смеси будут выполняться с близкими временными затратами независимо от формы сжигания топлива.

Смесевые топлива на основе отходов могут позволить частично заменить некоторые традиционные котельные топлива, поскольку обладают приемлемыми теплотой сгорания, параметрами зажигания и горения. В зависимости от приоритетов (экология, удобство транспортировки и хранения) можно использовать разные формы сжигания топливной смеси (например, в виде капель суспензии, гранул или брикетов). Рассматриваемый подход позволит масштабно утилизировать невостребованные горючие компоненты, а также сохранить ресурс ценных топлив, таких как уголь и нефть.

### Список литературы:

1. Verzhinina K.Y., Shlegel N.E., Strizhak P.A. Relative combustion efficiency of composite fuels based on of wood processing and oil production wastes // Energy 2019. V. 169. P. 18–28.

Исследования выполнены за счет средств  
Российского научного фонда  
(проект № 18-73-00013).

УДК 544.452, 621.1.016

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЖИГАНИЯ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В ПРЯМОТОЧНОЙ ИСПАРИТЕЛЬНОЙ ГОРЕЛКЕ В СТРУЕ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА

Дектерев Ар.А.<sup>1</sup>, Минаков А.В.<sup>2</sup>, Ануфриев И.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Сибирский Федеральный университет,  
660079, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

В настоящее время актуальной задачей является утилизация накопленных на предприятиях нефтяной промышленности огромных количеств жидких углеводородных отходов: отработанные моторные и трансмиссионные масла, смазочные жидкости, нефтяные шламы, отходы нефтедобычи и нефтепереработки. Значительная часть этих отходов не пригодна для регенерации, но может подвергаться сжиганию. Решение этой проблемы важно как с точки зрения улучшения экологической ситуации, так и в целях расширения топливно-сырьевой базы энергетики за счет использования некондиционного жидкого углеводородного топлива.

В работе с помощью численного моделирования исследован процесс горения дизельного топлива в лабораторном образце оригинального горелочного устройства испарительного типа [1-2] с подачей перегретого водяного пара в зону реакции. Горение топлива в такой горелке происходит в струе пара, истекающей через форсунку.

В рамках работы была разработана математическая модель данного процесса. Задача решалась в трехмерной стационарной постановке. Моделирование проводилось на основе RANS подхода. При проведении расчетных исследований для моделирования турбулентных течений был рассмотрен широкий перечень современных моделей: популярные URANS модели с вихревой вязкостью ( $k$ - $\epsilon$  realizable,  $k$ - $\omega$  SST), нестационарная модель Рейнольдсовых напряжений RSM LRR (Launder-Reece and Rodi).

Для моделирования турбулентного горения в газовой фазе были рассмотрены несколько популярных подходов: модель обрыва вихря EBU, гибридная модель, модель EDC (Eddy Dissipation Concept), модель FGM (Flamelet generated manifold) с равновесной кинетикой.

Дизельное топливо представлялось несколькими моделями суррогатного топлива:  $n$ -гептан ( $C_7H_{16}$ ) и смесь  $n$ -декана ( $C_{10}H_{22}$ ) и  $A_2CH_3$  в массовой пропорции 67 % и 33% соответственно. Для моделирования кинетики горения в газовой фазе были рассмотрены несколько кинетических механизмов, содержащих: 1, 42, 60 реакций. Для суррогатного топлива состоящего из смеси  $n$ -декана ( $C_{10}H_{22}$ ) и  $A_2CH_3$  был рассмотрен детальный кинетический механизм, содержащий 191 газовую компоненту. Радиационный теплообмен моделировался с применением модели дискретных ординат (DO), коэффициент поглощения рассчитывался по модели взвешенной суммы серых газов (WSGGM).

Расчеты проведены для нескольких значений относительного массового расхода пара. Проведена верификация используемой физико-математической модели и сопоставление результатов численного моделирования с полученными экспериментальными данными. Сравнение с экспериментом проведено по распределению температуры в факеле на выходе из горелочного устройства.

Анализ результатов моделирования показал, что выбор модели турбулентности не оказывает значительного влияния на достоверность описания структуры рассматриваемого пламени. В целом все рассмотренные модели дали близкие результаты. Анализ моделей газозожного реагирования показал, что наилучшего результата удастся добиться с использованием модели EDC (Eddy Dissipation Concept). Модель обрыва вихря EBU дает качественно неправильную форму факела, отличающуюся от наблюдаемой в эксперименте. Гибридная модель дает нефизичное потухание пламени.

Исследование кинетических механизмов реагирования показало, что схемы с малым количеством реакций плохо описывают кинетику горения углеводородного топлива в паровоздушной смеси. С практической точки зрения оптимальным по точности и экономичности механизмом для моделирования рассматриваемого процесса следует считать механизм, состоящий из 60 элементарных реакции. Дальнейшее увеличение моделируемых компонент и количества рассматриваемых реакций не приводит к существенному улучшению точности моделирования.

Таким образом, в рамках данной работы была разработана и успешно протестирована математическая модель сжигания дизельного топлива в струе перегретого пара.

### Список литературы:

1. Alekseenko S.V., Pashchenko S.E., Salomatov V.V. Nanocluster initiation of offgrade hydrocarbon fuels // Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 83 (4) (2010), pp.729–741.
2. Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Vigiyanov M.S., Kopyev E.P., Sharypov O.V. Characteristics of diesel fuel combustion in a burner with injection of a superheated steam jet // Combustion, Explosion, and Shock Waves, 52 (3) (2016), pp.286–293.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-79-10134).*

## ОКИСЛИТЕЛЬНАЯ ПАРОВАЯ КОНВЕРСИЯ ЛЕГКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ

Димов С.В., Гасенко О.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Паровая, окислительная и сухая (углекислотная) конверсия углеводородов (в основном метана) является основным способом получения водорода и синтез-газа [1]. В зависимости от состава и расхода входящего газа, свойств и температуры катализатора получают продукты парового, частичного, окислительного парового риформинга углеводородов. Из-за неизбежного сокращения объемов добываемой нефти и требования использования попутных нефтяных газов было выполнено много исследований конверсии низших алканов, основных составляющих ПНГ: этана, пропана, бутана [2].

В данной работе проведено исследование окислительной паровой конверсии газа углеводородного сжиженного, состоящего, в основном, из смеси этана, пропана и бутана, в кольцевом микрореакторе с нанесенным на внутреннюю стенку канала родиевым катализатором. Были исследованы два типа катализаторов: первый катализатор использовался при паровой конверсии, второй состоял из двух слоев, внутренний слой паровой конверсии, а внешний слой частичного окисления углеводородного газа. Определена степень конверсии различных компонентов исходного продукта в зависимости от температуры реактора и времени контакта. На рис. 1 приведена фотография внешнего катализатора, полученная на просвечивающем электронном микроскопе, и показаны наночастицы родия. Эксперименты выполнялись на установке описанной в работе [3] для трех времен контакта 65, 79, 118 мс. Смесь топливного газа, воздуха и воды, состав которой задавался массовыми регуляторами расхода, подавалась в камеру предварительного нагрева, а затем в кольцевой микрореактор с зазором 950 мкм.

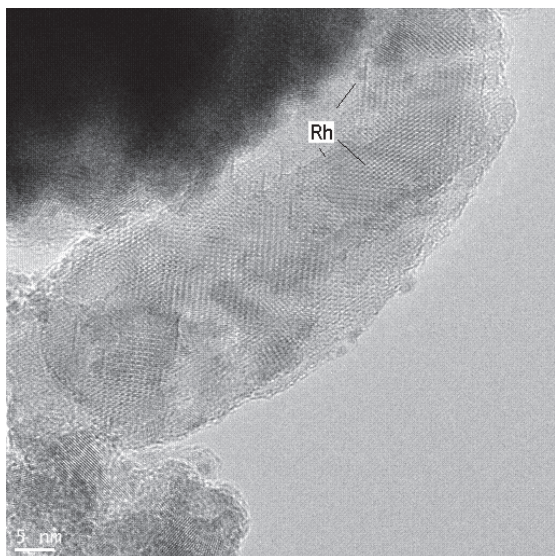


Рис. 1. Фотография катализатора.

В процессе опытов измерялись температура реактора и состав продуктов реакций с использованием хроматографа с масс селективным детектором Agilent,

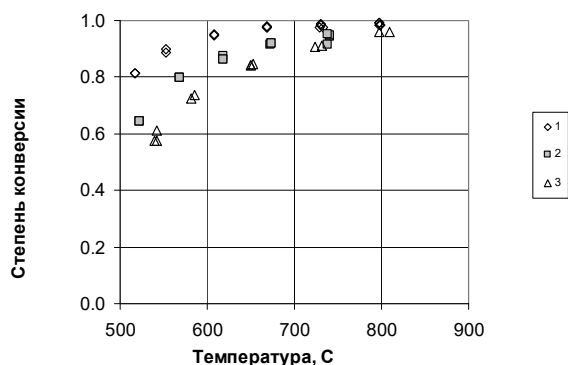


Рис. 2. Степень конверсии пропана при разных временах контакта: 1-118, 2-79, 3-65 мс.

а также хроматографа Маэстро с датчиком по теплопроводности. Температура в рабочем участке создавалась внешним электрическим нагревателем. На рис. 2 приведена степень конверсии пропана  $X_{Pr} = (n_{Pr,in} - n_{Pr,out}) / n_{Pr,in}$  в зависимости от температуры для трех времен контакта, где  $n_i$  молярный расход для соотношения расходов топливный газ/воздух/водяной пар 1/4.5/7.

Проведенные исследования показали устойчивость двухслойного катализатора, внутренним слоем которого является катализатор паровой конверсии углеводородов (5% Rh/3%La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/2%BaO/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), а внешним слоем является катализатор частичного окисления (5% Rh/20%La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/40%CeO<sub>2</sub>/40%ZrO<sub>2</sub>). При температурах 600-800 C конверсия осуществляется по равновесию при временах контакта больше 60 мс, при меньших временах наблюдается отклонения от равновесия с меньшей выходной концентрацией водорода.

### Список литературы:

- Holladay J.D., Hu J., King D.L., Wang Y. 2009. An overview of hydrogen production technologies // *Catalysis Today*. 2009. V.139. P. 244–260.
- Arutyunov V. S. et al. Kinetic features and industrial prospects of the selective oxidative cracking of light alkanes // *Russian Chemical Reviews*. 2017. T. 86. №. 1. С. 47–74.
- Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V. and Gasenko O.A. Methane Steam Reforming in an Annular Microchannel with Rh/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Catalyst // *Jour. of Engineering Thermophysics*. 2009. V.18. P. 187–196

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850026-8).

УДК 621.452

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШЕНИЯ И ГОРЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВХОДНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Захарова Ю.В., Федорова Н.Н., Гольдфельд М.А., Ванькова О.С.

Институт Теоретической и Прикладной Механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

В работе представлены результаты численного и экспериментального исследования сверхзвуковых течений в канале переменного сечения с учетом многоструйной инжекции водорода. Данное исследование тесно связано с изучением прямооточных воздушно-реактивных двигателей, а именно процессов смешения и воспламенения топлива в камере сгорания при сверхзвуковой скорости потока.

Известно, что при сверхзвуковых скоростях потока смесь характеризуется низкими статическими параметрами и малым временем пребывания. Для стабилизации пламени в сверхзвуковом потоке используют обратные уступы, эффективность применения которых показана во многих работах [1-2].

В предыдущих работах авторов [3-4] исследована структура течения в окрестности обратного уступа, показано влияние параметров потока, а также температурного фактора на формирование ударно-волновой структуры течения. На основании данных результатов были проведены дальнейшие исследования процессов смешения и воспламенения при инжекции одиночной струи в сверхзвуковой внешний поток. Кроме того, авторами работы полученные данные о структуре течения в канале и описан процесс воспламенения и горения с учетом многоструйной инжекции водорода в сверхзвуковой поток [5]. Показано влияние параметров струи и угла инжекции на процесс воспламенения. По результатам работы [5] получены некоторые несоответствия расчетных и экспериментальных результатов по распределению давления на стенках канала. Одной из причиной этого может являться задание постоянных параметров на входе в расчетную область. Тогда как в экспериментах основные параметры (давление и температура) являются падающими, а число Маха остается постоянным. Поэтому в данной работе, численное моделирование проведено с учетом переменных входных параметров на входе в расчетную область.

Расчеты проведены с помощью коммерческого пакета ANSYS CFD (Fluent). На первом этапе моделирование нереагирующих течений проводилось в 3D постановке на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных k- $\omega$  SST моделью турбулентности. Задание переменных параметров на входе в расчетную область осуществлялось с помощью пользовательской функции (UDF), которая была добавлена в программный модуль Fluent. Пользовательская функция создавалась посредством аппроксимации экспериментальных распределений статического давления и температуры.

На рис.1 приведено сравнение экспериментальных и расчетных распределений статического давления на стенках вдоль центральной линии канала для разных моментов времени. Получено хорошее качественное и

количественное соответствие данных. В расчетах правильно предсказывается уровень давления в донной области за уступом, а также повышение давления за областью замыкающего скачка.

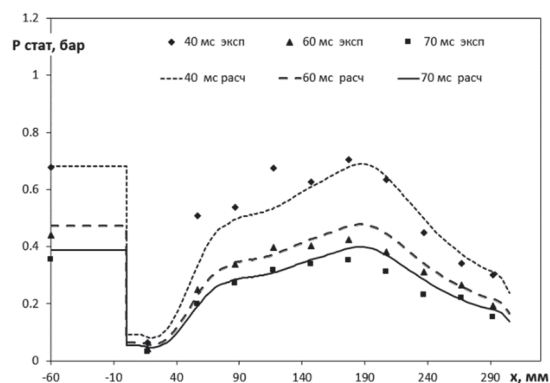


Рис. 1. Расчетные и экспериментальные распределения статического давления на стенке канала в центральном сечении

Полученные результаты показали, что численное моделирование сверхзвукового нереагирующего течения в канале камеры сгорания с учетом переменных входных параметров, характерных для установки импульсного действия, позволяет получить хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов по распределению основных параметров. Дальнейшие расчетные исследования процессов смешения и воспламенения в сверхзвуковом потоке с учетом многоструйной инжекции водорода проводятся с использованием данной методики.

### Список литературы:

1. W. Huang, M. Pourkashanian, L. Ma, et al., Investigation on the Flameholding Mechanisms in Supersonic Flows: Backward-Facing Step and Cavity Flameholder, *J. Visualization*, 2011, 14 (1), 63–74.
2. J. D. Abbutt III, C. Segal, J. C. McDaniel, et al., Experimental Supersonic Hydrogen Combustion Employing Staged Injection Behind a Rearward Facing Step, *Journal of Propulsion and Power*, 1993, 9, 472–478.
3. И.А. Бедарев, М.А. Гольдфельд, Ю.В. Захарова, Н.Н. Федорова, Исследование температурных полей в сверхзвуковом течении за обратным уступом, *Теплофизика и Аэромеханика*, 2009, Т. 16, № 3, 375–386.
4. М.А. Гольдфельд, Ю.В. Захарова, Н.Н. Федорова, Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоскоростным потоком, *Теплофизика и Аэромеханика*, 2012, Т. 19, № 6, 673–687.
5. Fedorova N.N., Goldfeld M.A., Zakharova Y.V. Numerical simulation of hydrogen mixing and combustion in a supersonic combustor chamber // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018): AIP Conference Proceedings. -Vol.2027, No.1. – S. 1., 2018. – 030129 (8) p.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №17-08-01158 а).*

## ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ ВОДОРОДА В СПУТНОЙ СТРУЕ ВОЗДУХА

Козлов В.В.<sup>1,2</sup>, Грек Г.Р.<sup>1</sup>, Литвиненко М.В.<sup>1,2</sup>, Литвиненко Ю.А.<sup>1</sup>, Тамбовцев А.С.<sup>1,2</sup>, Шмаков А.Г.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича,  
630090, Россия, Новосибирск, Институтская 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, Пирогова 2

<sup>3</sup> Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского,  
630090, Новосибирск, Институтская улица, 3

В работе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха.

### Введение

Экспериментальные исследования диффузионного горения круглой микроструи водорода [1] показали наличие различных сценариев протекания данного процесса в зависимости от нарастания скорости истечения микроструи в диапазоне диаметров выходного отверстия от 0,25 до 1 мм. Обнаружены следующие сценарии диффузионного горения круглой микроструи водорода: 1 - горение чисто ламинарной микроструи с наличием ламинарного пламени большой дальности (U0 ≤ 150 м/с). 2 - возникновение сферической «области перетяжки пламени» с наличием в ней ламинарной микроструи и ламинарного пламени с турбулизацией микроструи и пламени при преодолении ламинарной микроструей узкой области градиента плотности газа (U0 > 150 м/с). 3 - отрыв турбулентного пламени от «области перетяжки пламени» (U0 > 200 м/с). 4 - прекращение горения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в «области перетяжки пламени». Причем в данной ситуации, горение в «области перетяжки пламени» сохраняется, вплоть до трансзвуковых скоростей ее истечения, однако при наличии такого явления, как «запирание сопла» (U0 > 331 м/с) [2].

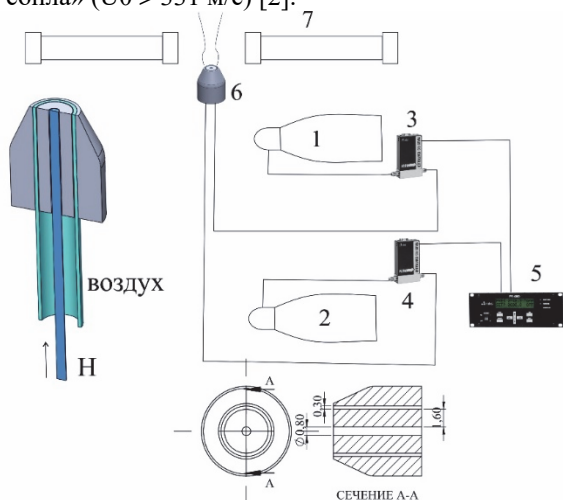


Рис. 1. Схема эксперимента.

### Результаты экспериментов

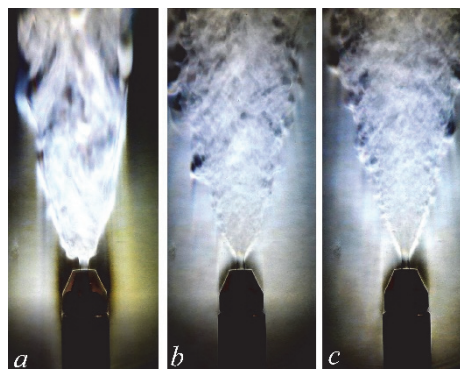


Рис. 2. Теньевые картины горения круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха в зависимости от скорости истечения водорода и спутной струи.

Показано, что сценарий горения связан с наличием «области перетяжки пламени» и данный факт коррелирует с аналогичными сценариями диффузионного горения микроструи водорода на дозвуковой скорости, исследованными нами ранее. Обнаружено, что сферическая форма «области перетяжки пламени» трансформируется в цилиндрическую форму. Установлено, что горение круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха на сверхзвуковой скорости сопровождается наличием сверхзвуковых ячеек как в микроструе водорода, так и в спутной струе воздуха. Сверхзвуковое горение круглой микроструи водорода в спутной коаксиальной струе воздуха связано с отрывом пламени от среза сопла.

### Список литературы:

1. V.V. Kozlov, G.R. Grek, G.V. Kozlov, Yu.A. Litvinenko, A.G. Shmakov Experimental study on diffusion combustion of high-speed hydrogen round microjets // International Journal of Hydrogen Energy (ELSEVIER 2019), 2019, Volume 44, Issue 1, pp. 457–468.
2. В.В. Козлов, Г.Р. Грек, Г.В. Козлов, Ю.А. Литвиненко, А.Г. Шмаков Экспериментальное исследование диффузионного горения круглой микроструи водорода при ее зажигании вдали от среза сопла // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 62–73.

Работа поддержана Грантом РФФ 16-19-10330.

УДК 532.525.2

## ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ ВОДОРОДА В СПУТНОЙ СТРУЕ СМЕСИ ВОЗДУХА И НАНОПОРОШКА

Козлов В.В.<sup>1,2</sup>, Грек Г.Р.<sup>1</sup>, Литвиненко М.В.<sup>1,2</sup>, Литвиненко Ю.А.<sup>1</sup>, Тамбовцев А.С.<sup>1,2</sup>, Шмаков А.Г.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича,  
630090, Россия, Новосибирск, Институтская 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, Пирогова 2

<sup>3</sup> Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского  
630090, Новосибирск, Институтская улица, 3

В работе представлены результаты экспериментальных исследований горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха с нанопорошком, истекающей из щелевого (многосоплового) коаксиального сопла на до- и сверхзвуковой скорости.

### Экспериментальное оборудование и процедура исследования

На рис. 1 представлена схема эксперимента. В сопловое устройство через блок управления электромагнитными клапанами типа 179В фирмы MKS Instrument объемного расхода газа подавался водород из баллона 100 атм. через центральное круглое отверстие горелки и сжатый воздух через коаксиальную щель горелки. Установка объемного расхода газов осуществлялась блоком управления, а показания расхода газов регистрировались электронным табло расходомеров. Процедура проведения исследований состояла из видеосъемки непосредственно процесса диффузионного горения микроструи чистого водорода в отсутствие и при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком.

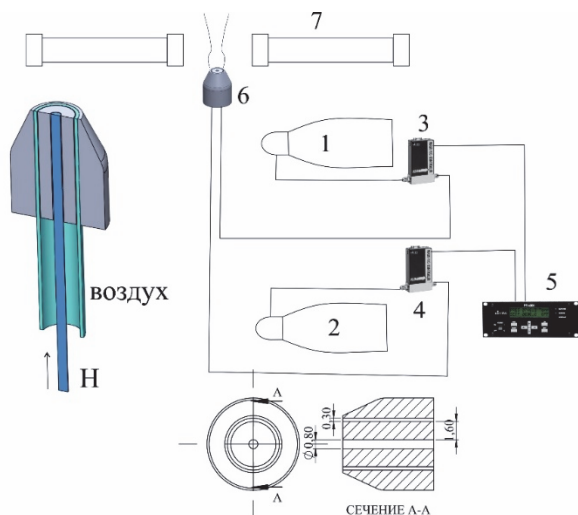


Рис. 1. Схема эксперимента.

### Результаты экспериментов

Сценарий горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха с нанопорошком на дозвуковой скорости.



Рис. 2. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла в отсутствие спутного потока (a) и из круглого микросопла при наличии спутной струи смеси воздуха с нанопорошком (b)

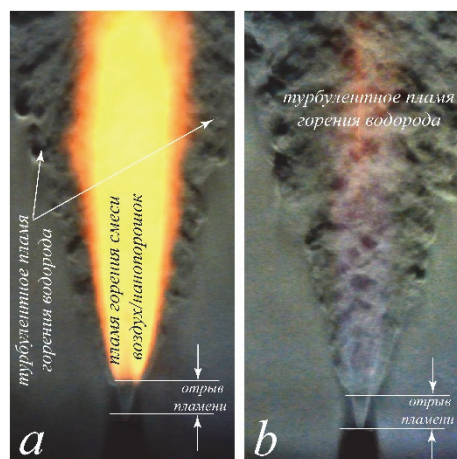


Рис. 3. Теневые картины горения круглой микроструи водорода, истекающей из круглого микросопла (a) при наличии спутной струи смеси воздух/нанопорошок (b), сверхзвуковое горение.

Работа поддержана Грантом РФФ 16-19-10330.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ И УСЛОВИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ БИО-УГОЛЬНЫХ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ УГЛЯ И ЛЕСНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

Косторева Ж.А., Сыродой С.В.

Национальный Исследовательский Томский Политехнический Университет  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

На настоящее время очевидным фактом становится всеобъемлющее внедрение в технологический процесс производства тепловой и электрической энергии новых топливных композиций на основе угля и биомассы [1, 2]. Это обусловлено существенными экономическими и экологическими преимуществами таких топлив по сравнению с углем и нефтью энергоносителей [3].

Проведенные на настоящее время исследования процессов сжигания органоводоугольных топлив с добавлением сухих листьев показали достаточно существенное снижение концентрации оксидов азота и серы в продуктах сгорания. Последнее создает предпосылки для разработки новых экологически эффективных топливных композиций, на основе угля и лесного горючего материала (ЛГМ).

Также стоит отметить, что применение ЛГМ в качестве топлива может существенно расширить сырьевую базу для тепловых электростанций.

На настоящее время опубликовано достаточно много работ, посвященных изучению характеристик зажигания и горения частиц угля и биомассы в высокотемпературной среде. Но стоит отметить, что в работах исследовались характеристики и условия воспламенения отдельных частиц угля и биомассы, при этом динамика воспламенения топливных смесей не была изучена.

Частицы био-угольного топлива распылялись при помощи пневматического устройства в канал нагретого до высоких температур керамического цилиндра. При проведении экспериментов исследовались процессы воспламенения био-угольных смесей при температурах внешней среды  $673 \leq T_g \leq 1473$  К. Такой диапазон является типичным для внутрипочной среды современных котельных агрегатов.

Регистрация процессов теплопереноса и воспламенения топливных частиц проводилась высокоскоростной видеокамерой Photron FASTCAM CA4 5 (скорость видеосъемки до 20 000 кад/с). Период времени от начала теплового воздействия (момент ввода частиц в канал цилиндра) до зажигания (появление пламени) считался временем задержки воспламенения ( $t_{ign}$ ).

По этой причине целями настоящей работы являются: экспериментальное исследование процессов зажигания частиц топливной смеси на основе угля и лесного горючего материала в условиях, соответствующих камерам сгорания типичных парогенераторов ТЭС.

На рисунке 1 приведены экспериментальные зависимости времен задержки воспламенения био-угольных смесей от температуры внешней среды при разных компонентных составах смеси. Можно отметить, что температура внешней среды оказывает достаточно существенное влияние на характеристики и условия воспламенения био-угольных смесей. Так для смеси при соотношении уголь/ЛГМ 70/30 увеличение температуры внешней среды от  $T_g=873$  К до 1273 К приводит к уменьшению всего периода индукции с  $t_{ign}=0,35$  с до  $t_{ign}=0,15$  с. Это, скорее всего, обусловлено существенным и нелинейным влиянием комплекса теплофизических, аэромеханических и термохимических процессов термической подготовки и зажигания био-угольной смеси в условиях высокотемпературного нагрева.

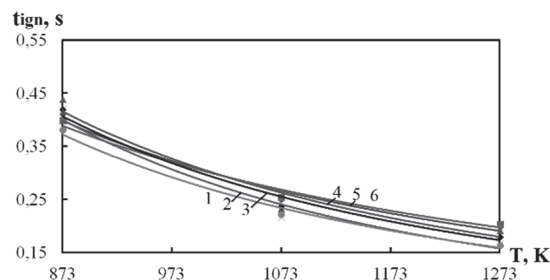


Рис. 1. Времена задержки воспламенения биоугольной смеси при различных температурах внешней среды и концентрациях компонентов смеси уголь/хвоя кедровая: 1 – 70/30, 2 – 75/25, 3 – 80/20, 4 – 85/15, 5 – 90/10, 6 – 95/5.

В результате проведенных экспериментальных исследований обоснована возможность использования лесного горючего материала в качестве компонента топлива для энергетики. Показано, что увеличение концентрации ЛГМ в топливной смеси, приводит к существенному уменьшению всего периода индукции.

### Список литературы:

1. Verma M., Loha C., Sinha A. N. and Chatterjee P. K. Drying of biomass for utilising in co-firing with coal and its impact on environment – A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2017, 71, 732–741.
2. Tabet F. and Gökalp I. Review on CFD based models for co-firing coal and biomass. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2015, 51, 1101–1114.
3. Vassilev S.V., Vassileva C. G. and Vassilev V. S. Advantages and disadvantages of composition and properties of biomass in comparison with coal: An overview. *Fuel*, 2015, 158, 330–350.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-79-10015).

УДК 620.93, 662.993

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ДОМНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЙЛЕРОВО-ЛАГРАНЖЕВОГО ПОДХОДА

Кошелев К.Б., Стрижак С.В.

<sup>1</sup> Институт системного программирования им. В.П. Иванникова РАН,  
109004, Россия, Москва, ул. А. Солженицына, 25

В эйлерово-лагранжевом подходе непрерывная фаза рассматривается как континуум путем решения уравнений Навье–Стокса и уравнений сохранения для массы и тепла, а дисперсная фаза рассчитывается путем отслеживания большого числа частиц, которые следуют второму закону Ньютона. При моделировании гранулированных течений метод дискретных элементов (DEM) и дискретная фазовая модель (DPM) являются моделями в рамках эйлерово-лагранжевой структуры. Строгого различия между DPM и DEM не существует. DEM описывает столкновение между отдельными частицами, в то время как DPM описывает поведение частиц как группы. В ситуации, когда твердая фаза достаточно плотная, например, в решетчатой печи, в зоне фурмы доменной печи, необходимо принимать во внимание сжимаемость и влияние объемной доли частиц [1,2].

Большинство моделей горения для фурменной зоны доменных печей основаны на комбинированном подходе CFD для газа и LPT (Lagrangian Particle Tracking) для частиц (CFD-LPT). В такой модели отдельные частицы, каждая из которых может представлять собой одну частицу или группу частиц, моделируется с учетом взаимодействия частиц с жидкостью, но столкновение частицы с частицей игнорируется. Это можно рассматривать как упрощенную модель CFD-DEM [3]. Однако это упрощение может значительно сократить вычислительные затраты. Модели горения CFD-LPT появились как 2D в 1990-х годах и стали трехмерными в 2000-х годах.

В настоящее время основные исследования по моделированию лежат в описании сгорания и связанные с ним явления, происходящие в фурменной зоне доменной печи. Подробная физическая модель в этом отношении была разработана группой авторов из Университета UNSW (Австралия, Сидней) [4-6]. В их модели вычислительная область охватывала фурму, трубку фурмы, фурменную зону и слой кокса. Область выдувания рассматривалась как полость. Коксовый слой рассматривался как пористый носитель, а размер и форма фурменной зоны определялись в соответствии с CFD-DEM расчетными данными [4].

Модель горения включала в себя реакции, связанные с: (1) сжиганием угля (удаление летучих веществ, летучее сгорание и реакции обугливания); (2) сжигание газа; и (3) сжигание кокса и газификация. Модели горения в фурменной зоне использовались для получения новых полезных результатов. В частности, через численные и физические эксперименты, были смоделированы одновременный подвод пылеугольного топлива (ПУТ)/пластика или ПУТ / газовое топливо для повышения эффективности сгорания. Примечательно, что 86% отработанного углерода может быть

уменьшено в оптимизированной доменной печи с переработкой газа и фиксацией углекислого газа. Эта модификация позволила повысить скорость подвода ПУТ. Авторы из Университета UNSW провели серию численных расчетов, чтобы количественно оценить влияние основных параметров на выгорание угля для операций ПУТ, включая бинарные и тройные угольные смеси, оценивая свойства угля и рабочие условия, такие как условия взрыва и тип охлаждающего газа. Эти исследования показали, что компьютерная модель действительно может быть экономически эффективным инструментом для понимания явлений сгорания в фурменной зоне и оптимизации операций использования ПУТ.

В данной работе для расчета параметров течения в модельной камере сгорания домены применялись решатель coalChemistryFoam и модифицированная версия решателя coalChemistryAlphaFoam. Использовалась система уравнений на базе URANS модели и k-ε модели турбулентности. Химическая модель горения угля включала в себя 5 реакций. Модель горения ПУТ основана на модели диссипации вихрей. Геометрические размеры и режимы работы модельной камеры выбирались по данным работ [6,7]. Расход угля в модельной камере был равен 12 кг/с, скорость газа на входе  $V=10$  м/с. Расчеты были проведены для одного из случаев подачи и сгорания пылеугольного топлива. В ходе расчета определены поля скорости, температуры, размеры частиц и траектории частиц, распределения массовой фракции кислорода. Проведено сравнение с результатами эксперимента и получено хорошее совпадение. Расчеты были проведены на вычислительном кластере web-лаборатории UNICFD ИСПИ РАН. Каждый расчет выполнялся на 48-96 вычислительных ядрах.

### Список литературы:

1. Геердес М., Ченьо Р., Курунов И., Лингарди О., Рикеттс Д. Современный доменный процесс. М.: Металлургиздат, 2016. 280 С.
2. Дмитриев А.Н. Математическое моделирование доменного процесса. Екатеринбург: ИМЕТ УрО РАН, 2011.
3. Hamid Reza Noro Uzi R. S. G., Mostou N., Zarghami R. Coupled CFD-DEM Modeling: Formulation, Implementation and Application to Multiphase Flows, John Wiley & Sons, Ltd, 2016.
4. Kuang S., Li Z., Yu A. Review on Modeling and Simulation of Blast Furnace // Steel Research Int. 2018. 89. No. 1. pp. 1–25.
5. Dong X.D., et al. Modeling of Blast Furnace with Layered Cohesive Zone // METALLURGICAL AND MATERIALS TRANSACTIONS B. 2010. vol. 41, pp. 330–49.
6. Shen Y.S., Guo B.Y., Yu A.B., Zulli P. A three-dimensional numerical study of the combustion of coal blends in blast furnace // Fuel. 2009. 88. pp. 255–263
7. Shen S. et al. Three-dimensional Modelling of Coal Combustion in Blast Furnace // ISIJ International. 2008. Vol. 48, No. 6. pp. 777–786.



УДК 536.46

## СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПОРОХА И ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ

Крайнов А.Ю., Порязов В.А.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

При изменении давления над поверхностью горения пороха и скорость горения изменяет свою величину [1]. В зависимости от скорости изменения давления скорость горения пороха и металлизированного смесового твердого топлива (МСТТ) либо соответствует своему квазистационарному значению, либо отклоняется от него на некоторую величину. Причем при понижении давления скорость ниже квазистационарной, а при повышении - выше [2-4]. При возникновении гармонических колебаний давления в камере сгорания скорость горения также изменяется. Представляет интерес исследовать изменение скорости горения в зависимости от частоты изменения давления над поверхностью горения.

Исследование нестационарной скорости горения пороха и проведем с использованием сопряженной модели горения [2], в которой в момент времени  $t_n$  задается изменение давления во времени по гармоническому закону с заданной частотой  $n$  и амплитудой  $\Delta p$  от уровня давления  $p_0$ :

$$p(t) = p_0 + \Delta p \sin(2\pi n(t - t_n))$$

Расчеты проводились по модели, изложенной в [2] при давлении  $p_0 = 100 \text{ ат}$ , амплитудой колебаний давления  $\Delta p = 10 \text{ ат}$ . Частота колебаний варьировалась от 0 до 5000 Гц.

Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2. Из рисунка 1 видно, что частота изменения скорости горения соответствует частоте изменения давления. С увеличением частоты изменения давления амплитуда изменения скорости вначале растет, затем уменьшается (см. рис. 1, 2).

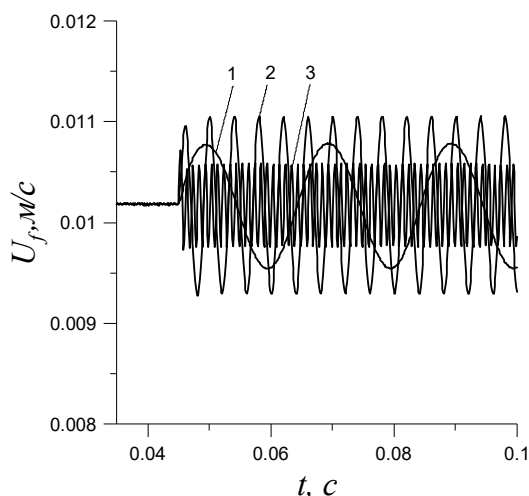


Рис. 1. Зависимость скорости горения пороха и от времени при гармоническом изменении давления.

$p_0 = 100 \text{ ат}$ ,  $\Delta p = 10 \text{ ат}$ , 1 -  $n = 50 \text{ Гц}$ ,  
2 -  $n = 250 \text{ Гц}$ , 3 -  $n = 1000 \text{ Гц}$ ,

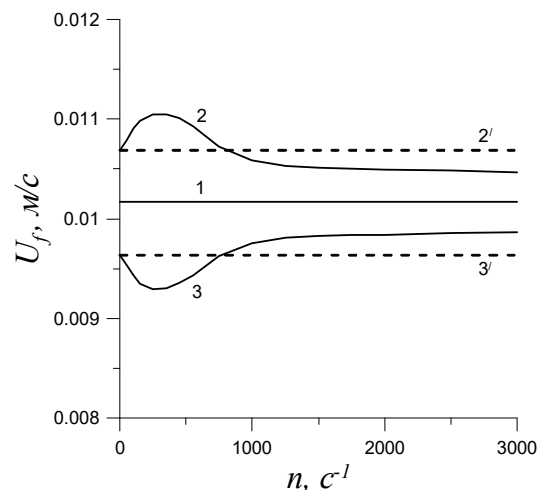


Рис. 2. Зависимость минимальной и максимальной мгновенной скорости горения пороха и от частоты. 1 -  $p_0 = 100 \text{ ат}$ ,  $\Delta p = 0 \text{ ат}$ ; 2, 3 -  $p_0 = 100 \text{ ат}$ ,  $\Delta p = 10 \text{ ат}$ ; 2' -  $p_0 = 110 \text{ ат}$ ,  $\Delta p = 0 \text{ ат}$ ; 3' -  $p_0 = 90 \text{ ат}$ ,  $\Delta p = 0 \text{ ат}$

На рисунке 2 линиями 1, 2', 3' представлены стационарные значения скорости горения пороха и при давлениях  $p_0 = 100 \text{ ат}$ ,  $p_0 = 110 \text{ ат}$ ,  $p_0 = 90 \text{ ат}$ . Линиями 2 и 3 представлены максимальные и минимальные значения мгновенной скорости горения пороха и при колебательном изменении скорости. Видно, что в интервале значений частоты от 0 до 810 Гц минимальное значение мгновенной скорости меньше стационарного при этом же давлении, а максимальное - выше (рис. 2, кривые 2, 2' и 3, 3'). При дальнейшем увеличении частоты колебаний давления амплитуда колебаний скорости горения уменьшается.

### Список литературы:

1. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. 176 с.
2. Крайнов А.Ю., Порязов В.А. Численное моделирование погасания пороха и при резком сбросе давления на основе сопряженной модели горения // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 6. С. 47–52.
3. Vasily Poryazov, Aleksei Krainov, and Dmitry Krainov, A Mathematical model of metallized solid propellant combustion under the changing pressure// MATEC Web of Conferences. – 2017 – V. 115, 03001. DOI: 10.1051/mateconf/20171150300 STS-33 1
4. Krainov A.Yu., Poryazov V.A., Krainov D.A. Unsteady Combustion Modeling of Metallized Composite Solid Propellant // International Review on Modelling and Simulations (I.R.E.M.O.S.), Vol. 11, No. 5, P. 297–305.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ

УДК 614.842.628

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ПОДАЧИ ЖИДКОСТИ В ЗОНУ ГОРЕНИЯ НА ПЛОЩАДЬ ПОЖАРА

Кузнецов Г.В., Жданова А.О., Стрижак П.А.

Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Площади земель, пройденных пожарами, существенно возрастают в последнее время, что сопряжено с увеличением степени тяжести последствий возгораний [1]. Пожары приводят не только к разрушению экосистемы леса, но и способствуют загрязнению воздуха и воды [2].

Локализация и ликвидация пожаров представляет собой сложную задачу, требующую учета большого числа влияющих факторов – погодные условия, способ подачи тушащей жидкости в зону горения и др. Однако сегодня не решены в полной мере задачи выбора оптимальных параметров подачи тушащей жидкости в очаг горения при использовании сброса воды с воздушных судов как способа тушения. В связи с этим целью работы является оценка эффективности локализации возгораний ЛГМ в лабораторных условиях для различных способов подачи тушащей жидкости.

Экспериментальные исследования выполнены с использованием программно-аппаратного комплекса, обеспечивающего тепловизионную съемку и высокоскоростную видеорегистрацию протекающих процессов, а также позволяющего реализовать такие способы подачи огнетушащей жидкости в зону горения как локальный сброс в виде монолитных массивов, мелкодисперсное распыление и создание водяной завесы за счет распыления воды по периметру очага горения (рис. 1).

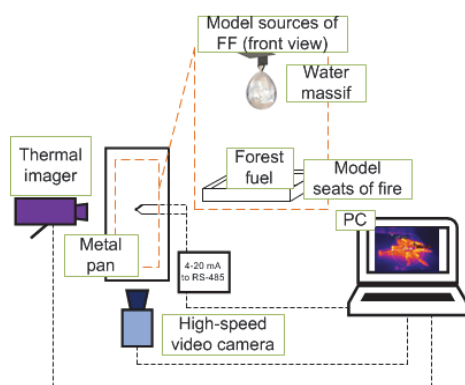


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

В результате выполненных экспериментов установлено, что при воздействии массива воды на модельный очаг (щепки) наблюдался разлет фрагментов ЛГМ. При этом, радиус разлета существенно превышал размеры очага горения (рис. 2). При этом в большинстве выполненных опытов зарегистрирован рост среднего очага горения в 2–4 раза, а отлетевшие частицы становились причиной нового возгорания. Это приводит к росту площади горения до 15 раз по отношению к ее начальному значению. Также отмечено, что фрагменты ЛГМ, характеризующиеся радиусом менее 3 см отлетают на большие расстояния.

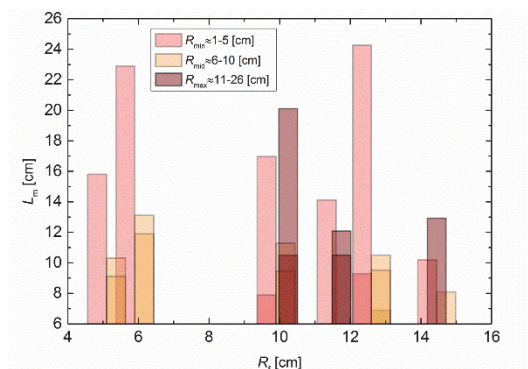


Рис. 2. Зависимость дальности разлета  $L_m$  от размера модельного очага  $R_f$

При выполнении опытов с подачей тушащей жидкости по периметру модельного очага установлено, что организация заградительных полос способствует эффективной локализации и ликвидации пожара, однако приводит к более полному выгоранию ограниченных участков ЛГМ.

Исследование характера распространения пожара при использовании мелкодисперсного аэрозоля может рассматриваться как наиболее эффективный метод тушения. Это связано с тем, что при использовании аэрозоля средней дисперсности и полидисперсного аэрозоля обеспечивается возможность значительной интенсификации механизмов подавления процессов пламенного горения и термического разложения.

По результатам выполненной работы можно заключить:

- (i) локальное воздействие тушащей жидкостью на очаг горения приводит к разлету фрагментов ЛГМ, что может увеличить площадь возгорания;
- (ii) локализация и ликвидация горения ЛГМ на небольших площадях возможна при подаче воды по периметру очага возгорания, так как приводит к полному выгоранию территории;
- (iii) интенсифицировать основные механизмы локализации и ликвидации возгорания позволяет использование жидкостного аэрозоля.

### Список литературы:

1. Westerling A.L., Hidalgo H.G., Cayan D.R., Swetnam T.W. Warming and earlier spring increase western US forest wildfire activity // Science. 2006. Vol. 313. P. 940–943.
2. Rukavishnikov V.S., Efimova N.V., Elfimova T.A. The study of health risk in short-term inhalation exposure in conditions of forest fires // Gigiena i sanitaria. 2013. Vol. 1. P. 50–52.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ (проект 18-19-00056).

УДК 621.9

## ТУРБУЛЕТНЫЕ ПЯТНА В ПЛАМЕНИ ДИФфуЗИОННОГО ФАКЕЛА

Леманов В.В.<sup>1,2</sup>, Лукашов В.В.<sup>1</sup>, Шаров К.А.<sup>1</sup>, Незавитин Д.П.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,  
630008, Россия, Новосибирск-8, ул. Ленинградская, 113

Струйное горение в режимах контролируемого развития неустойчивости внутри источника формирования струи является одним из методов управления пространственно-временными и термодинамическими параметрами факела [1, 2]. При течении топливной смеси в длинной трубке в области переходных чисел Рейнольдса ( $Re=1800-2200$ ) обычно реализуются пространственно локализованные вихревые структуры типа «ruff» (затяжка) с плавным передним и крутым задним фронтом скорости. Характерная длина таких образований составляет 10-20 калибров. При истечении затяжки в свободную атмосферу формируется система вихрей, проникающих в слой смешения. Взаимодействие вихревых образований и фронта пламени может происходить по разному сценарию. Деформация фронта реакции способна менять скорость распространения пламени. Изменения площади фронта пламени во времени под воздействием вихревых структур приводят к вариации объёмного тепловыделения. Это может вызывать генерацию интенсивных акустических пульсаций. Флуктуации давления в свою очередь являются причиной возникновения неустойчивости слоя смешения в струйных потоках. Динамика распространения возмущений в реагирующей струе качественно отличается от изотермического течения. Для углеводородных топлив (бинарные смеси  $C_3H_8$  с инертным газом) турбулентные пятна не развиваются за пределы фронта присоединённого пламени. В момент прохождения турбулентного пятна наблюдается увеличение почти в два раза длины волны низкочастотных колебаний пламени. В режиме отсоединённого пламени наблюдаются режимы течения, при которых может происходить «низкоскоростной» срыв пламени. При горении водород-содержащих топливных смесей из-за небольшого значения массового отношения водорода к воздуху, необходимого для стехиометрического сгорания фронт пламени, в отличие от горения пропана, имеет тенденцию смещаться далеко на «воздушную» сторону слоя смешения. В этом случае вихревая структура может вызвать локальное погасание в местах с сильной деформацией пламени, создавая «отверстия» на поверхности пламени, ограниченные кромкой пламени, которая действует как фронт погасания или же повторного воспламенения.

Для различных топливных смесей динамика взаимодействия турбулентных пятен на фронт пламени

может различаться. В данной работе рассмотрены две химические системы: горение предварительно перемешанного с воздухом пропана и пламя разбавленного  $CO_2$  водорода. В обоих случаях условия подбиралось таким образом, чтобы обеспечивать присоединённое пламя и подавление низкочастотных колебаний фронта пламени. Исследовались диффузионный факел, формирующий при истечении круглых спутных струй топлива и воздуха вертикально вверх в неподвижный воздух. Порядок подачи реагентов менялся: в одном случае по оси подавалась топливная смесь, в другой серии экспериментов присоевную область подавался воздух. Число Рейнольдса в центральной трубке выдерживалось в диапазоне  $Re=1800-2500$ . При этом в потоке начинался ламинарно-турбулентный переход. Формирование крупномасштабных вихревых структур, истекающих из трубки в присоевную область факела регистрировалось визуально. Кроме того, с помощью двух платиновых термопар (ТПР, 100 мкм) регистрировались изменения пространственно-временных масштабов температуры пламени в моменты генерации вихревых структур. В отличие от изотермического течения, фронт присоединённого пропано-воздушного пламени не позволяет развиваться неустойчивости и затягивает переход к турбулентному режиму течения струи. Наиболее вероятная протяжённость турбулентного пятна в диффузионном факеле остаётся такой же, как и линейные размеры структуры «ruff» в трубке и составляет 10-20  $d$ . Важной особенностью динамики факела является нарушение целостности внешней границы пламени  $H_2/CO_2$  после пролёта турбулентных пятен. Измерения распределений пространственно-временных корреляций пульсаций температуры позволили получить данные, характеризующие развитие теплового возмущения пламени при возникновении в потоке реагента турбулентных пятен.

### Список литературы:

1. В.В. Леманов, В.В. Лукашов, Р.Х. Абдрахманов, В.А. Арбузов, Ю.Н. Дубнищев, К.А. Шаров // ФГВ.2018. Т. 54. № 3. С. 1–10.
2. Ю.Н. Дубнищев, В.А. Арбузов, В.В. Лукашов, К.А. Шаров, В.В. Леманов // Автометрия. 2019. Т.55. № 1.С. 1–4.

*Работа выполнена при частичной поддержке  
РФФИ (грант № 17-08-00958).*

УДК 532.525.2

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КРУГЛОЙ СТРУИ ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Литвиненко Ю.А., Литвиненко М.В.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Развитие свободной воздушной струи в первую очередь зависит от начальных условий. Два предельных случая, для постановки начальных условий на выходе из канала при истечении в затопленное пространство - это профиль скорости в виде параболоида вращения и профиль скорости с выраженным ядром потока, где  $U$  – константа. В первом случае развитие струи происходит из течения Пуазейля в канале, такая постановка исключает быстрый рост возмущений на выходе из канала, струя остается ламинарной на десятки калибров ниже по течению. Распад такой струи связан с развитием продольных к направлению струи вихрей от неустойчивости внешней среды. Второй случай, когда скорость струи на выходе из канала постоянна по всему диаметру (анг. “top-hat”), приводит к появлению значительного градиента скорости между невозмущенным затопленным пространством и струей. В этом случае толщина сдвигового слоя значительно меньше, чем для случая с начальным профилем скорости в виде параболоида. Потеря устойчивости сдвигового слоя происходит в окрестностях точки перегиба с развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в виде осесимметричных колец. Этот процесс носит периодический характер, и его частота связана с размерами струи и скоростью ее истечения. Такой сценарий реализуется для струй относительно большого диаметра. В случае уменьшения диаметра струи до 2-3мм механизм неустойчивости с генерацией осесимметричных колец не реализуется. Развитие струи происходит с наличием несимметричной колебательной моды, типа синусоидального колебания в некоторой плоскости. При этом плоскость колебания хаотично вращается относительно оси струи. Целью настоящих экспериментов являлось получение количественных данных, сравнение двух видов неустойчивости в объемном представлении, определение характерных физических механизмов неустойчивости.

Экспериментальные исследования проводились на большой и малой струйных установках изготовленных в ИТПМ СО РАН (г. Новосибирск). Большая струйная установка состоит из двигателя с блоком управления с обратной связью, форкамеры, сопла – насадка диаметром 22мм. На выходе из сопла обеспечивался профиль скорости типа “top-hat” при скорости

в ядре потока  $U=4$ м/с, что соответствовало числу Рейнольдса  $Re = 6000$ , рассчитанному по диаметру сопла. Малая струйная установка состояла из фильтра, регулятора расхода (MKS Instruments), сопла насадка диаметром 4мм. На вход регулятора, через фильтр, подавался осушенный воздух, поддерживалось избыточное давление 5атм. Устанавливалась необходимая скорость потока, в ядре струи она составляла  $U = 9.5$ м/с, число Рейнольдса рассчитанное по диаметру сопла  $Re = 2500$ . Измерения производились автоматизированным термоанемометрическим комплексом позволяющим перемещать датчик термоанометра по трем координатным осям с погрешностью 1мкм. Сбор данных осуществлялся в автоматическом режиме по заранее заданным значениям, общее количество точек для визуализации структур струи порядка 30-40тыс. При этом, в каждой точке пространства измеряется массив значений скорости длиной 50-60 периодов возмущения. В следующей точке пространства также измеряется массив значений скорости, при этом измерения, выполненные в разных точках пространства, фазированы по частоте между собой.

В результате проведенных исследований получены 3D графики, иллюстрирующие различные временные этапы развития симметричных и несимметричных возмущений для большой и малой круглой струи. Определены характерные особенности, влияющие на формирование возмущений, такие как начальный профиль скорости, диаметр струи, наличие внешнего акустического воздействия. Показан механизм развития кольцевых вихрей (симметричной моды) в круглой струе, реализующийся в большинстве случаев при относительно большом диаметре сопла. Представлен механизм возникновения и развития синусоидальной (несимметричной) моды в струе малого диаметра. Следует отметить, что попытки реализовать симметричную моду в такой струе, включая акустическое воздействие с различных направлений, не увенчалось успехом.

*Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (проект АААА-А17-117030610128-8).*

УДК 533.17, 532.517.4, 532.525.2, 533.6.08

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАНЫХ СМЕСЕЙ СИНТЕЗ-ГАЗА И МЕТАНА С ВОЗДУХОМ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ

Лобасов А.С.<sup>1,2</sup>, Дектерев Ар.А.<sup>1</sup>, Минаков А.В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Сибирский федеральный университет,  
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Одной из перспективных технологий повышения эффективности и снижения вредных выбросов при сжигании угольного топлива является внутрицикловая газификация, получение синтез-газа и сжигание его в газотурбинной установке [1,2]. Изучение процессов горения синтез-газа, состоящего в основном из окиси углерода и водорода с примесью таких соединений, как метан,  $CO_2$ ,  $H_2O$  и др., представляет значительный научный интерес. Разработка чистых и эффективных технологий сжигания углеводородных топлив, основанных на их конверсии в синтез-газ и его дальнейшего сжигания, требует глубоких знаний о химических процессах, происходящих в процессе горения синтез-газа [3]. Экспериментальные и численные исследования, которые могут обеспечить более глубокое понимание кинетики реакций и других фундаментальных особенностей сгорания смесей синтез-газа, являются важными для разработки турбин на синтез-газе и будущего применения систем с циклом интегрированной газификации угля или биомассы.

Целью данной работы являлось численное моделирование структуры потока и особенностей горения закрученных пламен синтез-газ/воздух и метан/воздух при атмосферном давлении с использованием современных математических моделей и верификации на основе детальных экспериментальных данных.

Рассматривалось горение синтез-газа (угарный газ и водород в соотношении 1:1 и 2:1 по объему) и метана в потоке сильно закрученной струи. Число Рейнольдса было равно  $Re = 5000$ , степень крутки  $S = 1$ , коэффициент избытка топлива  $\Phi = 0.7$ . Поток формировался профилированным сужающимся соплом с выходным диаметром  $d = 15$  мм.

Для моделирования турбулентного горения была использована методика с применением метода крупных вихрей LES с моделью подсеточной вязкости WALE. В качестве модели турбулентного горения был использован подход частично перемешанного горения (progress variable approach) с моделью FGM (flamelet generated manifold). Для моделирования кинетики газозафазных реакций был применён детальный механизм GRI-Mech 3.0 с 325 реакциями для 53 газовых компонент. Лучистый теплообмен моделировался с использованием метода дискретных ординат, реализованного на криволинейных сетках, совпадающих с гидродинамическими сетками. Коэффициенты поглощения газа вычислялись по модели суммы серых газов. В ка-

честве граничных условий для скорости и турбулентных пульсаций на входе в сопло были использованы данные стационарного RANS расчета турбулентного течения в прямой трубе с моделью турбулентности  $k-\omega$  SST.

Неструктурированная расчетная сетка состояла из 3.5 млн. ячеек. Дискретизация уравнений переноса была реализована по методу контрольного объема. Связь полей скорости и давления для несжимаемой жидкости была выполнена с помощью процедуры SIMPLOC. Для аппроксимации конвективных членов уравнений гидродинамики была использована центральноразностная схема. Для аппроксимации конвективных членов уравнений на турбулентные характеристики была применена противопоточная схема второго порядка. Диффузионные члены были аппроксимированы по схеме 2-го порядка. Нестационарные слагаемые были аппроксимированы по неявной схеме 2-го порядка точности. Временной шаг равнялся  $5 \cdot 10^{-5}$  с и удовлетворял условию:  $CFL < 2$ . Задача решалась в трехмерной постановке. Вычисления проводились на вычислительном кластере, состоящем из 60 высокопроизводительных ядер.

В результате получена детальная информация о мгновенной и средней скорости, температуре и концентрации основных компонент при горении закрученных пламен синтез-газ/воздух и метан/воздух при атмосферном давлении. Сравнение гидродинамической структуры течения полученной в результате численного моделирования с экспериментальными исследованиями показало удовлетворительный результат.

### Список литературы:

1. Рыжков А.Ф., Гордеев С.И., Богатова Т.Ф. Выбор схемы подготовки рабочего тела газовой турбины для ПГУ с внутрицикловой газификацией // Теплоэнергетика. 2015. № 11. С. 32.
2. Chacartegui R., Sánchez D., Muñoz de Escalona J.M., Jiménez-Espadafor F., Muñoz A., Sánchez T. SPHERA project: Assessing the use of syngas fuels in gas turbines and combined cycles from a global perspective // Fuel Processing Technology. 2012. V. 103. P. 134–145.
3. Whitty K. J., Zhang H. R., Eddings E. G. Emissions from syngas combustion // Combustion Science and Technology. – 2008. – Т. 180. – № 6. – С. 1117–1136.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.*

*Уникальный идентификатор проекта  
RFMEFI58318X0035.*

УДК 621.9

## ФОРМИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ СТРУКТУР ИЗ ИМПАКТНОЙ СТРУИ ПАРОВ МЕТАЛЛОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Лукашов В.В.<sup>1</sup>, Абдрахманов Р.Х.<sup>1</sup>, Почтарь А. А.<sup>2</sup>, Васильева И.Г.<sup>3</sup>, Игуменов И.К.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 5

<sup>3</sup> Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Керамическое термобарьерное покрытие (ТБП) охлаждаемых лопаток газовых турбин – один из методов увеличения их ресурса (до 2..4 раз) и допустимой температуры рабочего тела (на 100..250К). Для стабилизации фазового состава ТБП применяется дополнительное легирование оксида циркония оксидом иттрия. Оптимальная концентрация  $Y_2O_3$  в настоящее время составляет 6..8% и соответствует максимальному содержанию устойчивой тетрагональной фазы. Важной задачей является разработка новых альтернативных и менее затратных процессов нанесения ТБП, в том числе, на крупногабаритные детали ГТУ БМ. Одной из наиболее перспективных технологий, позволяющей совместное решение поставленных вопросов являются процессы химического газофазного осаждения (МО CVD) с использованием летучих металлоорганических соединений. В МО CVD процессах покрытие формируется при разложении летучего металлоорганического соединения на нагретой поверхности.

Механизм формирования покрытия связан с образованием активных центров кристаллизации на поверхности подложки, их диффузии в твёрдой фазе и интенсивностью массообмена между поверхностью и потоком паров реагентов. Важно обеспечить одинаковые свойства ТБС по всей поверхности подложки. Соотношение атомных долей Zr/Y может служить хорошим индикатором изотропности покрытия.

Вынужденная конвекция при атмосферном давлении позволяет реализовать теплообмен с высокой степенью интенсивности, достаточной для роста ТБП со скоростью 20–40 мкм/час и выше. Организация условий обтекания поверхности являются одним из факторов, делающих процесс нанесения ТБС возможным. Одним из перспективных способов реализовать высокоинтенсивный массообмен представляется импактная струя или система таких струй.

Проведено экспериментальное исследование формирования ТБС при натекании на подложку аргон-

кислородной струи, содержащей смесь паров металлоорганических соединений Zr(dpm)<sub>4</sub> и Y(dpm)<sub>3</sub>. Молекулярные массы этих соединений составляют 824 а.е.м. и 638 а.е.м., соответственно. Соотношение мольных долей компонентов Zr и Y в исходной смеси 1:1. Сформирована матрица из 36 сопел с диаметром 1.5 мм и аспектным отношением 1:10. Температура подложки – 973 ± 5 К, температура парогазовой смеси – 550 ± 3 К, массовый расход смеси составляет 8 л/мин. Установлено, что при данных экспериментальных параметрах при расстоянии 2–6 мм от сопла на подложке формируется образ матрицы в виде упорядоченного набора изолированных неравномерно окрашенных круглых пятен диаметром 2 мм, образованных смесью оксидов ZrO<sub>2</sub>/Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Методом сканирующей электронной микроскопии с использованием EDX анализатора было установлено, что наблюдаемый эффект связан со значительной неоднородностью распределения осаждаемых оксидных компонентов по диаметру пятна. Результаты показали, что в области критической точки, где числа Sh находятся в диапазоне 50..150, Zr/Y=1.15–1.2. На расстоянии ~d величина Zr/Y достигает 2–4, обогащаясь легколетучим компонентом при этом с соотношением атомных долей Zr/Y в исходной смеси 1:1. Обсуждается доминирующая роль стадии поверхностной диффузии в формировании конденсатов, состоящих из чистого ZrO<sub>2</sub>, Zr-Y твердых растворов и гетерогенной смеси оксидов. Наблюдаемый эффект проявляется на различных типах подложек.

Показана возможность управления составом покрытия путем вариации параметров процесса, включая изменение соотношения летучих соединений в исходной смеси. Рассмотрены ключевые стадии физико-химических процессов осаждения на базе данных о пространственной структуре, морфологии и состава осажденных пленок на разных подложках.

УДК 621.9

## ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПАРОВ Zr(DPM)4 ПРИ СУБЛИМАЦИИ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ

Лукашов В.В.<sup>1</sup>, Игуменов И.К.<sup>2</sup>, Атутов С.Н.<sup>3</sup>, Чубаков П.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

<sup>3</sup> Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Коптюга, 1

Процессы тепло- и массопереноса летучих соединений металлов с органическими лигандами, используемых в качестве прекурсоров в процессах химического газофазного осаждения функциональных покрытий, практически не изучены. Отсутствуют методы прямого контроля концентрации паров прекурсора в зоне сублимации, а также в зоне осаждения покрытий. Наличие высокоинтенсивной полосы поглощения прекурсора (оптическая плотность более 4 при концентрации  $2.19 \cdot 10^{-4}$  моль/л) в ближнем ультрафиолете можно использовать для определения концентрации паров в широком динамическом диапазоне. В качестве модельного соединения был выбран тетраакис-дипивалоилметанат циркония, применяемый для осаждения термобарьерных покрытий. Ранее нами было показано, что спектры подобных соединений в газовой фазе и в неполярных растворителях идентичны.

Перед всеми экспериментами мы произвели регистрацию спектра поглощения исследуемого вещества. Для этого раствор Zr(dpm)<sub>4</sub> в гексане помещался в кварцевую кювету толщиной 10 мм. Полученный с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-2501PC спектр, представлен на рис. 1.

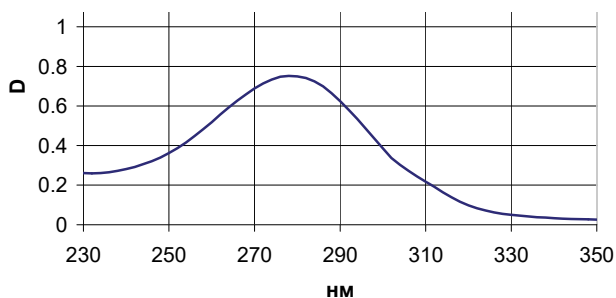


Рис 1. Оптическая плотность образца в зависимости от длины волны

Спектр представляет собой широкий пик максимум которого приходится на 280 нм. Измерение вариаций плотности сублимирующегося вещества производилось по поглощению пробного оптического излучения. Оптическое излучение от ультрафиолетового светодиода 6060 lin1 фирмы от LG Innotek с длиной волны 305 нм с помощью кварцевой линзы с фокусным расстоянием 50 мм формировалось в конусообразный пучок и направлялось непосредственно на

вход реактора с парами исследуемого вещества. Интенсивность прошедшего через реактор не поглощённого излучения регистрировалось фотодиодом ФДУК-100УВ и электронной системой сбора данных. С целью уменьшения влияния рассеянного света, этот фотодиод снабжался блендой и не пропускающим свет с длиной волны больше 400 нм светофильтром. Система сбора данных, работающая в автоматическом режиме, вычисляла плотность действующего вещества исходя из соотношения мощности падающего на реактор пробного излучения с мощностью прошедшего не поглощённого излучения с учётом закона Бугера-Бера.

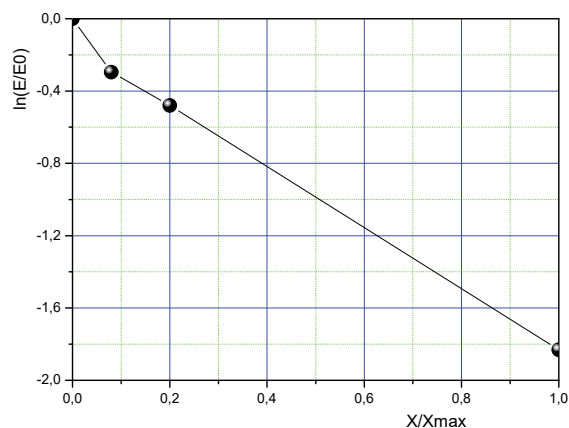


Рис 2. Калибровочная зависимость в зависимости от мольной концентрации Zr(dpm)<sub>4</sub> в растворе

В полулогарифмических координатах зависимость выходного сигнала фотоприёмника от концентрации линейная:  $\ln(E/E_0) = a + b \cdot X/X_{MAX}$ . E<sub>0</sub> – значение сигнала для кюветы, наполненной чистым растворителем. E – значение сигнала для кюветы, заполненной раствором с содержанием прекурсора X (рис. 2).

Предлагаемый метод был использован для измерения динамики концентрации паров прекурсора в случае сублимации одиночной частицы в условиях вынужденной конвекции в потоке инертного газа. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с ранее полученными результатами численного моделирования.

УДК 621.9

## ГОРЕНИЕ ГАЗОВ В МИКРОКАНАЛАХ: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАНИЯ И ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Минаев С.С.<sup>1</sup>, Фурсенко Р.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной математики ДВО РАН,  
690041, Россия, Владивосток, ул. Радио 7

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. А.С. Христиановича,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Несмотря на значительные успехи в моделировании ламинарного пламени горючих смесей газов, модели динамического поведения искривленного пламени в сложном нестационарном поле течения газа нельзя признать завершенными. Существует, например, достаточно большой разброс в данных о скорости и пределах распространения искривленного пламени при повышенных начальных температурах и давлениях горючих смесей, что затрудняет моделирование горения газов в практических устройствах со сложной геометрией и нестационарным течением газа. В то же время, новые методики микрогорения позволяют частично восполнить этот пробел в данных. Микрогорение изучает волны горения в каналах или камерах сгорания с поперечными размерами сравнимыми с размером тепловой структуры пламени. Первые работы по микрогорению были связаны с идеей объединения микрогорелок с устройствами для преобразования тепла от сгорания топлива в электрическую энергию [1]. В дальнейшем появилось множество работ, посвященных исследованиям стабилизации и условий существования пламени в микроканалах [2], которые привели к созданию новых приложений микрогорения. В последние годы активно разрабатываются новые методы исследований, основанные на анализе пространственной структуры волны горения, стабилизированной в микроканалах с повышенной температурой стенок в режиме ультранизкого расхода газа [3, 4]. Данная методика позволила верифицировать модели кинетики химических реакций различных смесей газов путем сравнения расчетного положения зон химических реакций в пламени с экспериментальными данными. Одним из традиционных методов исследований структуры пламени является изучение горения в системе, состоящей из двух одинаковых горелок с противоположно направленных потоками газа [4]. В этих экспериментах параметр растяжения (отношение средней скорости газа на выходе из горелки к половине расстояния между горелками) трудно сделать меньше, чем  $\sim 100 \text{ c}^{-1}$ . В то же время, для исследований пламен вблизи пределов их существования или сильно разбавленных горючих смесей необходимы данные при меньших значениях параметра растяжения. Такие исследования можно было выполнить только в условиях микрогравитации [5, 6], чтобы устранить влияние естественной конвекции. Эти дорогостоящие эксперименты выполнялись в условиях свободного падения на «падающей башне» JAMiC или на специально оборудованных самолетах, что позволило получить данные о структуре растяженных пламен при параметре растяжения порядка  $\sim 10 \text{ c}^{-1}$ . Эксперименты обнаружили существование новых режимов горения,

в частности, спорадического горения, при котором плоское пламя разбивается на отдельные почти сферические очаги [6]. Эксперименты, выполненные в лаборатории IC&E Lab (ДВФУ) [7] в условиях нормальной гравитации, показали возможность исследовать структуру пламени при малых параметрах растяжения (вплоть до значения параметра растяжения  $\sim 10 \text{ c}^{-1}$ ) в микроканальной системе, состоящей из двух противоточных щелевых горелок, которые поставляют горючую смесь в узкий зазор между двумя кварцевыми пластинами. В настоящее время имеется недостаток экспериментальных данных о затухании и распространении струй пламени “flame jets”, которые образуются при горении газа в вихревых течениях [8]. Такой режим горения наблюдается, в некоторых случаях, при турбулентном горении в газотурбинных установках или двигателях внутреннего сгорания. Изучение горения газа в плоских микроканалах с контролируемыми условиями течения газа позволяет исследовать пределы распространения и структуру микроструй пламени.

Обзор существующей литературы показывает, что изучение структуры и характеристик пламени в микроканалах является новым перспективным методом исследований горения газов.

### Список литературы:

1. Fernandez-Pello A.C. Micropower generation using combustion: Issues and approaches//Proc.Combust. Inst. 2002. V.29. P. 883–899.
2. Maruta K. Micro and mesoscale combustion// Proc.Combust. Inst. 2011. V. 33. P. 125–150.
3. K.Maruta, T.Kataoka, N.I.Kim, S.Minaev, R.Fursenko. Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient// Proc.Combust. Inst. 2005. V.30. P. 2429–2436.
4. C. K. Law, S. Ishizuka, M. Mizomoto. Lean-Limit Extinction of Propane/Air Mixtures in the Stagnation-Point Flow// Proc.Combust. Inst. 1981. V.18. P. 1791–1798.
5. K. Maruta, Y. Ju, A. Honda, T. Niioka. Lewis number effect on extinction characteristics of radiative counterflow CH<sub>4</sub>-O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He flames//Proc.Combust.Inst. 1998. V.27. P. 2611–2617.
6. R. Fursenko, S. Minaev, H. Nakamura, T. Tezuka, S. Hasegawa, T. Kobayashi, K. Takase, M. Katsuta, M. Kikuchi, K. Maruta. Cellular and sporadic flame regimes of low- Lewis-number stretched premixed flames// Proc.Combust. Inst. 2013. V.34 (1). P. 981–988.
7. S.N. Mokrin, E.S. Odintsov, G.V. Uriupin, T. Tezuka, S.S. Minaev, K. Maruta. Flammability limit of moderate- and low-stretched premixed flames stabilized in planar channel // Combustion and Flame. 2017. V. 185. P. 261–264.
8. S.S. Shy, Y.W. Shiu, L.J. Jiang, C.C. Liu, S. Minaev. Measurement and scaling of minimum ignition energy transition for spark ignition in intense isotropic turbulence from 1 to 5 atm//Proc.Combust. Inst., 2017. V. 36 (2). P. 1785–1791.

*Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00400-19-01.*



УДК 536.46

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РАСЧЕТ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ АЭРОВЗЕСИ ПОРОШКА БОРА

Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

В последнее время вновь проявился интерес исследователей к задачам горения бора. Теплофизические свойства бора позволяют обеспечить высокие температуры сгорания и высокий тепловой эффект сгорания частиц бор. И топлива, содержащие в своем составе бор, представляются перспективными. Одной из существенных проблем в экспериментальном и теоретическом исследовании задач горения порошка бора является не всегда предсказуемый характер его горения. Кинетика горения порошка бора описана в работах [1 - 3] и сводится к следующему механизму окисления и последующего горения бора.

1. Если температура частицы бора относительно низкая, окись находится в конденсированном состоянии и образует на поверхности частицы пленку. Полагается, что идет окисление частицы с образованием окисла (нарастает радиус частицы) и испарением оксидного слоя. Скорость горения лимитируется диффузией кислорода через слой окисла. Если окисная пленка нарастает быстрее, чем испаряется, то после воспламенения частицы толщина пленки с течением времени возрастает, скорость диффузии окислителя снижается и происходит полное прекращение реакции. Реакций в газовой фазе нет.

2. Если температура частицы бора превышает температуру кипения окиси бора то, следовательно, продукты реакции образуются в газообразном виде. Полагается, что окисной пленки нет, частица бора реагирует гетерогенно с кислородом с образованием газообразных промежуточных продуктов, которые окисляются до конечного продукта ( $B_2O_3$ ) в газовой фазе. В этом случае реализуется интенсивное высокотемпературное горение бора, причем скорость процесса лимитируется диффузией кислорода через газообразные продукты реакции (предполагается, что реакция протекает в диффузионной области).

Была поставлена задача разработать физико-математическую модель и алгоритм решения задачи распространения пламени по аэровзвеси порошка бора с использованием закономерностей окисления и горения бора [1 - 3] и, далее, выполнить численное исследование зависимости скорости распространения пламени по аэровзвеси порошка бора от массовой концентрации и радиуса частиц бора.

Постановка задачи и метод решения основывались на работах [4 - 5]. Правые части дифференциальных уравнений, отвечающие за окисление и горения частиц бора, определялись следующим образом. Окисление и горение бора включало три реакции: реакция образования и испарения оксида бора, две поверхностные реакции между кислородом и бором с образованием двух газообразных реагирующих оксидов бора. Нагрев частиц приводит к их окислению с образованием окисной пленки. Дальнейший разогрев приводит к испарению окисной пленки, скорость испарения определяется дав-

лением насыщенных паров вокруг частиц бора. Окисление бора через окисную пленку определяется через эффективный коэффициент массоотдачи, учитывающий слой окисла на частице. Разогрев частиц до температуры выше температуры кипения оксида бора приводит к быстрому испарению окисной пленки и началу гетерогенных химических реакций на поверхности частиц. Гетерогенные химические реакции на поверхности частиц описываются с использованием кинетических констант [1] и с учетом массоотдачи [5].

Из расчетов определяется нормальная и видимая скорость горения частиц в зависимости от их радиуса и массовой концентрации. На рис. 1 для примера представлены кривые зависимости видимой скорости горения порошка бора от массовой концентрации частиц радиуса 1 и 0.5 мкм. Представленные массовые концентрации соответствуют горению в недостатке окислителя. Видно, что видимая скорость горения порошка при увеличении массовой концентрации частиц уменьшается. Расчет нормальной скорости горения для заданных условий показал, что нормальная скорость горения зависит от радиуса частиц и практически не зависит от массовой концентрации.

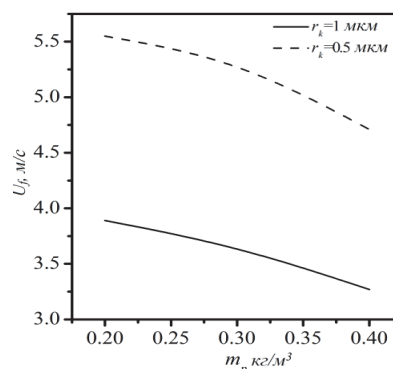


Рис. 1. Зависимость видимой скорости горения аэровзвеси порошка бора в воздухе от начальной массовой концентрации частиц

### Список литературы:

1. Воспламенение и горение порошкообразных металлов/ Д. А. Ягодников. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2009.
2. King M. K. Boron Ignition and Combustion in Air-Augmented Rocket Afterburners// Combustion Science and Technology. 1972. V. 5. № 4. Pp. 155–164.
3. Вовчук Я. И., Золотко А. Н., Клячко Л. А., Полищук Д. И. Высокотемпературное горение неподвижной частицы бора в кислородсодержащей среде// ФГВ. 1975. Т.11. № 4. С. 556–563.
4. Моисеева К. М., Крайнов А. Ю. Численное моделирование искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли// ФГВ. 2018. Т. 54. № 2. С. 61–70.
5. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д. А. Франк-Каменецкий. М.: Наука. 1987.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20011).

УДК 536.468

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ДИСПЕРГИРОВАННОГО УГЛЯ ИСТОЧНИКОМ ОГРАНИЧЕННОГО ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЯ

Нигаи А.Г., Шамин С.П., Глушков Д.О.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Выполнено исследование закономерностей и характеристик теплопереноса при заживании угля, широко распространенного в теплоэнергетике и химической промышленности, при нагреве слоя диспергированного твердого топлива горячей металлической частицей.

Такие локальные источники нагрева образуются в результате трудно контролируемых случайных процессов или технологических процессов. Поэтому взаимодействие горячих металлических частиц с горючими веществами может быть причиной пожаров и крупных техногенных катастроф. В данной работе исследовано заживание слоя диспергированного бурого угля горячими металлическими частицами экспериментально и теоретически. В экспериментах установлены пределы газофазного заживания угля и времена задержки заживания при варьировании параметров твердого топлива и металлических частиц в широких диапазонах: дисперсность угля от 0,1 до 1 мм; форма металлических частиц – сфера, диск, куб; их начальная температура от 800 до 1100 °С.

В соответствии с экспериментальными результатами разработана математическая модель, описывающая процессы теплопереноса и химического реагирования в окрестности локального источника нагрева. Эта модель описывает взаимосвязанные процессы кондуктивной и радиационной теплопередачи от локального источника энергии в газовую среду и диспергированный уголь. В результате этого происходит охлаждение горячей частицы и прогрев в ее окрестности холодных при  $t=0$  воздуха и угля. Скорость термического разложения твердого топлива увеличивается по аррениусовской зависимости с ростом его температуры. В прогретой области приповерхностного слоя угля выделяются летучие компоненты. Фильтрация горючих газов к поверхности слоя диспергированного твердого топлива в явном виде не описывалась из-за относительно малой глубины его прогрева около 0,5 мм до температуры интенсивного термического разложения более 230 °С. Предполагалось, что выделяющиеся в прогретом слое угля летучие вещества мгновенно выходят через его верхнюю границу в газовую среду в окрестности основания локального источника энергии. Процессы диффузионного массопереноса газообразных продуктов термического разложения угля в среде окислителя описывают формирование горючей газовой смеси при движении летучих веществ от поверхности диспергированного твердого топлива в направлении вертикальной оси и перемешивании с воздухом. Предполагалось, что в результате термического разложения угля выделяется

газ с эффективными значениями теплофизических и кинетических характеристик процесса окисления, скорость которого описывается аррениусовской зависимостью от температуры. Формирование инертных продуктов окисления горючего компонента газовой смеси не описывалось, т.к. длительность экзотермического процесса при локальном нагреве топлива источником ограниченного теплоемкости составляет не более нескольких процентов от времени задержки заживания. В таких условиях интенсивное экзотермическое реагирование происходит в достаточно малой по размерам области в окрестности частицы. В результате этого процесса выгорают доли процента газовой смеси и выделяющиеся инертные продукты не оказывают существенного влияния на интенсивность окисления.

Результаты численного моделирования хорошо соответствуют экспериментальным данным (рис): пределы газофазного заживания угля; времена задержки заживания угля; три режима заживания угля, характеризующиеся расположением зоны заживания летучих веществ в окрестности горячей частицы.

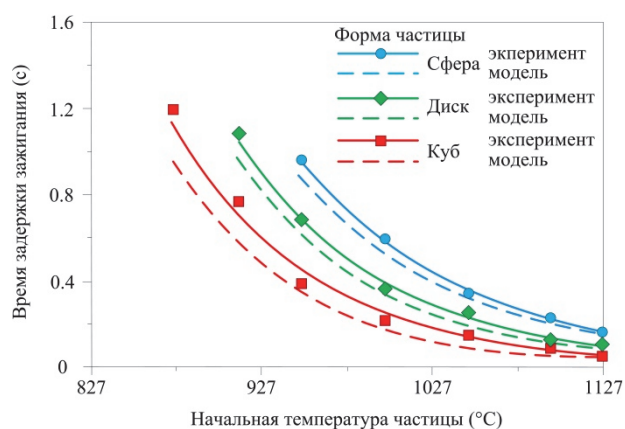


Рис. Времена задержки заживания диспергированного угля от начальной температуры локального источника размерами 10 мм.

Разработанная математическая модель может прогнозировать условия пожароопасного взаимодействия горячих металлических частиц со слоем диспергированного угля. Выполнен анализ границ применимости на практике прогностической математической модели.

Работа выполнена за счет средств гранта  
Президента Российской Федерации МК-2454.2018.3.

УДК 544.452.2

## РЕЖИМЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КОЛЬЦЕВОЙ ГОРЕЛКЕ С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА

Палесский Ф.С.<sup>1,2</sup>, Фурсенко Р.В.<sup>1</sup>, Минаев С.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Институт прикладной математики ДВО РАН, 690041, Россия, Владивосток, ул. Радио 7

Сжигание предварительно перемешанных смесей газов на основе фильтрационного горения в пористых матрицах является актуальным направлением исследований, поскольку способствует созданию компактных и эффективных энергетических установок для малой энергетики с экологически приемлемыми выбросами NOx и CO [1]. Особенностью работы таких устройств является возможность сжигания бедных горючих смесей, а также эффективная конверсия тепла от сгорания газа в инфракрасный поток теплового излучения от пористой горелки. Недавние экспериментальные исследования [1,2] показывают, что радиационный перенос тепла внутри пористого тела существенно влияет на характеристики горелочного устройства и стабилизацию волны горения.

В данной работе выполнено численное моделирование горения предварительно перемешанной смеси газов в цилиндрической кольцевой пористой горелке. За основу взята математическая одномерная двух-температурная модель фильтрационного горения газов, предложенная в работе [3], которая учитывает, также, радиационный перенос. Учтены поправки, связанные с выходом теплового излучения от внутренних слоев пористого тела за счет радиационного переноса между слоями пористого тела. В работе [4] выполнено сравнение результатов численного эксперимента по горению газов в цилиндрической пористой среде в рамках двух моделей: с учетом и без учета радиационного теплообмена внутри пористой среды и лучистых тепловых потерь во внешнюю среду от внутренних слоев пористого тела, и показано фундаментальное значение поправок, связанных с выходом инфракрасного излучения от внутренних объемов пористой среды во внешнюю среду.

С помощью численного моделирования показано существование двух принципиально разных режимов горения газов при одинаковых расходах газа и других параметрах, в зависимости от начальных условий зажигания свежей смеси. Полученные решения соответствуют стационарному фронту пламени, который может быть стабилизирован внутри пористой среды, во внутреннем объеме или снаружи кольцевой пористой горелки. Тип режима горения определяется условиями зажигания. При зажигании во внутренней полости цилиндра, пламя стабилизируется внутри горелки, а в случае зажигания в свободном пространстве, окружающей горелку, пламя стабилизируется на внешней поверхности пористого цилиндра. Первый и второй случаи качественно соответствуют "внутреннему" и "внешнему" режимам горения, полученным в экспериментальной работе [5]. Показана устойчивость стационарных решений по отношению к малым возмущениям. Продемонстрирована возможность перехода

между режимами в случае изменения условий теплового баланса на внешней поверхности горелки.

Построены распределения температуры твердой фазы внутри пористого тела при различных расходах газа. Показано существенное различие максимальных значений температуры (более чем в два раза, в некоторых случаях) для различных режимов горения. В случае внутреннего режима температура внешней поверхности горелки монотонно растет при увеличении расхода газа. Для внешнего режима существует оптимальный расход газа, для которого наблюдается максимально значение температуры внешней поверхности и радиационного потока.

Выполнены оценки мощности теплового излучения от пористой среды и радиационной эффективности горелки. Как для внешнего, так и для внутреннего режимов горения, наблюдается монотонное уменьшение радиационной эффективности горелки при увеличении расхода свежей смеси. Для внутреннего режима горения, когда пламя стабилизировано во внутренней части горелки, эффективность значительно выше (в два и более раза), чем для внешнего режима, когда пламя стабилизировано на внешней поверхности пористого цилиндра.

Оценки радиационной эффективности, распределение температуры пористого каркаса от радиальной координаты и расхода газа, а также возможность перехода между режимами качественно согласуются с результатами экспериментов [5].

### Список литературы:

1. Maznoy, A., Kirdyashkin, A., Minaev, S., Markov, A., Pichugin, N., & Yakovlev, E. (2018). A study on the effects of porous structure on the environmental and radiative characteristics of cylindrical Ni-Al burners. *Energy*, 160, 399–409.
2. Kirdyashkin, A. I., Orlovskii, V. M., Sosnin, E. A., Tarasenko, V. F., Gushchin, A. N., & Panarin, V. A. (2010). Energy and spectral characteristics of radiation during filtration combustion of natural gas. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 46(5), 523–527.
3. Zhdanok, S. A., Dobrego, K. V., & Futko, S. I. (1998). Flame localization inside axis-symmetric cylindrical and spherical porous media burners. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41 (22), 3647–3655.
4. Paleskii, F. S., Fursenko, R. V., & Minaev, S. S. (2014). Modeling of filtration combustion of gases in a cylindrical porous burner with allowance for radiative heat transfer. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 50 (6), 625–631.
5. Fursenko, R., Maznoy, A., Odintsov, E., Kirdyashkin, A., Minaev, S., & Sudarshan, K. (2016). Temperature and radiative characteristics of cylindrical porous Ni-Al burners. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 98, 277–284.

*Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00400-19-01.*

УДК 536.46+536.24

## РАСЧЕТ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ДОБАВЛЕНИЕМ НАНОРАЗМЕРНОГО ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ

Порязов В.А., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет,  
634050, Томск, пр. Ленина, 36

Известно, что для повышения скорости горения в состав твердого топлива добавляют нанодисперсный порошок алюминия. Представляет интерес, в рамках предложенных в [1] подходов и модели горения смешанного твердого топлива на основе ПХА с добавлением порошка алюминия, изучить как влияет на скорость горения добавки нанодисперсного порошка алюминия.

В работе [2] теоретически изучено влияние добавок нанодисперсного порошка алюминия на величину скорости горения смешанного твердого топлива на основе ПХА. Полученные в рамках предложенного подхода результаты, значительно выше наблюдаемых в натуральных экспериментах [3]. Выдвигается предположение, что отличие в величинах скорости горения полученных в рамках расчета по модели и экспериментальными данными объясняются эффектом агломерации частиц алюминия на поверхности горения.

В работе [3] представлены данные о скорости горения МСТТ на основе ПХА с добавлением порошка алюминия марки ALEX. При этом, в работе представлены о гранулометрическом составе конденсированных продуктов сгорания СТТ, полученных методом отбора над поверхностью горения, с содержанием порошка алюминия ALEX в количестве 15.7 % масс при давлениях 22, 38 и 75 атм. После обработки проб получен гранулометрический состав конденсированных продуктов сгорания в виде гистограммы распределения массовой доли частиц по размерам.

С использованием данных о распределении частиц над поверхностью горения и данных о полноте сгорания частиц алюминия из работы [3] с использованием формулы (1) из работы [1], в предположении равенства плотности алюминия и оксида алюминия, получены данные об исходном распределении частиц алюминия на выходе с поверхности горения для трех различных давлений. По известному массовому распределению частиц определяется первоначальное содержание чистого алюминия в частице, и вычисляется ее первоначальный размер, который она имела сразу после выхода в газовую фазу с поверхности горения. При этом предполагается, что дробления или коагуляции частиц в потоке газа не происходит.

$$r_{Al,0,j} = \sqrt[3]{\frac{r_{k,j}^3 - \frac{3\mu_o}{2\mu_{Al}} r_{Al,j}^3}{\left(\frac{\mu_{Al} + \frac{3}{2}\mu_o}{\mu_{Al}}\right)}} \quad (1)$$

Как видно из рис. 1, полученные расчетные величины скорости горения ниже полученных в экспериментах. При этом они попадают в доверительный интервал. Это показывает, что данный подход применим для расчетов скорости горения МСТТ с добавками наноразмерных порошков алюминия.

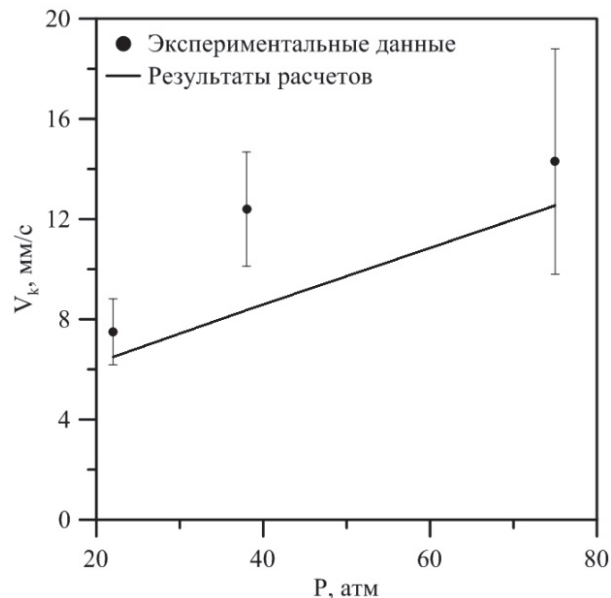


Рис. 1. Зависимость скорости горения от давления.

Экспериментальный закон скорости горения из [3]  $V_k = (6.00 \pm 1.99)P^{(0.45 \pm 0.20)}$ ,  $R^2 = 0.70$ .

Важным фактом является то, что хотя в состав МСТТ входит наноразмерный порошок алюминия марки ALEX, согласно полученным в результате обработки экспериментальных данных [3] результатам, с поверхности не вылетают частицы исходного размера. Присутствие в газовой фазе частиц алюминия разного размера, как следствие эффекта агломерации, существенно изменяет величину теплового потока к поверхности горения, что приводит к изменению скорости горения. Это приводит к изменению величины градиента температуры к поверхности горения и величины температуры поверхности и, как следствие, скорости горения.

### Список литературы:

1. Poryazov V. A., Krainov A. Y. Calculation of the Rate of Combustion of a Metallized Composite Solid Propellant with Allowance for the Size Distribution of Agglomerates // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2016. Vol.89, № 3. pp. 579–586.
2. Poryazov V. A., Krainov A. Yu. Numerical simulation of combustion of a metallized composite solid propellant with additives of nanosized aluminum particles // Key Engineering Materials. 2018, Vol. 769, pp 346–351.
3. Korotkikh A. G., Glotov O. G., Arkhipov V. A., Zarko V. E., Kiskin A. B. Effect of iron and boron ultrafine powders on combustion of aluminized solid propellants. Combustion and Flame. 2017. Vol. 178. pp. 195–204.

Исследование выполнено за счет гранта  
Российского научного фонда (проект №17-79-20011).

УДК 536.71:544.34

## РАСЧЕТ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ НЕДОСТАТКЕ КИСЛОРОДА

Прохоров Е.С.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

Расчет равновесия состоит в определении химического состава продуктов реакции при фиксированных двух внешних параметрах (например, давлении  $p$  и температуре  $T$ ). Зная химический состав, можно найти средние значения молярной массы  $\mu$ , плотности  $\rho$ , внутренней энергии  $U$  продуктов реакции. Что является необходимым при теоретическом описании многих стационарных и нестационарных газодинамических процессов.

В представленной работе сформулирован унифицированный подход к расчету равновесия в продуктах сгорания переобогащенных углеводородным топливом смесей с кислородом, когда среди компонентов химической реакции возможно появление одновременно газообразной и конденсированной фаз углерода. Данный подход основан на анализе закономерностей, установленных в [1, 2].

Так, с одной стороны, согласно [1] при недостатке кислорода в продуктах сгорания его почти полностью "забирает на себя" углерод, образуя молекулы оксида углерода CO, которые при температурах до 5000 К (характерных для процессов горения) практически не диссоциируют на атомы. Концентрациями других соединений с кислородом можно пренебречь. В продуктах сгорания допускается протекание лишь двух химических реакций:  $\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H} + \text{H}$  (диссоциация водорода) и  $\text{C} \rightleftharpoons \text{C}^*$  (конденсация углерода), где символом  $\text{C}^*$  обозначен конденсат углерода (графит).

С другой стороны, в [2] показана высокая эффективность метода "больших молекул" для расчета равновесия в сложных гетерогенных системах. Так в расчетах предполагается, что частицы конденсированного вещества являются "большими молекулами", состоящими из  $k$  обычных молекул (как правило  $k = 100 \div 1000$ ). Тогда реакцию образования частицы конденсированной фазы (в нашем случае графита) можно условно представить как  $k\text{C} \rightleftharpoons \text{C}_k^*$ . Уравнение равновесия для реакции имеет следующий вид

$$p_C = p_C^{\text{нас}} \left( p_{C_k^*} \right)^{1/k},$$

где  $p_C^{\text{нас}}$  — давление насыщенного пара углерода над плоской поверхностью. При  $k \rightarrow \infty$  парциальное давление  $p_C$  газовой фазы конденсированного вещества стремится к давлению его насыщенного пара.

Для иллюстрации возможностей сформулированного подхода, решена задача расчета равновесных параметров продуктов сгорания при взрыве ацетиленокислородной смеси  $n\text{C}_2\text{H}_2 + (1-n)\text{O}_2$  в замкнутом объеме для значений молярной доли топлива  $n \geq 0.5$ , т.е. при недостатке  $\text{O}_2$ .

При протекании химической реакции при постоянном объеме выполняются условия:  $U = U_0 = \text{const}$  и  $\rho = \rho_0 = \text{const}$ , где значения для внутренней (с учетом потенциальной химической) энергии  $U_0$  и плотности  $\rho_0$  смеси перед взрывом задавали при начальных давлении  $p_0 = 1$  атм и температуре  $T_0 = 298.15$  К.

В рамках такой постановки задачи для предельного значения  $n = 0.5$ , когда кислорода еще хватает для окисления C до CO, получены следующие значения равновесных параметров продуктов сгорания:  $p = 23.24$  атм,  $T = 4167$  К,  $\mu = 17.45$  г/моль,  $\rho = \rho_0 = 1.186$  кг/м<sup>3</sup>. Эти величины можно использовать для обезразмеривания аналогичных параметров ( $\tilde{p}, \tilde{T}, \tilde{\mu}, \tilde{\rho}$ ), полученных в расчетах при варьировании молярной концентрации топлива  $n$ .

Результаты соответствующих расчетов при  $k = 100$  представлены (сплошные линии) на рис 1. Здесь же пунктирной линией показано возрастание массовой доли конденсированной фазы  $\rho_{C^*} / \rho$  в гетерогенной смеси при увеличении  $n$ , где  $\rho_{C^*}$  — объемная плотность углеродного конденсата в смеси.

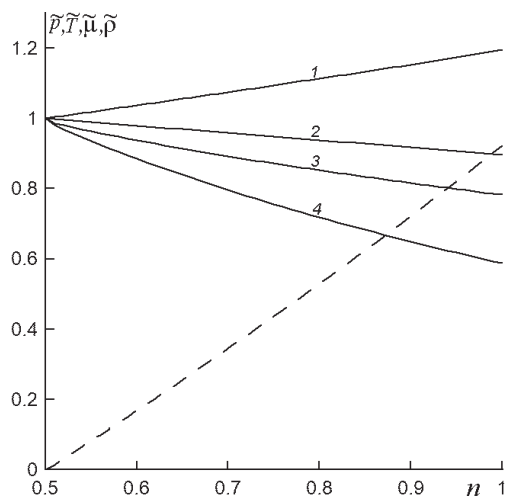


Рис.1. Безразмерные значения равновесных параметров продуктов сгорания смеси  $n\text{C}_2\text{H}_2 + (1-n)\text{O}_2$  в зависимости от молярной доли топлива  $n$ :  $\tilde{\mu}$  (кривая 1),  $\tilde{\rho}$  (2),  $\tilde{T}$  (3),  $\tilde{p}$  (4); пунктирная линия —  $\rho_{C^*} / \rho$ .

### Список литературы:

1. Prokhorov E.S. Analysis of equilibrium states of reacting carbon-oxygen thermodynamic system // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 1105, 012032
2. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: Справочник / Под ред. В.П. Глушко. М.: ВИНТИ, 1973, Т. 3. 200 с.

УДК 621.43

## ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ЗАРЯДА В ДВС С ИСКРОВОМ ЗАЖИГАНИЕМ

Сеначин А.П.<sup>1</sup>, Брютов А.А.<sup>1</sup>, Сеначин П.К.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,  
656038, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 46,

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Проблемы турбулентного горения гомогенного заряда в двигателях внутреннего сгорания (ДВС) с искровым зажиганием занимают исследователей уже много десятков лет. Существует значительное количество программных продуктов (например, KIVA, ANSYS Forte, STAR CD, AVL FIRE, ДИЗЕЛЬ-ПК и других). Однако следует отметить, что процесс турбулентного сгорания топлива в большинстве из них описывается эмпирическими формулами. Например, полуэмпирическим законом И.И. Вибе, требующим предварительных исследований на подобных двигателях. В других моделях при 3D моделировании рабочего процесса, закон сгорания сводится к некоторым вероятностным функциям (модель EBU Сполдинга в версии Магнуссена-Хартагера, в которой эти функции определяют возможность горения в конкретной ячейке рабочего объема).

В ряде математических моделей рассматривается процесс распространения в камере сгорания сферической волны турбулентного горения. Хотя в области турбулентного горения смеси в ДВС с искровым зажиганием накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал, разработка полностью удовлетворительной модели для описания турбулентных процессов во фронте пламени в поршневом двигателе еще не завершена.

Среди исследователей в течение более 30 лет популярна эмпирическая модель турбулентного горения в двигателе, так называемая «модель переноса и горения вихрей». В своем законченном виде модель разработал в 1983 году Дж. Кек с коллегами [1].

Эта модель опирается на известную гипотезу Дамкёлера (Damköhler G., 1940) об искривлении ламинарного пламени, согласно которой массовая скорость горения равна

$$dm_b/dt \equiv \rho_u S_u F_T = \rho_u S_T F_b, \quad (1)$$

где  $m_b$  - масса сгоревшей смеси;  $\rho_u$  - плотность свежей смеси;  $S_u, S_T$  - скорость нормального (ламинарного) пламени и эффективная скорость турбулентного пламени;  $F_T$  - площадь турбулентного пламени;  $F_b = \partial V_b / \partial r_b$  - площадь гладкого сферического пламени, радиусом  $r_b$  и объемом  $V_b$ , вмещающем все продукты горения массой  $m_b$  (рис. 1).

Другой альтернативной моделью, опирающейся на гипотезу Дамкёлера (1), является «ламинарная модель турбулентного горения», один из вариантов которой разработан авторами данной работы [2, 3].

Работа посвящена сравнительному анализу этих моделей турбулентного горения в двигателе.

В «ламинарной модели турбулентного горения» массовая скорость горения заряда описывается одним уравнением

$$dm_b/dt = \rho_u F_b \sqrt{S_u^2 + u_T^2}, \quad (2)$$

где  $u_T$  - скорость турбулентного переноса очагов пламени (среднеквадратичная пульсационная скорость). В этой модели основными параметрами являются  $(S_u, u_T)$ , а переменными  $(r_b, F_b, V_b)$ .

Процесс горения смеси в «модели переноса и горения вихрей» описывается системой уравнений

$$dm_b/dt = \rho_u S_u F_f + \mu / \tau_b, \quad (3)$$

$$d\mu/dt = \rho_u u_T F_f - \mu / \tau_b, \quad (4)$$

$$r_f = r_b + L_T \left[ 1 - \exp\left(- (r_b / L_T)^2\right) \right], \quad (5)$$

$$L_T = u_T \tau_b, \quad (6)$$

где  $\mu$  - вспомогательная вариативная (параметрическая) масса;  $u_T, \tau_b$  - характерная скорость переноса и характерное время горения параметрической массы (ансамбля вихрей). Здесь основными параметрами являются  $(S_u, u_T, L_T = S_u \tau_b)$ , а переменными  $(r_f, F_f, V_f, r_b, F_b, V_b)$ .

Как показывают расчеты, при численном моделировании обе модели приводят к практически одинаковым результатам.

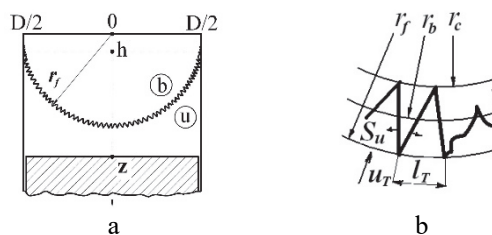


Рис. 1. Распространение фронта пламени в камере сгорания поршневого двигателя

### Список литературы:

1. Beretta, G.P. Turbulent Flame Propagation and Combustion in Spark Ignition Engines / G.P. Beretta, M. Rachidi, and J.C. Keck // Combustion and Flame, 1983. – Vol. 52, No. 3. – P. 217–245.
2. Сеначин, А.П. Моделирование образования токсичных веществ в двигателе с искровым зажиганием / А.П. Сеначин // Ползуновский вестник, 2012. – № 3/1. – С. 140–149.
3. Брютов, А.А. Моделирование и оптимизация рабочего процесса газового двигателя / А.А. Брютов, П.К. Сеначин // Известия Международной академии аграрного образования. – СПб : Изд-во СПб РО МААО, 2013. – Том 4, № 16. – С. 50–55.

## ЗАЖИГАНИЕ КАПЕЛЬ БИО-ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА

Сыродой С.В.<sup>1</sup>, Саломатов В.В.<sup>2</sup>, Малышев Д.Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский Политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30а

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Анализ тенденций развития наиболее сильных экономик мира (например, США и Китай) показывает, что рост их номинального ВВП обеспечивается в первую очередь возможностью потребления дешевой электрической и тепловой энергии промышленностью и городскими агломерациями [1]. При этом, можно отметить, что экспоненциальный рост экономики Китая обусловлен ростом потребления угольного топлива тепловыми электрическими станциями (ТЭС) [2]. Однако экстенсивный рост потребления угля привел к возникновению существенных проблем с экологией в промышленных районах Китая. Одним из наиболее перспективных технологических решений для сжигания угля являются водоугольные суспензии [3]. Однако стоит сказать, что по результатам экспериментов [4] установлена низкая реакционная способность водоугольного топлива - времена задержки зажигания могут достигать десятков секунд (по данным [4]). Одним из способов повышения реактивности водоугольного топлива является добавление в его структуру древесины (отходов лесопиления, лесного горючего материала). Такие смеси уже представляют собой композиционное био-водоугольное топливо (Био-ВУТ).

Но стоит сказать, что на настоящее время нет результатов ни экспериментальных, ни теоретических исследований процессов воспламенения капель био-водоугольных топлив в условиях, соответствующих камерам сгорания котельных агрегатов ТЭС. По этой причине целями настоящей работы являются:

1. Экспериментальное исследование процессов зажигания капель био-водоугольного топлива в условиях высокотемпературного нагрева.
2. Разработка математической модели процесса зажигания капель Био-ВУТ.

Экспериментальные исследования проведены на установке, которая по своим основным методикам проведения эксперимента и обработке его результатов соответствует установке, схема которой приведена в [4].

По результатам проведенных экспериментов авторами разработана математическая модель, описывающая процессы тепло- и массопереноса, протекающие совместно при воспламенении существенно неоднородных капель био-водоугольного топлива.

На рисунке 1 приведены зависимости времен задержки воспламенения частиц био-водоугольного топлива в условиях, соответствующих камерам сгорания котельных агрегатов.

Анализ зависимостей, приведенных на рисунке 1, показывает, что размер топливной частицы оказывает существенное влияние на характеристики и условия воспламенения капель Био-ВУТ. Но можно отметить,

что с увеличением температуры внешней среды влияние характерного размера топливной частицы на характеристики и условия воспламенения капель Био-ВУТ снижается. Это скорее всего обусловлено, тем что, в условиях высоких температур воспламенение топлива протекает, как правило в газовой фазе. Соответственно для стабильного зажигания необходимым условием является высокая концентрация горючих газообразных продуктов пиролиза в пограничном слое частицы. Скорость образования последних обусловлена пиролизацией слоя топлива необходимой толщины.

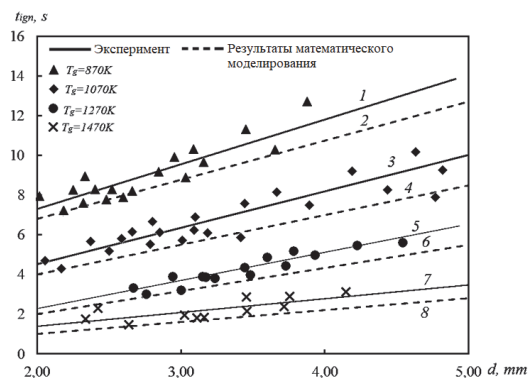


Рис. 1. Зависимость времен задержки зажигания частиц био-водоугольного топлива в условиях высокотемпературного нагрева. 1, 3, 5, 7 – эксперимент; 2, 4, 6, 8 – теоретические следствия

Также на рисунке 1 приведены полученные теоретически зависимости  $t_{ign}(d)$ . Сравнительный анализ теоретических и экспериментальных значений времен задержек зажигания показывает их хорошее (в пределах естественного рассеивания экспериментальных результатов) соответствие.

### Список литературы:

1. Clean Coal Engineering Technology/B.G. Miller.: Elsevier, 2011.
2. Jing Xu, Min Zhou, Hailong Li. The drag effect of coal consumption on economic growth in China during 1953–2013// Resources, Conservation and Recyclin. 2018. V. 129. p. 326–332.
3. P.R. Choudhury. Slurry fuels//Progress in Energy and Combustion Science. 1992. V. 18, № 5, p. 409–427
4. S.V. Syrodoy, G.V. Kuznetsov, A.V. Zhakharevich, N.Y. Gutareva, V.V. Salomatov. The influence of the structure heterogeneity on the characteristics and conditions of the coal–water fuel particles ignition in high temperature environment// Combustion and Flame. 2017. V.180. p.196–206.

Исследование выполнено за счет средств  
Российского научного фонда  
(проект № 18-79-10015)/

УДК 536.33

## ТВЕРДОФАЗНЫЙ СИНТЕЗ $Ni_3Al$ ИЗ РЕАКЦИОННОЙ СМЕСИ С ИНЕРТНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО НАГРЕВА И НАГРУЖЕНИЯ

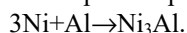
Чумаков Ю.А., Крылова Т.А.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

Известно, что при синтезе композиционных материалов скорость химической реакции в твердой фазе зависит не только от температуры, но и от локального напряженно-деформированного состояния, процессов переноса массы, структуры вещества, содержащего включения, поры, трещины, микрповреждения и т.д. Все наблюдаемые факты невозможно уместить в изменение вида кинетической функции или набора формально-кинетических параметров. Для чего необходима разработка специальных моделей.

В настоящей работе разработана и исследована модель твердофазного синтеза интерметаллида из порошковой смеси реагентов с инертными включениями с учетом тепловых и механических процессов, сопровождающих синтез. В модели полагается, что в ходе нагрева и реакции температура плавления не достигается, и вся реакция проходит в твердой фазе. Для описания химических превращений в работе используется кинетический подход, в рамках которого процессы диффузии, приводящие к торможению реакции слоем продукта, учитываются в формально-кинетических законах реакции. Характер напряженно-деформированного состояния учитывается в рамках обобщенной термомеханической модели, включающей соотношения между напряжениями и деформациями разной физической природы. Предполагается, что разные части прессовки могут находиться в разных напряженно-деформированных состояниях, так что анализ влияния условий нагружения на процесс синтеза можно осуществить на основе выделенного плоского сечения, которое подвергается разным вариантам нагружения. Основное внимание при моделировании процесса синтеза уделено исследованию влияния характера напряженно-деформированного состояния реакционной системы на режимы распространения твердофазной реакции. В качестве модельной системы рассматривается реакционная смесь, состоящая из частиц алюминия (Al), никеля (Ni) и тугоплавкого карбида (TiC).

В модели предполагается, что реагенты взяты в стехиометрическом соотношении, необходимом для образования однофазного продукта, а соответствующая экзотермическая химическая реакция может быть описана простой реакционной схемой.



Для описания процесса синтеза композиционного материала рассматривается плоский слой реагента (пластина), который может подвергаться внешнему тепловому нагреву и механическому нагружению. Геометрия пластины такова, что ее длина и ширина намного меньше ее толщины. Это предположение позволяет при оценке механических напряжений, возникающих в системе, использовать гипотезу плоского напряженного состояния, т.е.  $\sigma_{zz}=0$  (повороты также не

учитываются). Для оценки механических напряжений используется система уравнений равновесия, соотношения Дюамеля-Неймана и граничные условия, соответствующие характеру нагружения слоя. В качестве дополнительного соотношения для нахождения неизвестных компонент тензора напряжения и деформации было использовано условие совместности.

Задача решена численно. Для решения уравнения теплопроводности была использована схема расщепления по координатам; каждое из полученных одномерных уравнений аппроксимировано по четырехточечной неявной схеме. Уравнение химической кинетики было интегрировано с использованием явной разностной схемой и метода Эйлера. Для численной реализации механической части модели система уравнений был использован метод последовательной верхней релаксации (Янга). В расчетах анализируются поля концентраций, температуры, напряжений и деформаций в различные моменты времени при варьировании физических параметров.

Теоретическое исследование модели синтеза показало, что характер нагружения реакционной системы оказывает влияние на структуру синтезируемых интерметаллидов. Из всех видов внешнего нагружения только чистый сдвиг приводит к неполному преобразованию реагентов в продукт реакции. В остальных двух случаях напряженного состояния (одноосной растяжение и сжатие), также как и при его отсутствии, происходит полное преобразование реагентов в продукт реакции, но только одноосное сжатие способствует более интенсивному образованию интерметаллида  $Ni_3Al$ . Увеличение массовой доли инертных частиц в исходной порошковой смеси приводят к увеличению эффективной теплопроводности реакционной системы, что при фиксированном тепловом потоке через реакционную пластину приводит к теплоотводу из зоны реакции, и, как следствие, к падению температуры во фронте реакции. Если при малых концентрациях инертных частиц в реакционной смеси преобразование реагентов в продукт реакции еще может произойти полностью, то при увеличении их доли в смеси реакция протекает более длительное время и в полученном интерметаллиде присутствуют непрореагировавшие исходные компоненты.

*Работа выполнена в рамках программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020, проект № 23.2.2.*



УДК 536.33

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ В ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ ПОРОШКОВОЙ СРЕДЕ

Чумаков Ю.А.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

Самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) по сравнению с традиционными методами получения трехкомпонентных композитов является наиболее простой и неэнергозатратный способ изготовления материалов. Однако вследствие неравновесности самого процесса синтеза и наличия широкой области гомогенности на фазовых диаграммах некоторых систем предсказать состав продукта синтеза не представляется возможным. Проблема эксперимента заключается в том, что не всегда заданный стехиометрический состав синтезируемого композита способствует получению целевого материала в процессе СВС. В связи с этим целью настоящей работы заключается в разработке и исследовании модели синтеза горением композиционного материала порошковой смеси Ti-Al-C.

Математическая модель процесса инициирования реакции в порошковой смеси рассмотрим следующей постановке. Образец представляет собой цилиндр радиуса R состоящий из двух слоев порошковых насыпок, поставленных друг на друга. В модели были сделаны следующие предположения: температура по диаметру образцов равномерна; воспламенитель и поджигаемая смесь являются безгазовыми. Слой I (воспламенитель) представляет собой стехиометрическую смесь порошков титана Ti и кремния Si, толщина насыпки равна l (т.е.  $\eta_{01}(\text{Ti})=73.9$  масс.%,  $\eta_{02}(\text{Si})=26.1$  масс. % или  $\text{Ti}/\text{Si}=5/3$  в ат %), что соответствует реакции:  $5\text{Ti}+3\text{Si}=\text{Ti}_5\text{Si}_3$ . Второй слой толщиной L (поджигаемая смесь) – смесь порошков титана Ti и углерода C (сажи) и алюминия Al. Полагаем, что температура по диаметру образцов равномерна; воспламенитель и поджигаемая смесь являются безгазовыми. Из анализа фазовых диаграмм систем Ti-C, Ti-Al, Al-C, Ti-Al-C и экспериментальные работы, в которых исследуется фазовый состав материалов полученных СВ-синтезом в тройных системах Ti-Al-C для второго реакционного слоя была записана реакционная схема, которая включает 8 реакций:

- II  $\text{Ti}+\text{C}\rightarrow\text{TiC}$ ;
- III  $\text{Ti}+\text{Al}\rightarrow\text{TiAl}$ ;
- IV  $\text{TiAl}+\text{TiC}\rightarrow\text{Ti}_2\text{AlC}$ ;
- V  $2\text{Ti}+\text{Al}+\text{C}\rightarrow\text{Ti}_2\text{AlC}$ ;
- VI  $\text{Ti}+3\text{Al}\rightarrow\text{TiAl}_3$ ;
- VII  $3\text{Ti}+\text{Al}\rightarrow\text{Ti}_3\text{Al}$ ;
- VIII  $\text{Ti}+\text{TiC}\rightarrow\text{Ti}_2\text{C}$ ;
- IX  $3\text{Ti}+\text{Al}+2\text{C}\rightarrow\text{Ti}_3\text{AlC}_2$ .

В уравнении энергии учитываем теплопотери в окружающую среду за счет конвекции (если синтез осуществляется в атмосфере инертного газа) и за счет теплового излучения. Торможение реакции растущим слоем твердофазного продукта учитываем экспоненциальной зависимостью скорости реакции от суммарной концентрации продуктов всех реакций. Плавление компонент (регентов) учитывали через изменение

эффективных теплоемкости и плотности в окрестности температуры.

Поскольку структура порошковой системы изменяется и в произвольный момент времени неизвестна, то в расчетах использовали эффективные свойства. Эффективный коэффициент теплопроводности, теплоемкости и плотности определяли по правилу смеси.

В модели учитывали влияние изменения пористости на свойства композита, для этого использовали соотношение, полученное в теории спекания для случая действия только капиллярных сил.

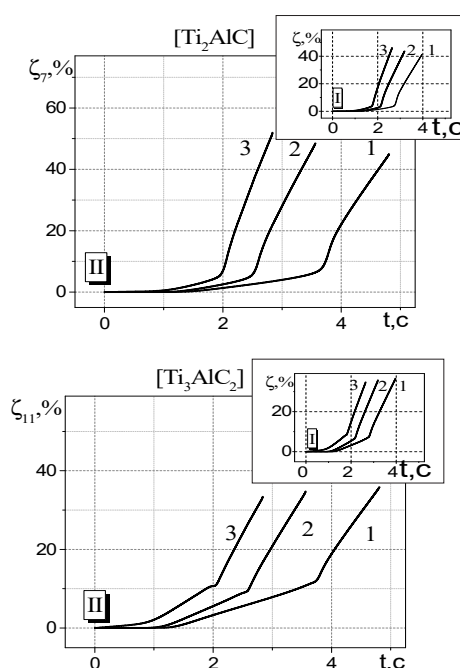


Рис. 1. Зависимость среднего значения концентрации фаз (б) от начальной температуры смеси,  $q_0=1.5$  кВт/см<sup>2</sup>, I –  $\text{Ti}_3\text{AlC}_2$ , II –  $\text{Ti}_2\text{AlC}$ , 1.  $T_0=300$ ; 2.  $T_0=400$ ; 3.  $T_0=500$  К.

Предложенная в работе модель синтеза позволило объяснить наблюдаемые в эксперименте явления. Результаты исследования показали характер влияния состава исходных реагентов и начального подогрева реакционной смеси на динамику образования продуктов реакции при твердофазном синтезе (рис.1): увеличение начальной температуры реакционной смеси от 300 до 500 К приводит к увеличению концентрации фазы  $\text{Ti}_2\text{AlC}$  и уменьшению массовой доли фаз  $\text{Ti}_3\text{AlC}_2$  и  $\text{TiC}$  независимо от состава исходной порошковой смеси. Модель может дать полезные рекомендации для экспериментальных исследований твердофазного синтеза композитов заданного состава из трехкомпонентной порошковой смеси.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 17-19-01425.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ ПРИ ГОРЕНИИ СИНТЕЗ-ГАЗА

Шараборин Д.К.<sup>1,2</sup>, Толстогузов Р.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Очистка и дальнейшее сжигание в газовых турбинах синтез-газа, полученного в результате газификации ископаемого топлива, биотоплива, а также некоторых видов отходов, является перспективной технологией для снижения уровня вредных выбросов в атмосферу. В частности, перспективным направлением развития в области генерации электроэнергии на основе использования твердого топлива является разработка парогазовых установок с внутрицикловой газификацией твёрдого топлива [1,2]. Актуальной научно-технической проблемой для внедрения технологии является снижение существующего разрыва в энергетической эффективности между газотурбинными установками на синтез-газе и на природном газе при сопоставимых экологических показателях. Одной из наиболее сложных задач является организации сжигания синтез-газа в камере сгорания, обеспечивающей высокую эффективность и низкую эмиссию загрязняющих веществ. Оптимизация физико-химических процессов в камерах сгорания ГТУ на реальных устройствах затруднено ввиду явных ограничений на возможности проведения измерений и высокой стоимостью пусков. Актуальным является физическое моделирование горения синтез-газа, отражающее основные динамические процессы (срыв/погасание пламени, нестационарная динамика закрученного потока и др.) и позволяющих применять современные оптические методы регистрации распределений скорости, концентрации и температуры [3]. Детальные экспериментальные данные необходимы для разработки и верификации методов математического моделирования, адекватно предсказывающих процессы переноса и учитывающих основные пути химических реакций в камерах сгорания ГТУ.

Целью данной работы являлось исследование структуры потока и особенностей горения предварительно перемешанной смеси синтез-газа с воздухом с использованием современных бесконтактных методов.

В эксперименте струя организована профилированным соплом (выходной диаметр  $d = 15$  мм) с установленным внутри лопаточным завихрителем. Число Рейнольдса для исследуемого потока, определенное по диаметру сопла, среднерасходной скорости  $U_0 = 5$  м/с и вязкости воздуха, составляло  $Re = 5\ 000$ . Измерение поля мгновенной скорости проводилось методом анемометрии по изображениям частиц (particle image velocimetry, PIV) в стереоскопической конфигурации. Стереоскопическая PIV система состояла из двух объединенных импульсных Nd:YAG лазеров (Quantel, Ever Green) (200 мДж в импульсе на длине волны 532 нм) и пары 4Мпикс ПЗС камер (ImperX). На объективы камер устанавливался узкополосный

фильтр с полосой пропускания 10 нм на длине волны лазера 532 нм. Расчет поля мгновенной скорости по смещению трассеров был выполнен с использованием ПО «ActualFlow». Для регистрации пространственного распределения радикала OH в реагирующем потоке использовали метод плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (planar laser induced fluorescence, PLIF). В системе плоскостной регистрации лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) радикала OH в качестве источника излучения использовался перестраиваемый лазер на красителях Sirah Precision Scan (с длиной волны  $\sim 283$  нм) с лазером накачки Nd:YAG лазер QuantaRay (532 нм, 1 Дж,  $\sim 10$  нс). Интенсивность флуоресценции в потоке была зарегистрирована с использованием электронно-оптического преобразователя с мультисканальным усилителем (LaVision IRO) с фотокатодом S20 (multialkali). После усиления, фосфорное покрытие преобразователя освещало гибридную ПЗС-КМОП матрицу (Imager sCMOS) 16-битной камеры (разрешение:  $2560 \times 2160$  пикселей, размер пикселя:  $6.5 \times 6.5$  мкм). На камеру был установлен кварцевый объектив (LaVision 100 мм) и оптический фильтр, пропускающий излучение в диапазоне  $310 \pm 10$  нм.

В результате выполнения работы получены мгновенные распределения поля скорости и локальной интенсивности сигнала флуоресценции радикала OH в турбулентном закрученном пламени предварительно перемешанной смеси синтез-газа со значительным избытком воздуха. Степень закрутки потока варьировалась от незакрученного  $S = 0$  до сильной закрутки  $S = 1$ , при которой в следствие закрутки потока происходит распад вихревого ядра струи и формируется развита зона возвратного течения.

### Список литературы:

1. Chacartegui R., Sánchez D., Muñoz de Escalona J.M., Jiménez-Espadafor F., Muñoz A., Sánchez T. SPHERA project: Assessing the use of syngas fuels in gas turbines and combined cycles from a global perspective// Fuel Processing Technology. 2012. V. 103. P. 134–145.
2. РЫЖКОВ А.Ф., ГОРДЕЕВ С.И., БОГАТОВА Т.Ф. Выбор схемы подготовки рабочего тела газовой турбины для ПГУ с внутрицикловой газификацией // Теплоэнергетика. 2015. № 11. С. 32.
3. Meier W., Keck O., Noll B., Kunz O., Stricker W. Investigations in the TECFLAM swirling diffusion flame: Laser Raman measurements and CFD calculations// Applied Physics B. 2000. V. 71. № 5. P. 725–731.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.*

*Уникальный идентификатор проекта  
RFMEFI58318X0035.*

УДК 544.45

## МЕХАНИЧЕСКАЯ АКТИВАЦИЯ, КАК СПОСОБ РЕГУЛИРОВАНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ, ПРИ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕМСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СИНТЕЗЕ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НИОБИЙ–КРЕМНИЙ

Шкода О.А., Лапшин О.В.

Томский Научный Центр СО РАН,  
634021, Россия, Томск, пр. Академический, 10/4

Предварительная механическая активация (МА) исходных реагентов в большинстве случаев является необходимым этапом для осуществления самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС), проводимого с целью получения конечного продукта с заданными характеристиками. Во время МА происходит множество явлений, оказывающих разнообразное и одновременное влияние на порошковую смесь [1-4]. Изменяя условия МА можно воздействовать на структуру реакционной смеси и тем самым управлять режимами последующего горения, прогнозируя свойства получаемых продуктов синтеза.

Часто МА используют для синтеза в низкоэнергетических системах, в которых невозможно осуществить СВС без какой-либо предварительной механической обработки. В последние годы появился интерес к соединениям на основе силицида ниобия, привлекающих внимание практиков благодаря высокой температуре плавления, низкой плотности и превосходной жаропрочности. Поэтому получение силицидов ниобия заданного фазового состава (в т.ч. и стехиометрического) - важная и актуальная задача, направленная на продуцирование приемлемых для практического применения результатов, с помощью которых можно оптимизировать технологию механохимического синтеза.

В настоящем исследовании порошки Nb (< 63 мкм), Si (40-400 мкм) в составе Nb – 62,3, Si – 37,7 вес % активировали в планетарной мельнице МПВ (60g, Аргон) от 0,25 до 60 минут. Затем проводили тепловой взрыв на установке постоянного объема. СВС в режиме послыного горения осуществляли в бомбе постоянного давления в атмосфере аргона. Из полученных термограмм определяли температуру воспламенения и максимальную температуру синтеза. Структуру и состав порошковых смесей исследовали методами растровой электронной микроскопии (Philips SEM515), оптической металлографии (Axiovert 200M) и рентгенофазового анализа (Дрон-Ум).

С помощью построенной математической модели в макроскопическом приближении исследованы закономерности двухэтапного механохимического синтеза в гетерогенной системе Nb – Si. На первой стадии МА использовали уравнения для избыточной энергии, запасенной в структурных дефектах порошковых компонентов, измельчения и агломерации в механокомпозиты. II этап механохимического синтеза описывал процессы, происходящие при синтезе в предварительно механоактивированной порошковой смеси.

Это уравнения сохранения энергии, химического превращения и соотношение для запаса избыточной энергии.

Были получены следующие результаты:

– Показано, что с использованием МА можно осуществить СВС (тепловой взрыв, послыный режим) в низкоэнергетической системе Nb – Si.

– МА порошковой смеси ниобия и кремния интенсифицирует химическое превращение в ней на последующем этапе механохимического синтеза. Последнее приводит к образованию многофазного продукта реакции с формированием как стехиометрической, так и промежуточных фаз.

– Найдены интервалы времен МА исходной порошковой смеси ниобия с кремнием, в пределах которых возможен синтез в режиме теплового взрыва (2 – 28 мин МА) и послыного горения (1,5 – 5 мин МА).

– Установлено, что время предварительной МА влияет на кинетические характеристики последующего СВС, а также на тип химического превращения (жидкофазное, твердофазное).

– Определены режимы формирования конечного продукта стехиометрического состава (NbSi<sub>2</sub>) в условиях послыного горения и теплового взрыва.

– Исследовано влияние самофутеровки на фазовый состав конечного продукта реакции.

– С использованием экспериментальных данных методом обратной задачи определены теплофизические и термокинетические константы, характеризующие двухэтапный механохимический синтез в системе ниобий - кремний.

– Показано, что численные расчеты удовлетворительно соответствуют результатам экспериментов и могут быть использованы для прогностических оценок динамики протекания процесса механохимического в низкокалорийной гетерогенной системе Nb–Si.

### Список литературы:

1. Бутягин Ю.П. Проблемы и перспективы развития механохимии//Успехи химии. 1994. Т. 63. № 12. С. 1031–1043.
2. Болдырев В.В. Исследования по механохимии твердых веществ//Вестник РФФИ. 2004. № 3(37). С. 38–59.
3. O. A. Shkoda, Thermal Explosion in Nb–Si Mixtures: Influence of Mechanical Activation, ISSN 1061–3862, International Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis, 2018, Vol. 27, No. 1, pp. 60–63.
4. О.В. Лапшин, В.К. Смоляков. Формирование слоистой структуры механокомпозитов при измельчении бинарной смеси//Химическая физика и мезоскопия. 2013, Т. 15, № 2, С. 272–278.

УДК 536.46

## КОНВЕКЦИЯ МАРАНГОНИ ПРИ ГОРЕНИИ БИНАРНЫХ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ С ЛЕГКОПЛАВКИМ РЕАГЕНТОМ

Лапшин О.В.<sup>1</sup>, Прокофьев В.Г.<sup>1,2</sup>, Шкода О.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский Научный Центр СО РАН,  
634021, Россия, Томск, пр. Академический, 10/4

<sup>2</sup> Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

В большинстве реакционных смесей с легкоплавким реагентом горение сопровождается плавлением и конвективным течением одного или нескольких компонентов в каркасе, состоящем из твердых реагентов и твердофазных продуктов реакции. Конвективное или капиллярное течение расплава обусловлено действием сил поверхностного натяжения в пористой реагирующей среде. В частности, конвекция Марангони (или термокапиллярное течение), возникает за счет перепада сил поверхностного натяжения, вызванного температурным градиентом. Действие капиллярного течения жидкого металла на горение безгазовых смесей впервые было рассмотрено в [1]. В работах [2–6] проведено экспериментальное исследование влияния растекания расплава на режимы горения конденсированных систем.

Аналитическое и численное исследование эффекта термокапиллярной конвекции на теплопередачу в волне безгазового горения с плавящимся реагентом для безынерционного течения жидкой фазы рассмотрено в [7].

Целью настоящей работы являлось построение в макроскопическом приближении математической модели безгазового горения бинарной порошковой смеси с учетом инерционности потока жидкого металла в матрице тугоплавких компонентов и продуктов реакции, теоретическое исследование влияния структурных параметров на скорость и режимы распространения волны безгазового горения.

Для решения поставленной задачи рассматривался реакционный образец, состоящий из пористой смеси реагентов тугоплавкого А и легкоплавкого В, которые образуют в одностадийной необратимой реакции синтеза твердофазный продукт F.

В рамках модели считалось, что инициирование волны синтеза осуществляется путем приложения на торец образца накаливаемой стенки. Также полагалось, что образующийся в ходе развития процесса расплав начинает движение в слое реагирующей смеси под действием термокапиллярных сил.

Дополнительно принимались следующие допущения:

1. Плотности компонентов смеси и продукта полагаются равными, вследствие чего размеры образца остаются неизменными.

2. Предполагалось равенство теплоемкостей и теплопроводностей компонентов смеси и продукта. Теплоемкости являются константами, а теплопроводность зависит от пористости по степенному закону.

Математическая постановка задачи включала следующие уравнения: теплопроводности, химического превращения, неразрывности для текучего (легкоплавкого) компонента, скорости термокапиллярного течения расплава, изменения пористости.

Система уравнений решалась конечно-разностным методом с использованием неявной схемы и аппроксимацией конвективного члена разностями против потока с постоянными шагами по координате и времени.

На основе построенной математической модели были проведены численные расчеты и получены аналитические оценки динамики безгазового горения в бинарной порошковой смеси, содержащей легкоплавкий компонент. Выявлено, что в зависимости от определяющих процесс параметров могут реализоваться различные режимы горения в условиях термокапиллярной конвекции плавящегося реагента.

### Список литературы:

1. Шкиро В.М., Боровинская И.П. Капиллярное растекание жидкого металла при горении смесей титана с углеродом // Физика горения и взрыва. 1976., Т. 12, № 6, С. 945–948.
2. Некрасов Е.А., Максимов Ю.М., Зиятдинов М.Х., Штейнберг А.С. Влияние капиллярного растекания на распространение волны горения в безгазовых системах // Физика горения и взрыва. 1978, Т. 14, № 5, С. 26–32.
3. Максимов Ю.М., Кирдяшкин А.И., Зиятдинов М.Х., Китлер В.Д. О межфазной конвекции при контактом взаимодействии металлов в неизотермических условиях // Физика горения и взрыва. 2000, Т. 36, № 4, С. 52–59.
4. Кирдяшкин А.И., Китлер В.Д., Саламатов В.Г., Юсупов Р.А., Максимов Ю.М. Капиллярные гидродинамические явления в процессе безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2007, Т. 43, № 6, С. 31–39.
5. Кирдяшкин А.И., Китлер В.Д., Саламатов В.Г., Юсупов Р.А. Особенности структурной динамики высокотемпературных металлотермических процессов на примере системы FeO–Al–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // Физика горения и взрыва. 2008, Т. 44, № 1, С. 80–84.
6. Рогачев А.С., Вадченко С.Г., Сачкова Н.В., Илларионова Е.В., Вагин В.П., Костиков В.И. О механизме начальной стадии взаимодействия расплава титана с углеродом // ДАН. 2018, Т. 478, № 4, С. 425–428.
7. Прокофьев В.Г., Смоляков В.Г. Термокапиллярная конвекция в волне безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2019, Т. 55, № 1, С. 100–108.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект №0365-2019-0004) при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-03-00081).*

УДК 544.45

## ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОПЛИВА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ ГЕЛЕОБРАЗНОГО ТОПЛИВА

Глушков Д.О., Нигай А.Г., Яшутина О.С.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Выполнено экспериментальное исследование механизма зажигания гелеобразного топлива в высокотемпературной среде окислителя, а также установлено влияние начальной температуры топлива на характеристики зажигания.

Рассмотрена группа составов гелеобразного топлива на основе маслонеполненных криогелей: водный раствор ПВС (5, 10 % масс.) + 40–60 % об. масло + 2% об. ПАВ. Начальная температура топливных образцов варьировалась в диапазоне 190–290 К.

Инициирование процесса горения происходило в высокотемпературной воздушной среде муфельной печи при 873–1273 К. С использованием программно-аппаратного комплекса высокоскоростной видеорегистрации установлено, что при разных начальных температурах гелеобразного топлива в течение индукционного периода протекает идентичная совокупность физико-химических процессов, отличающаяся от аналогичных процессов, протекающих при зажигании жидких топлив. Типичные кадры видеороликов зажигания гелеобразных топлив с разной начальной температурой представлены на рисунке 1.

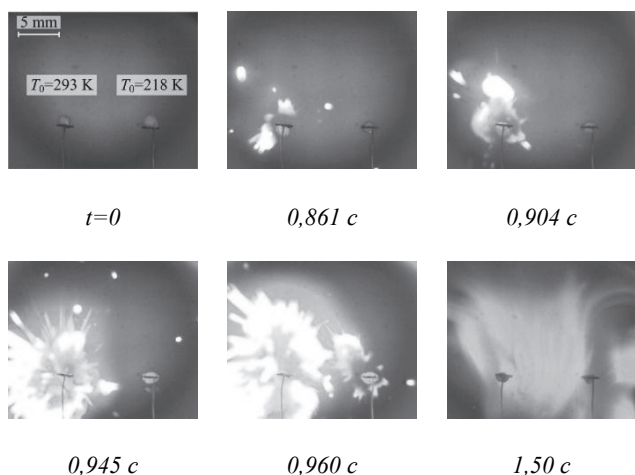


Рис. 1. Кадры видеороликов зажигания и выгорания образцов гелеобразного топлива (48% водный раствор ПВС + 50% масло + 2% ПАВ) с разной начальной температурой при  $T_g=1073$  К.

Инициирование горения сначала происходит в окрестности малого фрагмента, отделяющегося и удаляющегося в результате микровзрыва от исходной

капли расплавленного топлива на некоторое расстояние. При достижении предельных условий происходит зажигание паров горючего в окрестности этого движущегося фрагмента. Далее процесс экзотермического реагирования распространяется по всему объему горючей парогазовой смеси (от внешней границы в глубинные слои), формирующейся в течение индукционного периода в окрестности капли. Значения основной характеристики процесса – времени задержки зажигания отличаются на 25–95 % для образцов топлива с начальной температурой 290 К и температурами 190–230 К вследствие более длительной стадии прогрева и плавления последних из-за отличия в 2,5–3,6 раза количества энергии, которое необходимо подвести к более холодному образцу топлива для протекания этого фазового превращения при прочих равных условиях.

Выполненный анализ позволяет сделать вывод о достаточно существенном влиянии начальной температуры (в области положительных значений по шкале Цельсия) жидких и суспензионных топлив на закономерности и характеристики их зажигания. Агрегатное состояние, структура и свойства гелеобразного топлива и горючих жидкостей достаточно существенно отличаются, поэтому известные результаты [1–4] невозможно использовать для прогноза закономерностей и характеристик зажигания гелеобразных топлив, в том числе охлажденных до отрицательных значений температуры по шкале Цельсия.

### Список литературы:

1. Vershinina K.Y., Shlegel N.E., Strizhak P.A. Influence of the initial temperature of coal water slurries containing petrochemicals on their // Applied Thermal Engineering. – 2018. – Vol. 138. – P. 591–602.
2. Kong D., Zhang Z., Ping P., He X., Yang H. Effects of the initial fuel temperature on burning behavior of crude oil pool fire in ice cavities // Experimental Heat Transfer. – 2018. – Vol. 31, No. 5. – P. 436–449.
3. Ji J., Lin S., Zhao C., Li K., Gao Z. Experimental study on initial temperature influence on flame spread characteristics of diesel and gasoline-diesel blends // Fuel. – 2016. – Vol. 178. – P. 283–289.
4. Chen B., Lu S.-X., Li C.-H., Kang Q.-S., Lecoustre V. Initial fuel temperature effects on burning rate of pool fire // Journal of Hazardous Materials. – 2011. – Vol. 188, No. 1–3. – P. 369–374.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (номер гранта 18-13-00031).



---

## СЕКЦИЯ 3

Гидродинамика, теплообмен и волновые процессы  
в многофазных средах

---

УДК 536.24.01

## ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЕ РИВУЛЕТНЫЕ СТРУКТУРЫ В СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ

Актершев С.П., Чиннов Е.А., Шатский Е.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Изучение формирования и развития разных типов неустойчивости на поверхности стекающих пленок жидкости является важной задачей гидродинамики и теплообмена не только с теоретической точки зрения, но и с практической, так как стекающие пленки применяются во многих промышленных устройствах. При течении нагреваемой пленки жидкости кроме гидродинамической неустойчивости имеет место также термокапиллярный механизм неустойчивости, следствием которой является появление на поверхности пленки стационарных трехмерных структур [1].

В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования стационарной трехмерной термокапиллярной структуры в локально нагреваемой пленке жидкости. Для описания неизотермического течения пленки мы используем разработанную в [2, 3] модель. Проведен линейный анализ устойчивости нагреваемой пленки относительно возмущений в поперечном к потоку направлении и получен пространственный инкремент роста этих возмущений вниз по потоку. Численным методом исследовано формирование ривулетной структуры в пленке, стекающей по "полубесконечному" нагревателю с заданной температурой. Свободная поверхность жидкости контактирует с неподвижным газом, теплообмен между жидкостью и газом описывается законом Ньютона с заданным коэффициентом теплообмена. Формирование 3D ривулетов моделировалось посредством поперечного возмущения, наложенного на предварительно рассчитанное стационарное 2D течение пленки.

Результаты расчетов сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными при малых и умеренных значениях числа Рейнольдса  $Re$ . На рис. 1 *a* приведено распределение температуры на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, рассчитанное для условий эксперимента [4] при  $Re=0.1$ . На рис. 1 *b* для сравнения приведена экспериментальная термограмма поверхности пленки на участке вблизи края нагревателя. Расчет сделан для ривулетной структуры с периодом 8.6 мм, которая хорошо видна на экспериментальной термограмме. Из рисунка видно, что расчет качественно и количественно хорошо согласуется с экспериментальными данными. Расчеты показали, что ривулеты начинают формироваться краю нагревателя. Сразу же за горизонтальным валиком располагается короткий участок линейного развития начального поперечного возмущения, за которым формируются развитая ривулетная структура. Между высокоамплитудными развитыми ривулетами расположены дополнительные малоамплитудные ривулеты, наблюдаемые в экспериментах при  $0.1 \leq Re \leq 10$ . Развитая ривулетная структура имеет квазистационарный характер и почти не меняется вниз по потоку. В расчетах

выявлено влияние безразмерных параметров на характерные пространственные масштабы развития ривулетной структуры. Показано, что при изменении  $Re$  в диапазоне 1–10 форма и амплитуда развитых ривулетов изменяется незначительно.

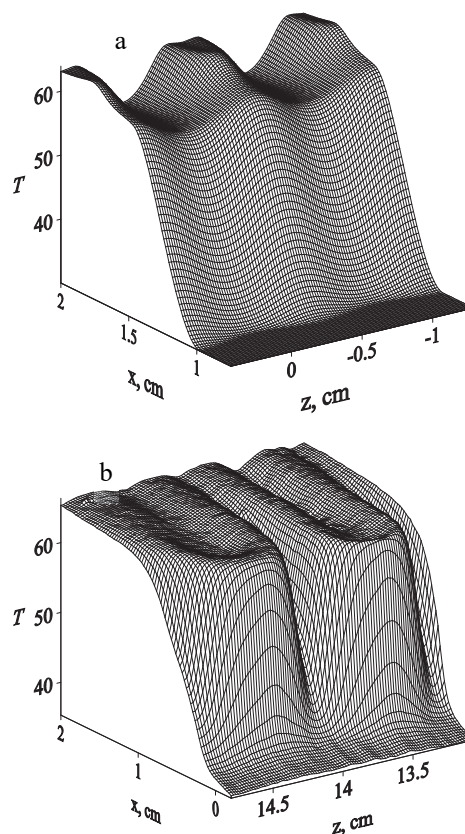


Рис. 1. Температура поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде: (а) - расчет, (б) – экспериментальная термограмма поверхности пленки [4].

### Список литературы:

1. Kabov, O. A., Formation of regular structures in a falling liquid film upon local heating // Thermophys. Aeromech. 1998. V. 5. P. 547–551.
2. S.P. Aktershev., E.A. Chinnov. Thermocapillary structures in a heated liquid film // Journal of Physics: Conference Series 925 (2017) 012012.
3. S.P. Aktershev., S.V. Alekseenko. Thermocapillary rivulets in the uniformly heated liquid film // Journal of Physics: Conference Series 891 (2017) 012023.
4. Chinnov, E.A. and Shatskii, E.N. Thermocapillary Instabilities in a Falling Liquid Film at Small Reynolds Numbers // Technical Physics Letters. 2014. V. 40. P. 7–9.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект No. 18-19-00407).

УДК 532.528; 532.529; 544.012

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА ИЗ ДЛИННОЙ ТРУБКИ В ЗАПОЛНЕННЫЙ ЖИДКОСТЬЮ КАНАЛ

Алексеев М.В.<sup>1</sup>, Лобанов П.Д.<sup>1</sup>, Светоносков А.И.<sup>1,2</sup>, Лежнин С.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

При создании экспериментальных тестов (бенчмарков) для верификации теплогидравлических кодов в атомной энергетике необходимо учитывать ряд существенных ограничений на методику проведения экспериментов. Главное ограничение бенчмарка это создание в эксперименте граничных условий, которые можно однозначно задавать в теплогидравлических кодах. С другой стороны, эксперимент должен отражать теплогидравлические процессы, которые могут возникнуть в реальных атомных энергетических установках. Ранее авторами были проведены численное и экспериментальное исследования импульсной инъекции газа в заполненный жидкостью вертикальный канал диаметром 25 мм из баллона под давлением через короткую трубку [1, 2]. Этот эксперимент проводился для моделирования разрыва канала с пароводяным теплоносителем в парогенераторах атомных энергетических установок с жидкометаллическими теплоносителями. В реальной аварийной ситуации в парогенераторе при разрыве трубки более адекватна непрерывная инъекция. Волны давления внутри длинной тонкой трубки могут изменить режим истечения из-за небольшого объема трубки.

В настоящей работе (в отличие от [1, 2]) инъекция газа происходила из тонкой трубки длиной 1 м и внутренним диаметром 6 мм. Объем данной трубки заполнялся воздухом с избыточным давлением 100 - 500 кПа. В качестве клапана между трубкой и рабочим участком использовалась «пережимная» резиновая трубка. Герметизация осуществлялась с помощью зажима, ослабление которого позволяло быстро открывать канал. Скоростная видео-регистрация показала, что время открытия составляет 5-10 мс.

На рисунке 1 представлена эволюция межфазной поверхности при инъекции воздуха ( $P_0 = 100$  кПа) в воду в разные моменты времени (вверху - скоростная видеосъемка, внизу - расчёт в OpenFoam) Можно заметить удовлетворительное соответствие. На рисунке 2 представлено рассчитанное в OpenFoam давление: 1 – на стенке рабочего канала на расстоянии 60 мм от нижнего торца, 2 – посередине трубки с газом. Из расчетов видно, что давление внутри газового канала падает вместе с падением давления в рабочем участке, что существенно влияет на движение межфазной поверхности.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, гос. Задание № III.22.7.3.*

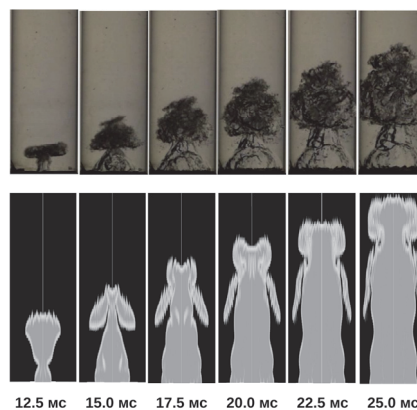


Рис 1. Эволюция межфазной поверхности при инъекции воздуха в воду в разные моменты времени, верх — эксперимент, низ — расчёт объёмного газосодержания в OpenFoam (белый цвет — газ, черный цвет — жидкость).

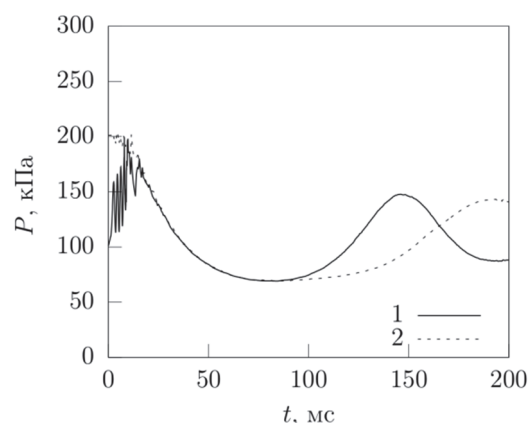


Рис 2. Расчетные зависимости давления от времени: 1 – рабочий участок, 60 мм от торца трубы, 2 – канал с газом, 500 мм от торца трубы.

### Список литературы:

1. Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Lobanov P.D., Svetonosov A.I., Kalpana Mohan V., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Numerical simulation of pulsed gas-to-liquid injection modes using open source CFD software package OpenFoam // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2018. Vol. 1105, Paper 012085, 5.p. doi:10.1088/1742-6596/1105/1/012085.
2. Alekseev M.V., Lobanov P.D., Svetonosov A.I., Kalpana Mohan V., Lezhnin S.I. and Pribaturin N.A. Experimental and numerical investigation of the modes pulsed gas injection into various liquids // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2018. Vol. 1128 Paper 012043, 5.p. doi : 10.1088/1742-6596/1128/1/012043.



УДК 532.528; 532.529; 544.012

## ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА В ОТКРЫТУЮ, ЗАПОЛНЕННУЮ ЖИДКОСТЬЮ ТРУБНУЮ ОБЛАСТЬ

Алексеев М.В.<sup>1</sup>, Вожаков И.С.<sup>1,2</sup>, Лежнин С.И.<sup>1,2</sup>, Прибатурин Н.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Исследование нестационарных процессов инъекции газа (пара) при высоком давлении в объём с жидкостью связано с многочисленными приложениями. При этом исследуемые жидкости могут иметь существенно различные плотности. Ранее моделирование процесса проводилось авторами [1, 2] в осесимметричном представлении с использованием пакета OpenFoam в односкоростном приближении двухфазной сжимаемой среды методом переноса объёмной доли (VOF) [3].

Цель настоящей работы - исследование различий между осесимметричным двухмерным и трехмерным расчётами истечения газообразного теплоносителя из камеры высокого давления в открытую трубную область заполненную жидкостью (свинец, вода).

Характеристики расчётной области: внутренний диаметр трубы 0.2 м, длина трубы 0.5 м. Уровень жидкости равен 0.4 м. Верхняя часть трубы заполнялась воздухом с давлением в трубе  $20 \cdot 10^5$  Па. Внизу из патрубка диаметром 0.02 м подавался воздух с давлением  $180 \cdot 10^5$  Па. Начальная температура воздуха и жидкого свинца 650 К, воды 300 К.

На рисунках 1,2 представлены численные визуализации межфазной границы при вытеснении газом воды и жидкого свинца. Как в трехмерном, так и в двухмерном расчетах при вытеснении воды формируется снаряд, который при увеличении отделяется от нижнего торца трубы, а при вытеснении свинца формируется двухфазная поверхность в виде «колокола». Жидкий свинец при этом отщепляется от нижней торцевой стенки. Эволюция межфазной поверхности в трехмерных и двухмерных [1, 2] расчетах протекает практически одинаково.

На рисунке 3 представлено сравнение полей амплитуды скорости при инъекции газа в воду для двухмерного (а) и трехмерного расчета (б). Можно заметить, что у трехмерного случая более явно выражено возникновение в газовой фазе газодинамической структуры - диска Маха внутри газовой полости.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, гос. Задание № III.22.7.3.

### Список литературы:

1. Lezhnin S.I., Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Pribaturin N.A. Simulating gas (vapor) outflow into a liquid // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2018. Vol. 1105, Paper 012081, 5.p.
2. Lezhnin S.I., Alekseev M.V., Vozhakov I.S. Modeling the dynamics of gas (steam) outow into a high-density liquid taking into account interfacial heat exchange // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2018. Vol. 1128, Paper 012037, 4.p.
3. The OpenFOAM Foundation, OpenFOAM v6 User Guide, 2019, <https://cfd.direct/openfoam/user-guide>

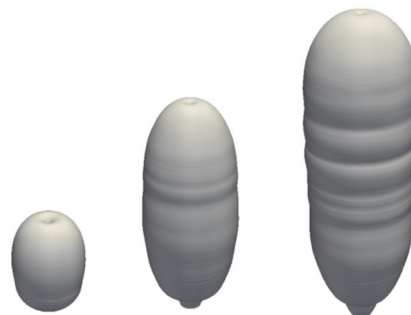


Рис 1. Развитие межфазной поверхности (снаряда) при инъекции газа (воздуха) в воду в разные моменты времени; 2 мс, 4 мс, 6 мс.

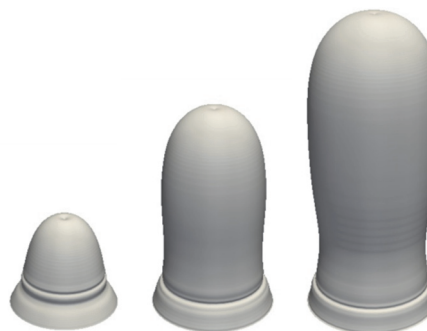


Рис 2. Развитие межфазной поверхности (снаряда) при инъекции газа (воздуха) в свинец в разные моменты времени; 5 мс, 10 мс, 15 мс.

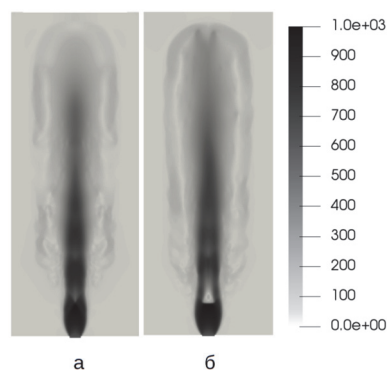


Рис 3. Амплитуда скорости в момент времени 10 мс для инъекции газа (воздуха) в воду, а — двухмерный расчёт, б — трехмерный расчёт.

УДК 532.64

## ВЛИЯНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА САМООРГАНИЗАЦИЮ НАНОЧАСТИЦ В ИСПАРЯЮЩИХСЯ КАПЛЯХ

Аль-Музейкер М., Горева М.Д., Флягин В.М., Иванова Н.А.

ФГАОУ ВО «Тюменский государственный университет»,  
625003, Россия, Тюмень, Володарского, 6

Изучение процессов самоорганизации наночастиц в испаряющихся микро- и нанокляпях или в тонких пленках коллоидных растворов имеет большое значение для современной фундаментальной и прикладной науки. Многие оптоэлектронные устройства, и оптические покрытия [1] основаны на капельной технологии образования коллоидных кристаллов [2]. Несмотря на то, что многие исследования были направлены на изучение таких факторов, как влажность, нагрев, тип и размер частиц, доля частиц в коллоидных растворах, влияющих на процесс самоорганизации наночастиц, роль смачиваемости подложки остается мало изученной.

В качестве подложек использовали покровные стекла, модифицированные различными материалами методом магнетронного распыления (Нанофаб-100 NMDT, Россия). Смачивающие свойства подложек определяли по краевому углу смачивания капли чистой воды (3 мкл), таблица 1. Капли (3 мкл) водных коллоидных растворов частиц полистирола (PS) ( $100 \pm 3$  нм, объемная доля 0,1%) и частицы  $Al_2O_3$  ( $150 \pm 20$  нм, объемная доля 0,2%), наносили на подложки и оставляли до высыхания при  $RH = 37\%$  и  $T = 22^\circ C$ . Кинетику формирования рисунка при время испарения и структуру осажденных частиц изучали с использованием оптического и сканирующего электронного микроскопов.

Таблица 1. Характеристики подложек.

Substrate	Cover glass	Tungsten	Carbon	Titanium	PTFE
Contact angle, $\theta^\circ$	60	43	70	74	116
Coating thickness	-	60nm	70nm	60nm	1 $\mu$ m

Известно, что интенсивное испарение капель происходит на кромке, что приводит к снижению температуры на краю капли. Следовательно, поверхностное натяжение на кромке больше, чем в центре, что создает потоки Марангони внутри капли, которые переносят частицы к краю, где они образуют кольцевую структуру, т. е. проявляют так называемый эффект кофейного кольца. Время образования кольцевой структуры и полного высыхания капли зависит от  $\theta$  на рис. 1 (а). Видно, что время высыхания мало меняется от  $\theta$  в диапазоне от  $43^\circ$  до  $74^\circ$ , а для гидрофобной подложки  $\theta = 118^\circ$  оно значительно увеличивается (для PS почти в 2 раза).

Такое поведение связано с уменьшением диаметра капли в процессе ее высыхания. На рис. 1 (б) показана зависимость отношения начального диаметра капли  $d_0$  к внешнему диаметру кольца  $d_1$ , равного 1 при  $\theta = 43^\circ \dots 74^\circ$ , и возрастающего до 1,6 ... 1,7 при  $118^\circ$ . Таким образом, на умеренно гидрофобных подложках граница капли фиксируется силами адгезии,

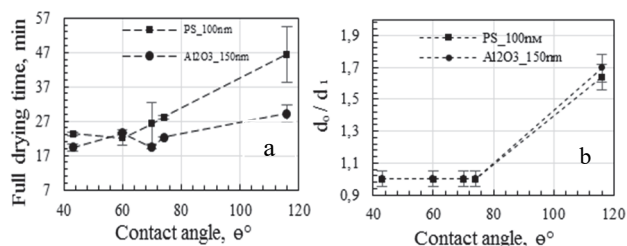


Рис. 1. (а) Отношение начального диаметра капли к внешнему диаметру кольца; (б) Время полного высыхания капли в зависимости от смачиваемости подложек

а на PTFE испарение капль коллоидного раствора происходит с уменьшением их диаметра.

Исследование структур частиц PS и  $Al_2O_3$  проведено с помощью SEM, показаны на рис. 2 (а, б). Обнаружено, что частицы PS образуют упорядоченную упаковку, а частицы  $Al_2O_3$  расположены хаотично и формируют более широкое кольцо. Эти результаты можно объяснить следующим образом: 1. Дзета-потенциалы для частиц  $Al_2O_3$  и PS в коллоидных растворах составляют  $50 \pm 5$  мВ и  $14,2$  мВ, соответственно. Небольшой дзета-потенциал PS объясняет плотную упаковку его частиц: их взаимное притяжение превосходит отталкивание, и они начинают коагулировать даже в растворе, оседая на поверхности с большими агломератами. 2. Размер частиц  $Al_2O_3$  ( $\pm 20$  нм) изменяется в гораздо большем диапазоне, чем размер частиц PS ( $\pm 3$  нм), что препятствует образованию упорядоченной структуры.

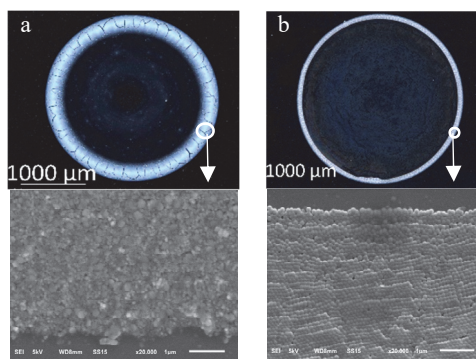


Рис. 2. (а, б) Кольцеобразная структура после полного высыхания капль  $Al_2O_3$ (а) и PS (б) на углеродных подложках и SEM изображения их структур.

### Список литературы:

1. Assembly of large-area' highly ordered, crack-free inverse opal films/ Hatton B., Mishchenko L., Davis S., Sandhage K. H., Aizenberg J. PNAS, 107,10354–10359 (2010).
2. On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals/ Valsov Yu., Bo X.-Z., Sturm J., Norris D. Nature, 414, 289–293 (2001).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00937).

УДК 532.59

**МОДЕЛЬНОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ ЭВОЛЮЦИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ОТКЛОНЕНИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА РАССЛОЕННОГО ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ В НАКЛОННОМ КАНАЛЕ**

Архипов Д.Г., Хабахпашев Г.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Вопросы взаимодействия внутренних волн и стационарных сдвиговых течений интересуют исследователей уже более полувека. Наибольшая сложность такого взаимодействия проявляется при сопоставимых скоростях волн и потоков. Это условие выполняется в модели двухслойного течения Пуазейля при малом различии плотностей жидкостей, когда фазовая скорость гравитационных волн относительно невелика. Для такой системы в работе [1] предложено слабонелинейное уравнение, позволяющее моделировать динамику нелинейных гравитационных волн на границе раздела жидкостей. В данной работе аналогичное уравнение выведено в важном для технических приложений случае, когда канал расположен под наклоном к горизонту.

Задача о внутренних волнах в полной постановке включает уравнения Навье–Стокса и неразрывности с условиями на стенках канала и на границе раздела жидкостей. Для поиска ее решений были использованы методы теории возмущений с малым параметром отношения амплитуды возмущения границы раздела к расстоянию между крышкой и дном канала. В первом (линейном) порядке по этому параметру система уравнений сводится к паре уравнений Орра–Зоммерфельда, численное решение которых позволяет определить профили продольной и поперечной компонент возмущения скорости жидкости. Во втором порядке решение удастся найти только при использовании дополнительных предположений: длины волн считаются умеренными, толщина пограничных слоев возмущенного течения много меньше глубин слоев, а мнимая часть фазовой скорости длинных волн заметно меньше ее действительной части. Исходная система уравнений гидродинамики сводится при этих допущениях к одному эволюционному уравнению:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \text{Re}(c) \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_d \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + C_n \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} - C_b \int_0^x \frac{\partial \eta}{\partial x'} \sqrt{x-x'} dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im}(c) \hat{\eta}(k_d, t) e^{ik_d x} k_d dk_d,$$

где  $\eta$  – возмущение границы раздела,  $t$  – время,  $x$  – продольная координата,  $c$  – фазовая скорость,  $k$  – волновое число, а константы при всех членах определяются как основными параметрами задачи, так и вертикальными профилями стационарного и возмущенного течений, найденных при решении линейной задачи. Интеграл в левой части этого уравнения соответствует диссипации в нестационарных пограничных слоях, а в правой – перекачке энергии из потока в волну. Исследование зависимости коэффициентов от геометрических и физических параметров задачи показывает, что угол наклона канала влияет только на безразмерное ускорение силы тяжести и на форму профиля скорости невозмущенного течения. С помощью введения безразмерных переменных количество независимых

параметров задачи значительно уменьшается. В частности показано, что влияние угла наклона на профиль определяются только значением безразмерного продольного градиента давления:

$$\hat{\chi}_1 = \frac{\chi_1}{(\rho_2 - \rho_1)g \sin \theta} = \frac{h^2}{h^2 - \mu} - \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1}$$

при котором максимум скорости перемещается из нижнего слоя в верхний ( $h$  – отношение глубин слоев, а  $\mu$  – отношение их динамических вязкостей. При малой разности плотностей лишь в узкой области  $\mu \approx h^2$  возможна существенная перестройка течения при положительном воздействии градиента давления. Даже в случае противоположно направленного градиента давления профиль как показывают расчеты чрезвычайно устойчив: диапазон значений градиента давления, при которых профиль заметно отличается от горизонтального случая, очень мал. Дальнейшее увеличение противодавления быстро приводит к формированию такого же профиля только для противоположно направленного течения (см. рис. 1). То есть при малой разности плотностей профиль стационарного течения практически не зависит от наклона канала. Физическое объяснение этого факта связано с эквивалентностью сил давления и гравитации при близких плотностях жидкостей. Таким образом, выяснено, что данные по динамике волн, полученные для горизонтального течения, могут легко пересчитываться на случай наклонного течения.

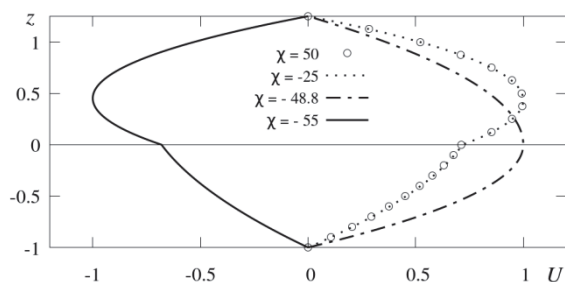


Рис. 1. Профили стационарной скорости течения для системы вода–анилин ( $\rho_1/\rho_2 = 0.98, \mu = 0.23$ ) при  $h = 1.25$  (здесь  $\chi = \hat{\chi}_1$ )

Список литературы:

- Хабахпашев Г.А., Архипов Д.Г. Новое нелинейное эволюционное уравнение для описания возмущений поверхности раздела стационарного течения двух слоев вязкой жидкости // XI Всеросс. съезд по фундам. пробл. теор. и прикл. мех.: сб. тр. Казань : Изд-во Казан. (Приволж.) фед. унив., 2015. С. 3953–3955.
- Архипов Д.Г., Хабахпашев Г.А. Устойчивость возмущений границы раздела ламинарного течения двух слоев жидкостей в наклонном канале // Всеросс. конф. «XXXIV Сиб. теплофиз. семинар», Новосибирск, 27–30 авг. 2018 г. С. 126.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850024-4).

УДК 532.54

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ГРАНИЦЫ ЖИДКОСТЕЙ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ

Бандо Р.Д., Червонцева Е.А., Мартюшев Л.М.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

В данной работе численно исследуется морфологическая устойчивость границы при радиальном вытеснении в ячейке Хеле-Шоу. Ячейка Хеле-Шоу представляет собой две расположенных горизонтально на небольшом расстоянии плоскопараллельные пластины, пространство между пластинами заполнено жидкостью. Через отверстие, находящееся в центре нижней пластины, с постоянным расходом поступает жидкость, вытесняя жидкость между пластинами. Вязкость вытесняющей жидкости меньше чем вытесняемой, жидкости не смешиваемые. Ранее исследовалась система с жидкостями существенно разной вязкости (отношение вязкостей  $U < 0.005$ ) [1], в данной работе изучаются жидкости близкие по вязкости ( $U > 0.5$ )

Математическая постановка задачи имеет вид [2]:

$$\Delta p_1 = 0, \quad (1)$$

$$\Delta p_2 = 0, \quad (2)$$

$$\vec{V}_1 \vec{n} \Big|_{R_0} = \frac{Q}{2\pi R_0}, \quad (3)$$

$$\vec{V}_1 \vec{n} \Big|_{R_{sp}} = \vec{V}_2 \vec{n} \Big|_{R_{sp}}, \quad (4)$$

$$p_1 - p_2 \Big|_{R_{sp}} = \frac{2\varepsilon}{b} + K\varepsilon, \quad (5)$$

$$p_2 \Big|_{R_\infty} = 0, \quad (6)$$

$$R_{sp} = R_n + \delta \cos(k\phi), \quad (7)$$

где  $p_i$  – давление в жидкости ( $i=1, 2$  для вытесняющей либо для вытесняемой жидкости, соответственно),  $\vec{V}_i$  – скорость движения жидкости,  $\vec{n}$  – нормаль к поверхности,  $R_0$  – радиус отверстия, через которое поступает вытесняющая жидкость с постоянным расходом  $Q$ ,  $R_\infty$  – размер ячейки Хеле-Шоу, занятой вытесняемой жидкостью,  $R_{sp}$  – уравнение границы раздела двух жидкостей,  $K$  – кривизна поверхности раздела,  $\varepsilon$  – поверхностное натяжение,  $b$  – расстояние между пластинами.  $R_n$  – радиус невозмущенной поверхности,  $\delta$  – амплитуда возмущения,  $k$  – мода возмущения,  $\phi$  – полярный угол.

Ресурсами MATLAB и COMSOL Multiphysics были написаны программы для вычисления критического размера границы (при котором скорость роста выпуклости ( $\varphi=0$ ) больше усредненной скорости роста всей границы) в зависимости от амплитуды при постоянном расходе [1].

В ходе численных расчетов обнаружено, что с увеличением амплитуды возмущения критический радиус устойчивости вначале уменьшается, а затем увеличивается (рис. 1). В полученной зависимости  $R(\delta)$

отметим две характерные точки: при  $\delta \rightarrow 0$  и точка минимума. Рассмотрим вытеснение, происходящее в среде, где возможны возмущения с некоторой определенной модой, но произвольной амплитудой. Тогда, согласно расчетам (рис. 1), переход от устойчивого роста движущейся межфазной границы двух жидкостей к неустойчивому возможен при некотором критическом размере, соответствующем минимуму зависимости  $R(\delta)$ . Согласно [1-3], принято называть полуценный минимальный критический размер  $R$  – бинодалию  $Rb$ , а размер, который наблюдается, если амплитуда возмущения сведена практически к нулю – спинодалию неравновесного перехода  $Rs$ . Переход к неустойчивому росту может в зависимости от уровня возмущений наблюдаться в области от  $Rb$  до  $Rs$ . Эта область называется метастабильной.

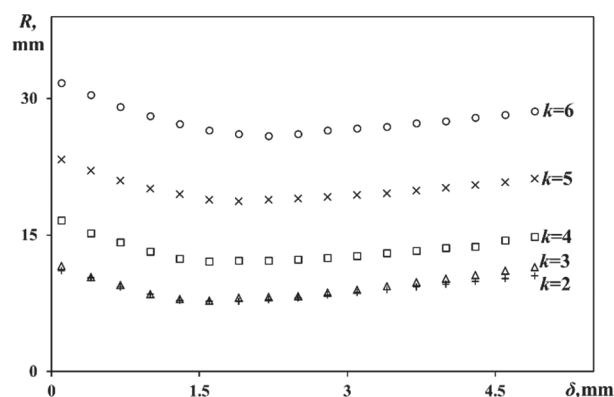


Рис. 1. Зависимость критического размера морфологической устойчивости  $R$  межфазной границы от амплитуды возмущения для разных мод  $k$  при толщине  $b=0.6$  мм и скорости вытеснения  $Q=1500$  мм<sup>2</sup>/с

Сравнительно с теоретическими прогнозами [3] расхождение полученных значений составляет в среднем 1% для спинодали и 8% для бинодали. Стоит отметить, что наибольшая погрешность для бинодали имеется для моды возмущения  $k=2$  и составляет 25%. Для мод возмущения  $k=3 \div 6$  средняя погрешность вычисления по бинодали меньше 4%.

### Список литературы:

1. Бандо, Р. Д., Червонцева, Е. А., Мартюшев, Л. М., Метастабильность при потере морфологической устойчивости движущейся границы жидкости // Письма в ЖЭТФ. 2018. 108. 1–2. 35–41.
2. L.M. Martyushev, A.I. Birzina, J. Phys.: Cond. Matter 20, 045201 (2008).
3. L.M. Martyushev, A.I. Birzina, J. Phys.: Cond. Matter 20, 465102 (2008).

УДК 621.1.016:536.42

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ЩЕЛЕВОМ И КРУГЛОМ МИКРОКАНАЛАХ

Барткус Г.В.<sup>1,2</sup>, Кузнецов В.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Двухфазные газожидкостные течения в микроканалах различной формы широко распространены в технике в виде микрожидкостных систем. Для проектирования таких систем необходима детальная информация о локальных характеристиках течения, потерях давления и взаимосвязи гидродинамики и процессов теплообмена на микромасштабе. Это связано с тем, что при уменьшении характерного размера возникает широкий спектр явлений, которые мало изучены [1, 2]. В данной работе представлены экспериментальные результаты по локальной структуре течения смеси этанол-азот в горизонтальном щелевом микроканале и вертикальном капилляре, полученные с использованием метода лазерно-индуцированной флуоресценции.

Экспериментальными участками были использованы горизонтальный микроканал с размером 200x2000 мкм и вертикальный стеклянный капилляр с внутренним диаметром 2.2 мм. Жидкость поступала из бака через регулятор расхода во входной канал Т-образного смесителя. В другой входной канал смесителя поступал газообразный азот из баллона через регулятор расхода газа. На выходе из экспериментального участка газожидкостная смесь откачивалась перистальтическим насосом в открытый бак. Эксперименты по исследованию структуры и локальных характеристик газожидкостного течения выполнены с использованием бесконтактных методов измерения: высокоскоростная видеосъемка, лазерное сканирование и лазерно-индуцированная флуоресценция ( $\mu$ LIF).

С использованием двухлучевого лазерного сканирования и скоростной видеосъемки установлены статистические характеристики газожидкостного течения и построены карты режимов течения в щелевом микроканале в зависимости от приведенных скоростей жидкости  $J_{liq}$  и газа  $J_{gas}$ . На основе проведенных экспериментов получены гистограммы распределения газовых и жидких перемычек для течения газовых пузырей и переходного течения. С помощью метода  $\mu$ LIF построены распределения жидкой фазы в поперечном сечении и определена локальная толщина пленки жидкости с использованием красителя Родамин 6Ж. На рис. 1 показано распределение толщины пленки жидкости на длинной стороне канала для переходного режима течения при  $J_{liq}=0.041$  м/с,  $J_{gas}=0.83$  м/с. Как видно, распределение жидкости в поперечном сечении микроканала неравномерное вследствие определяющего влияния капиллярных сил. Это приводит к возникновению менисков жидкости на коротких сторонах микроканала и тонких пленок жидкости на длинных сторонах канала. Установлено, что измеренная толщина пленки жидкости существенно меньше,

чем в расчете по модели равномерной пленки, формирующейся за жидкой перемычкой. Это показывает возможность значительной интенсификации теплообмена при испарении по отношению к круглым каналам.

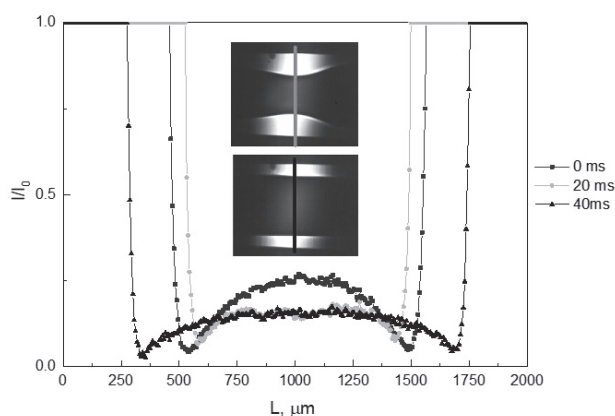


Рис. 1. Изменение формы поверхности жидкости во времени на длинной стороне канала при  $J_{liq}=0.041$  м/с,  $J_{gas}=0.83$  м/с.

Выполнены исследования восходящего газожидкостного течения в вертикальном капилляре, методом  $\mu$ LIF получено изменение локальной толщины пленки жидкости во времени для течения с удлиненными пузырями и переходного течения. Получено хорошее соответствие результатов измерений расчету по модели равномерной пленки, формирующейся за жидкой перемычкой. Проведена обработка результатов измерений локальной толщины пленки жидкости с использованием метода PLIF. Получено значение корректирующего показателя, учитывающего кривизну стенок и различие показателей преломления стекла и спирта, что позволяет проводить измерения волновых характеристик пленочного течения в нестационарных режимах течения, что характерно для работы пульсирующих тепловых труб.

### Список литературы:

1. Coleman J.W., Garimella S. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1999. V. 42. N. 15. P. 2869–2881.
2. Choi C.W. Yu D.L., Kim M.H. Adiabatic two-phase flow in rectangular microchannels with different aspect ratios: part 1 – flow pattern, pressure drop and void fraction // Int. J. of Heat and Mass Trans. 2011. V. 54. P. 616–624.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8) и за счет гранта РФФИ № 18-08-01282.

## ВСПЛЫТИЕ КЛАСТЕРА ПУЗЫРЬКОВ В ПРИСУТСТВИИ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА

Архипов В.А., Басалаев С.А., Усанина А.С.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Закономерности движения пузырьков в гетерогенных потоках при наличии поверхностного натяжения на свободной поверхности жидкости представляют интерес при решении фундаментальных задач физико-химической гидродинамики и физики сплошных сред, а также при решении различных прикладных задач. Известны различные способы изменения поверхностного натяжения на свободной поверхности жидкости [1].

В настоящей работе для изменения поверхностного натяжения на границе раздела фаз в дисперсионную среду вводилось поверхностно-активное вещество. Целью работы является исследование влияния поверхностно-активного вещества на динамику всплытия кластера монодисперсных пузырьков воздуха в области малых чисел Рейнольдса  $Re < 1$ .

Экспериментальная установка для исследования закономерностей движения кластера пузырьков в присутствии поверхностно-активного вещества состоит из устройства для получения системы равномерно распределенных в объеме жидкости монодисперсных пузырьков заданного размера [2, 3] и системы визуализации исследуемого процесса.

Для определения расположения каждого отдельного пузырька в группе в объеме жидкости и расчета их скоростей экспериментальная установка для изучения динамики группы пузырьков в присутствии поверхностно-активного вещества была дополнена двухракурсной высокоскоростной видеосъемкой синхронизированными камерами.

Проведено свыше 200 серий экспериментов для начальной объемной концентрации кластера пузырьков до 0.06 и концентрации поверхностно-активного вещества в жидкости (0.01-1%). Диаметр пузырьков в проведенных экспериментах варьировался от 2 до 7 мм, диаметр облака пузырьков – от 15 до 85 мм. В качестве дисперсионной среды использовались водно-глицериновые растворы. Додецилсульфат натрия использовался в качестве поверхностно-активного вещества. В экспериментах исследовано влияние размера пузырька, концентрации группы пузырьков, концентрации поверхностно-активного вещества в жидкости на динамику всплытия пузырьков. Исследовано влияние содержания поверхностно-активного вещества в жидкости на форму пузырька и скорость его всплытия. Проведен анализ влияния числа Рейнольдса на скорость (коэффициент сопротивления) всплытия пузырьков в присутствии поверхностно-активного вещества. Проведено обобщение полученных экспериментальных результатов исследования процесса всплытия одиночного пузырька воздуха и кластера пузырьков в жидкости при наличии поверхностно-активного вещества различной концентрации.

В экспериментах рассмотрены две модели распределения поверхностно-активного вещества на поверхности пузырька – модель «затвердевшей кормовой части» и модель «полного затвердевания», отличающиеся концентрацией добавки в жидкости. Обнаружено, что для модели «затвердевшей кормовой части» начиная с некоторого размера пузырька, наблюдается его деформация, проявляющаяся в появлении «хвоста» в кормовой части пузырька. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что в жидкости содержится недостаточное количество поверхностно-активного вещества, молекулы которого сносятся с передней поверхности к его кормовой части. В результате этого в кормовой части пузырька меняются свойства поверхности и происходит деформация пузырька.

Результаты экспериментального исследования процесса всплытия системы пузырьков в присутствии поверхностно-активного вещества получены для режима бесконтактного всплытия пузырьков, расположенных в начале всплытия на одинаковом расстоянии друг от друга – режим «продуваемого» и «частично продуваемого» облака.

На основе экспериментальных данных получена эмпирическая зависимость для коэффициента сопротивления кластера пузырьков, движущихся в жидкости в присутствии поверхностно-активного вещества, в области числа Рейнольдса  $Re < 1$ .

Обнаружено уменьшение скорости всплытия группы пузырьков в жидкости, содержащей поверхностно-активное вещество, по сравнению со скоростью движения кластера пузырьков в чистой жидкости. При этом влияние добавки поверхностно-активного вещества на динамику движения кластера пузырьков для конкретной пары жидкость – поверхностно-активное вещество определяется содержанием поверхностно-активного в жидкости и размером пузырьков.

### Список литературы:

1. Физико-химическая гидродинамика / В.Г. Левич. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959. 699 с.
2. Установка для исследования динамики всплытия пузырькового кластера в жидкости // Патент РФ № 2683147, 26.03.2019. Бюл. № 9 / Архипов В.А., Басалаев С.А., Усанина А.С., Перфильева К.Г., Поленчук С.Н.
3. Usanina A.S., Basalaev S.A., Perfilieva K.G. The formation method and velocity rise of bubble cluster // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1105. No. 1. С. 1–6.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского  
научного фонда (проект № 15-19-10014).*

УДК 536.4

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ

Басалаев С.А., Маслов Е.А., Усанина А.С.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Вопросы динамики, теплообмена и испарения одиночных капель и кластера капель, в том числе в условиях высокотемпературной дисперсионной среды, являются актуальными при решении ряда прикладных, фундаментальных, оптимизационных задач для теплотехнологических систем [1-3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования испарения капли в высокотемпературной газовой среде.

Исследование характеристик испарения одиночной падающей капли проводилось на основе установки радиационного нагрева "Уран-1" [4] (рис. 1).

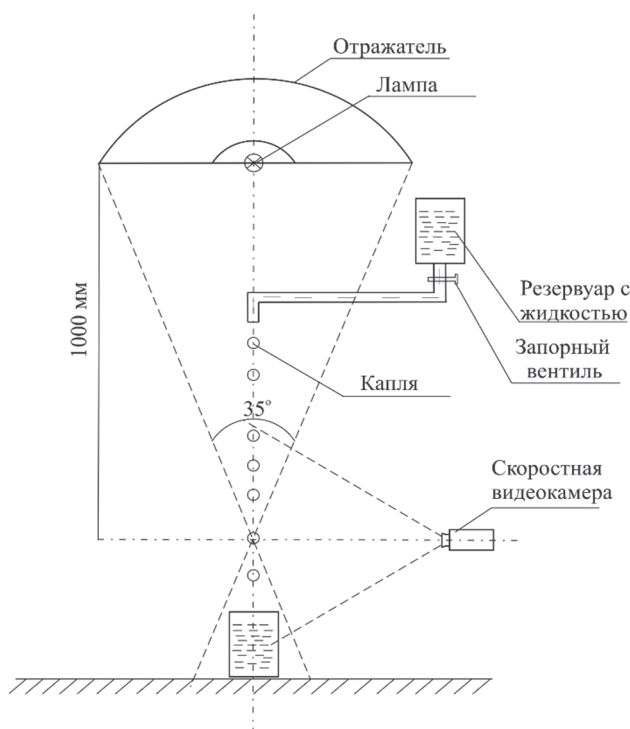


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для изучения испарения одиночной капли в высокотемпературной газовой среде

Экспериментальное исследование процесса испарения одиночной капли проводилось следующим образом. С помощью капилляра, регулируя подачу жидкости запорным вентилем, создавалась исходная сферическая капля размером от 1 до 4 мм. При падении после отрыва от капилляра капля попадала в интегральный лучистый поток в широком диапазоне длин волн. Интегральный лучистый поток создавался с помощью ксеноновой лампы ДКСР-10000 с эллиптическим отражателем. Интенсивность потока излучения измерялась калориметрическим методом с относительной погрешностью не более 10%. В экспериментах использовались медные калориметры в виде дис-

ков диаметром 10 мм и толщиной  $(1 \div 3)$  мм. Поверхность диска, поглощающая излучение, покрывалась ламповой сажей. Со стороны незачерненной поверхности диска устанавливалась термопара на глубину 1.5 мм.

Максимальное значение температуры в области падения капли, достигаемое с помощью лучистого потока, составляло  $\sim 1000$  К. Распределение температуры по траектории падения капли определялась термопарным методом. Размер и форма падающей капли фиксировались скоростной видеокамерой. По полученным видеокдрам падения одиночной капли жидкости рассчитывалась скорость ее испарения.

На основе проведенных экспериментальных исследований получены данные по динамике испарения и теплообмена одиночной капли в высокотемпературной среде. Определены зависимости скорости испарения капли жидкости от ее размера, физико-химических свойств жидкости и температуры дисперсионной среды.

Проведено экспериментальное исследование процесса испарения одиночной неподвижной (левитирующей) капли. Капля жидкости фиксировалась в области стоячей волны, образованной при взаимодействии прямой и отраженной звуковых волн. Методика эксперимента заключалась в исследовании динамики изменения размера капли жидкости под воздействием лучистого теплового потока методом высокоскоростной видеосъемки. Начальный диаметр капли варьировался в диапазоне  $(1 \div 4)$  мм.

На основе проведенных экспериментальных исследований по изучению динамики испарения одиночной капли жидкости получены новые экспериментальные данные по влиянию размера, физико-химического состава капли на динамику ее испарения.

### Список литературы:

1. Теплоперенос и гидродинамика в газочапельных потоках / В.И. Терехов, М.А. Пахомов. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2009. 284 с.
2. Испарение и трансформация капель и больших массивов жидкости при движении через высокотемпературные газы / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2016. 302 с.
3. Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Теплоперенос при движении капель воды в высокотемпературной газовой среде // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86. № 1. С. 59–65.
4. Архипов В.А., Жуков А.С., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Золоторев Н.Н., Осипова Н.А., Перфильева К.Г. Характеристики зажигания и горения конденсированных систем с энергетическими наполнителями // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54. № 6. С. 68–77.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10014).*

## ВЛИЯНИЕ РАСТВОРИМОГО СУРФАКТАНТА НА РАЗВИТИЕ ВОЛН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ

Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Харламов С.М.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В отличие от случая чистых жидкостей, эксперименты по исследованию влияния растворимого сурфактанта (ПАВ) на волновые характеристики пленочного течения описаны в немногочисленных работах в двумерной постановке. В нашей работе впервые представлены результаты экспериментов о влиянии ПАВ на развитие трехмерных волн. Эксперименты проводились по методике, описанной в [1]. Пленка формировалась при помощи щелевого распределителя на вертикальной стеклянной пластине. Эксперименты проводились при числах Рейнольдса  $18 \leq Re \leq 50$ . Расход жидкости на входе модулировался с частотой  $F$  для создания регулярных волн. Поле локальных толщин пленки измерялось методом ЛИФ (лазерно-индуцированной флуоресценции), в котором мгновенное распределение толщины пленки по поверхности пластины определяется по интенсивности свечения растворенного в жидкости флуорофора. Волновая картина регистрировалась на расстояниях  $3 \text{ см} \leq X \leq 24 \text{ см}$  от распределителя с разрешением  $0,21 \text{ мм}$  на пиксель. Показано отсутствие влияния концентрации флуорофора на волновые характеристики.

В качестве сурфактанта был выбран неионогенный ПАВ Triton X-100. Адсорбция этого ПАВ на поверхности воды хорошо описывается изотермой Ленгмюра и контролируется диффузией. Константы изотермы адсорбции и коэффициент диффузии в водных растворах для Triton X-100 широко представлены в литературе. Так же широко представлены данные по его динамическому поверхностному натяжению (ДПН) для разных концентраций. Выбор рабочих концентраций ПАВ осуществлялся с использованием масштабных соотношений, в которых характерные времена волнового процесса сравниваются с характерным временем релаксации поверхностного натяжения свободной поверхности воды за счет диффузии ПАВ из раствора. Анализ результатов измерений ДПН, представленных в литературе, показал, что расчетное время релаксации, определяемое с использованием диффузионного масштаба времени  $T_d$  [2], соответствует литературным данным и отличается от измеренного не более чем в 2 – 3 раза. На основании этого были выбраны растворы с концентрациями  $C$ , для которых  $T_d$  менялось от 5 до 0,01 секунды. Как и предполагалось, добавление ПАВ приводит к затуханию возбужденных волн в широком диапазоне концентраций. Максимальное затухание на всех частотах возбуждения наблюдается при  $20 \text{ мг/л} < C < 200 \text{ мг/л}$ . При максимальной использованной  $C = 2000 \text{ мг/л}$  ( $T_d = 0,01 \text{ с}$ )

волны вновь развиваются, однако начальная эволюция в виде двумерных волн отсутствует – волны сразу развиваются как трехмерные (см. рис.1,(в)).

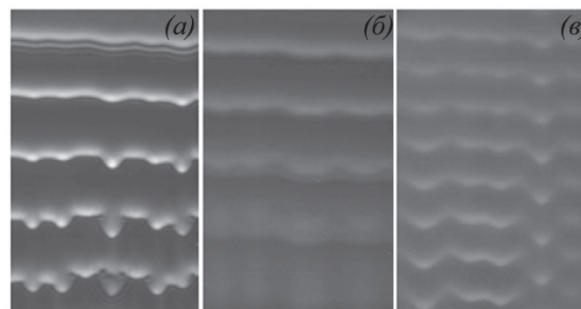


Рис. 1 ЛИФ изображения начальной волновой эволюции на расстояниях 3–18 см от распределителя. (а)  $C = 0 \text{ мг/л}$ ; (б)  $C = 20 \text{ мг/л}$ ; (в)  $C = 2000 \text{ мг/л}$ ,  $Re = 40$ ,  $F = 19 \text{ Гц}$ .

Это связано с тем, что при щелевом распределении рабочих растворов, на начальном участке течения на поверхности пленки развиваются струи, амплитуда которых зависит от концентрации ПАВ и числа Рейнольдса раствора.

Скорость волн резко падает на всех частотах возбуждения с увеличением концентрации ПАВ и достигает минимума в районе  $C = 200 \text{ мг/л}$ , что примерно в 1,4 раза больше критической концентрации мицеллообразования (ККМ). Некоторые результаты экспериментов качественно совпадают с результатами экспериментов [3], где исследовалось влияние концентрации растворимого ПАВ на подавление волн при наклонном стекании пленки. Образование струй на начальном участке течения, связанное с концентрационным эффектом Марангони, описано впервые.

### Список литературы:

1. Kharlamov S.M. et al. The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates// Phys. Fluids. 2015. V. 27. №. 11. P. 114106.
2. Ferri J.K., Stebe K.J. Which surfactants reduce surface tension faster? A scaling argument for diffusion-controlled adsorption// Adv. Colloid Interface Sci. 2000. V.85. №. 1. P. 61–97.
3. Georgantaki A.M., et al. Measurements of the stabilisation of liquid film flow by the soluble surfactant sodium dodecyl sulfate (SDS)// Int. J. Multiphase Flow. 2016. V. 86. P. 28–34.

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-01-00682.*



## ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ НЕИДЕАЛЬНЫХ БИНАРНЫХ РАСТВОРОВ

Бородулин В.Ю., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Испарение капель многокомпонентных растворов является важной научной и практической задачей. Эта проблематика имеет непосредственную связь с рядом промышленных технологий. Среди них можно назвать выработку чистых компонент из смеси жидкости, каталитическую очистку воздуха от вредных примесей, получение альтернативных энергоносителей, а также разработку биотоплива. Несмотря на распространённость приложений и повышенный интерес к вопросам тепло- и массообмена при испарении смеси жидкостей, задача остается малоизученной.

В работе проводилось теоретическое и экспериментальное исследование процесса испарения капель многокомпонентных жидкостей. При моделировании и в экспериментах в качестве смеси использовался водный раствор этанола различной концентрации, который представляет собой бинарную неидеальную смесь с известными физико-химическими свойствами [1]. В основу физико-математической модели положены представления о квазистационарном испарении одиночных свободных капель жидкости в безграничной парогазовой среде, компоненты которой подчиняются законам идеального газа. Предполагается относительно невысокая интенсивность массоотдачи, при этом реализуется дозвуковой режим испарения. В результате допускается независимость полной концентрации парогазовой смеси от расстояния до капли. Это существенно отличается от гипотезы постоянства плотности парогазовой смеси [2]. В модели полагается, что процесс испарения капли переменного состава обусловлен диффузией паров в неконденсируемом газе, потоком Стефана, индуцированным испарением и свободной конвекцией. Считается, что процесс диффузии компонентов в газовой фазе описывается законом Фика. Интенсивность тепло- и массообмена на поверхности сферы постоянного диаметра принимается в соответствии с эмпирическим соотношением Ранца-Маршала для свободной конвекции [3]. Модификация массообмена с учетом индуцированных течений вокруг капли осуществляется в рамках модели Абрамзона и Сиригнано [4]. Учет влияния свободной конвекции на процесс массоотдачи в отличие от работ Тонини и Коссали [5] проводился при написании исходных уравнений. Диффузией в жидкой фазе, а также течениями внутри капли пренебрегается. Капля полагается однородной по температуре и составу. Отклонение свойств раствора от идеального учитывалось с помощью эмпирических данных для водного раствора этанола [1]. В результате обработки получены обобщенные зависимости давления насыщенных паров компонентов над поверхностью раствора от их мольной доли в жидкой фазе при различной температуре.

В расчетах определялись время испарения, размеры, а также состав и температура капель. Определённое в расчетах изменение парогазового состава у

поверхности капли при испарении показано на рисунке. Здесь приведены зависимости мольной доли этанола  $X_g^{eth}$  в газовой фазе от его мольной доли  $X_l^{eth}$  в жидкости для разных начальных концентраций этанола.

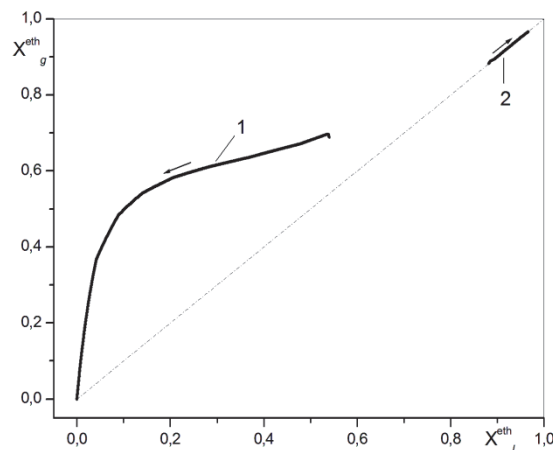


Рис. Мольная доля этанола в парогазовой фазе:  
(1) при испарении 75% (масс.) раствора этанола;  
(2) при испарении 95,6% (масс.) раствора этанола.  
Испарение в сухом воздухе.

Стрелками на рисунке показано направление изменения концентрации этанола в процессе испарения.

В экспериментах проводилось исследование испарения подвешенных капель в парогазовую среду с различным влажосодержанием. Для подвешивания использовалась полипропиленовая мононить малого диаметра с низким коэффициентом теплопроводности. В экспериментах определялись время испарения, диаметр капель и их температура. Определение размеров капель осуществлялось методом видеофиксации изображения капель снятых цифровым микроскопом. Температура определялась методом инфракрасной термографии.

В работе проведено сравнение результатов расчетов по предложенной модели испарения многокомпонентных капель с экспериментальными данными.

## Список литературы:

1. Стабников В.Н., Ройтер И.М., Прошок Т.Б. Этиловый спирт, М.: Пищ. промышленность, 1976. 273 с.
2. S.S. Sazhin, I.N. Shishkova, M.A.I. Qubeissi, Heating and evaporation of a two-component droplet: Hydrodynamic and kinetic models // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. V.79. pp. 704–712.
3. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде, М.: Изд. академии наук, 1958. 93 с.
4. V. Abramzon, W.A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculation// Int. J. Heat and Mass Transfer. 1989. V.32, No.9. pp. 1605–1618.
5. S. Tonini, G.E. Cossali, A novel formulation of multi-component deep evaporation models for spray applications// Int. J. Thermal Sciences. 2015. V.89. pp. 245–253.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

Бородулин В.Ю., Огородников И.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Динамика газового пузырька исследуется уже более века. Наличие пузырьков в жидкости существенно влияет на гидродинамические свойства потоков и на акустические свойства среды. Главным фактором влияния пузырька на акустические свойства является его динамическая реакция на воздействие волны. Реакция обусловлена большой сжимаемостью газа в пузырьке и инерцией присоединенной массы.

Целью работы является определение энергетических характеристик пузырька после воздействия на него волны давления большой амплитуды. Длительность волны выбрана такой, чтобы пузырек совершил всего один цикл нелинейного сжатия и расширения за время прохождения падающей волны.

Исследования проведены в одномерной постановке с помощью волновой модели [1]. Принципиальным в модели является учёт взаимодействия пузырьков между собой посредством результирующего волнового поля, а также учёт обратного влияния пузырьков на внешнее волновое воздействие. Объемные пульсации каждого пузырька происходят в непрерывно изменяющемся волновом поле, динамика которого обусловлена реакцией самих пузырьков.

На основе модели в работе получены выражения, позволяющие проводить энергетический анализ нелинейных волновых процессов в жидкости с пузырьками, пульсации которых описываются уравнением Рэлея. Получен первый интеграл уравнения пульсаций, выражающий полную энергию нелинейных пульсаций одиночного пузырька радиуса  $R$  в безграничной жидкости. Выражения для кинетической и потенциальной энергии в этом случае имеют вид

$$T = 2\pi\rho_0 R^3 \dot{R}^2,$$

$$U = -\left(\frac{P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}}{1-\gamma}\right) \cdot \Omega_0 \left(\left(\frac{R}{R_0}\right)^{3(1-\gamma)} - 1\right) + P_0 \Omega_0 \left(\left(\frac{R}{R_0}\right)^3 - 1\right) + \sigma \cdot (S - S_0)$$

Здесь  $S$  и  $S_0$  – текущее и равновесное значения площадей поверхности пузырька, а  $\Omega_0$  – начальный объем пузырька. На рис.1 представлена зависимость потенциальной энергии  $U$  от текущего радиуса.

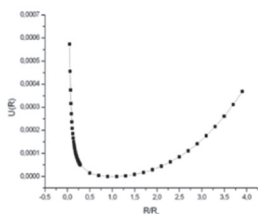


Рис.1. Потенциальная энергия пульсаций пузырька

Особенностью зависимости потенциальной энергии является его асимметрия относительно равновесного значения  $R_0$ . Асимметрия отражает тот факт, что при

сильно нелинейных пульсациях большую часть времени пузырек находится в расширенном состоянии.

Анализ энергии проводился в постановке задачи, когда воздушные пузырьки в воде расположены в один слой. Слой возбуждается падающей волной давления симметричной формы конечной длительности и энергии. Объемное газосодержание в слое  $\alpha=10^{-3}$ , начальный радиус пузырьков  $R_0=2,5 \cdot 10^{-4}$  м. Длительность волны  $25 \cdot 10^{-6}$  сек.

На рис. 2 приведены типичные временные развертки волнового поля по одну и другую сторону от слоя. На рис. 2а можно наблюдать падающую волну и излучение слоя во встречном ей направлении. На рис.2б – прошедшую волну и излучение слоя. Начальная амплитуда волны

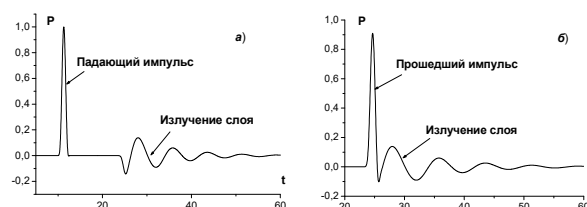


Рис.2. а) Падающий импульс и излучение слоя, б) прошедший импульс и излучение слоя.

$P_0 = 5 \cdot 10^4$  Па, энергия в волне  $E_w = 1,18 \cdot 10^{-2}$  Дж.



Рис.3. Изменение энергии и пульсации пузырька.

На рис. 3 приведены совмещенные графики изменения полной энергии внутри пузырька и его радиуса. На графике имеются четко различимые уровни постоянного значения энергии. Поведение полной энергии от времени охарактеризуется ступенчатой зависимостью. При этом энергетическое состояние пузырька изменяется квазидискретным образом путем перехода с одного высокого энергетического уровня на последующий низкий. Из рисунка можно видеть, что изменения уровней энергии согласованы с пульсациями. Они происходят при смене направления движения поверхности пузырька.

Список литературы:

- И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями. *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*, Т.9, № 2, 2016. С.70–81.

УДК 629.7.015.3

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ОБТЕКАНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ СЖАТИЯ ГИПЕРЗВУКОВОГО ВОЗДУХОЗАБОРНИКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛИВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Гольдфельд М.А.

Институт Теоретической и Прикладной Механики им. С.А. Христиановича,  
Россия, 630090, Новосибирск, 4/1 Институтская, gold@itam.nsc.ru

В настоящей работе приводятся результаты исследования управления течением на поверхностях сжатия воздухозаборника (ИЗ) для обеспечения эффективности в широком диапазоне полетных условий. Обычно слив реализуется через систему перфорированных поверхностей на входных поверхностях вблизи входа в канал или в областях взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. Перфорация, как правило, представляет собой круглые отверстия с диаметром, намного меньшим, чем масштаб ВЗ.

Схема системы слива показана на рис.1. Входная перфорированная поверхность содержит круглые отверстия, через которые отводится воздух в камеру слива и затем в выходной канал. Моделирование течения осуществлялось на основе баланса расхода через входные и выходной каналы. Граничное условие слива накладывается для всех точек поверхности в области слива. Модель слива предполагает непрерывный слив во всей области без идентификации каждого отверстия. Основное предположение состоит в том, что коэффициент расхода сливных отверстий  $C_d$  является общим для всей области слива и оценивается на основе обработки эмпирических данных для потоков на плоской пластине с одиночными каналами или пористыми областями слива. Предполагается, что число Маха в камере слива очень мало, поэтому полное давление в камере считается равным статическому давлению и полная температура равна полной температуре на границе пограничного слоя, исходя из предположения об адиабатическом течении. Выход канала определен и известен из условия критического истечения на выходе ( $M=1$ ).

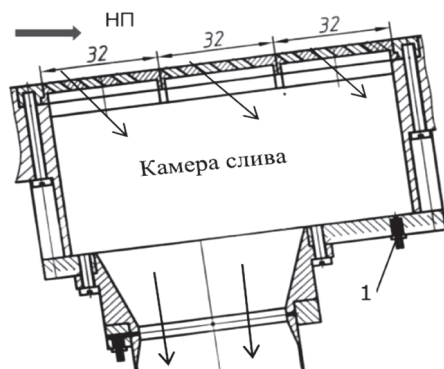


Рис.1. Схема системы слива пограничного слоя.  
1-датчики давления, НП-направление потока.

Экспериментальные исследования слива пограничного слоя были выполнены в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН на модели гиперзвукового ВЗ с расчетным числом Маха 8 при числах Маха от 2 до 7, в диапазоне полных давлений 0.2–1.2 МПа, полных температур 270–420 К и чисел Рейнольдса  $(18-56)10^6$  1/м. Модель имела длинную носовую часть,

что позволило моделировать толстый пограничный слой перед областью слива. Эта особенность отличает настоящее исследование, как и диапазон чисел Маха, от известных данных. В результате были получены условия течения и параметры пограничного слоя перед областью слива и определены свойства, как всей системы, так и отдельных каналов слива.

Выполненные расчеты слива пограничного слоя в диапазоне для чисел Маха от 2 до 7 свидетельствуют, что использованная модель слива обеспечивает реалистичное предсказание массового расхода и его зависимость от местных условий перед областью слива. Данные на рис.2 подтверждают удовлетворительное соответствие расчета и эксперимента. Можно предположить, что полученное различие расчетных и экспериментальных данных обусловлено двумя причинами: некорректным применением эмпирического коэффициент расхода сливных отверстий  $C_d$  для условий эксперимента и увеличением интенсивности барьерного скачка на отверстиях слива, который приводит к снижению эффективного сечения канала.

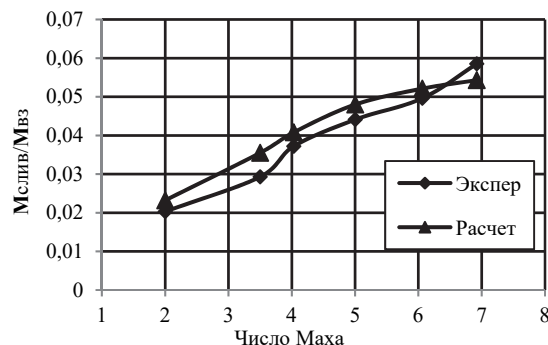


Рис.2. Изменение относительного массового расхода слитого воздуха в зависимости от числа Маха

Было показано, что увеличение местного давления вследствие отрыва пограничного слоя или воздействия ударных волн приводит к увеличению расхода сливаемого воздуха, что позволяет, благодаря этому, обеспечить расчетный режим течения в ВЗ. Опыты показали, что для этой цели достаточно обеспечить массовый расход слива, не превышающий 5% общего расхода воздуха через ВЗ.

Использованный подход позволяет аналитически определять расход воздуха в системах слива, который затем может быть использован для оптимизации разработки ВЗ с целью уменьшения испытаний в аэродинамической трубе.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610126-4).

УДК 536.24: 621.746

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ ЖИДКОСТИ ОТ ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Марков В.А.<sup>1</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>, Гришков В.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В разномасштабных природных, технических и технологических объектах важную роль играют процессы тепло- и массообмена в слоях жидкости со свободной верхней границей. В технических устройствах это в первую очередь топливные баки авиационной и ракетной техники. В технологии это, например, процессы вытягивания монокристаллов со свободной поверхности расплавов методами Чохральского и горизонтальной направленной кристаллизации. В зависимости от физической ситуации и характерных размеров различный вклад в формирование течений и, соответственно, в процессы конвективного теплообмена вносят силы плавучести и термокапиллярный эффект [1–4]. Силы плавучести или силы Архимеда появляются в таких системах из-за зависимости плотности текущей среды от температуры и неоднородных полей температуры. Термокапиллярный эффект проявляется и в наземных условиях в поле тяжести и в условиях невесомости при наличии градиента температуры вдоль свободной поверхности жидкости или границы раздела несмешивающихся жидкостей. Понятно, что термокапиллярный эффект проявляется тем ярче, чем существеннее зависимость поверхностного натяжения от температуры. В различных задачах граничные условия могут быть стационарными, когда за счет внешних источников поддерживается постоянный градиент температуры на границах области, занятой текущей средой или нестационарными. Последние могут быть с различными функциональными зависимостями от времени. Это могут быть внезапно или импульсно нагреваемые стенки различной кривизны и ориентации.

В наземных технологиях выращивания кристаллов при наличии свободной поверхности расплавов системы регулирования температуры могут создавать колебания температуры стенок тиглей и возбуждать термокапиллярные волны от стенок к фронту кристаллизации. Интерес к исследованию термокапиллярных течений обострился в связи с развитием космических полетов. Гидродинамика жидкости в условиях микрогравитации и невесомости стала исследоваться и для решения прикладных задач, например, исследования поведения топлива в баках или в технологических экспериментах на борту орбитальных станций при выращивании монокристаллов, сварке и других процессах и с фундаментальной точки зрения. Затем оказалось, что термокапиллярная конвекция играет важную роль и в наземных условиях и вносит существенный вклад в конвективный теплообмен в ламинарных и турбулентных режимах течения при Рэлей-Бенаровской

конвекции в горизонтальных слоях жидкости подогреваемых снизу с открытой верхней границей и в физических моделях метода Чохральского [1–3].

В данной работе, продолжая серию работ [3,4], с использованием тепловизионного сканирования свободной поверхности жидкости исследуются термокапиллярное и тепловое гравитационно-капиллярное течения, возбуждаемые импульсно нагреваемой проволокой, которая находится на свободной поверхности или заглублена. В работах [2, 3] и других, выполненных в ИТ СО РАН, исследования проведены в основном при стационарных граничных условиях. Исследования при нестационарных условиях более трудоемкие или в настоящее время малочисленны.

Изучены процессы генерации и затухания возмущения термокапиллярной и тепловой гравитационно-капиллярной природы. Качественно и количественно проанализированы процессы, происходящие при генерации и распространении тепловых волн на свободной поверхности жидкости. При одинаковой мощности теплового импульса скорость и дальность распространения возмущения тепловой гравитационно-капиллярной природы ниже, чем в случае термокапиллярного течения. Объясняется это тем, что в случае гравитационно-капиллярного течения тепловые термики, прежде чем всплыть на поверхность, теряют часть энергии на преодоление вязкого трения и за счет теплоотдачи в окружающую жидкость. Формирование и распространение термокапиллярных волн имеет строго детерминированный характер. В случае генерации и распространения гравитационно-капиллярных волн процесс имеет хаотический характер, объясняемый неустойчивостью всплывающих протяженных термиков.

### Список литературы:

1. Nield D.A. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection // *J. Fluid Mech.* 1964. Vol. 19, № 3. P. 341–352.
2. Berdnikov V.S. Structure of free convection liquid flow at a free heat-exchange surface // *Heat transfer, Soviet Research*, 1978, V. 11, No. 3, P. 13–24.
3. В.С. Бердников, В.А. Гришков, К.Ю. Ковалевский, В.А. Марков. Тепловизионные исследования ламинарно-турбулентного перехода в Рэлей-Бенаровской конвекции // *Автометрия*. 2012, Т. 48, № 3, С. 111–120.
4. Бердников В.С., Марков В.А. Тепловые гравитационно-капиллярные волны от периодически нагреваемой проволоки // *Вестник Сибирского государственного университета путей сообщения*. – 2016. – № 3. С. 24–32.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-38-00790-мол\_а).*

УДК 532.529.2

## РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ СМЕСИ ВОДА+НЕФТЬ+ГАЗ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ КАНАЛЕ

Давлетшин И.А.<sup>1,2</sup>, Михеев Н.И.<sup>1</sup>, Паерелий А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева - КАИ, 420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

В настоящее время исследование потоков многофазных и многокомпонентных сред имеют большую как научную, так и практическую значимость. В частности, к числу таких сред относятся смеси «нефть+вода+газ». Многообразие режимов течений многофазных смесей вызывает необходимость изучения их структуры [1], определение карт режимов [2]. При этом проведение самих измерений в таких сложных течениях является довольно непростой задачей [3]. Поэтому получение достоверной экспериментальной информации о процессах в многокомпонентных средах является актуальной задачей.

Для проведения работ разработана и изготовлена специальная экспериментальная установка (см. рис. 1). Установка состоит из баков объемами 50 и 60 литров для воды и растворителя Exxsol (имитатора нефти) соответственно. Баки расположены на высоте ~2 м от уровня пола. Жидкости из баков подаются в смеситель. Сюда же подается газ (атмосферный воздух). Расходы компонентов определяются соответствующими диафрагмами и перепадом давления на них. Из смесителя поток поступает в рабочий участок, который представляет собой прозрачную трубу внутренним диаметром 22 мм и длиной до 3 м. После рабочего участка поток поступал в приемный бак. Для увеличения общего перепада давления в установке (увеличения расходов компонентов) в приемном баке дополнительно создавался вакуум до 0,3-0,4 атм путем откачки воздуха из него.

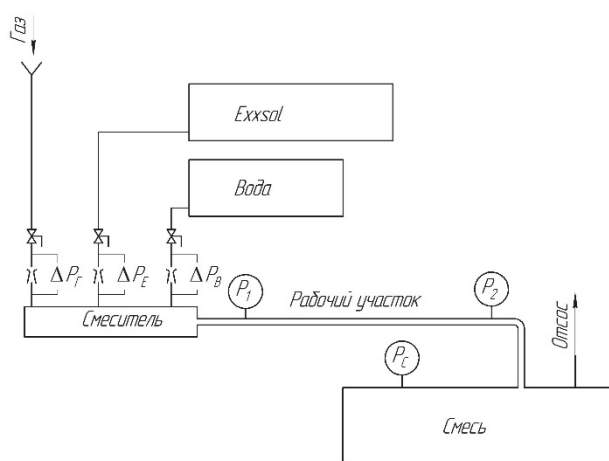


Рис. 1. Экспериментальная установка.

В экспериментах основное внимание уделено исследованиям гидродинамических процессов в потоках двухкомпонентной среды «Exxsol+вода».

Для визуализации структуры потока в экспериментах использовались подкрашенный нефтью Exxsol и прозрачная вода (рис. 2). Для измерений гидравлических потерь на рабочем участке канала на входе и выходе из него были установлены измерители давления.

Структура течений определялась, в том числе, и по результатам видеосъемки скоростной камерой.

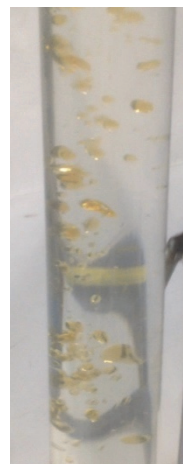


Рис. 2. Дисперсная фаза (Exxsol) в несущей среде (вода).

Установка обеспечивала диапазоны расходов жидкостей до 2,5 кг/с по каждому компоненту. При этом скорости в рабочем участке имели значения 6,6 и 8,0 м/с по воде и Exxsol соответственно.

Проведено сопоставление полученных результатов с имеющимися литературными данными по картам режимов для таких сред [2]. Для потоков «Exxsol+вода» проведено сопоставление измеренных потерь давления с известными критериальными соотношениями.

### Список литературы:

1. Wang S. et al. Experimental study of high-viscosity oil/water/gas three-phase flow in horizontal and upward vertical pipes //SPE Production & Operations. – 2013. – Т. 28. – №. 03. – С. 306–316.
2. Wegmann A., Melke J., von Rohr P. R. Three phase liquid–liquid–gas flows in 5.6 mm and 7 mm inner diameter pipes //International Journal of Multiphase Flow. – 2007. – Т. 33. – №. 5. – С. 484–497.
3. Wang D. Y. et al. Measurement of gas phase characteristics in vertical oil-gas-water slug and churn flows //Chemical Engineering Science. – 2018. – Т. 177. – С. 53–73.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-48-160016.

УДК 536.25

## ВЛИЯНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА НА БОКОВЫХ И ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СТЕНКАХ НА СТРУКТУРУ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ РЭЛЕЙ-БЕНАРОВСКОЙ КОНВЕКЦИИ

Данилов Н.И.<sup>1</sup>, Митин К.А.<sup>1,2</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Термогравитационная конвекция [1, 2] в горизонтальном слое жидкости, равномерно подогреваемом снизу, является одним из канонических объектов, интенсивно изучаемых вследствие своих многочисленных теоретических и практических приложений. Многие технологические и технические процессы, такие как рост кристаллов и эпитаксиальных пленок, солнечные коллекторы во многом зависят именно от этого типа свободной конвекции. Разномасштабные природные конвективные явления, такие как теплообмен на границе раздела океана и атмосферы, в пограничном слое и в облачных системах атмосферы, в мантии Земли и в фотосфере Солнца имеют физическую природу и пространственную форму, аналогичную наблюдаемой в горизонтальных слоях, подогреваемых снизу.

При теоретических исследованиях, как правило, рассматривается бесконечный в горизонтальной плоскости слой с поворотной и трансляционной симметрией, в то время как в реальных экспериментах и технологических процессах слой всегда ограничен и имеет боковые стенки конечной теплопроводности. Наличие боковых стенок обсуждалось как фактор ограниченности слоя, влияющий на отбор длин волн нарастающих возмущений и на критические значения числа Рэлея. Аналогично рассматривалось влияние конечной теплопроводности горизонтальных границ слоев жидкостей с различными числами Прандтля. Учет конечной теплопроводности стенок, ограничивающих слой жидкости усложняет идеализированную постановку задачи об устойчивости механического равновесия. Но практически важными являются исследования влияния сопряженного конвективного теплообмена со стенками на процессы установления, на пространственную форму конечно-амплитудной конвекции и на локальный и интегральный теплообмен. Влияние ограниченности слоев на структуру конвективного течения и на ее эволюцию с ростом характерных перепадов температуры изучено достаточно слабо. Данная работа является развитием ранее выполненных в ИТ СО РАН экспериментальных исследований Рэлей - Бенаровской конвекции [3 - 5]

Численно изучена конвекция в ограниченных фрагментах горизонтальных слоев жидкости (этиловый спирт, гептадекан), равномерно подогреваемых снизу. Методом конечных элементов решалась систему уравнений свободной конвекции в приближении Буссинеска [6]. Горизонтальные границы изотермические, нагретые до разных температур. Задана толщина боковых жестких стенок конечной теплопроводности (оргстекло), а также толщина верхней горизонтальной (зеркальное стекло) границы конечной

теплопроводности. Поля температуры в стенках находились из решений уравнений теплопроводности. Относительные размеры расчетной области  $2 \leq L/H \leq 10$ ,  $H$  – высота слоя жидкости,  $L$  – горизонтальный размер. Расчеты выполнены при значениях чисел Прандтля  $Pr = 16$  и  $45,6$  в диапазонах чисел Рэлея  $1000 \leq Ra \leq 90000$ . Учен сопряженный теплообмен со стенками. Результаты расчетов в режимах сопряженного теплообмена сравнивались с результатами исследований конвекции в прямоугольных полостях тех же относительных размеров, но с идеально проводящими горизонтальными границами. При решении задач сопряженного теплообмена определены поля температуры в слоях жидкости и в окружающих ее стенках. Эти данные существенно дополняют экспериментальные данные о пространственных формах течений в ограниченных слоях и о полях скорости.

Использовался свой пакет программ, позволяющий изучить структуру конвективного течения, её эволюцию с ростом чисел Рэлея при различных размерах исследуемой области. Производились расчеты полей скорости в конвективных ячейках, получены профили горизонтальной и вертикальной компонент скорости, распределения локальных тепловых потоков и зависимости интегральных чисел Нуссельта от чисел Рэлея. Влияние боковых и верхних стенок даже относительно небольшой толщины вносит существенные изменения в характеристики течения жидкости, в распределение температурного поля и изолинии функции вихря.

### Список литературы:

1. Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. А.В. Гетлинг Конвекция Рэлей-Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
3. Berdnikov V.S., Kirdyashkin A.G. Structure of free-convection flow in a horizontal laver of liquid under // Fluid Mech., Soviet Research. V. 9, No. 6, 1980. P. 1–36.
4. Berdnikov V.S., Markov V.A. Heat transfer and statistical characteristics of the temperature field in a horizontal layer of liquid heated from below // Heat transfer, Soviet Research, 1986, v.18, No. 5. P. 65–72.
5. В.С. Бердников, В.А. Гришков, К.Ю. Ковалевский, В.А. Марков Тепловизионные исследования ламинарно-турбулентного перехода в Рэлей-Бенаровской конвекции // Автометрия. 2012, Т. 48, № 3, С. 111–120.
6. О. Зенкевич, К. Морган. Конечные элементы и аппроксимация. М.: Мир, 1986. 318 с.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3).*

УДК 536.24

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ЩЕЛЕВЫХ МИКРОКАНАЛАХ

Дементьев Ю.А.<sup>1,2</sup>, Роньшин Ф.В.<sup>1,2</sup>, Чиннов Е.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В настоящее время наблюдается тенденция миниатюризации устройств в различных областях науки и техники. В процессе миниатюризации проявляются новые эффекты, которые могут значительно повысить эффективность данных устройств. На сегодняшний день используются микроэлектрические и микроэлектромеханические системы с трёхмерными мини- и микрообъектами с характерными размерами элементов менее 1 мм. Мини- и микроканальные теплообменники широко используются в таких отраслях как микроэлектроника, транспорт и энергетика. В таких теплообменниках эффективным решением для повышения эффективности является уменьшение жидкостного теплообменника, т.к. отношение площади поверхности теплообмена к объёму увеличивается с увеличением поперечного размера [1,2]. Двухфазные системы имеют огромный потенциал в оптимизации работы теплообменников, а также в решении вопросов, касающихся охлаждения миниатюрных устройств. Одной из актуальных задач в проектировании миниатюрных устройств является снижение мощности, затрачиваемой на прокачку хладагента. В первую очередь данная задача достигается за счет снижения перепада давления. В статье [3] была показана M-образная зависимость коэффициента теплоотдачи от массового газосодержания, где данные были представлены для широкого диапазона массового газосодержания начиная от кипения жидкости с недогревом и заканчивая испарением тонкой пленки жидкости при кольцевом режиме течения. Увеличение коэффициента теплоотдачи недогретой жидкости (при небольших значениях массового газосодержания) было связано с ускорением двухфазного потока с началом кипения. Второй пик кривой был при больших значениях газосодержания и обусловлен испарением тонкой пленкой жидкости.

Данная работа посвящена изучению характеристик двухфазного потока в щелевых микроканалах в диапазоне высот от 50 до 164 мкм и шириной 10 мм. Изучаемая щелевая геометрия каналов (отношение высоты канала к ширине >10) особенно актуальна в оптимизации охлаждения трёхмерных чипов, т.к. характерные размеры охлаждающих элементов чипов совпадают с характерными размерами изучаемых каналов. В работе экспериментально изучены такие характеристики двухфазного потока как газосодержание, частоты образования пузырей и их характерные размеры, области плёнок на верхней и нижней стенках микроканала, гидравлическое сопротивление. С помощью алгоритма в среде Matlab® количественно определены границы между режимами течений.

Были рассмотрены две классические модели по предсказанию перепада давления на трение: модель гомогенного потока и модель раздельного потока. Проведено сопоставление экспериментальных данных с 7 корреляциями для модели гомогенного потока и 13 корреляциями для модели раздельного потока. Предложена корреляция для модели гомогенного потока с минимальным средним абсолютным отклонением.

Была рассмотрена зависимость экспериментального перепада давления от массового газосодержания для плёночных режимов течения (рис.1.) Показано, что в широком диапазоне массовых газосодержаний а следовательно, массовых скоростей и чисел Рейнольдса жидкости и газа минимальный перепад давления достигается в раздельном режиме. Данная особенность обуславливает перспективность применения раздельного режима течения в технических приложениях.

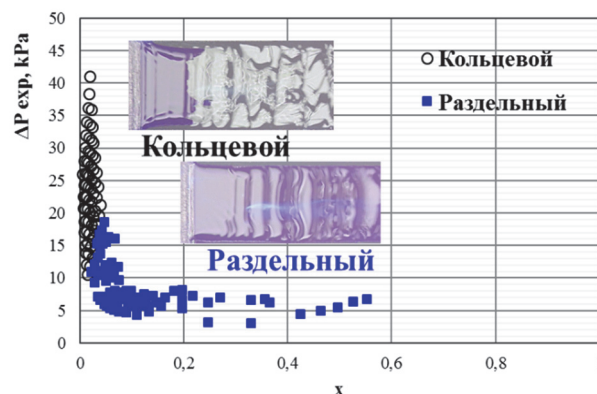


Рис.1. Зависимость экспериментально измеренного перепада давления от массового газосодержания в плёночных режимах течения

### Список литературы:

1. Flow regimes and convective heat transfer of refrigerant flow boiling in ultra-small clearance microgaps / M.H. Nasr, C.E. Green, P.A. Kottke, X. Zhang, T.E. Sarvey, Y.K. Joshi, M.S. Bakir, A.G. Fedorov.: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2017, T.108, C. 1702–1713.
2. Dynamics and evaporation of a thin locally heated liquid film sheared by a vapor flow in a microchannel / Y.O. Kabova, V.V. Kuznetsov, H. Ohta, O.A. Kabov.: *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, 2017, T.5. № 3.
3. Modeling and prediction of two-phase microgap channel heat transfer characteristics / A. Bar-Cohen, E. Rahim.: *Heat Transfer Engineering*, 2009. T. 30. № 8. С. 601–625.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 18-19-00407).

УДК 532.517.45

## РАСЧЕТ ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Деревич И.В., Клочков А.К.

Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана (МГТУ им. Н.Э. Баумана) 105005,  
Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Двухфазные турбулентные течения широко распространены в природе и имеют многочисленные технические приложения. До настоящего времени законченных методик расчета двухфазных турбулентных потоков нет. Существуют два альтернативных подхода, основанных на идеях Лагранжа и Эйлера. В подходе Лагранжа динамика дисперсной фазы рассчитывается на основе моделирования огромного числа случайных траекторий частиц (порядка сотен тысяч) с последующим осреднением для получения практической информации. В методе Эйлера записывается система уравнений динамики дисперсной фазы в континуальном приближении, когда коллектив частиц трактуется как сплошная среда. В литературе иногда для перехода к континуальному описанию используются малообоснованные полуэмпирические предположения. Строгий подход к переходу от динамики отдельных частиц к уравнениям сплошной среды возможен при использовании функции плотности вероятности распределения случайных параметров дисперсной фазы. Рассматривается случайное движение инерционных частиц в однородной изотропной турбулентности. Флуктуации скорости газа на траектории частицы моделируются случайным процессом Гаусса с конечным временем вырождения автокорреляционной функции. Получено замкнутое уравнение для ФПВ. Найдено аналитическое решение нестационарного уравнения для ФПВ. Предложены два метода численного решения замкнутого уравнения для ФПВ. Первый метод использует конечно-разностную схему, второй метод основан на прямом численном моделировании эмпирической функции плотности вероятности. Эмпирическая функция плотности вероятности получается в результате осреднения случайных траекторий, являющихся решением системы обыкновенных стохастических дифференциальных уравнений. Результаты численных расчетов сопоставляются с полученным в работе аналитическим решением, описывающим динамику функции плотности вероятности распределения скорости частиц.

Вследствие случайного характера турбулентных флуктуаций параметров сплошной среды адекватный метод построения уравнений для дисперсной фазы в переменных Эйлера базируется на привлечении современных достижений теории случайных процессов и прикладного функционального анализа. Функция, содержащая всю информацию о дисперсной фазе, – это ФПВ распределения актуальных параметров частиц. В соответствии с аксиоматическим подходом А.Н. Колмогорова в результате осреднения по ансамблю турбулентных реализаций можно получить незамкнутое уравнение для ФПВ. Простейший способ замыкания строго реализован для случая дельта-кор-

релированных во времени флуктуаций параметров несущей фазы (белый шум). Приближение белого шума корректно, когда время релаксации частиц существенно превосходит интегральный временной масштаб турбулентных флуктуаций сплошной среды. В реальных приложениях время динамической релаксации частиц может принимать любые значения. В этом случае необходимо учитывать внутреннюю временную структуру турбулентных флуктуаций параметров сплошной среды (цветной шум).

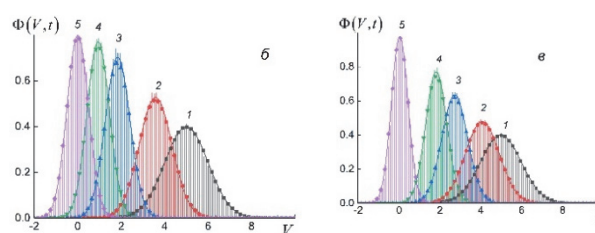


Рис. 1. Сопоставление ФПВ, полученного на основе аналитического решения (линии), методом конечных разностей (точки) и прямым численным моделированием (гистограммы) для частиц различной инерционности.

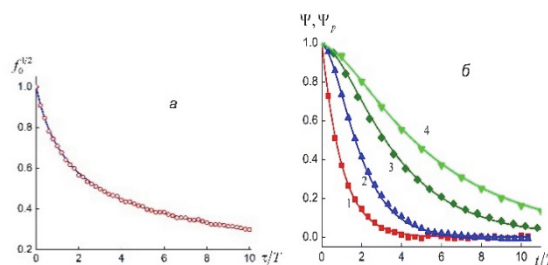


Рис. 2. Сопоставление результатов прямого численного моделирования дисперсии скорости частиц и автокорреляционной функции (точки) с аналитическими формулами (линии).

На рисунках показаны нестационарная ФПВ и результат сопоставления данных прямого численного моделирования с исследованиями спектральным методом.

Предложена методика, позволяющая моделировать случайные флуктуации скорости среды как процесс Гаусса с заданной автокорреляционной функцией. Проведено сопоставление результатов прямого численного моделирования автокорреляционной функции и дисперсии скорости частиц с аналитическими результатами, полученными ранее методом спектрального анализа случайных процессов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ  
(код проекта № 17-08-00376).



УДК 536.24

**МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛАГРАНЖА И ЭЙЛЕРА ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА  
ПРИ ТЕПЛОВОМ ВЗРЫВЕ В СЛУЧАЙНЫХ СРЕДАХ**

**Деревич И.В.**

Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана (МГТУ им. Н.Э. Баумана)  
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Развитие современной компьютерной техники позволяет использовать методы численного моделирования, результаты которых можно рассматривать как аналог экспериментального исследования. Это хорошо известные методики прямого численного моделирования турбулентности, методы молекулярной динамики. В то же время поиск принципиально новых эффектов и обобщение громадного массива случайных эмпирических данных расчетов невозможен без привлечения теоретического анализа. Например, при исследовании дискретных систем с меняющимися параметрами в случайной среде возникают два принципиально разных подхода. Первый подход Лагранжа, когда в случайной среде моделируется изменение параметров отдельной частицы. Это могут быть скорость, температура и координата частицы, скорость

химических реакций в частице и др. Для получения осредненной информации требуется последующее осреднение миллионов случайных траекторий в фазовом пространстве. Но, как правило, установить общие закономерности можно только на основе метода Эйлера, трактующего дисперсную фазу как сплошную среду. В лекции обсуждаются преимущества и недостатки методов Эйлера и Лагранжа при исследовании целого класса новых задач, связанных с процессами генерации и переноса тепла и массы в химически реагирующих системах с экзотермическими химическими реакциями. Рассмотрены модели экзотермических химических реакций, проходящих внутри частицы в гомогенном приближении и в случае локальных центров реакций, хаотически расположенных в объеме.

УДК 532.5

## ВЛИЯНИЕ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА ПАРАМЕТРЫ ДВУХСПИРАЛЬНОГО РАСПАДА ВИХРЯ В ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Дремов С.В.<sup>1,2</sup>, Скрипкин С.Г.<sup>1</sup>, Шторк С.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

Экспериментальное исследование закрученных потоков с образованием крупномасштабных вихревых структур представляет значительный интерес с точки зрения фундаментальной науки, так как подобные структуры широко распространены в природе в различных масштабах. Не менее важную роль вихревые структуры играют и в технических приложениях, например, камерах сгорания [1], вихревых сепараторах и циклонах [2], вихревых химических и солнечных реакторах [3] и гидротурбинах [4].

При достижении определенной закрутки потока в нём может возникнуть концентрированная вихревая структура в форме прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ). В некоторых случаях вместо одиночного вихря формируется два вращающихся в противоположных фазах спиральных вихря. Такие режимы течения встречаются гораздо реже, а ограниченное количество экспериментальных данных является основной проблемой, сдерживающей дальнейшее развитие аналитических теорий винтовых вихревых структур. Таким образом, основной целью данной работы являлись количественные измерения в различных режимах с явно выраженной прецессирующей двойной вихревой структурой и без неё. Исследования проводились в вихревой камере тангенциального типа, являющейся частью замкнутого гидродинамического контура. Основными режимными параметрами являются число Рейнольдса и геометрический параметр закрутки.

Для получения информации о пространственной форме двойной спиральной прецессирующей вихревой структуры был использован планарный метод PIV, одновременно с которым проводилась регистрация пульсаций давления. Использование опорного сигнала с лазера и датчика давления позволило осуществить процедуру фазового осреднения. На рисунке 1 приведено осреднённое по фазе поле завихренности для поперечного сечения вихревой камеры. Стрелками обозначены линии тока пульсационной составляющей поля скорости, что позволяет выделить вращение вихревых структур. Серия экспериментов в нескольких сечениях позволила восстановить трёхмерную структуру двойной спирали, определить радиус прецессии, шаг вита и размер вихревого ядра.

Полученные количественные данные о структуре вихревого течения могут быть полезны для верификации CFD кодов при моделировании вихревого течения, а также при совершенствовании аналитических моделей, использующих винтовую симметрию приемлемо описывающих только односпиральные вихревые структуры.

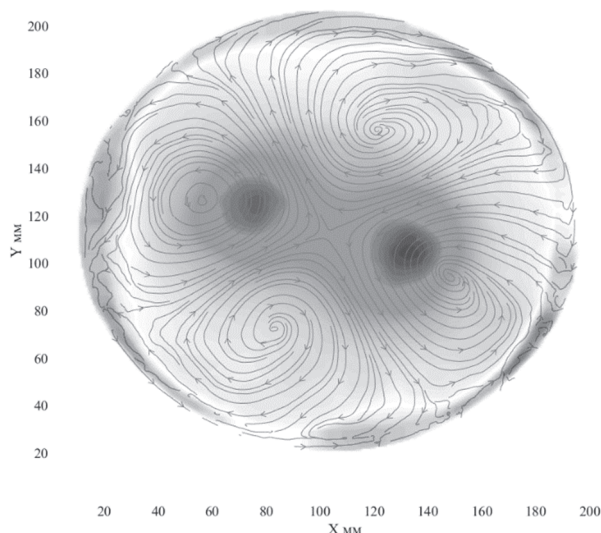


Рис. 1. Фазово-осредненное поле завихренности в режиме двойного спирального вихря. Стрелками обозначены линии тока.

### Список литературы:

1. D. Durox, J.P. Moeck, J.F. Bourgouin, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, S. Candel, Flame dynamics of a variable swirl number of system and instability control, *Combust. Flame*. 160 (2013) 1729–1742. doi:10.1016/j.combustflame.2013.03.004.
2. K. Elsayed, C. Lacor, Modeling, analysis and optimization of airclones using artificial neural network, response surface methodology and CFD simulation approaches, *Powder Technol.* 212 (2011) 115–133. doi:10.1016/j.powtec.2011.05.002.
3. Chinnici, M. Arjomandi, Z.F. Tian, Z. Lu, G.J. Nathan, A Novel Solar Expanding-Vortex Particle Reactor: Influence of Vortex Structure on Particle Residence Times and Trajectories, *Sol. Energy*. 122 (2015) 58–75. doi:10.1016/j.solener.2015.08.017.
4. P. Dörfler, M. Sick, A. Coutu, *Flow-Induced Pulsation and Vibration in Hydroelectric Machinery*, Springer London, London, 2013. doi:10.1007/978-1-4471-4252-2

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00732 мол\_а.*

## РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ШЛАМА БУРОВЫМИ РАСТВОРАМИ

Жигарев В.А.<sup>1</sup>, Минаков А.В.<sup>1,2</sup>, Неверов А.Л.<sup>1</sup>, Матвеев А.В.<sup>1</sup>, Гузей Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»,  
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Буровой раствор представляет собой сложную физико-химическую систему, обладающую целым рядом свойств, каждое из которых характеризуется одним или несколькими показателями.

Для эффективного выполнения своих функций в конкретных геолого-технических условиях бурения скважин буровой раствор должен иметь строго определенные значения показателей свойств или, иными словами, удовлетворять соответствующему данным условиям регламенту на показатели свойств. Одной из таких функций является эффективный вынос частиц выбуренной породы (шлама) из ствола скважины.[1]

Выбуренные частицы, образующие в результате работы долота, должны удаляться из скважины. Для этого буровой раствор прокачивают по буровой колонне, через долото; при этом выбуренная порода улавливается и выносится вверх по кольцевому пространству на поверхность. Эффективность выноса выбуренного шлама (очистки ствола) зависит от размера, формы и плотности твердых частиц, скорости проходки, вращения бурильной колонны, а также от вязкости, плотности и скорости восходящего потока бурового раствора в кольцевом пространстве.

Целью данной работы было исследование транспорта шлама буровыми растворами. Для реализации данной цели было решено ряд задач, таких как экспериментальное изучение зависимости скорости осаждения частиц шлама, от концентрации частиц, размера частиц, удельного веса, и от реологических параметров бурового раствора, а так же численное моделирование транспорта шлама в кольцевых каналах на основе полученных экспериментальных данных.

Так как на эффективность очистки также существенное влияние оказывают вязкость и реология бурового раствора, а при использовании низковязких растворов (например, воды) процесс осаждения частиц идет быстро, и поэтому их трудно удалить из

скважины. Поэтому особое внимание было уделено растворам на полимерной основе. В ходе экспериментальных исследований были получены зависимости скорости осаждения частиц от концентрации частиц шлама. Получена зависимость скорости осаждения частиц от удельного веса и размера частиц. Получены данные о влиянии скорости осаждения частиц шлама от реологических параметров бурового раствора. Эти данные использовались для тестирования численной методики моделирования транспорта шлама в кольцевых каналах.[2-3] Проведено численное моделирование транспорта шлама в кольцевых каналах для различных буровых растворов. Получены данные о влиянии вращения внутренней трубы на вынос шлама. Получены данные о зависимости выноса шлама от вязкости бурового раствора, получены данные о влиянии скорости восходящего потока на эффективность выноса шлама.

### Список литературы:

1. Инженерные задачи механики сплошной среды в бурении / Н.Р.Рабинович.; М.: Недра, 1989, 270 с,
2. Q. T. Doan, M. Oguztoreli, Y. Masuda et. all. Modeling of Transient Cuttings Transport in Underbalanced Drilling (UBD) // SPE Journal, 2003, v. 2, i. 2, p. 160–170;
3. S. Naganawa, T. Nomuro. Simulating transient behavior of cuttings transport over whole trajectory of extended-reach well // Society of Petroleum Engineers. IADC/SPE 103923. Asia Pacific Drilling Technology Conference and Exhibition, 2006, p. 1–9.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке  
Российского фонда фундаментальных исследований,  
Правительства Красноярского края, Красноярского  
краевого фонда науки в рамках научного проекта:  
«18-41-240001 Расчетно-экспериментальное  
исследование транспорта шлама  
в кольцевых каналах».*

УДК 621.9

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛО-ВЛАГООБМЕНА В ФОРСУНОЧНОЙ КАМЕРЕ ОРОШЕНИЯ

Зандараев А.Ч.<sup>1</sup>, Мансуров Р.Ш.<sup>1</sup>, Рафальская Т.А.<sup>1</sup>, Федорова Н.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

В системах кондиционирования для поддержания заданного уровня влажности воздуха широко используются камеры орошения [1]. В зависимости от параметров внешней среды и капель воды воздух может либо осушаться путем конденсации паров жидкости на каплях, либо увлажняться за счет испарения капель и поступления паров жидкости в поток. При протекании процессов фазового перехода изменяется температура парогазового потока, а также размер и скорость капли. Динамика процессов в воздушно-парокапельных средах характеризуется сложными механизмами тепло- и массопереноса и фазовыми превращениями, поэтому прогнозирование состава формирующихся неоднородных газопарокапельных смесей является сложной задачей [2, 3]. Для управления параметрами кондиционирования и повышения их эффективности необходимо решать сопряженную задачу, учитывающую много различных факторов.

В настоящей работе задача решается методами компьютерного моделирования в программном продукте ANSYS CFX<sup>1</sup>. Расчетная модель (рис.1) представляет собой заполненный паровоздушной средой цилиндр, на верхней крышке которого происходит впрыск водяной капли заданного диаметра  $d_p$  со скоростью  $V_p$  и температурой  $T_p$ . Внешняя паровоздушная среда имеет следующие параметры: скорость  $V_\infty=0$ , температуру  $T_\infty$ , влагосодержание  $W$ . На боковых стенках заданы условия непротекания и теплоизоляции.

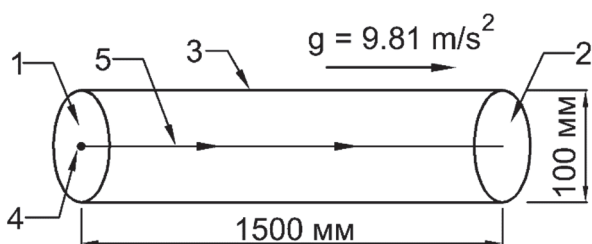


Рис. 1. Геометрия расчетной модели: входное сечение(1), выходное сечение (2), боковая стенка(3), точка впрыска капли(4), траектория капли (5).

Задача решается в смешанной эйлерово-лагранжевой постановке. Парогазовая среда описывается на основе Эйлера подхода. Математическая модель включает законы сохранения массы, импульса и энергии для каждой из фаз с учетом межфазного взаимодействия, а также уравнения двухпараметрической модели турбулентности  $k-\epsilon$ . Движение капли жидкости описывается на основе подхода Лагранжа. Уравнение движения капли включает силу сопротивления

частиц по модели Шиллера-Наумана [4]. Теплообмен моделируется с помощью подхода Ранца-Маршалла [5]. Межфазный массоперенос зависит от того, находится ли давление насыщенных паров капли выше или ниже точки кипения, которая определяется уравнением Антуана [6].

На основе данного подхода выполнена серия расчетов при изменении параметров капли ( $d_p$ ,  $T_p$ ) и внешней среды ( $W$ ,  $T_\infty$ ). Получены распределения температуры, скорости, диаметра капли и концентрации воды в окружающем пространстве. Проведено сравнение скоростей испарения капель различных диаметров для различных внешних условий. На рис.2 показаны графики изменения диаметра капли в зависимости от длины пробега для различных условий. На основе анализа результатов моделирования получены оптимальные с точки зрения энергозатрат режимы обработки воздуха.

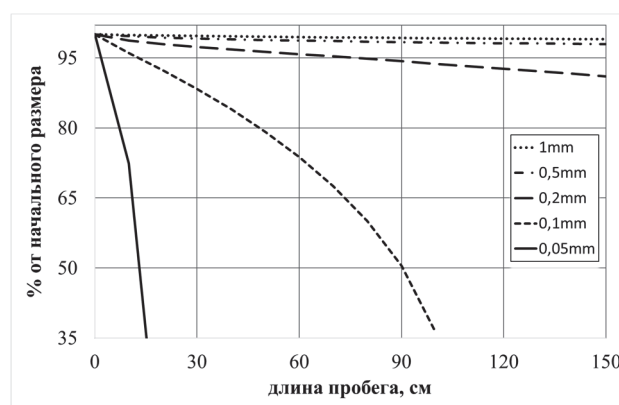


Рис. 2. Зависимость размера капель различного диаметра от расстояния от точки впрыска при параметрах  $W=12/кг$ ,  $T_\infty=30^\circ C$ ,  $T_p=45^\circ C$ .

### Список литературы:

1. Дячек П.И. Кондиционирование воздуха и холодоснабжение. М.: Изд-во АСВ, 2017. 676 с.
2. Ю.И. Давыдов, Б.В. Дзюбенко, Г.А. Дрейцер и др. Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы под ред. В.М. Иевлева. М.: Изд-во Машиностроение, 1986. 200 с.
3. Терехов В.И., Пахомов М.А. Моделирование турбулентного двухфазного потока после внезапного расширения трубы при наличии испарения капель / Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47. № 3. С. 423–430.
4. Shiller L., Naumann A., A Drag Coefficient Correlation / Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure № 77, 1935. Pg. 318–320.
5. Ranz W.E., Marshall W.R. / Chem. Eng. Progr. Vol. 48. № 5, 1952. Pg. 173.
6. А. Г. Морачевский, Н. А. Смирнова, Е. М. Пиотровская и др. Термодинамика равновесия жидкость – пар под ред. А. Г. Морачевского. Л.: Изд-во Химия, 1989. 344 с.

1. ANSYS academic Research, custom number 531493

УДК 532.543

## ЭВОЛЮЦИЯ МАКРООБЪЕМА ЖИДКОСТИ В ПРОЦЕССЕ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ

Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Орлов С.Е., Перфильева К.Г., Усанина А.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Для повышения эффективности технологии авиационного пожаротушения необходимо моделирование следующих процессов: разрушение макрообъема жидкости, сбрасываемого из водосливного устройства летательного аппарата с образованием первичного облака полидисперсных капель [1], эволюция облака жидко-капельного аэрозоля при его гравитационном осаждении [2], взаимодействие облака капель с очагом пожара [3].

Наиболее сложным является процесс непосредственного разрушения макрообъема жидкости при свободном падении; до настоящего времени отсутствуют математические модели закономерностей формирования жидко-капельного облака при разрушении макрообъема жидкости.

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментального исследования влияния размеров водяного ядра и физических свойств жидкости (плотности, вязкости, коэффициента поверхностного натяжения) на закономерности эволюции макрообъема жидкости в процессе свободного падения.

Для формирования первоначального водяного ядра сферической формы применялась тонкая (менее 0.5 мм) латексная оболочка, заполненная водой; исходный объем ядра варьировался в диапазоне (50 ÷ 250) мл. Образование водяного сферического ядра происходило при прохождении в свободном падении латексной оболочки сферической формы, заполненной жидкостью, сквозь кольцевое устройство с симметрично установленными стальными иглами. Расстояние между иглами выбиралось на (1.5 ÷ 2) мм меньше диаметра оболочки. Сформировавшееся в результате разрушения латексной оболочки водяное сферическое ядро начинало движение в режиме свободного падения.

Процесс эволюции макрообъема жидкости можно разделить на следующие стадии:

- движение сферического ядра жидкости;
- постепенная трансформация ядра с образованием дискообразной конфигурации;
- образование пузырей («парашютов»);
- разрушение пузырей с образованием жидкостных «цепочек»;
- формирование жидко-капельного аэрозольного облака.

В экспериментальных исследованиях по формированию жидко-капельного аэрозольного облака при разрушении ограниченного макрообъема жидкости в процессе его гравитационного осаждения варьировались значения вязкости жидкости в диапазоне (0.001 ÷ 0.2) Па·с, коэффициента поверхностного натяжения жидкости в диапазоне (35 ÷ 72) мН/м, высоты, с которой производился сброс (до 3.2 м). Для определения влияния вязкости жидкости использовались водно-глицериновые растворы в разных пропорциях.

Экспериментальные результаты по влиянию вязкости на изменение формы макрообъема жидкости в процессе его гравитационного осаждения показали, что при увеличении вязкости становится более выражено ядро в центре диска. При этом последующее разрушение макрообъема начинается с краев диска. Показано, что изменение вязкости жидкости в исследованном диапазоне не оказывает существенного влияния на время и расстояние, при которых происходит разрушение макрообъема жидкости на облако жидко-капельного аэрозоля.

Наиболее существенное влияние на динамику макрообъема жидкости в процессе свободного падения оказывает коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Для изменения коэффициента поверхностного натяжения в жидкость добавлялся додецилсульфат натрия в качестве поверхностно-активного вещества (ПАВ). Изменение коэффициента поверхностного натяжения жидкости варьировалось в зависимости от молярной концентрации ПАВ. Экспериментальные результаты по влиянию молярной концентрации ПАВ в жидкости на расстояние, пройденное макрообъемом жидкости до начала его разрушения, приведены на рис. 1

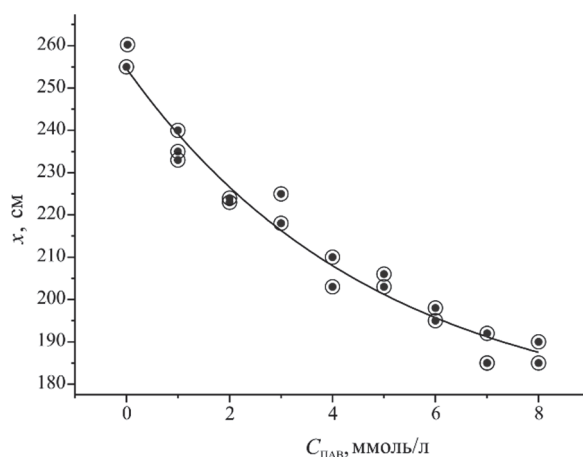


Рис. 1. Зависимость расстояния, пройденного макрообъемом жидкости до начала его разрушения, от молярной концентрации добавленных ПАВ.

### Список литературы:

1. Накоряков В.Е., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. О предельных поперечных размерах капельного облака при разрушении водяного массива в процессе падения с большой высоты // Доклады Академии наук. 2017. Т. 475. № 2. С. 145–149.
2. Ткаченко А.С., Маслов Е.А., Усанина А.С., Орлов С.Е. Программа расчета жидкокапельного аэрозольного облака. Программа для ЭВМ № 2016610567. Оpubл. 14.01.2016.
3. Тепломассоперенос при движении капель воды в высокотемпературной газовой среде // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86. № 1. С. 59–65.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10014).

УДК 532.54::532.584.22

## О РЕЖИМАХ ТРАНСПОРТА ШЛАМА В НАКЛОННОМ КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ

Игнатенко Я.С.<sup>1</sup>, Гаврилов А.А.<sup>2</sup>, Бочаров О.Б.<sup>1</sup>, Мей Р.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский Технологический Центр компании Бейкер Хьюз, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 4а

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Красноярский филиал, 660036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50, строение 44

<sup>3</sup> Celle Technology Center, Baker Hughes, a GE company, 29221, Germany, Celle, Baker-Hughes-Straße 1

Во время бурения возникает проблема выноса на поверхность разбуренной породы через кольцевой канал образованный буровой колонной и стенкой скважины. Процесс переноса шлама может быть не стационарным и зависеть от многих параметров, таких как расход буровой жидкости, её реологические свойства, скорость бурения (расход частиц), наклон скважины и т.д. Наиболее проблемными являются углы наклона 30-60 градусов от вертикали, когда течение смеси становится неустойчиво, образуются дюны и возвратное течение. Такие режимы характеризуются повышенной средней концентрацией частиц шлама в канале, что может привести к остановке бурения. Правильный выбор режимов бурения обеспечивает устойчивость скважины и экономически выгодную скорость проходки.

Имеется ряд экспериментальных и численных работ, посвящённых транспорту шлама в кольцевых каналах [1]. Задача обладает большим числом параметров. Охватить весь диапазон буровых режимов весьма сложно. Типичные буровые жидкости непрозрачны, визуализация подчас невозможна, соответственно и построение карты режимов осложнено. Численные исследования, порой, проведены с использованием коммерческих пакетов, в модели которых не заложены все физические процессы характерные для данных режимов течения. Однозначной устоявшейся терминологии в описании режимов течения в кольцевом канале не выработано. Число выделяемых режимов в литературе варьируется от 4 до 6.

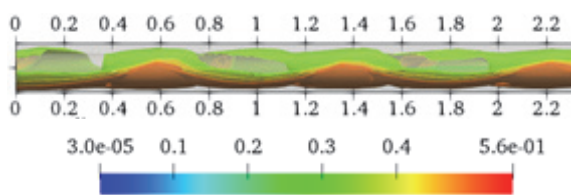


Рис 1. Визуализация распределения концентрации частиц при скорости  $0.57 \text{ m/s}$  и наклоне  $30$  градусов

Целью данной работы является численное исследование течений суспензии при бурении для подробного анализа режимов течения. Моделируется транспорт шлама [2], в качестве несущей жидкости выступает вода, вращение буровой колонны не рассматривается. Течение рассматривается в длинном осесимметричном кольцевом канале, на входе которого задаётся равномерное распределение частиц и скорости жидкости. Варьировался расход воды  $0.0126-0.0347 \text{ m}^3/\text{s}$  (скорости  $\sim 0.57-1.56 \text{ m/s}$ ) и угол наклона канала от вертикали  $0-90$

градусов. Плотность частиц  $2667 \text{ kg/m}^3$ , диаметр частиц  $3 \text{ mm}$ , расход частиц  $1.23 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ . Внешний и внутренний диаметр канала  $0.203 \text{ m}$  и  $0.114 \text{ m}$  соответственно. Для достижения установившегося режима течения, выбрана длина канала  $20 \text{ m}$ .

Для исследованного диапазона параметров были обнаружены режимы стационарных и движущихся дюн, и переход от движущихся дюн к волнообразному и стационарному осадку. Отмечено наличие дюн, движущихся по потоку и одновременно с этим совершающих латеральные колебания. Таким образом дюна не образует гребень, занимающий всю ширину канала, как это происходит в канале прямоугольного или круглого сечения. Плотный осадок формирует s-образную дорожку, движущуюся по потоку. Несмотря на общее движение s-образной дорожки (дюны) по течению, в нижней области с высокой концентрацией может возникать возвратное течение.

Таблица 1. Карта режимов.

Incl.\Vel.	$0.57 \text{ m/s}$	$1.56 \text{ m/s}$
0	HF	HF
5	SMD+LM+BF	HF+BF
15	SMD+LM+BF	SSD+LM+BF
30	SMD/WMS+LM+BF	SSD+LM+BF
45	WMS+LM+BF	SMD+LM+BF
55	WMS+LM+BF	SMD+LM+BF
60	WMS/CS+LM+BF	WMS/CS+LM+BF
75	CS+BF	CS+BF
90	CS	CS

Построенная карта режимов приведена в таблице 1. Выделены пять основных режимов течения: постоянный осадок (constant sediment - CS), движущийся волнообразный осадок (waved moving sediment - WMS), отдельно движущиеся дюны (separated moving dunes - SMD, рис 1.), стационарные отдельные дюны (separated stationary dunes - SSD), гетерогенное течение (heterogeneous flow - HF). Основным режимом течения может быть осложнён поперечные колебаниями (lateral motion - LM) и возвратным течением в области высокой концентрации (backward flow - BF).

Список литературы:

- Zhang F. PhD theses: Numerical simulation and experimental study of cuttings transport in intermediate inclined wells // The University of Tulsa. 2015
- Ignatenko, Ya., Bocharov, O., Gavrilov, A., and May R., Cuttings transport simulation in large-diameter inclined borehole // ASME. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Volume 8: Polar and Arctic Sciences and Technology; Petroleum Technology.

УДК 621.9

## ИЗМЕНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ ГРАВИТАЦИОННОГО К СДВИГОВОМУ РЕЖИМУ ТЕЧЕНИЯ ОБДУВАЕМЫХ ГАЗОМ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ

Исаенков С.В.<sup>1</sup>, Черданцев М.В.<sup>1</sup>, Черданцев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

При течении обдуваемых газом пленок жидкости можно выделить режимы течения с доминированием силы тяжести ("гравитационный" режим) и с доминированием трения со стороны газа ("сдвиговый" режим). В гравитационном режиме поверхность пленки покрыта уединенными нелинейными волнами с выраженным капиллярным предвестником. Характеристики таких волн измерялись в большом количестве работ [1-3]; также для этой режимной области достаточно хорошо развиты теоретические модели [1, 4], дающие удовлетворительное согласие с экспериментом. При обдуве пленки высокоскоростным потоком газа капиллярный предвестник подавляется, однако на задних склонах волн происходит генерация более медленных вторичных волн [5]. Измерению волновых характеристик в сдвиговом режиме уделено значительно меньше внимания [6-7]; теоретическому моделированию волн в таком режиме посвящены единичные работы [8-9].

Для облегчения моделирования сдвигового режима представляется целесообразным экспериментальное исследование изменения волновой картины при переходе от гравитационного режима к сдвиговому. На качественном уровне такое исследование было проведено в недавней работе [10]; в этой работе были определены режимные границы существования вторичных волн и капиллярного предвестника. Было установлено, что переход происходит в диапазоне среднерасходных скоростей газа от 8 до 16 м/с. Также была выдвинута гипотеза о том, что подавление капиллярного предвестника происходит благодаря его взаимодействию со вторичными волнами.

Данная работа посвящена количественному исследованию изменения характеристик поверхностных волн в переходной области, которому ранее не было уделено должного внимания. Исследования проводились в опускном адиабатическом течении обдуваемых газом пленок жидкости в вертикальном цилиндрическом канале с внутренним диаметром 11,7 мм. Измерения локальной толщины пленки жидкости проводились при помощи метода лазерно-индуцированной флюоресценции. Область измерений представляет собой участок продольного сечения канала на расстоянии 20-30 см от входа в канал; пространственное разрешение составило 0,1 мм/пиксель, частота съемки - 10 кГц. Среднерасходная скорость газа  $V_G$  варьировалась в диапазоне от 0 до 24 м/с, а числа Рейнольдса жидкости  $Re_L$  от 10 до 60 (с шагом 10). В качестве рабочих жидкостей использовались дистиллированная вода с кинематической вязкостью  $\nu=1,15 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с (при рабочей температуре 16°C) и водоглицериновые растворы ВГР1 ( $\nu=2 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с) и ВГР2 ( $\nu=3,5 \cdot 10^{-6}$

м<sup>2</sup>/с). Были измерены основные волновые характеристики в переходной области. На рисунке 1 представлен пример изменения скорости первичных волн в переходном режиме для различных значений вязкости рабочей жидкости.

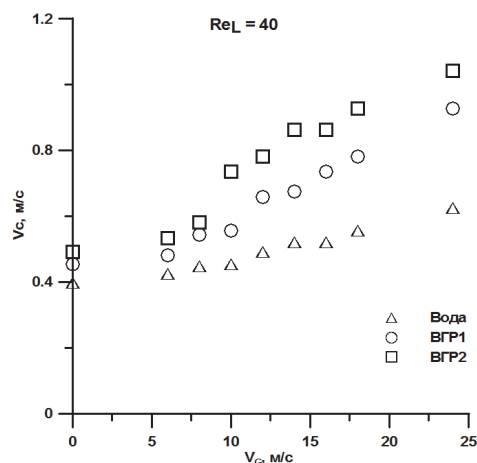


Рис. 1. Скорость первичных волн.

### Список литературы:

1. Алексеенко, С.В., Накоряков, В.Е., Покусаев, Б.Г., 1992. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука.
2. Craik, A.D.D., 1966. Wind-generated waves in liquid films. J. Fluid Mech. 26, 369–392.
3. Alekseenko S.V., Aktershev S.P., Cherdantsev A.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M., 2009b. Primary instabilities of liquid film flow sheared by turbulent gas stream. Int. J. Multiphase Flow, 35: 617–27.
4. Chang, H.C., Demekhin, E.A., 2002. Complex wave dynamics of thin films. Elsevier.
5. Alekseenko, S.V., Antipin, V.A., Cherdantsev, A.V., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2009a. Two-wave structure of liquid film and waves interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment. Phys. Fluids 21, 061701–061704.
6. Ohba K., Nagae, K., 1993. Characteristics and behavior of the interfacial wave on the liquid film in a vertically upward air-water two-phase annular flow. Nucl. Eng. Des., 141: 17–25.
7. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Heinz, O.M., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2013a. Analysis of spatial and temporal spectra of liquid film surface in annular gas-liquid flow. Exp. Fluids 54, 1590–1602.
8. Vozhakov, I.S., Cherdantsev, A.V., Arkhipov, D.G., 2016. Modeling secondary instability of thin co-current gas-sheared film. Fluid Dyn. Res., 48 (6): 061420
9. Трифонов, Ю. Я. (2014). Волновая пленка жидкости при наличии спутного или противоточного турбулентного потока газа. Теплофизика и аэромеханика, 21(3), 335–353.
10. Isaenkov, S.V., Vozhakov I.S., Cherdantsev M.V., Cherdantsev A.V., 2019. The effect of increasing gas shear on wave structure of thin liquid films. EPJ Web of Conferences, 196, 00015

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 536.5, 534-8

## ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕФТИ

Кадыров А.И.<sup>1</sup>, Макарушкин Д.В.<sup>1</sup>, Кирсанов А.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, 420111, Россия, Казань, ул. Карла Маркса, 10

Одним из распространенных методов расчета интенсивности ультразвукового воздействия при обработке жидкостей является calorиметрический метод [1], заключающийся в подсчете энергии, затрачиваемой на нагрев жидкости. Зачастую в литературе приводятся данные об интенсивности воздействия ультразвука на нефть, рассчитанные для воды. Данное допущение не учитывает вязкость сырой нефти, препятствующей интенсивному перемешиванию слоев жидкости в результате ультразвуковой кавитации. Таким образом, измерение температуры вязкой жидкости в объеме после ультразвуковой обработки является актуальной задачей для определения адекватных значений интенсивности ультразвукового воздействия.

В качестве образца взята сырая нефть из месторождения Республики Татарстан со средней вязкостью 4 (Па·с). Перед ультразвуковой обработкой образец нефти объемом 120 мл. в стеклянном стакане термостатировали в криотермостате LOIP FT 311-25 при температуре 295 К в течении 30 минут. Далее проводили контрольные замеры температуры и массы образца. Ультразвуковую обработку образца нефти, помещенного в адиабатическую оболочку, производили с помощью УЗТА-0,2/22-ОМ (серия "Волна") с частотой 22 кГц. Замер температуры производили с помощью 8 термопар, размещенных на двух щупах (см. рис. 1). Щупы крепились к крышке, плотно прилегающей к адиабатической оболочке. Диаметр термопар составлял 0,2 мм, использован метод контактной сварки для минимизации размера спая и его тепловой инерционности. Измерение напряжений термопар производили с помощью платы National Instruments PCI-6251. Для обработки сигналов использовалось программное обеспечение на основе среды программирования LabVIEW (Номер лицензионного соглашения: 777455-03. Серийный номер: M71X16236).

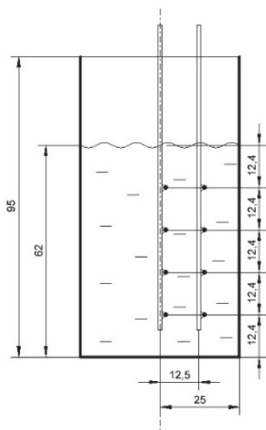


Рис. 1. Схема расположения термопар в стакане.

Исследовано влияние мощности ультразвукового устройства и продолжительности воздействия на распределение температуры нефти. Результаты экспериментальных исследований для мощности 80 Вт и 100 Вт и продолжительности воздействия 1 мин. представлены на рис. 2 (значения приведены в градусах Цельсия). Видно, что распределение температуры неоднородно по высоте стакана. Наибольшие значения соответствуют верхним слоям жидкости, т.е. области непосредственного расположения поверхности излучателя. Согласно полученным данным распределение температуры по высоте подчиняется полиному второго порядка с достоверностью аппроксимации  $R^2$  более 0.98. Причиной неравномерного распределения температуры является неоднородный характер распределения плотности энергии ультразвуковых волн в объеме жидкости. При этом высокая вязкость и низкая теплопроводность нефти определяют скорость выравнивания температурных полей. Принимая за температуру прогрева среднее значение в объеме при мощности 100 Вт интенсивность ультразвукового воздействия составляет 11,2 Вт/см<sup>2</sup> для исследуемой нефти. Отметим, что интенсивность данного устройства для воды того же объема составляет 12,8 Вт/см<sup>2</sup>.



Рис. 2. Распределение температуры нефти.

### Список литературы:

- Plattes M., Kohler C., Galle T. Disequilibrium calorimetry for determination of ultrasonic power in sonochemistry// Methodsx. 2017. № 4. P. 274–278. doi:10.1016/j.mex.2017.08.003.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-20037.



УДК 536.24

## ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОДЛОЖКИ НА ДИНАМИКУ КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ

Кочкин Д.Ю.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

Физические механизмы разрыва пленки жидкости на твердой поверхности на сегодняшний день недостаточно изучены. Отчасти, это связано с большим количеством параметров системы жидкая пленка-подложка, от которых зависит этот процесс. Важным аспектом проблемы разрыва нагреваемой пленки жидкости является вопрос о влиянии морфологии и смачиваемости подложки [1,2].

Рабочий участок (рис. 1) представляет собой текстолитовое основание, в центре которого впрессован медный стержень круглого сечения диаметром 12 мм, снизу к стержню прикреплен керамический нагреватель, подключенный к источнику тока. По периметру осуществляется охлаждение рабочего участка с помощью охлаждающего контура, по которому циркулирует охлаждающая жидкость (вода) заданной температуры. На рабочий участок устанавливаются сменные подложки. В качестве подложек использовались диски из нержавеющей стали разной шероховатости диаметром 51 мм и толщиной 1 мм. Нанесение требуемой шероховатости подложек осуществлялось механической обработкой (шлифование абразивом). Морфология поверхности определялась сканирующим электронным микроскопом (HITACHI S3400N) и атомно-силовым микроскопом (Solver Pro NT MDT), угол смачивания измерялся с помощью прибора DSA100 Krüss GmbH. Использование сменных подложек позволяет исследовать влияние морфологии поверхности на термокапиллярный разрыв слоя жидкости без изменения теплофизических свойств системы. В качестве рабочих жидкостей используются сверхчистая вода Milli-Q и этанол.

После включения нагревателя горизонтальный слой жидкости на подложке, сначала под действием термокапиллярных сил деформируется (утончается над нагревателем), а затем происходит его разрыв с образованием сухого пятна (рис. 2а).

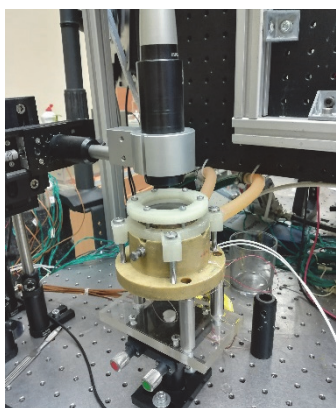
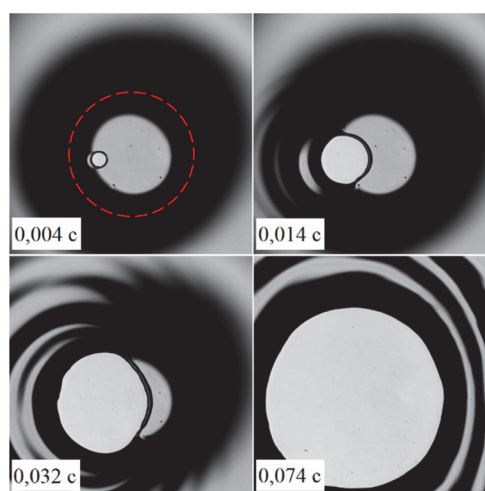
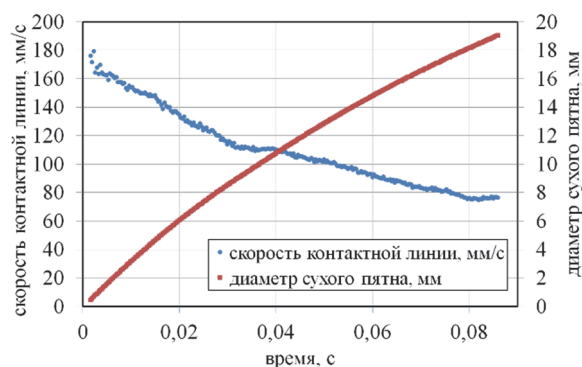


Рис. 1. Фото рабочего участка.

В эксперименте использовались скоростная камера Photron FASTCAM (3000 fps) с оптической шлирен системой, позволяющая визуализировать деформации и разрушение пленки, а также конфокальный сенсор Micro-Epsilon, позволяющий с высокой точностью измерять толщину слоя жидкости. Скорость контактной линии (рис. 2б) в процессе роста сухого пятна автоматически определялась с помощью анализа изображений в программном пакете Image J.



а



б

Рис. 2. Динамика образования сухого пятна в слое воды на полированной нержавеющей стали (показано время от зарождения пятна, красная окружность – нагреватель) (а), зависимость скорости контактной линии и диаметра сухого пятна от времени (б)

### Список литературы:

- Zaitsev, D.V., Kirichenko, D.P., Kabov, O.A. The effect of substrate wettability on the breakdown of a locally heated fluid film (2015) Technical Physics Letters, 41 (6), pp. 551–553.
- Zaitsev, D.V., Kabov, O.A., Cheverda, V.V., Bufetov, N.S. The effect of wave formation and wetting angle on the thermocapillary breakdown of a falling liquid film (2004) High Temperature, 42 (3), pp. 450–456.

УДК 536.423:536.4.033:536.46

## МНОГОМАСШТАБНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМАХ

Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Одним из перспективных направлений развития современных энергетических установок является применение сложных канальных систем, позволяющих значительно повысить их энергоэффективность. Отсутствие надежных методов расчета процессов теплообмена в таких системах при наличии фазовых переходов и химических реакций в значительной степени сдерживает разработку оборудования для энергетических установок в таких областях, как водородная и малая распределенная энергетика, что обусловлено слабо изученной взаимосвязью процессов на микро- и макромасштабах [1]. В данной работе рассмотрено многомасштабное физическое и математическое моделирование гидродинамики и теплообмена в компактных двухфазных теплообменных устройствах, микроканальных системах охлаждения и кондиционирования, микроструктурных реакторах-теплообменниках водородной энергетике и устройствах получения синтетического жидкого топлива.

Рассмотрены методы моделирования процессов теплообмена в противоточных разделительных аппаратов со структурными насадками. В таких насадках многокомпонентная жидкость стекает вниз в виде пленочного течения и пар поднимается вверх в условиях интенсивного массообмена на межфазной поверхности. На основе экспериментальных исследований выявлены закономерности течения жидкости в условиях определяющего влияния капиллярных сил и вихревого течения пара, развиты методы математического моделирования процессов межфазного теплообмена, основанные на детальной структуре потоков жидкости и пара. Установлено, что основной причиной крупномасштабной самоорганизации противоточного течения в воздухоразделительных установках, являются взаимосвязанные гидродинамические и массообменные процессы, приводящие к развитию конвективных течений и капиллярно-гравитационной неустойчивости в установках со структурной насадкой, что снижает эффективность разделения и вызывает неравномерность потоков жидкости и пара.

Рассмотрены методы моделирования процессов теплообмена при спутном газожидкостном течении в пластинчато-ребристых испарителях и конденсаторах воздухоразделительных установок и систем сжижения природного газа. Разработана математическая модель теплообмена, основанная на получении решений для течения жидкости в углах и на стенках каналов с последующей шивкой решений на линии сопряжения. Расчеты показали, что формирова-

ние сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в микрообласти вблизи контактной линии жидкость-пар-стенка типичны для испарения жидкости в компактных двухфазных теплообменниках. Предложенная модель теплообмена согласуется с известными экспериментальными данными и закладывает основы расчета компактных испарителей и конденсаторов различного применения.

Для обоснования применения микроканальных систем отвода тепла от теплонапряженных зон энергетического оборудования и электронных устройств разработан новый метод расчета теплообмена при кипении жидкости, учитывающий совместно вклад подавления кипения, двухфазной конвекции и испарения жидкости в условиях вынужденной конвекции. На основе экспериментальных исследований установлены физические механизмы и предложены методы повышения критической тепловой нагрузки для кипения воды, диэлектрической жидкости и хладонов в микроканальных системах охлаждения, выявлены закономерности теплообмена при микроструйном охлаждении зон повышенного тепловыделения. Разработан метод расчета самосогласованного роста пузырей пара при взрывном кипении микрообъемов метастабильной жидкости и наноожидкости, направленный на разработку микроэлектромеханических систем, разработаны методы управления взрывным фазовым переходом.

Синтезированы многокомпонентные каталитические наноструктуры на основе родия и палладия для проведения паровой и автотермальной конверсии углеводородов и спиртов. Разработана физическая и математическая модель конверсии углеводородов в микроканальном реакторе-теплообменнике, установлена высокая степень конверсии исходных продуктов в синтез-газ и жидкие углеводороды при последующем низкотемпературном синтезе Фишера-Тропша в микроструктурном многофазном реакторе.

### Список литературы:

1. Abramson A.R., Tien C.L. Recent Developments in Microscale Thermophysical Engineering // J. Microscale Thermophys. Eng. 1999. 3 (4). P. 229–244.
2. Kuznetsov V.V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proc. Int. Heat Transfer Conf. IHTC14. 2010. Washington, USA. IHTC14–22570.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8) и за счет гранта Российского Научного Фонда (проект №16-19-10519).*

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ С УЛЬТРАДИСПЕРСНЫМИ ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ**

**Кузнецов В.В.**

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Истощение традиционных нефтяных месторождений привело в активизации поиска методов добычи нефти из сложнопостроенных и нетрадиционных коллекторов, к которым в первую очередь относятся породы баженовской свиты. Коллектор баженовской свиты содержит глинистые породы и в процессе фильтрации пластовой жидкости микро- и наночастицы отрываются от породы, вызывая закупорку пор. Другим важным процессом, вызывающим закупорку пор, является внутренняя и внешняя кольматация коллектора при внедрении бурового раствора. Изменение проницаемости из-за закупорки пор при фильтрации воды с наночастицами оксида кремния изучено в [1]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования фильтрации этиленгликоля, содержащего наночастицы оксида кремния SiO<sub>2</sub> через монодисперсную засыпку микросфер и водоглицеринового раствора с алюмосиликатными микрочастицами, направленные на разработку физической модели переноса твердых частиц во флюидонасыщенном коллекторе.

На основе комплексных исследований выявлены определяющие закономерности захвата ультрадисперсных твердых микрочастиц, размер которых сравним с размером поровых каналов, и наночастиц при малом отношении их размера к размеру зерен коллектора, когда удержание частиц в устьях пор невозможно. Математическая модель захвата микроразмерных частиц, основанная на их удержании в сужениях пор, формулируется следующим образом. В рамках линейной теории фильтрации суспензии в пористой среде [2] определяются коэффициенты удержания частиц суспензии  $\lambda$  в пористой среде и записываются уравнения сохранения в виде:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + v(t) \frac{\partial c}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \lambda v c \quad (2)$$

Предполагается, что концентрация удерживаемых частиц  $\sigma$  пропорциональна скорости фильтрации  $V$  и их концентрации  $c$  в потоке.

На рис. 1 приведены значения коэффициента удержания для алюмосиликатных микросфер  $\lambda$  от отношения диаметра частиц суспензии к диаметру шаров засыпки  $d/D$  по данным [3]. Коэффициенты удержания определялись для фильтрации водоглицеринового раствора по выходной концентрации микрочастиц в суспензии, когда её изменение незначительно. Для фильтрации суспензии с частицами размером 122 мкм в засыпке, образованной стеклянными сферами диаметром 1.13 мм, коэффициент удерживаемых в пористой среде. Как видно, наблюдается увеличение коэффициента удержания, и соответственно увеличение

степени повреждения коллектора, при увеличении размера микрочастиц. Получено

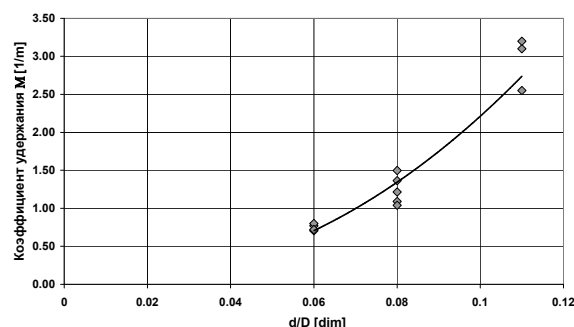


Рис. 1. Коэффициент удержания частиц в зависимости от отношения их диаметра к диаметру зерен засыпки.

уравнение, определяющее зависимость коэффициента удержания от отношения размера дисперсных частиц к размеру гранул засыпки. Увеличение коэффициента удержания с увеличением размера микрочастиц хорошо согласуется с теоретическими результатами [1].

Установлено, что удержание наноразмерных частиц не может быть описано в рамках данной математической модели в связи с тем, что их захват при фильтрации суспензии происходит на стенках пор и имеет принципиально другой характер, поэтому проницаемость пористого образца уменьшается при уменьшении размера наночастиц и напряжения сдвига. Это связано с тем, что удержание наноразмерных твердых частиц на стенках пор возникает вследствие обратной адсорбции. Это значительно повышает степень повреждения коллектора, представленного керогенглинисто-карбонатно-кремнистыми породами при вскрытии пластов на депрессии.

Список литературы:

1. Dimov S.V. and Kuznetsov V.V. Experimental study of the filtration of nanofluid with SiO<sub>2</sub> nanoparticles in porous media // Journal of Physics: Conf. Ser. 2018. V. 1105(1). P. 012090.
2. Herzig, J.P. Leclerc D.M, Goff Application to deep filtration // Industrial and engineering chemistry. 1970. V. 61(5). P. 8–35.
3. Dimov S.V., Kuznetsov V.V., Rudyak V.Y., Tropin N.M. Experimental investigation of microsuspension filtration in a highly-permeable porous medium // Fluid Dynamics. 2012. V. 47(2). P. 178–85.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A18-118112790037-0).

УДК 536.4.033

## ДИНАМИКА ВЗРЫВНОГО КИПЕНИЯ ВОДЫ С НАНОЧАСТИЦАМИ ОКСИДА КРЕМНИЯ

Козулин И.А.<sup>1,2</sup>, Кузнецов В.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Развитие высокотехнологичного производства в различных областях техники обуславливает необходимость разработки микроразмерных устройств с размером элементов меньше 100  $\mu\text{m}$  [1]. К таким устройствам относятся микроэлектромеханические системы (МЭМС), основанные на взрывном кипении жидкости [2]. Несмотря на то, что характеристики взрывного кипения однокомпонентных жидкостей хорошо изучены, присутствие в жидкости неоднородностей на молекулярном и наноразмерном масштабах может существенно изменить температуру взрывного фазового перехода. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования динамики взрывного фазового перехода при высокоэнергетическом воздействии тепловыми импульсами на деионизированную воду, воду с добавками наночастиц оксида кремния, водный раствор хлорида натрия и бинарный раствор этанол-бензол на плоском многослойном микронагревателе 100x110  $\mu\text{m}$  с внешним слоем, образованном карбидом кремния.

Схема стенда для исследования взрывного кипения показана на рис. 1 (а). Фотография микронагревателя представлена на рис. 1 (б). В экспериментах

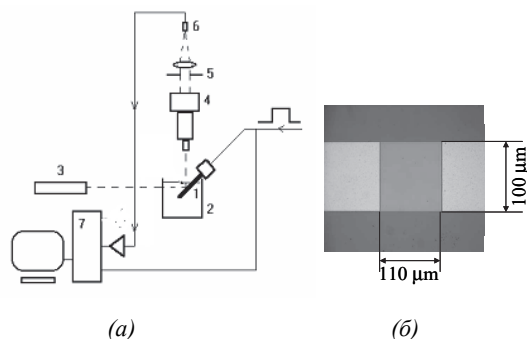


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

многослойный микронагреватель (1) погружался в кювету с жидкостью (2). Начальная температура жидкости изменялась от 20 до 23  $^{\circ}\text{C}$ . Одиночные прямоугольные импульсы тока подавались на резистор микронагревателя (1) для нагрева жидкости. Для изучения взрывного кипения использована оптическая методика регистрации зародышеобразования, основанная на измерении интенсивности лазерного излучения (3), диффузно отражённого от поверхности нагревателя, с использованием микроскопа (4) и диафрагмы (5). Интенсивность излучения измеряется фотодиодом (6) и быстрым АЦП (7). При возникновении микропузырьков интегральный коэффициент диффузного отражения падает, и сигнал с фотоприёмника регистрирует динамику заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками.

На основе комплексных экспериментальных и численных исследований установлено, что взрывной фазовый переход в воде, содержащей неоднородности на молекулярном масштабе, происходит в области температур и составов между бинодалью и спинодалью по механизму гомогенного зародышеобразования. Установлено снижение потока зародышей при увеличении концентрации хлорида натрия в водном растворе, вызванное сдвигом спинодали в область более высоких температур. Определены условия, при которых температура начала взрывного фазового перехода в бинарном растворе не соответствует линейной зависимости от мольной концентрации легколетучего компонента.

Выявлен комплексный механизм зародышеобразования в метастабильной жидкости при наличии наночастиц, установлено снижение температуры начала фазового перехода и увеличение потока зародышей вследствие гетерогенного зародышеобразования. На рис. 2 приведено влияние наночастиц на зависимость температуры взрывного кипения воды от скорости роста температуры жидкости. Как видно, наблюдается снижение температуры начала кипения вследствие понижения работы зародышеобразования во всем изученном диапазоне скорости роста температуры, что может быть использовано для управления взрывным фазовым переходом.

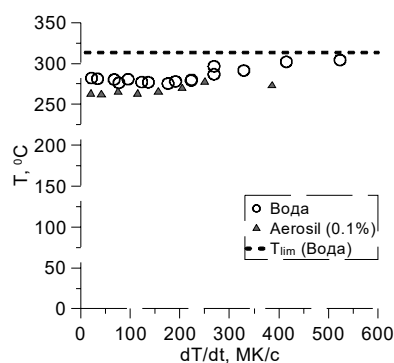


Рис. 2. Влияние наночастиц на зависимость температуры взрывного кипения воды от скорости роста температуры.

### Список литературы:

1. Abramson A.R., Tien C.L. Recent Developments in Microscale Thermophysical Engineering // J. Microscale Thermophys. Eng. 1999. 3 (4). С. 229–244.
2. Allen R. R., Meyer J. D. and Knight W. R. Thermodynamics and Hydrodynamics of Thermal Ink Jets // Hewlett-Packard J. 1985. Vol. 36. P. 21–27.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А18-118112690094-4).

УДК 532.529.5

## ДИНАМИКА ГАЗОВЫХ СНАРЯДОВ В ВЕРТИКАЛЬНОМ КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ

Кашинский О.Н., Курдюмов А.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Снарядное газожидкостное течение в трубах и каналах является одним из основных режимов, который существует при определенном соотношении расходов жидкости и газа. Исследованию снарядного течения в трубах круглого сечения посвящено большое число работ, см., например, обзор [1]. В то же время практически отсутствуют исследования снарядного течения в каналах сложной геометрии, в частности, в кольцевом канале. Кольцевой канал является простейшей моделью элемента тепловыделяющей сборки.

В настоящей работе проведено исследование характеристик снарядного течения в кольцевом канале. Рабочим участком служил вертикальный канал, образованный трубами с внутренним диаметром 32 мм и внешним диаметром 10 мм. Гидравлический диаметр канала составлял 22 мм. В канал подавалась жидкость из насоса через систему регулировки и измерения расхода. Подача газа производилась через трубку диаметром 4 мм. Газ подавался из сосуда, в котором поддерживалось постоянное давление. На выходе сосуда устанавливался быстродействующий электромагнитный клапан, управляемый электрическим сигналом. Размер газового снаряда изменялся путем изменения длительности подаваемого импульса.

Эксперименты проводились при различных скоростях жидкости и различных длинах снарядов. Скорость снарядов определялась с помощью видеосъемки. Измерение напряжения трения на стенке производилось электродиффузионным методом. Для получения осредненной структуры течения вокруг снаряда и после него использовался метод условного осреднения, ранее применявшийся в работе [2]. Для контроля все измерения проводились как в кольцевом канале, так и в круглой трубе диаметром 32 мм.

Было показано существенное отличие формы получаемого газового снаряда в кольцевом канале от классического пузыря Тейлора. В то же время для определения скорости движения снаряда могут быть

использованы корреляции для круглой трубы. Представлены характерные распределения напряжения трения на стенке, полученные методом условного осреднения, в кольцевом канале и круглой трубе.

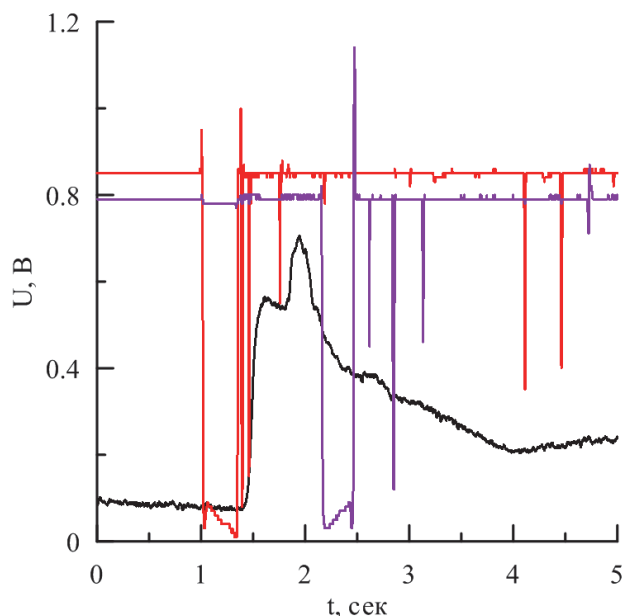


Рис. 1. Пример записи реализации датчика трения и оптических датчиков при прохождении газового снаряда.

### Список литературы:

1. Morgado A.D., Mirinda J.M., Aratijo J.D.P., Campos J.B.L.M. Review on vertical gas-liquid slug flow // Int. J. of Multiphase Flow, 2016, No. 5, p. 348–368.
2. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Курдюмов А.С. Трение на стенке в восходящем снарядном течении в вертикальной трубе // Теплофизика и Аэромеханика, 2006, Т. 13, № 3, С. 411–416.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН по программе АААА-А17-117020900052-7.

УДК 621.039.58

## ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ ПАССИВНОЙ ЧАСТИ ГИДРОЕМКОСТИ САОЗ В ПК КОРСАР/ГП

Латкин Д.Ю., Петкевич И.Г.

АО ОКБ «Гидропресс»,  
142103, Россия, Подольск, ул. Орджоникидзе, 21

Одной из систем безопасности РУ ВВЭР является пассивная часть САОЗ. Основными компонентами системы являются емкости САОЗ, трубопроводы, обратные клапаны и отсечная арматура.

Пассивная часть САОЗ срабатывает при достижении давления в контуре определенного значения. Для исключения попадания азота в контур слив емкости прекращается по достижении уровня жидкости емкости определенного значения. Отказ отсечной задвижки ведет за собой полный слив емкости и закачку газообразного азота в контур.

Расчетная модель РУ ВВЭР для ПК КОРСАР/ГП [1], используемая в ОКБ «Гидропресс», включает в себя модель пассивной части САОЗ, обеспечивающую расчет параметров газа и воды в емкостях САОЗ и соединительных трубопроводах, и модель расчета температурного поля в металлоконструкциях этих элементов.

Для моделирования емкости САОЗ используется элемент АССУМ («гидроаккумулятор»). Модель элемента АССУМ верифицирована на основе результатов экспериментов на интегральных теплогидравлических стендах.

Последние версии ПК КОРСАР/ГП позволяют использовать для расчета емкости САОЗ расчетный элемент SLVES, математическая модель которого включает более широкий перечень физических явлений.

Проведен сравнительный анализ 5 различных вариантов моделирования емкости и трубопровода в условиях скачкообразного и монотонного изменений давления в контуре. Сравнивались результаты моделирования элементом SLVES с аналитическим решением в условиях отказа отсечной задвижки и последующим попаданием азота в контур.

Была проведена верификация модели SLVES на экспериментах со сливом емкости САОЗ.

Для всех этапов работы сравнивались давление в емкости, температура газовой и жидкой фазы, уровень жидкости в емкости. При моделировании отказа отсечной задвижки было оценено количество азота, попадающего в контур.

### Список литературы:

1. Программный комплекс КОРСАР/ГП. Аттестационный паспорт Ростехнадзор № 263 от 23.09.2009.

## СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ЖИДКОСТЯХ

Рудяк В.Я.<sup>1,2</sup>, Лежнев Е.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),  
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Молекулярное моделирование процессов переноса фактически является единственной альтернативой экспериментальному определению коэффициентов переноса. Фактически единственным последовательным методом такого моделирования является метод молекулярной динамики (МД). Его очевидным недостатком является высокая ресурсоемкость вычислительных ресурсов. Есть и менее очевидный недостаток. Метод молекулярной динамики не воспроизводит истинных фазовых траекторий моделируемой системы. Адекватные данные вычисления ее характеристик (давления, температуры, вязкости и т.д.) получаются лишь усреднением по большому числу независимых фазовых траекторий. Учитывая это, в наших работах [1-3] был развит метод стохастического молекулярного моделирования (СММ) коэффициентов переноса разреженных газов. Однако он применим лишь для молекулярных систем, в которых имеют место лишь парные соударения. В жидкостях это не так. Цель данной работы состоит в развитии идей работ [1-3] на случай жидкости. Фактически предлагается некий паллиатив методов МД и СММ.

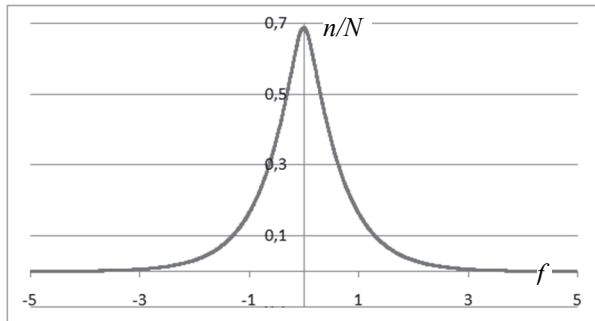


Рис.1. График плотности распределения сил, действующих на молекулу.

Ключевым моментом метода МД является решение уравнений Ньютона, описывающих динамику системы. Это в свою очередь требует расчета на каждом шаге сил, действующих на каждую молекулу. В предлагаемом подходе жидкостях подобным образом моделировать невозможно. Однако, есть возможность моделировать силы, действующие на каждую молекулу. Показано, что эти силы хорошо моделируются некоторым распределением, плотность которого приведена на рис. 1 для жидкого аргона при атмосферном давлении и температуре 87 К. Данная плотность распределения  $f(x)$  определяет закон, согласно которому распределены силы, действующие на молекулу. Для моделирования собственно силы, действующей на молекулу, кроме плотности распределения нужна также и соответствующая функция распределения.

Наличие функции распределения позволяет в любой момент времени разыграть силы, действующие на каждую молекулу и тем самым последовательно шаг за шагом имитировать динамику системы. Алгоритм строится традиционно: (1)  $N$  молекул помещается в кубическую ячейку; (2) используются периодические граничные условия; (3) в начальный момент времени все молекулы имеют максвелловское распределение по скоростям и равномерно распределены по объему в соответствии с плотностью моделируемой жидкости; (4) на каждом шаге определяются силы, действующие на каждую молекулу; (5) с помощью найденных сил проводится определение скоростей и координат всех молекул; (6) в случае необходимости выполняется коррекция энергии и импульса системы; (7) по полученным динамическим переменным с помощью флуктуационно-диссипационных теорем рассчитываются коэффициенты переноса.

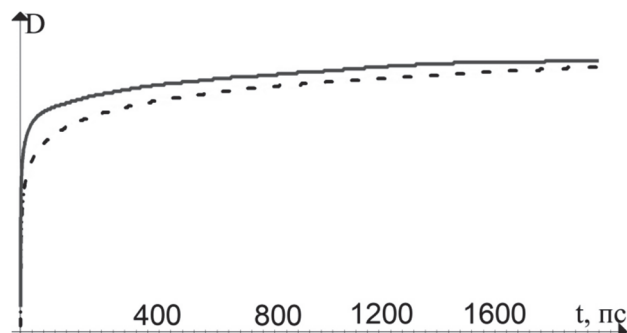


Рис.2. Эволюция коэффициента диффузии, полученные методом МД (сплошная линия) и СММ (пунктирная линия).

Пример расчета коэффициента диффузии жидкого аргона представлен на рис. 2. Сопоставление с расчетом методом МД показало, что полученная точность порядка 2% при использовании сравнительно небольшого числа молекул.

### Список литературы:

1. V.Ya.Rudyak, E.V. Lezhnev. Stochastic method for modeling of the rarefied gas transport coefficients. J. Physics: ConferenceSeries. 2016. V. 738. P. 012086.
2. В. Я. Рудяк, Е. В. Лежнев. Стохастический метод моделирования коэффициентов переноса разреженного газа. Матем. моделирование. 2017. Т. 29. № 3 С. 113–122.
3. V.Ya.Rudyak, E.V. Lezhnev. Stochastic method for modeling of the rarefied gas transport coefficients. J. ComputationalPhysics. 2018.V. 355.P. 95–103.

Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 17-01-00040 и № 19-01-00399).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ОБЛАКА ХЛАДАГЕНТА ПРИ АВИАЦИОННОМ ПОЖАРОТУШЕНИИ

Жарова И.К.<sup>1</sup>, Бондарчук С.С.<sup>2</sup>, Козлов Е.А.<sup>1</sup>, Маслов Е.А.<sup>1</sup>, Перфильева К.Г.<sup>1</sup>, Ткаченко П.Н.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>2</sup>Томский государственный педагогический университет,  
634061, Россия, Томск, ул. Киевская, 60

<sup>3</sup>Академия гражданской защиты МЧС России,  
141435, Россия, Московская обл., г. Химки, мкрн. Новогорск

При тушении пожаров в труднодоступных районах единственно возможным способом является сброс хладагента (как правило, воды) в очаг пожара с борта самолета или вертолета [1]. Для повышения эффективности технологии авиационного пожаротушения необходимо моделирование следующих процессов:

- разрушение макрообъема жидкости, сбрасываемого из водосливного устройства летательного аппарата, с образованием первичного облака полидисперсных капель [2];
- эволюция аэрозольного облака при его гравитационном осаждении [3];
- взаимодействие жидко-капельного облака с очагом пожара [4].

В настоящем сообщении представлена математическая модель эволюции облака полидисперсного жидко-капельного аэрозоля при его гравитационном осаждении в очаг пожара. Динамика облака рассматривается как движение капель каждой фракции с учетом силы и направления ветра, а также восходящего потока из очага пожара.

В процессе эволюции жидко-капельного облака учитывается теплообмен капель с окружающей средой и изменение их размеров за счет испарения. Динамика жидко-капельного облака при авиационном пожаротушении в декартовой системе координат описывается системой уравнений, включающей уравнения движения капли, конвективного теплообмена капли с окружающей средой (воздухом) и уравнение изменения размера капли вследствие испарения.

При движении капли предусматривается возможность нарушения целостности капли и ее неоднократного дробления. Условиями дробления являются критические соотношения, характеризующие взаимодействия двух типов:

- внутреннее взаимодействие – массовые инерционные силы преобладают над силами поверхностного натяжения капли (неустойчивость Рэлея–Тэйлора);
- внешнее взаимодействие – силы лобового сопротивления превышают силы поверхностного натяжения капли (неустойчивость Кельвина–Гельмгольца).

В качестве критерия дробления капель за счет неустойчивости Рэлея–Тэйлора принимается критическое значение числа Бонда, за счет неустойчивости Кельвина–Гельмгольца – критическое значение числа Вебера.

При выбросе в атмосферу жидкости образуется первичное облако капель с дифференциальной функцией счетного распределения

$$f(r) = a \exp(-3.12r),$$

где  $a = 1.575 \text{ мм}^{-1}$  – нормирующий множитель;  $r$  – текущий радиус капель (мм).

При проведении расчетов рассматривались шесть фракций капель одинакового радиуса в диапазоне  $r = (0.5 + 3.0) \text{ мм}$ .

Проведена оценка применения одного из способов локализации лесного пожара с помощью авиации, состоящего в создании перед фронтом пламени полосы орошения, препятствующей дальнейшему его распространению.

С использованием предложенной модели [3] проведено численное исследование характеристик полосы орошения для локализации лесного пожара при сбросе хладагента из водосливного устройства ВСУ-5, установленного на вертолете, а также с борта самолета Бе-200. Для уточнения начальных параметров облака капель в условиях сброса с борта самолета математическая модель дополнена с учетом того, что сбрасываемый жидкий хладагент первоначально попадает в «след» – спутный поток воздуха, увлекаемый летательным аппаратом. При этом оценивались полуширина и скорость воздуха в «следе».

### Список литературы:

1. Пиджаков А.Ю., Рещецкий Ф.Н., Гаврилова О.В. Применение авиации МЧС России при тушении лесных пожаров // Научно-аналитический журнал «Вестник Санкт-Петербургского университета Государственной противопожарной службы МЧС России». 2011. № 1. С. 68–71.
2. Накоряков В.Е., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. О предельных поперечных размерах капельного облака при разрушении водяного массива в процессе падения с большой высоты // Доклады Академии наук. 2017. Т. 475. № 2. С. 145–149.
3. Архипов В.А., Басалаев С.А., Жарова И.К., Золоторев Н.Н., Маслов Е.А. Программа Cloud Formation для расчета эволюции жидко-капельного аэрозоля с учетом закономерностей формирования начального облака полидисперсных капель в турбулентном следе. Программа для ЭВМ № 2018666697. Опубл. 19.12.2018.
4. Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Теплоперенос при движении капель воды в высокотемпературной газовой среде // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86. № 1. С. 59–65.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского  
научного фонда (проект № 15-19-10014).*



УДК 622.276.6

## РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫТЕСНЕНИЯ НЕФТИ ИЗ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ НАНОЖИДКОСТЬЮ

Минаков А.В.<sup>1,2</sup>, Пряжников М.И.<sup>1</sup>, Лобасов А.С.<sup>1</sup>, Рудяк В.Я.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский Федеральный университет,  
660079, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Эффективность извлечения нефти из нефтеносных пластов современными промышленно освоенными методами разработки во всех нефтедобывающих странах на сегодняшний день считается неудовлетворительной, при том, что потребление нефтепродуктов во всем мире растет из года в год. Средняя конечная нефтеотдача пластов по различным странам и регионам составляет от 25 до 40% [1]. Остаточные или неизвлекаемые промышленно освоенными методами разработки запасы нефти достигают в среднем 55–75% от первоначальных геологических запасов нефти в недрах. Традиционно для повышения коэффициента нефтеотдачи (КИН) используют водные растворы разнообразных ПАВ. В последние годы, появились работы, в которых показано, что использование наносuspензий позволяет существенно повысить коэффициент извлечения нефти из пласта [2]. С точки зрения снижения межфазного натяжения на границе с нефтью и уменьшения контактного угла смачивания, наносuspензии обладают примерно одинаковыми характеристиками по сравнению с водными растворами ПАВ.

В данной работе проведено расчетное исследование процесса вытеснения нефти из пористой породы с помощью наножидкости. Для описания этого процесса использовалась модель течения двух несмешивающихся жидкостей с учетом сил поверхностного натяжения и краевого угла смачивания. Для моделирования процесса вытеснения нефти наножидкостью использовалась численная методика, основанная на методе жидкости в ячейках, которая хорошо зарекомендовала себя для расчета макроскопических течений со свободной поверхностью.

В качестве наножидкости использовалась наносuspензия с частицами оксида алюминия размером 43 нм. Концентрация наночастиц варьировалась от 0 до 1 мас.%. Для моделирования использованы экспериментальные данные по вязкости, межфазному натяжению на границе нефть/наножидкость и краевому углу смачивания на границе нефть/наножидкость/горная порода.

В начале проведено исследование влияния концентрации наножидкости на эффективность вытеснения нефти. Анализ результатов моделирования показал, что добавка наночастиц в вытесняющую жидкость значительно влияет на процесс вытеснения нефти из пористой породы. В случае чистой воды или наножидкости с малой концентрацией наночастиц, вытесняющая жидкость продвигается по насыщенной нефтью породе в виде отдельных ручейков или струек (см.

рис.1). При этом большая часть объема пористой среды остается заполненной нефтью (на рис.1 нефть обозначена синим цветом). Так, для рассматриваемого случая, вода вытеснила примерно около 30% нефти из возможной. Дальнейшая промывка такой породы не приносит результата. Существенно по-другому происходит процесс вытеснения нефти наножидкостью. Движение наножидкости при высоких концентрациях наночастиц происходит не отдельными струйками, а фактически однородным фронтом по всему объему расчетной области. В результате чего гораздо больший объем пористой среды оказывается охваченным движением вытесняющей жидкости. И соответственно существенно большее количество нефти вымывается из породы. Так, в результате моделирования было показано, что 1 мас.% концентрация наночастиц оксида алюминия размером 43 нм позволяет повысить КИН примерно в 2,15 раза по сравнению с водой.

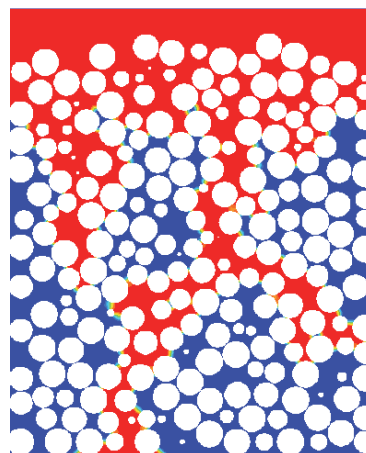


Рис.1. Вытеснение нефти из пористой среды.

В результате анализа всех полученных данных было установлено, что основной причиной увеличения КИН при вытеснении нефти наножидкостью является улучшение смачивания горной породы.

### Список литературы:

1. Шелепов В.В. Состояние сырьевой базы нефтяной промышленности России // Нефтяное хозяйство. 2003. № 4. С. 16–17.
2. Bera A., Mandal A. Microemulsions: a novel approach to enhanced oil recovery: a review // J. Pet. Explor. Prod. Technol. 2014. Vol. 5. № 3. P. 255–268.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке  
Российского научного фонда в рамках проекта  
№ 17-79-20218.*

УДК 532.517.4

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕННОГО УГЛА АТАКИ ПРИ ОБТЕКАНИИ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАСООБМЕНА**

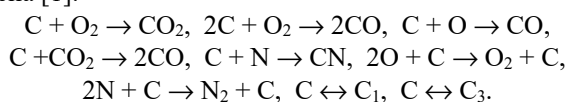
**Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С.**

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

При полете со сверхзвуковой скоростью летательный аппараты испытывают сильные тепловые и силовые воздействия, которые изменяют их форму, оказывают влияние на аэродинамические характеристики и динамику полета. При этом летательный аппарат совершает не только поступательное движение, но и вращательное и колебательное, которые изменяют его тепловое состояние.

В отличие от работы [1] здесь рассматривается движение сферически затупленного конуса в плотных слоях атмосферы, совершающего колебательное движение в плоскости угла атаки. Течение воздуха около тела описывается уравнениями пространственного пограничного слоя, представленных в естественной системе координат и записанных в переменных Дороницына-Лиза, с учетом ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения [2].

Для пористой сферической оболочки из стали ( $0 \leq s < s_1$ ) и конической части тела из углеродного материала ( $s_1 \leq s < s_k$ ) в предположении одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении к нормали к поверхности тепловое состояние описывается системой уравнений, представленной в работе [3]. На поверхности конической части тела в отличие от сферической рассматриваются процессы термохимического разрушения. На границе раздела газообразной и конденсированной фаз используется следующая кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций с учетом закона Фика для диффузионных потоков и аналогии процессов тепло- и массообмена [1]:



Численное моделирование данной задачи проводилось при переменных внешних условиях обтекания тела сверхзвуковым потоком химически равновесного воздуха, обусловленных периодическим изменением угла атаки в диапазоне от  $-10^\circ$  до  $+10^\circ$ . При решении использовались различные системы координат в теле и пограничном слое, которые вследствие колебаний тела движутся относительно друг друга. Предполагалось, что характерная линейная скорость колебательного движения тела много меньше скорости набегающего потока. Использовалось допущение, что ламинарное и турбулентное числа Льюиса равняются единице. Для повышения точности определения характеристик теплообмена данная задача решалась в сопряженной постановке. Условия сопряжения на границе раздела конденсированной и газовой фаз имеют следующий вид:

при  $0 \leq s < s_1$ :

$$(\rho v)_w^{(1)} \Big|_{-0} = (\rho v)_w^{(1)} \Big|_{+0},$$

$$T(s, \eta) \Big|_{-0} = T_1(s, \eta) \Big|_{+0},$$

$$\frac{\mu}{Pr} \left( \frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - (1 - \Phi) \epsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1 - \Phi) \left( \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right) \Big|_w;$$

при  $s_1 \leq s < s_k$ :

$$(\rho v)_w^{(2)} \Big|_{-0} = (\rho v)_w^{(2)} \Big|_{+0},$$

$$T(s, \eta) \Big|_{-0} = T_2 \Big|_{n=0-x(t)}(s, \eta) \Big|_{+0},$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_{n_1=0-x(t)} = \frac{\mu}{Pr} \left( \frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - (h_w - h_c) \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} - (\rho v)_{1w} (h_w - h_g) - \epsilon \sigma T_w^4.$$

Здесь  $(\rho v)_w^{(1)}$ ,  $(\rho v)_w^{(2)}$  – расход газа-охладителя и полный массовый унос с поверхности сферической и конической части тела соответственно;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости;  $h$  – статическая энтальпия;  $s$ ,  $\eta$ ,  $n$  – продольная, окружная и нормальная составляющие естественной системы координат;  $x(t)$  – граница раздела газообразных и конденсированных фаз (глубина выгорания);  $Pr$  – число Прандтля;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $\epsilon$  – излучательная способность поверхности. Индексы: (1), (2) «вверху» отвечают параметрам газовой фазы на сфере и конусе в теле; 1, 2 «внизу» – характеристикам сферы и конуса в конденсированной фазе;  $c$  – углекислоты;  $w$  – значениям на границе пограничного слоя;  $k$  – периферийной области оболочки;  $g$  – газовой фазы на сферической и конической части тела.

Полученные результаты расчетов показали, что при обтекании тела, изменяющего положение тела относительно набегающего потока, распределение температуры поверхности тела имеет меньший перепад по окружной координате  $\eta$ , чем при обтекании с постоянным углом атаки. Показано влияние периодических колебаний сферически затупленного конуса на характеристики сопряженного теплообмена.

Список литературы:

1. Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С. Математическое моделирование влияния вращения на характеристики сопряженного теплообмена при высокотемпературном обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки // Теплофизика и аэромеханика. 2017. № 5. С. 677–689.
2. Математическое моделирование сопряженных задач теплообмена / В.И. Зинченко Томск: Изд-во ТГУ, 1985. 221 с.
3. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты / А.М. Гришин, А.Н. Голованов, В.И. Зинченко, А.С. Якимов, К.Н. Ефимов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. 358 с.

УДК 532.663, 536.658

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ С ПУЗЫРЬКОВЫМ СЛОЕМ У ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

Огородников И.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Пузырек является одним из двух примеров естественных монополей, встречающихся в природе. Поэтому пузырьковая среда является уникальным физическим объектом. Вторым и более сложным примером природных монополей являются звезды.

Целью работы является анализ физических процессов, сопровождающих взаимодействие интенсивной волны с пузырьковым слоем около свободной поверхности жидкости. Рассмотрены слой с одинаковыми и полидисперсными пузырьками.

Исследования проведены с помощью волновой системы уравнений [1].

Постановка задачи. Около мягкой границы в вязкой жидкости расположен пузырьковый слой. Ширина слоя равна расстоянию, на котором в пузырьковой среде формируется резонансный солитон [2]. Широкополосный звуковой импульс из чистой жидкости падает на пузырьковый слой. Амплитуда импульса  $P_0=0,5$  МПа, длительность  $\tau=60 \cdot 10^{-6}$  с. Параметры среды  $P_0=0,1$  МПа,  $R_0=0,25 \cdot 10^{-3}$  м,  $\alpha=10^{-3}$ ,  $\gamma=1,4$ ,  $\rho=1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_0=1500$  м/с. Ширина слоя  $h=3,8 \cdot 10^{-2}$  м. В полидисперсной среде возможные отклонения от среднего радиуса пузырька лежат в диапазоне 50%.

На рис. 1 приведена пространственная развертка волнового поля в среде с одинаковыми пузырьками, в момент времени, когда в пузырьковом слое сформировался резонансный солитон. Фаза отражения ограничивается первым импульсом. Энергия волны и пузырьков в этот момент совпадают.

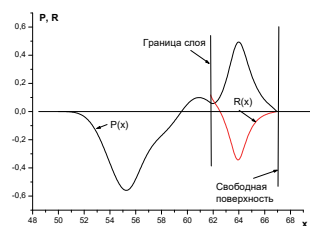


Рис. 1. Структура волнового поля в слое с одинаковыми пузырьками около мягкой границы.

Далее слой излучает «захваченную» энергию (рис. 2). За время, равное примерно пятистам длительностям исходной волны слой излучает ~ 80%

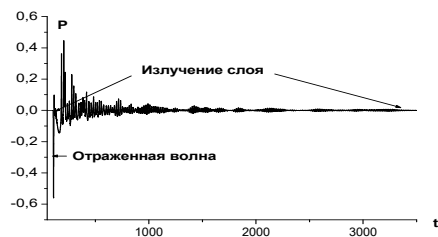


Рис. 2. Временная развертка волнового поля в чистой жидкости на большом расстоянии от слоя.

попавшей в него энергии. Излучение представляет собой волновые пакеты различной длительности. На рис. 3 представлен энергетический спектр излучения слоя с одинаковыми пузырьками, когда пузырьки совершают уже линейные пульсации. Ширина спектра  $\Delta f=1,1$  кГц.

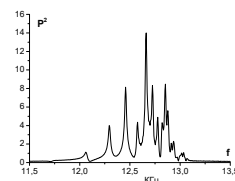


Рис. 3. Спектр излучения слоя с одинаковыми пузырьками

Верхняя граница спектра соответствует частоте свободных пульсаций пузырька (13 кГц). Линии сцеплены из-за взаимодействия между пузырьками. На рис. 4 представлен спектр излучения полидисперсного слоя на тех же временах. Ширина спектра  $\Delta f=0,7$  кГц.

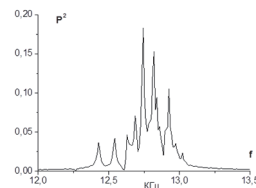


Рис. 4. Спектр излучения слоя с полидисперсными пузырьками

Исследования показали, что пузырьковый слой является резонатором [3]. Одна граница слоя является излучателем в виде пузырьков, связанных с внутренними пузырьками и осуществляющими связанные объемные пульсации. Пузырьки взаимодействуют посредством волнового поля, благодаря чему линии спектра лежат ниже частоты собственных пульсаций пузырьков. Интенсивность основной линии излучения полидисперсного слоя почти на 2 порядка меньше чем для слоя с одинаковыми пузырьками. При  $\alpha=10^{-5}$  взаимодействие между пузырьками исчезает, а спектр линейного излучения монодисперсного слоя вырождается в линию на резонансной частоте пузырька.

### Список литературы:

1. И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями. *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*, Т.9, № 2, 2016. С.70–81.
2. Ogorodnikov I.A. Resonant solitons in a polydisperse bubble medium// *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. V. 1105. 012088. doi :10.1088/1742-6596/1105/1/012088.
3. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. — НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». — 2000. — 560 с.

## ТУРБУЛЕНТНЫЕ ГАЗОКАПЕЛЬНЫЕ ПРИСТЕННЫЕ ЗАВЕСЫ. ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пахомов М.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Тепловая защита стенки от воздействия высокотемпературных потоков с помощью пристенных завес является актуальной и важной задачей при разработке различных энергетических машин и установок. Повышение температуры газа перед турбиной является основным способом роста тепловой эффективности энергетической установки. К настоящему моменту эта величина уже превышает значение 1800 К и имеет тенденцию к дальнейшему возрастанию. Это уже превышает рабочие температуры используемых материалов. Поэтому тепловая защита обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных газовых потоков является актуальной и важной задачей при разработке различных энергетических машин и установок. Во многих случаях весьма эффективными бывают гидродинамические способы защиты, когда охлаждающий газ (жидкость) вдувается в пограничный слой через защищаемую поверхность, так называемое пленочное охлаждение. Теория однофазных газовых завес для такого случая в различных термодинамических условиях на не- и адиабатической поверхности к настоящему времени является хорошо разработанной и ее основы изложены в монографиях [1,2] и обобщающих обзорах [3-6].

Вдвиг газоподобного потока – один из эффективных способов повышения тепловой эффективности пристенных завес. Основным механизмом повышения теплозащитных свойств при использовании двухфазной системы является использование энергии фазового перехода при испарении капель в непосредственной близости от защищаемой поверхности. Идея использовать газоподобные пристенные струи для охлаждения поверхности уже около 50-ти лет. Вероятно, одними из первых работ по данной тематике в зарубежной и отечественной литературе была экспериментальная и теоретическая работы [7-9] соответственно. За последние несколько десятилетий в литературе представлено большое количество экспериментальных [10-12,14] и численных [13-15] работ по исследованию газоподобных пристенных завес. Интерес к исследованию таких течений не ослабевает и в последнем десятилетии [16-19].

Целью данной работы является краткий обзор современного состояния исследований структуры течения и тепловых характеристик пристенных газоподобных струй, включая работы выполненные в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН за последние 20 лет по данной тематике (см., [10,12-14,19]).

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ 18-08-00386).*

### Список литературы:

1. Репухов В.М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка. 1980. 216 с.
2. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука. 1983. 240 с.
3. Goldstein R.J. Film cooling // Adv. Heat Transfer. 1971. V. 7. P. 321–378.
4. Волчков Э.П., Лебедев В.П., Терехов В.И. Теплообмен в турбулентных пристенных струйных течениях // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4. № 2. С. 195–210.
5. Leontiev A.I. Heat and mass transfer problems in film cooling // ASME J. Heat Transfer. 1999. V. 121. P. 509–527.
6. Bunker R.S. A review of shaped hole turbine film cooling technology // ASME J. Heat Transfer. 2005. V. 127. P. 441–453.
7. Talmor, E., and Weber, N., Foreign-gas film cooling along nonconverging and converging walls at various free-stream turbulence levels // Proc. 4th Int. Heat Transfer Conference IHTC-4. Paris, France. 1970. Paper FC-8.7. 11 pages.
8. Васильев А.А., Репухов В.М. К расчету двухфазной тепловой завесы на адиабатической стенке // Промышленная теплотехника. 1981. Т. 3. № 6. С. 12–19.
9. Van Fossen G.J. The feasibility of water injection into the turbine coolant for permit gas turbine contingency power for helicopter application // ASME J. Eng. Power. 1983. V. 105. P. 635–642.
10. Волчков Э.П., Лебедев В.П., Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Экспериментальное исследование влияния концентрации мелкодисперсных капель жидкости на эффективность газовой завесы // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. Вып. 1. С. 28–32.
11. Nirmalan N. V., Weaver J. A., Hylton L. D. An experimental study of turbine vane heat transfer with water-air cooling // ASME J. Turbomach. 1998. V. 120. P. 50–62.
12. Терехов В.И., Шаров К.А., Шишкин Н.Е. Экспериментальное исследование смешения газового потока с пристенной газоподобной струей // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6. № 3. С. 331–340.
13. Терехов В.И., Пахомов М.А. Численное исследование тепловой эффективности двухфазной газоподобной пристенной завесы в цилиндрическом канале // ТВТ. 2002. Т. 40. № 4. С. 633–640.
14. Terekhov V.I., Pakhomov M.A., Sharov K.A., Shishkin N.E. The thermal efficiency of near-wall gas-droplets screens. II. Experimental study and comparison with numerical results // Int. J. Heat Mass Transfer. 2005. V. 48. P. 1760–1771.
15. Li X., Wang T. Simulation of film cooling enhancement with mist injection // ASME J. Heat Transfer. 2006. V. 128. P. 509–519.
16. Zhao L., Wang T. An experimental study of mist/air film cooling on a flat plate with application to gas turbine airfoils—part I: Heat transfer // ASME J. Turbomach. 2014. V. 136. Paper 071006. 9 p.
17. Jiang Y., Zheng Q., Dong P., Yue G., Gao J. Numerical simulation on turbine blade leading-edge high-efficiency film cooling by the application of water mist // Numerical Heat Transfer, Part. A. 2014. V. 66. P. 1341–1364.
18. Gao T.Y., Zeng J.X., Li J., Gong J.Y. Numerical prediction on mist/steam cooling in a square ribbed channel at real gas turbine operational conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 108. P. 1089–1102.
19. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Droplet-laden mist film cooling effectiveness of cylindrical holes embedded in a transverse trench // J. Eng. Thermophys. 2018. V. 27. N. 4. P. 387–398.

## ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ В СМЕСЯХ МЕТАНА С ВЗВЕСЯМИ УГЛЯ

Пинаев А.В.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

К настоящему времени основное внимание уделено исследованию волн горения и околозвуковых взрывных режимов в метановоздушных смесях, поскольку считается, что они являются основной причиной трагедий в шахтах. Менее исследованы процессы горения, взрыва и детонации в гибридных системах взрывчатый газ – угольная пыль [1-2]. Угольная пыль в шахте находится частично в воздушном объеме и преимущественно на стенках канала горной выработки (в основном на его нижнем горизонте). Концентрация витающей угольной пыли в сечении шахты обычно на 2-3 порядка меньше нижнего (концентрационного) предела взрываемости (НПВ) угольной пыли. Для различных углей НПВ составляет 30-80 г/м<sup>3</sup> [2]. По современным представлениям первичная взрывная волна (ударная волна УВ с движущимися на удалении от фронта продуктами сгорания) образуется от взрыва зарядов ВВ, либо от воспламенившегося объема метановоздушной смеси [2]. За фронтом взрывной волны угольная пыль поднимается высокотемпературным потоком газа со стенок канала, переходит во взвешенное состояние, воспламеняется и усиливает взрывную волну.

Эксперименты по изучению затухания взрывных волн в угольных шахтах выполняются в постановке, когда начальная часть канала диаметром от 1 до 3 м отделяется от остальной его части бумажной или полиэтиленовой перегородкой и заполняется метаном. Затем осуществляется подрыв метано-воздушной смеси с помощью однотипного химического воспламенителя с энергией до нескольких кДж. Как правило, длина участка, заполненного метано-воздушной смесью, составляет 3-20 поперечных калибров канала. На этом расстоянии формируется взрывная волна с околозвуковыми параметрами, и не успевает произойти переход в детонацию. На последующем длинном участке канала взрывная волна распространяется не в химически активной смеси, а в воздухе. На выходе из заполненного метаном участка УВ была околозвуковой, и даже без предлагаемых технических средств [3,4] испытывает естественное затухание.

В настоящей работе эксперименты проводили в вертикальной ударной трубе длиной  $L$  6.75 м, диаметром  $d$  70 мм ( $L/d \approx 96$ ). Трубу вакуумировали и заполняли смесями газов ( $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$  или  $\text{CH}_4/\text{Air}$ ) и взвесью мелкодисперсного угля. Инициирование волн горения и детонации осуществляли либо высоковольтной искрой, либо секциями инициирования СИ, заполненными газовой смесью  $\text{C}_2\text{H}_2+2.5\text{O}_2$  при начальном давлении 0.5÷3.0 атм и отделяемыми от рабочей секции лавсановыми диафрагмами. Опыты проведены на угольном порошке с размерами частиц 0÷200 мкм при его выдувании из контейнера струей взрывчатой газовой смеси через генератор пыли. Среднеобъемная

концентрация частиц угольной пыли в трубе изменялась от 23 до 534 г/м<sup>3</sup>.

Атомарный состав угля и примесей в угле определен на электронном микроскопе MERLIN Compact, Zeiss. Состав химических соединений исследован на рентгеновском дифрактометре D8-Advance.

Выполнены эксперименты по определению параметров и структуры волн детонации и горения в газовых смесях с избытком кислорода  $0.081\text{CH}_4+0.919\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4+2\text{O}_2+6\text{N}_2$  и  $\text{CH}_4+10.52\text{Air}$ , а также в этих же смесях с взвесями частиц мелкодисперсного каменного угля.

В результате установлено, что за фронтом волн горения, взрывных и детонационных волн происходит воспламенение и горение частиц угля. С увеличением длины зоны реакции в газовых смесях (при уменьшении начального давления смеси) возрастает степень сгорания частиц угля и наблюдается усиление волн сжатия.

Если падающая волна является затухающей взрывной волной, то сгорание угля существенно интенсифицируется в отраженных от торца трубы волнах, при этом возможно возникновение самоподдерживающихся низкоскоростных режимов детонации. Во всех опытах с взвесями угля наблюдается неполное сгорание угля, доля сгоревшего угля в зоне реакции и за ней не превышает 20-30% и зависит от величины его среднеобъемной плотности.

В работе экспериментально выяснен механизм сгорания угольной пыли во взрывных и детонационных волнах. Проанализировано различие между рентнограммами исходного угольного порошка и образцов, подвергшихся воздействию высокотемпературных волн. Получены данные о параметрах волн горения и детонации непосредственно в газовых смесях метановоздух и метан-кислород-азот с взвесями мелкодисперсного угля при варьировании интенсивности взрывной иницирующей волны.

### Список литературы:

1. Взрывоопасность угольных шахт / А.Т. Айруни, Ф.С. Клебанов, О.В. Смирнов. М.: Из-во «Горное дело» ООО «Киммерийский центр», 2011. 264 С. (Серия «Библиотека горного инженера». Т. 9 «Рудничная аэрология». Кн. 2).
2. Пылевая взрывоопасность горного производства / К.А. Лебецки, С.Б. Романченко. М.: «Горное дело» ООО «Киммерийский центр», 2012, 464 С. (Серия Библиотека горного инженера. Т. 6 «Промышленная безопасность». Кн.10).
3. Шолль Э.В., Виманн В. Подавление взрывов в подземных выработках автоматическими заслонами системы BVS. // Из ж. Глюкауф-форшунгсхэфте, 1979, № 1. С. 38–46.
4. Джигрин А.В., Горлов Ю.В., Чигрин В.Д. Автоматическая система взрывоподавления – локализации взрывов метановоздушной смеси и угольной пыли в подземных горных выработках угольных шахт // Безопасность труда в промышленности 2003. № 8. С. 22–26.

## О ВЗРЫВЧАТОСТИ АЭРОВЗВЕСЕЙ СУЛЬФИДНЫХ РУД В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Пинаев А.В., Пинаев П.А.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

Из аэровзвесей угольной, серной и сульфидной пылей последняя наименее взрывоопасна. Нижние и верхние концентрационные пределы взрываемости пиритовой ( $\text{FeS}_2$ ) сульфидной пыли составляют 80 и 1800 г/м<sup>3</sup>, температура воспламенения 430–460°C. В шахтах взвешенная (витающая) пыль с размером частиц  $l_s \leq 75\text{--}100$  мкм обычно имеет среднеобъемную плотность  $\rho_s \leq 1$  г/м<sup>3</sup>. Более плотная взвесь сульфидной пыли образуется вблизи места подрыва ВВ, поток газа за образовавшейся ударной волной (УВ) срывает дополнительную пыль со стенок канала.

Пыль может воспламеняться от теплового и механического импульсов в результате действия УВ и разлетающихся продуктов детонации газовой смеси или ВВ. С уменьшением размера частиц увеличивается удельная площадь поверхности и возрастает вероятность взрыва пыли.

В работе исследованы помолы разных природных руд №1–4, состоящие из рыхлых комочков с размерами около 100 мкм, которые легко рассыпаются на мелкие твердые частицы. Для руды №1 размеры частиц  $l_s \approx 1\text{--}10$  мкм (средний размер  $\langle l_s \rangle \approx 5$  мкм), для остальных руд  $l_s \approx 0.5\text{--}3$  мкм ( $\langle l_s \rangle \approx 1$  мкм).

Среднеобъемная концентрация взвесей руд изменялась от 40 до 450 г/м<sup>3</sup>.

Атомарный состав руд определен на электронном сканирующем микроскопе MERLIN Compact, Zeiss. В руде №1 содержится наибольшее количество S и Fe (32 и 47% масс. соответственно), в рудах №2–4 S и Fe примерно 5 и 6% масс. соответственно.

Массовый состав химических соединений в порошках руд определен на рентгеновском дифрактометре D8-Advance – приборе для измерения интенсивности и направления рентгеновских лучей, дифрагированных на кристаллах. В рудах №1–4 основным химическим соединением, обеспечивающим энерговыделение, является пирротин (Pyrrhotite-3T)  $\text{Fe}_7\text{S}_8$ . В руде №1 его содержится более 62% масс, в рудах №2–4 – менее 4.5% масс.

Для выяснения степени реагирования и возможности самовозгорания порошков руд проведено термogravиметрическое исследование их окисления при квазистационарном нагреве до 1000°C. Уменьшение массы руд начинается с 450°C в основном за счёт разложения пирротина. В диапазоне 450–1000°C масса руды №1 уменьшается на 12%, у руд №2–4 – на 2–4%. Поэтому руда №1 наиболее предпочтительна для проверки на динамическую взрывчатость.

В работе предложена экспериментальная методика для исследования взрывчатости аэровзвесей сульфидных руд при воздействии на них ударных и взрывных волн. Эксперименты проводили в вертикальной удар-

ной трубе длиной 6.75 м, диаметром 70 мм. После заполнения трубы аэровзвесью порошка происходило инициирование газовой смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$  в секциях инициирования (СИ), расположенных сверху трубы. УВ и продукты газовой детонации, истекающие из СИ с температурой около 4000 К и движущиеся медленнее фронта УВ, служили источниками нагрева сульфидной пыли.

Во всех образцах руд после прохождения УВ количество пирротина уменьшается за счёт реакций Fe и S с кислородом. Наибольшее выгорание пирротина (27% масс.) наблюдается в поверхностном слое руды №1, осевшем на торце трубы. Во всех экспериментах сульфид железа FeS (содержание < 2% масс.) сгорает полностью. Появление  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  объясняется окислением железа, освободившегося после уменьшения масс. доли  $\text{Fe}_7\text{S}_8$  и  $\text{CuFeS}_2$ .

В падающей ударной волне на верхнем участке трубы при скорости 1200 м/с и температуре 953 К (680°C) реакций, сопровождающихся свечением, не зарегистрировано. Кратковременное свечение зафиксировано в нижней части трубы в отражённой волне примерно при той же температуре, но более высоком давлении. Взвеси руд не взрываются при воздействии горячих продуктов детонации газовой смеси, истекающих из СИ. Низкая реакционная способность исследованных руд объясняется более высокой, чем у пиррита, температурой воспламенения пирротина, а также протеканием реакций в тонком поверхностном слое частиц. В аэровзвесах не зарегистрированы самоподдерживающиеся взрывные процессы, волны сжатия и ударные волны в них затухают.

Руды №2–4 гораздо слабее, чем руда №1, реагируют с кислородом воздуха. Свечение в отражённых волнах слабое. Результаты рентгеноструктурного анализа указывают на незначительный массовый процент прореагировавшей серы.

Реакции окисления на поверхности частиц всех исследованных руд протекают независимо от отсутствия или наличия свечения, если температура за ударными волнами превышает 450°C. В процессе реакций на частицах образуется ядовитый сернистый газ  $\text{SO}_2$  (ПДК в воздухе  $3.8 \cdot 10^{-6}$ ). Содержание серы в образцах руды №1 не превышает 32% масс., в остальных рудах её количество примерно в 6 раз меньше. Настоящее исследование показало, что руды №1–4 не являются взрывоопасными. Это находится в согласии с рекомендациями ГОСТ 8606-93 (ИСО 334-92) для сульфидных руд, содержащих меньше 35% серы. Аэровзвеси руд с размером частиц 10–100 мкм, будут химически более инертными, чем исследованные мелкодисперсные взвеси.

УДК 532.529.5

## ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ ПО ДЛИНЕ НАКЛОННОГО ПЛОСКОГО КАНАЛА

Гореликова А.Е.<sup>1,2</sup>, Пахомов М.А.<sup>1</sup>, Рандин В.В.<sup>1,2</sup>, Терехов В.И.<sup>1</sup>, Чинак А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Газожидкостные течения широко распространены в промышленных установках химической и микробиологической промышленности, в энергетике и других областях. Сложность структуры течений, разнообразие геометрии и большое количество режимных параметров часто требует использования эмпирических данных для моделирования и теоретического описания поведения газожидкостных потоков. По этой причине экспериментальное исследование двухфазных потоков остается актуальным.

В литературе представлено множество исследований и теоретических работ для вертикальных и горизонтальных труб и каналов, в то же время исследования течений в трубах и каналах при других углах наклона встречаются значительно реже. В плоском наклонном канале при угле наклона  $\theta = 45^\circ$  с помощью малых добавок газа в жидкость (~1.5%) можно получить прирост теплоотдачи от верхней стенки канала до 35% (для числа Рейнольдса  $Re = 7700$ ) и увеличение значения касательного напряжения до 37% (для числа Рейнольдса  $Re = 8660$ ) [1]. Данные результаты показывают, что изучение течений в наклонных каналах представляет интерес.

В данной работе представлено экспериментальное и численное исследование динамики воздушных пузырьков в газожидкостном течении в плоском наклонном канале при вариации углов наклона канала при отсутствии межфазного теплообмена. Экспериментальное исследование проводилось с помощью теневого метода при следующих режимных параметрах течения: угол наклона канала  $\theta = 30-60^\circ$ , число Рейнольдса  $Re = 7000-12400$ , расстояние от места ввода газа в поток жидкости до места съемки  $L = 100-900$  мм. Для обеспечения равномерного светового поля освещение потока производилось светодиодной матрицей размером 150x150 мм. Скорость съемки составляла 120 кадров/с при разрешении кадра 720x1280 точек. Диаметр газовых пузырьков вычислялся из их площади как эквивалентный диаметр:  $D = (4S/\pi)^{1/2}$ .

Математическая модель основана на использовании эйлерова описания с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные характеристики и турбулентность несущей фазы [2]. Турбулентность несущей фазы рассчитывается с применением уравнений переноса рейнольдсовых напряжений. Полидисперсность

двухфазного течения описывается методом дельта-аппроксимации с учетом изменения дробления и коалесценции пузырьков. В рамках метода  $\delta$ -аппроксимации полидисперсный ансамбль частиц моделируется системой монодисперсных групп (мод или фракций), для чего непрерывная функция плотности распределения по массе (размерам) частиц дисперсной фазы аппроксимируется суммой  $\delta$ -функций [3]. Уравнения для моделирования процессов дробления и коалесценции пузырьков приведены в работе [2].

Полученные результаты для диаметра газовых пузырей свидетельствуют о том, что большой вклад в увеличение диаметра пузырей при увеличении доли газа в потоке жидкости оказывает коалесценция пузырей. Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментальными и численными данными других работ.

Показано, что в газожидкостном течении угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на характеристики течения. Данные, полученные в экспериментах и численных расчетах, показывают, что при увеличении числа Рейнольдса влияние угла наклона канала на двухфазный поток уменьшается. Отмечено, что с увеличением расходного газосодержания увеличивается диаметр газовых пузырей, которыми переносится основная часть газа. Показано существенное изменение характеристик потока за счет коалесценции пузырей по мере удаления от точки ввода газа.

### Список литературы:

1. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Чинак А.В. Влияние ориентации канала на теплообмен и трение в пузырьковом течении // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 4. С. 401–408.
2. Chinak A.V., Gorelikova A.E., Kashinsky O.N., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Hydrodynamics and heat transfer in an inclined bubbly flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 118. P. 785–801.
3. Зайчик Л.И., Мукин Р.В., Мукина Л.С., Стрижов В.Ф. Развитие диффузионно-инерционной модели для расчета пузырьковых турбулентных течений. Изотермическое полидисперсное течение в вертикальной трубе // ТВТ. 2012. Т. 50. № 5. С. 665–675.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (экспериментальная часть работы – по программе АААА-А17-117020900052-7, а ее расчетная часть – по программе АААА-17-117030310010-9).*

УДК 532.529.5

## ДВИЖЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ПУЗЫРЬЕЙ В НАКЛОННОМ ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Рандин В.В., Чинак А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Газожидкостные течения широко распространены в промышленных установках химической и микробиологической промышленности, в энергетике и других областях. Сложность структуры течений, разнообразие геометрии и большое количество режимных параметров часто требует использования эмпирических данных для моделирования и теоретического описания поведения газожидкостных потоков. По этой причине экспериментальное исследование двухфазных потоков остается актуальным.

В литературе широко и подробно представлены экспериментальные исследования восходящего газожидкостного течения в вертикальных трубах и каналах. Большая часть экспериментальных исследований пузырьковых потоков посвящена течениям в вертикальных трубах. В этом случае распределение газовой фазы формируется с помощью боковых сил, действующих на всплывающие пузыри при наличии градиента скорости. Намного меньше внимания было уделено пузырьковым газожидкостным потокам в горизонтальных и наклонных каналах, хотя именно в этом случае ориентация канала может быть очень важна.

Гидродинамика пузырькового газожидкостного течения в наклонном прямоугольном канале изучалась в работе [1]. Было показано, что ориентация канала существенно влияет на гидродинамику течения. В работе [2] показано сильное влияние угла наклона на теплоотдачу от стенки в пузырьковом течении в наклонном плоском канале. Отмечено резкое увеличение коэффициента теплоотдачи даже при очень малых до 0.01 значениях газосодержания. В плоском наклонном канале при угле наклона  $\theta=45^\circ$  с помощью малых добавок газа в жидкость (~1.5%) можно получить прирост теплоотдачи от верхней стенки канала до 35% (для числа Рейнольдса  $Re=7700$ ) и увеличение значения касательного напряжения до 37% (для числа Рейнольдса  $Re=8660$ ). Данные результаты показывают, что изучение течений в наклонных каналах представляет интерес.

В данной работе представлено экспериментальное исследование динамики воздушных пузырьков в газожидкостном течении в плоском наклонном канале при вариации углов наклона канала при отсутствии межфазного теплообмена. Экспериментальное исследование проводилось с помощью теневого метода при следующих режимных параметрах течения: угол наклона канала  $\theta=0\div90^\circ$ , число Рейнольдса  $Re=2000\div22700$ , расстояние от места ввода газа в поток жидкости до места съемки  $L=900$  мм. Газовые пузыри генерировались в специальном устройстве, и подавались в поток жидкости. Для обеспечения равномерного светового поля освещение потока производилось светодиодной матрицей размером 150x150 мм

(см. рис. 1). Скорость съемки составляла 100 кадров/с. Диаметр газовых пузырей вычислялся из их площади как эквивалентный диаметр:  $D = (4S/\pi)^{1/2}$ . Скорость движения пузырей определялась по смещению изображения между кадрами.

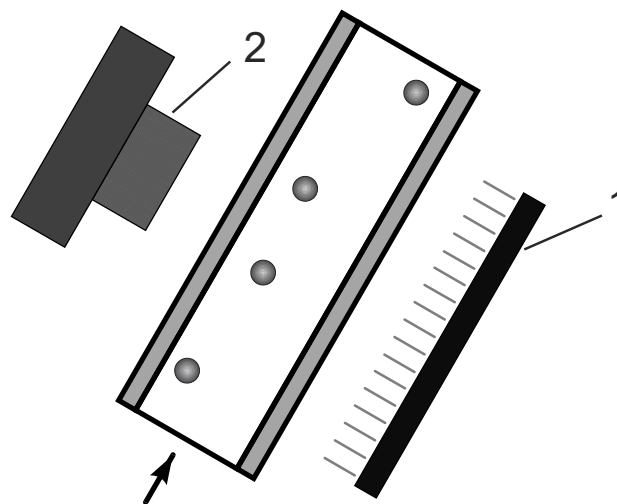


Рис. 1. Блок для исследования движения газовых пузырей.  
1 – светодиодная матрица, 2 – камера.

Получены экспериментальные данные о скорости движения одиночных пузырей в наклонном канале в спутном потоке жидкости для разных диаметров пузырей.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что размер пузыря существенно влияет на его движение в канале. При определенных условиях мелкие пузыри ( $d < 1$  мм) могут пульсациями жидкости выноситься из пристеночной области и двигаться в ядре потока. Более крупные пузыри движутся в пристеночной области.

Показано, что в газожидкостном течении угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на характеристики течения. Данные, полученные в экспериментах, показывают, что при увеличении числа Рейнольдса влияние угла наклона канала на двухфазный поток уменьшается.

### Список литературы:

1. Кашинский, О. Н.; Чинак, А. В.; Каипова, Е. В. Пузырьковое газожидкостное течение в наклонном прямоугольном канале // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10. № 1. С. 71–78.
2. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Чинак А.В. Влияние ориентации канала на теплообмен и трение в пузырьковом течении // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 4. С. 401–408.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН по программе АААА-А18-118051690120-2.*



УДК 532.5+519.6

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ИСПАРЕНИЯ НА ОСНОВЕ УТОЧНЕННЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ**

**Резанова Е.В.**

Алтайский государственный университет,  
656049, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 61

Исследуется динамика тонкого слоя вязкой несжимаемой жидкости, стекающего по наклонной неравномерно нагретой подложке и находящегося под действием сопутствующего потока газа. На термокапиллярной границе раздела учитывается испарение жидкости. Динамические процессы в газе не принимаются во внимание, т.е. изучается односторонняя математическая модель. Однако, касательные напряжения, создаваемые внешней средой, могут быть приняты во внимание на границе раздела. Положение данной границы изменяется со временем и задается уравнением  $z = h(x, t)$ .

В качестве математических моделей процесса рассматриваются система Навье-Стокса и уравнение переноса тепла [1] или система уравнений Обербека-Буссинеска [2]. Во втором случае при моделировании процесса стекания жидкого слоя учитывается влияние сил плавучести. При переходе к безразмерному виду в задаче возникает малый параметр  $\varepsilon$ , являющийся отношением характерной продольной длины к поперечной.

На термокапиллярной границе раздела выполняются обобщенные кинематическое, динамическое и энергетическое условия. Последнее в безразмерном виде записывается следующим образом:

$$-T_z + \beta_2 \{T \operatorname{div} \mathbf{v}\} = \beta_3 J_{ev} + \beta_6 h_{xx} J_{ev}. \quad (1)$$

Здесь  $T$  - температура,  $\mathbf{v}$  - вектор скорости жидкости,  $J_{ev}$  - локальный поток массы на границе раздела (определяется с помощью уравнения Герца-Кнудсена [4]),  $\beta_2, \beta_3, \beta_6$  - безразмерные комплексы задачи. Первое слагаемое условия (1) слева определяет дефект тепла при его переносе через границу раздела; второе - влияние затрат энергии на преодоление деформации поверхности, вызываемой действием термокапиллярных сил вдоль межфазной границы, на изменение толщины жидкого слоя. Первое слагаемое справа отвечает за расход тепла на парообразование, а второе определяет расход тепла на совершаемую веществом жидкости при испарении (конденсации) работу вследствие изменения удельного объема [3]. На твердой непроницаемой наклонной подложке выполняются условия прилипания, задано распределение температуры. Заметим, что математическое моделирование осуществлялось в предположении об умеренных числах Рейнольдса.

Аналитические решения для искомых функций (продольной и поперечной скоростей, температуры и давления) строятся с помощью главных и первых членов разложений искомых функций по степеням малого параметра  $\varepsilon$ . Проводится параметрический анализ задачи. Незвестные функции, зависящие от положения границы раздела, а также толщина жидкого

слоя  $h$  находятся с помощью длинноволнового приближения. Положение термокапиллярной границы определяется с помощью эволюционного уравнения, которое является следствием кинематического условия.

Для численного решения уравнения, задающего толщину жидкого слоя, рассматривается периодическая задача на промежутке  $[-L, L]$ . На концах исследуемого промежутка должны быть заданы периодические условия. Для решения поставленной задачи построена неявная конечно-разностная схема вида

$$\frac{h^{k+1} - h^k}{\tau} + A_4^k h_{xxxx}^{k+1} + A_3^k h_{xxx}^{k+1} + A_2^k h_{xx}^{k+1} + A_1^k h^{k+1} + D^k = 0,$$

реализуемая методом пятиточечной прогонки и прогонки с параметром. В роли параметра используется неизвестное значение толщины жидкого слоя  $h$  на концах исследуемой области на каждом временном слое. Коэффициенты  $A_i$  и  $D$  зависят от функции  $h$  и ее производных. Для аппроксимации для всех производных по пространственной переменной используются конечно-разностные аналоги второго порядка.

Проведены численные исследования течения жидкости типа этанол под действием потока азота в случаях использования в качестве математических моделей системы уравнений Навье-Стокса и переноса тепла или Обербека-Буссинеска. Изучено влияние различных эффектов на изменение положения границы раздела. Отмечено, что в случае, когда в энергетическом условии безразмерные параметры  $\beta_2$  или  $\beta_6$  полагаются отличными от нуля (т.е. используется обобщенное энергетическое условие), наблюдается значительная деформация границы раздела; толщина жидкого слоя снижается в сравнении со случаем использования условия (1) в классической форме.

Список литературы:

1. Гончарова О.Н., Резанова Е.В., Тарасов Я.А. Математическое моделирование термокапиллярных течений в тонком слое жидкости с учетом испарения // Известия АлтГУ. 2014. №. 1/1(81). С. 47–52.
2. Rezanova E.V. The liquid film flow with evaporation: numerical modelling // MATEC Web of Conferences. 2016. № 84. 00032.
3. Кузнецов В.В. Тепломассоперенос на поверхности раздела жидкость – пар // Известия РАН. МЖГ. 2011. № 5. С. 97–107.
4. Miladinova S., Slavtchev S., Lebon G., Legros J.-C. Long-wave instabilities of non-uniformly heated falling films // Journal of Fluid Mechanics. 2002. V. 453. P. 153–175.

*Работа выполнена при финансовой поддержке  
Российского фонда фундаментальных исследований  
(код проекта 17-08-00291).*

УДК 532.529

## ПЛЕНОЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБНЫХ КАНАЛАХ В УСЛОВИЯХ ПРЕОБЛАДАНИЯ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СКОРОСТИ ГАЗА

Саушин И.И., Гольцман А.Е.

ИЭПТ ФИЦ КазНЦ РАН

420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

При проектировании энергоустановок с наличием пленочного течения жидкости на стенках рабочего тракта обычно основываются на известных эмпирических корреляциях, накопленных по результатам многочисленных экспериментальных исследований и опыта промышленной эксплуатации. В [1] на основе простых двумерных физических моделей было описано пять механизмов уноса капель потоком воздуха с поверхности жидкой плёнки и сформулирован критерий возникновения этого процесса в том числе и для турбулентного режима обтекания (1)

$$\begin{cases} \frac{\mu_f j_g}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \geq N_\mu^{0.8}; N_\mu < \frac{1}{15} \\ \frac{\mu_f j_g}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \geq 0.1146; N_\mu > \frac{1}{15} \end{cases} \quad (1)$$

где  $N_\mu$  - число вязкости,  $\rho$  - плотность среды,  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения,  $\mu$  - коэффициент динамической вязкости,  $j$  - скорость объемного потока газа.

Однако, сопоставление с широким спектром экспериментальных данных показало противоречивость последних между собой и некоторую несогласованность с аналитическими моделями уноса. Одной из причин этого несогласования, возможно, являлась трехмерная картина течения, а именно неколлинеарность векторов скоростей течения жидкой пленки и омываемого её газа. Ярким и широко встречающимся примером можно назвать течение пленки жидкости на стенках вихревого сепаратора газа, рисунок 1, где омывание пленки происходит в условиях преобладания тангенциальной составляющей скорости газа.

Тем не менее, в действующих мировых стандартах [2-4] по сепарационным устройствам в газодобывающей отрасли данная особенность пленочного течения никак не учтена. Вероятность негативного с точки зрения эффективности сепарации явления брызгоуноса в стандартах принято оценивать по величине динамического напора газа и или параметра  $K$ -value, где в качестве определяющего параметра используется модуль вектора скорости, но не учитывается его направление по отношению к направлению действия силы тяжести  $g$ . Это в свою очередь приводит к чаще всего неоправданному снижению расчетной производительности сепаратора.

Данная работа является первой из цикла работ авторов по исследованию пленочных течений жидкости в вертикальных трубных каналах и цилиндрических

камерах в условиях преобладания тангенциальной составляющей скорости газа и посвящена выводу дополненной аналитической модели [1] критерия возникновения брызгоуноса. Целью работы является получение критериальной зависимости, эмпирические коэффициенты которой в последующем будут оценены по результатам экспериментальных и численных исследований.

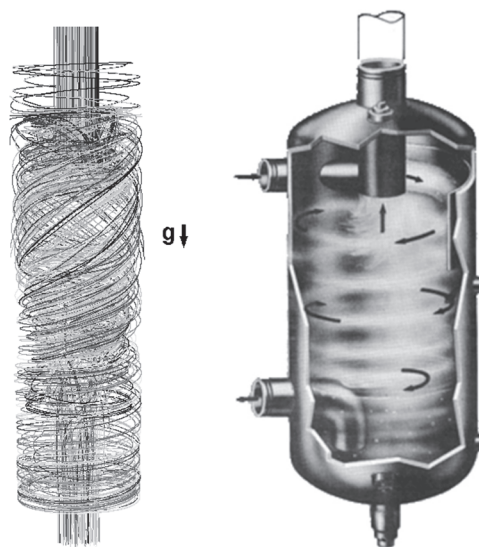


Рис. 1. Слева – линии тока газовой среды в вихревом сепараторе по результатам численного моделирования [5]; Справа – картина течения в газо-жидкостном сепараторе Penn Flash Separator (Messplay Machinery Co).

### Список литературы:

1. Ishii M., Grolmes M.A. Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow// AIChE J. 1975. 21. P. 308–318.
2. NORSOK. Process systems, P-100 / Lysaker: Norwegian Technology Centre, 2001. 42 p.
3. Gas processors and suppliers association, GSPA Engineering book / Tulsa: Gas Processors Suppliers Association, 2004. 821 p.
4. Engineering standart for process design of gas (vapor)-liquid separators IPS-E-PR-880. Original edition / Iranian Ministry of Petroleum, 1997. 41 p.
5. Mikheev N., Saushin I., Paereliy A., Kratirov D., Levin K. Cyclone separator for gas-liquid mixture with high flux density // Powder technology. 2018. T. 339. P. 326–333.

*Исследование поддержано грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований молодых российских ученых – кандидатов наук (проект №МК-256.2019.8).*

УДК 532.5

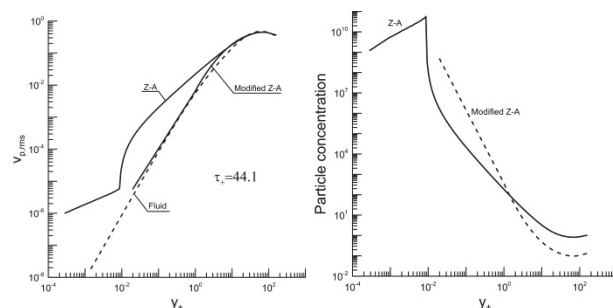
## МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА НАПРЯЖЕНИЙ РЕЙНОЛЬДСА ЧАСТИЦ ДЛЯ ПРИСТЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ С КЛАСТЕРИЗАЦИЕЙ ЧАСТИЦ

Сиковский Д.Ф.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Кластеризация инерционных частиц в пристенных турбулентных газодисперсных течениях оказывает существенное влияние на процессах переноса тепла и дисперсной фазы. Исследования, проведённые с помощью прямого численного моделирования (DNS), показали, что важную роль в формировании кластеров частиц играют когерентные вихревые структуры пристенной турбулентности [1]. Основная трудность на пути создания адекватной математической модели явления кластеризации состоит в неравновесности статистического режима скорости частиц, пролетающих за время декорреляции скорости среды расстояния, сравнимые с размером неоднородности поля интенсивности флуктуаций скорости среды. Это приводит к нелокальности связи между статистическими моментами скорости частиц и среды, приводящей к погрешностям квазиравновесных моделей замыкания для уравнений переноса моментов скорости частиц [2,3]. В качестве примера на Рисунке (слева) приведены результаты расчёта интенсивности нормальной к стенке компоненты скорости частиц в плоском канале по модели переноса рейнольдсовых напряжений частиц Л.И.Зайчика и В.М.Алипченкова [1] для  $Re_\tau = 155$  при условиях упругого отскока частиц от стенки. Отчётливо видно резкое падение интенсивности пульсаций скорости вблизи стенки, оканчивающееся изломом профиля интенсивности. В точке излома наблюдается резкий рост (на несколько порядков) концентрации частиц (см. Рисунок, справа), обрывающийся её изломом. Подобные особенности профилей интенсивности скорости частиц и их концентрации не наблюдаются в известных результатах DNS и, очевидно, являются нефизическими. Причиной их появления в решениях модели переноса напряжений Рейнольдса частиц является градиентная модель замыкания для третьих моментов скорости частиц, в которой коэффициент диффузии второго момента линейно зависит от второго момента. При этом уравнение переноса второго момента становится близким по свойствам к нелинейному уравнению теплопроводности с зависящим от температуры коэффициентом теплопроводности, которое, как известно, имеет локализованные в пространстве решения, обращающиеся в нуль за пределами области локализации [4]. Соответствующее решение для модели переноса напряжений Рейнольдса частиц Л.И.Зайчика было получено в [1], где было также показано наличие бифуркации решения для напряжений Рейнольдса частиц на стенке при некотором критическом числе Стокса.

В настоящей работе модель переноса напряжений Рейнольдса частиц [1] модифицирована на основе результатов асимптотической теории кластеризации частиц в пристенной турбулентности [5].



В [5] построено решение кинетического уравнения для функции плотности вероятности скорости и положения частицы во внутренней и внешней областях фазового пространства, описывающих, соответственно, быстрые баллистические и медленные диффузионные частицы. Из него следует, что появление баллистических частиц, начиная с некоторого критического значения числа Стокса, приводит к степенной расходимости коэффициентов асимметрии и эксцесса флуктуаций скорости частиц. Поэтому точность квазинормальной аппроксимации, используемой в модели замыкания для третьих моментов, ухудшается при приближении к стенке. В связи с этим в настоящей работе предлагается ставить граничные условия для вторых моментов в модели переноса напряжений Рейнольдса на некотором расстоянии от стенки ( $y_+ = 1 \div 3$ ), срачивая их с полученными в [5] асимптотическими закономерностями для концентрации и вторых моментов скорости частиц. Профили интенсивности скорости частиц и их концентрации, полученные с помощью модифицированной модели переноса напряжений Рейнольдса частиц, не имеют отмеченных выше нефизических особенностей (см. Рисунок) и лучше согласуются с имеющимися данными DNS.

### Список литературы:

1. Soldati A., Marchioli C. Physics and modelling of turbulent particle deposition and entrainment: Review of a systematic study// Int. J. Multiphase Flow. 2009. V.35. P.827–839.
2. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. М.: Физматлит, 2007. 312 с.
3. Derevich I.V. Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. I. Model development// Int. J. Heat and Mass Transfer. 2000. V.43. P.3709–3723.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2006. 736 с.
5. Sikovsky D.Ph. Singularity of inertial particle concentration in the viscous sublayer of wall-bounded turbulent flows// Flow, Turb. Combust. 2014. V.92. P. 41–64.

*Работа поддержана за счёт государственного задания Минобрнауки РФ и при частичной поддержке гранта РФФИ № 19-08-00781.*

УДК 532.529.5

## СКОРОСТЬ СКОЛЬЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В ЛАМИНАРНОМ ОПУСКНОМ ТЕЧЕНИИ

Тимкин Л.С., Горелик Р.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева 1

Одним из основных факторов, определяющих тепло- и массообмен в пузырьковых газожидкостных течениях является скорость скольжения пузырьков. Закон замыкания системы уравнений совершенно необходим для моделирования таких течений и в значительной степени определяет их теплофизические характеристики.

Экспериментальное определение скорости скольжения пузырьков является достаточно сложной задачей, и необходимо использование различных экспериментальных методик для определения скорости жидкой и газовой фаз потока. Обычно измерения скорости скольжения проводились в восходящих пузырьковых течениях [1–3]. Полученные результаты свидетельствуют о значительной зависимости скорости скольжения пузырьков от локального газосодержания.

Опускное газожидкостное течение изучалось достаточно подробно, но данных по экспериментальным значениям скорости скольжения в литературе представлено немного [2].

Настоящая работа посвящена измерениям скорости скольжения практически сферических пузырьков двух разных диаметров в ламинарном опускном течении в вертикальной трубе высотой 6.5 м и диаметром 14.8 мм. Рабочая жидкость представляла собой стандартный электрохимический раствор с добавлением глицерина для увеличения вязкости. При рабочей температуре 20°C физические свойства жидкости были следующими: плотность  $\rho = 1120 \text{ кг/м}^3$ , кинематическая вязкость  $\nu = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , коэффициент преломления  $n=1.39$ .

Эксперименты проводились при двух значениях числа Рейнольдса течения в трубе, равных  $Re = 693$  и  $Re = 1844$ .

Два, конструктивно отличающихся генератора пузырьков [3] использовались для создания режимов течений монодисперсных пузырьков с двумя разными средними диаметрами, а именно: М - inj ( $d_b = 1.2 \text{ мм}$ ), Р - inj ( $d_b = 2.2 \text{ мм}$ ). Среднеквадратичное отклонение диаметров пузырьков от среднего составляло величину порядка 5%.

Скорость скольжения определялась как разница между скоростью пузырьков ( $V_b$ ), измеряемой с помощью лазерного доплеровского анемометра с малым размером измерительного объема и скоростью жидкости ( $V_l$ ), измеряемой электродиффузионным методом в одной и той же радиальной позиции. При оценке скорости скольжения учитывалось положение центров пузырьков в потоке.

Скорость скольжения пузырьков в безразмерном виде  $V_s = (V_l - V_b)/V_\infty$  может трактоваться как коэффициент торможения пузырьков в газожидкостном потоке  $h(\alpha) = V_s$ .

В опускном течении измеренные средние параметры течения - скорости жидкости и пузырьков, газосодержание и пульсации жидкости практически постоянны в ядре потока и существенно изменяются только вблизи стенок трубы, где газосодержание падает до нуля, в полном согласии с известными работами в литературе.

Результаты измерения скорости скольжения монодисперсных пузырьков представлены на Рисунке в виде корреляционной зависимости от локального газосодержания потока.

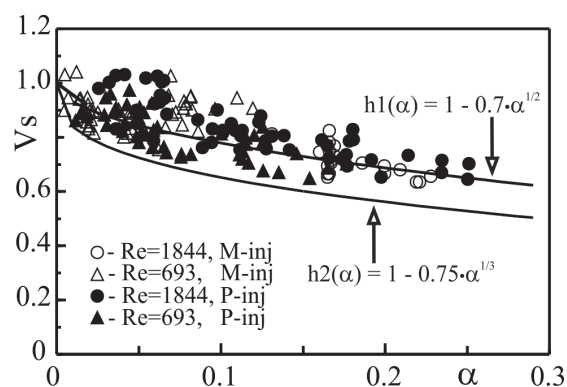


Рис. Зависимость локальной скорости скольжения пузырьков от локального газосодержания.

Полученная корреляция для скорости скольжения пузырьков в опускном течении  $h_1(\alpha)$  отличается от корреляции в восходящем течении  $h_2(\alpha)$  [3], что подчеркивает разницу обтекания одиночных пузырьков в опускном и восходящем течениях. В работе [4], полученная корреляция для скорости скольжения в опускном течении может классифицироваться как промежуточная между корреляцией в упорядоченном восходящем течении [3], где расстояние между пузырьками изменяется пропорционально  $\alpha^{1/3}$  и в абсолютно некоррелированном хаотическом пузырьковом течении, где степень зависимости скорости скольжения от газосодержания пропорциональна  $\alpha$ .

### Список литературы:

1. Durst, F., Zare, M., Laser Doppler Measurements in two-phase flows. Proceeding of LDA symposium, 1975, Copenhagen, 1975, pp. 403–429.
2. Ohba, K., Yuhara, T., Matsuyama, H., Simultaneous measurements of bubble and liquid velocities in two-phase bubbly flow using laser doppler velocimeter, Bulletin of JSME, 1986, vol. 295, pp. 2487–2494.
3. Тимкин, Л.С. Измерение локальной скорости скольжения пузырьков в восходящем псевдотурбулентном течении. Теплофизика и аэромеханика, Т. 7, № 1, С. 101–114, 2000.
4. Davis, R.H., Acrivos, A., Sedimentation of noncolloidal particles at low Reynolds numbers, Ann. Rev. Fluid Mech., 1985, vol. 17, pp. 91–118.

УДК 532.13+532.135

## ВЯЗКОСТЬ И РЕОЛОГИЯ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ С ОДНОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Рудяк В.Я.<sup>1,2</sup>, Третьяков Д.С.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),  
630008, Россия, ул. Ленинградская, 113

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

<sup>3</sup> OCSiAl,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Инженерная, 24

Теплофизические свойства наножидкостей активно изучаются уже около четверти столетия десятками групп в разных странах мира. Сегодня установлено, что свойства эти не описываются классическими теориями. В частности, вязкость наножидкостей зависит не только от концентрации частиц, но и от их размера и материала [1, 2]. Однако большинство надежно полученных данных относится к обычным наножидкостям со сферическими частицами. Вместе с тем на практике уже широко используются наножидкости с углеродными нанотрубками, в частности, с одностенными (ОУНТ), которые образуются из свернутого в цилиндр графена. Известно, что ОУНТ обладают исключительными механическими, электрическими и термическими свойствами [3]. Обычно для практического применения ОУНТ должны быть диспергированы в жидкости. В качестве базовой жидкости могут использоваться вода, этиленгликоль, различные масла и т.д. Поскольку углеродные нанотрубки имеют длину от десятков до сотен нанометров (или даже больше), то даже при сравнительно малых концентрациях они активно взаимодействуют друг с другом в среде, образуя большие конгломераты. Чтобы сделать соответствующую наножидкость максимально однородной используют, с одной стороны, различные поверхностно активные вещества, а с другой, подвергают наножидкость ультразвуковой обработке. В общем случае и от того, и от другого теплофизические свойства данных наножидкостей могут заметно меняться.

Цель данной работы состоит в экспериментальном изучении вязкости и реологии наножидкостей на основе этиленгликоля с ОУНТ. В качестве дисперсанта использовался поливинилпирролидон (ПВП). Изучены около двух десятков различных наножидкостей. Массовые концентрации ОУНТ варьировались от 0.01 до 1%. Одновременно варьировались и концентрации ПВП – от 0.01 до 4%. Для приготовления наножидкостей использовался стандартный двухшаговый метод. В базовую жидкость добавляется заданная масса ОУНТ и ПВП, затем полученная дисперсная жидкость механически перемешивается (использовался диспергатор ИКА Т18), после чего она подвергается ультразвуковой обработке. Для ультразвуковой обработки применялся диспергатор УЗТА-0,4/22-ОМ (максимальная мощность 400 Вт с частотой ультразвуковых колебаний  $22 \pm 1.65$  КГц.)

Вязкость и реология изучались с помощью ротационного вискозиметра Brookfield DV3RV. Тестирование, проведенное на измерении вязкости этиленгликоля и ее зависимости от температуры, показало, что

точность измерения коэффициента вязкости около 2%. Вязкость наножидкостей и их реология изучалась при фиксированной температуре. Затем определялась зависимость измеренных свойств от температуры. Параллельно во всех случаях с помощью метода динамического рассеяния света изучалась структура наножидкостей и определялся некоторый эффективный размер наночастиц.

Поскольку в общем случае дисперсант может существенно изменить вязкость базовой жидкости и, вообще говоря, ее реологию, то на первом этапе изучались вязкость и реология этиленгликоля (ЭГ) с ПВП. Необходимо также было оценить влияние на ПВП ультразвуковой обработки. Было установлено, что ПВП существенно увеличивает вязкость. При максимальной массовой концентрации ПВП (4%) вязкость базового раствора увеличивалась в два с половиной раза, хотя жидкость во всех случаях оставалась ньютоновской. Помимо этого, известно, что ультразвуковая обработка может менять структуру ПВП [3], вследствие чего также может меняться вязкость раствора. Поэтому систематически изучено влияние ультразвуковой обработки на вязкость раствора ЭГ+ПВП при различных его концентрациях и времени обработки (подводимой мощности). Показано, что ультразвуковая обработка приводит к снижению вязкости раствора, и это снижение тем выше, чем больше подводимая мощность.

На втором этапе выполнены систематические измерения вязкости и реологии наножидкости на базе ЭГ+ПВП с ОУНТ. Показано, что данные наножидкости являются неньютоновскими, причем псевдопластичными. Их реология неплохо описывается моделью степенной жидкости. Построены соответствующие корреляции. Найдены зависимости коэффициента консистенции и показателя жидкости от концентрации ОУНТ. Исследована эта зависимость и от температуры.

### Список литературы:

1. Rudyak V.Ya. Thermophysical characteristics of nanofluids and transport process mechanisms // J. Nanofluids. 2019. V. 8. P. 1–16.
2. Rudyak V.Ya., Minakov A.V. Thermophysical properties of nanofluids // Eur. Phys. J. E. 2018. V. 41. P. 15
3. Taghizadeh M.T., Abdollahi R. Ultrasonic degradation of polyvinyl pyrrolidone (PVP): effect of power of ultrasound, temperature and concentration // American Chem. Science J. 2015. Article No. 16508.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-01-000040).*

УДК 621.9

## РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ КОМБИНИРОВАННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБТЕКАЕМЫХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ ДИСПЕРСНЫМИ ПОТОКАМИ

Ковальногов В.Н., Федоров Р.В., Чукалин А.В.

Ульяновский государственный технический университет,  
432027, Россия, Ульяновск, Северный Венец, 32

Для тепловой защиты элементов конструкции, обтекаемых высокотемпературным потоком рабочего тела, широко используется внутреннее охлаждение, реализуемое путем создания низкотемпературной пристенной завесы. Присутствие в потоке рабочего тела конденсированных частиц существенно осложняет процессы его теплового взаимодействия с поверхностью проточной части энергетических установок. Проточная часть газотурбинных установок, теплообменных аппаратов и другого теплоэнергетического оборудования характеризуется сложной формой. При движении дисперсного потока рабочего тела в таких устройствах создаются условия для поперечного перемещения конденсированных частиц в пограничном слое и их инерционного выпадения на отдельные участки поверхности, что существенно интенсифицирует процессы теплообмена.

Для расчета теплоотдачи и эффективности завесы в турбулентных дисперсных потоках в элементах проточной части энергетических установок предлагается использовать модель дисперсного пограничного слоя как пограничного слоя несущей среды с внутренними источниками теплоты и количества движения. Пограничный слой в рассматриваемых условиях подвергается интенсивным воздействиям разной природы: продольного градиента давления, аэромеханических и тепловых воздействий конденсированных частиц и т.п. Продольный градиент давления и конденсированные частицы оказывают на профили осредненных скоростей и температур в пограничном слое, как непосредственное влияние, так и влияние опосредованное через изменение коэффициентов турбулентного переноса количества движения и теплоты. Непосредственное влияние продольного градиента давления и конденсированных частиц на профили осредненных скоростей и температур (а, значит, на теплоотдачу и эффективность завесы) учитывается в рамках модели пограничного слоя соответствующими членами в его дифференциальных уравнениях (например, членами, характеризующими интенсивность внутренних источников теплоты и импульса, обусловленных присутствием конденсированных частиц) и граничными условиями. Опосредованное влияние продольного градиента давления и ряда других воздействий учитывается использованием модифицированной модели пути смешения.

Некоторые результаты расчетного и экспериментального исследования теплоотдачи и эффективности внутреннего охлаждения сопла в условиях инерционного выпадения частиц на стенку показаны на рис. 1. Приведенные результаты соответствуют числу  $Re = 0.93 \cdot 10^5$  (число  $Re$  подсчитано по параметрам потока

и диаметру проточной части на входе в сопло) и средней нерасходной концентрации частиц в потоке 0.568.

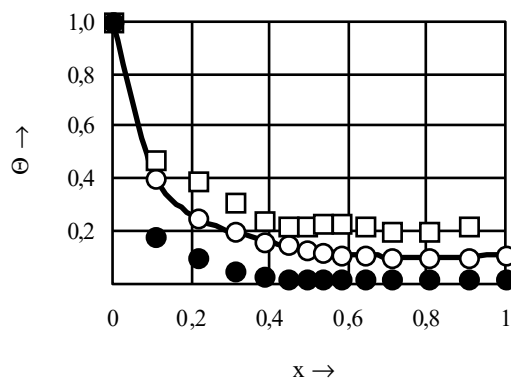


Рис. 1. Распределение по длине сопла относительного коэффициента теплоотдачи: ○ — однородный поток; ● — дисперсный поток при наличии инерционного выпадения частиц на стенку; □ — то же при отсутствии инерционного выпадения.

Как видно из рис. 1, наличие направленных инерционных потоков конденсированных частиц к поверхности существенно (до 2,5 раз) интенсифицирует теплоотдачу и более чем в 2 раза снижает эффективность внутреннего охлаждения. Снижение эффективности завесы объясняется тем, что конденсированные частицы при инерционном перемещении из высокотемпературного ядра потока в низкотемпературный пристеночный слой способствуют дополнительному разогреву последнего. При отсутствии направленного поперечного перемещения частиц в пограничном слое их присутствие в потоке способствует повышению эффективности завесы. Это объясняется тем, что в этом случае частицы движутся вдоль линий тока газа, и в пристенной области они перемещаются из области с низкой температурой в область с повышенной температурой, способствуя дополнительному охлаждению газа в завесе. Установлено существенное и качественно различное влияние направленного поперечного перемещения частиц к стенке на теплоотдачу и эффективность завесы. При наличии поперечного перемещения частиц интенсивность теплоотдачи существенно возрастает, а эффективность завесы снижается. При отсутствии поперечного перемещения частицы оказывают более слабое влияние на теплоотдачу, а влияние на эффективность завесы остается значительным, но противоположным тому, какое имеет место при наличии поперечного перемещения частиц (эффективность завесы повышается).

УДК 532.546.2

## ГИДРАВЛИЧЕСКАЯ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В ЗЕРНИСТОМ СЛОЕ

Таиров Э.А., Хан П.В.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,  
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130

В последнее время активно изучается течение пароводяной смеси в засыпках из шаровых частиц, имеющее применение в энергетике, химической промышленности и других областях промышленного производства. При этом одной из основных задач является установление связи между расходом и перепадом давления.

Авторами работ [1, 2] были получены экспериментальные данные для перерывающихся диапазонов параметров засыпок и характеристик течения. При этом для обобщения результатов экспериментов применялись различные по своей природе модели. В основу подхода Авдеева и др. [3] (модель А) положен принцип расчёта гидравлического сопротивления. Подход Таирова и др. [4] (модель Т), напротив, основан на уравнениях газовой динамики. В обеих моделях переход к двухфазной смеси включает нахождение эмпирических зависимостей, позволяющих выразить плотность пароводяной смеси через давление и массовое расхождение паросодержание. В модели А, алгебраической по форме, плотность пароводяной смеси и коэффициент гидравлического сопротивления вычисляются по среднему на участке давлению. В модели Т промежуточные состояния смеси между входом и выходом засыпки приближены политропным законом.

В настоящей работе выполнено сравнение предсказательных возможностей обеих моделей. Область применения модели Т расширена на более широкий диапазон давлений за счёт уточнения эмпирических зависимостей на совмещённом массиве опытных данных работ [1] и [2]. В отличие от алгебраической модели А, в модели Т расчетное выражение получено в результате аналитического интегрирования уравнения движения смеси. Поэтому в дополнение к исходной алгебраической модели перепада давления [3] была введена в рассмотрение ее модификация путем перехода к дифференциальной форме записи падения давления по потоку. Численное интегрирование дифференциального уравнения выполнено методом Рунге-Кутты 4 порядка.

Проведена верификация моделей на имеющейся базе экспериментальных данных. Расчеты, выполненные применительно к экспериментам [1] с использованием засыпки высотой 200 мм из частиц диаметром 2.123 мм в диапазоне давлений до 15 МПа, не выявили предпочтения между рассматриваемыми моделями. Вычисления по данным экспериментов [2], выполненных для разных размеров укладок из частиц диаметром 2 мм и 4 мм в более широком диапазоне перепадов давления, подтвердили хорошую точность газодинамической модели Т. Гидравлическая модель [3], как и ее дифференциальная модификация, дают значительно заниженные результаты по массовой скорости.

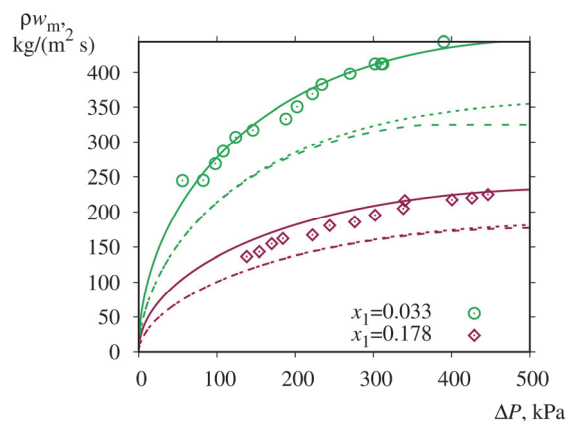


Рис. 1 Зависимость массовой скорости от перепада давления на засыпке высотой 250 мм с диаметром шариков 2 мм при входном давлении 0.6 МПа. Маркеры – эксперимент [2], сплошные линии – модель Т, ----- – алгебраическая модель А, ..... – дифференциальная модель А.

На рисунке 1 показаны результаты расчетов массовой скорости для среднего проходного сечения в засыпке по газодинамической и гидравлической моделям в сравнении с опытными данными. Дифференциальный вариант гидравлической модели показывает несколько лучшие результаты при высоких перепадах давления в области малых паросодержаний. Однако, оба варианта модели А дают заниженные относительно эксперимента значения. Результаты модели Т лучше описывают экспериментальные данные во всем диапазоне массовых скоростей вплоть до критических расходов. Результаты проведенного исследования указывают на преимущество газодинамической модели расхода пароводяного потока в засыпках шаровых частиц перед гидравлическим его описанием.

### Список литературы:

1. Авдеев А. А., Балунов Б. Ф., Зудин Ю. Б., Рыбин Р. А., Созиев Р. И. Гидродинамическое сопротивление потока пароводяной смеси в шаровой засыпке // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 259–267.
2. Таиров Э.А., Покусаев Б.Г., Быкова С.М. Критическое истечение парожидкостного потока через слой шаровых частиц // ТВТ. 2016. Т. 54. № 2. С. 1–10.
3. Авдеев А.А., Созиев Р.И. Гидродинамическое сопротивление потока пароводяной смеси в шаровой засыпке // ТВТ. 2008. Т. 46. № 2. С. 251–256.
4. Таиров Э. А., Таирова Е. В., и Хан П. В. Газодинамическая модель критического и докритического истечения пароводяной смеси через слой шаровых частиц // Вестник ИргТУ. 2018. Т. 22. № 9. С. 162–172.

УДК 532.529+541.126

## МОДЕЛЬ ПРИВЕДЕННОЙ КИНЕТИКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ НЕОДНОРОДНЫХ ПО КОНЦЕНТРАЦИЯМ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЕЙ АЛЮМИНИЯ

Хмель Т.А.<sup>1</sup>, Толкачева С.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1  
e-mail: khmel@itam.nsc.ru

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Детонационное горение взвесей частиц алюминия в воздухе или кислороде происходит с образованием как оксида алюминия  $Al_2O_3$ , так и различных субоксидов:  $AlO$ ,  $AlO_2$ ,  $Al_2O_2$ . Равновесный состав продуктов детонации, а также скорость распространения нормальной детонации зависят от начальной концентрации частиц в газозвеси [1,2]. Существует ряд моделей горения частиц алюминия, как приведенной кинетики с одной [3] или несколькими [4] реакциями, так и детальной кинетики [5]. Модель [5] предложена для описания горения наночастиц в кинетическом режиме и применялась только для описания распространения фронта горения ламинарного пламени. В настоящей работе рассматривается обобщение простой модели детонационного горения [3], учитывающей неполное сгорание алюминия в детонационной волне и верифицированной по скорости нормальной детонации в стехиометрической взвеси, для однородных и неоднородных по концентрациям взвесей в широком диапазоне изменения концентраций. Интегральное тепловыделение и остаточная доля непрореагировавшего алюминия определяются в соответствии с данными термодинамических расчетов [2], согласующихся с экспериментами по зависимости скорости нормальной детонации от концентрации частиц. Также в модели принимаются во внимание особенности горения микро-размерных и наноразмерных частиц алюминия, которое обусловлено переходным режимом от диффузионного к кинетическому при уменьшении размера частиц. Основные константы реакции (пре-экспонент, энергия активации, показатели степени в зависимостях от давления окружающего газа и содержания окислителя) определены из эмпирических данных.

Расчеты детонационных течений проводились в рамках подходов механики реагирующих гетерогенных сред. В описании межфазных взаимодействий (теплового и скоростного) наноразмерных частиц с окружающим газом учитывались эффекты свободно-молекулярного обтекания и теплообмена. Численная технология расчетов основана на схеме класса TVD для газа и Джентри-Мартина-Дэйли для частиц и тестировалась ранее.

Проведен анализ структур плоских волн стационарной детонации Чепмена-Жуге для различных концентраций частиц. Определены величины интегрального тепловыделения и доли несгоревших частиц при различных концентрациях.

Предложен способ расчета детонационных течений в газозвеси при наличии неоднородности в распределении концентрации частиц, соответственно,

непостоянной по пространству величины интегрального тепловыделения химических реакций. На основе численного моделирования формирования и распространения волн детонации в плоских каналах выявлены особенности ячеистой детонации в достехиометрических и сверхстехиометрических взвесах, а также в газозвесах с продольным или поперечным градиентами концентраций. Установлено, что характеристики ячеистой детонации бедных однородных взвесей аналогичны изученным ранее свойствам стехиометрических взвесей. В смесях с продольным градиентом концентрации скорость детонации увеличивается, или уменьшается, в соответствии с зависимостями, приведенными в [2]. В смесях с поперечным градиентом концентрации наблюдается искривление лидирующего фронта и деформация (нарушение симметрии) детонационных ячеек.

Предложенный метод построения модели приведенной кинетики и метод расчета детонационных процессов в неоднородных по концентрациям газозвесах могут быть расширены для других пылевзвесей. В частности, известные экспериментальные данные по зависимости скорости детонации от загрузки частиц битуминизированных углей [6] позволяют применить методику для анализа детонации угольной пыли.

### Список литературы:

1. Васильев В.М., Вольперт А.И., Клычников Л.В. и др. Расчет параметров детонации смесей горючих веществ с воздухом// ФГВ. 1980. Т. 16. № 3. С. 127–134.
2. Veyssiere B., Khasainov B.A., Briand A. Investigation of detonation initiation in aluminum suspensions// Shock Waves. 2008. Vol. 18. P. 307–315.
3. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде// ФГВ. 2005. Т. 41. № 4. С. 84–98.
4. Benkewicz K., Hayashi A.K. Two-dimensional numerical simulations of multi-headed detonations in oxygen-aluminum mixtures using an adaptive mesh refinement// Shock Waves. 2003. Vol. 13. P. 385–402.
5. Starik A.M., Kuleshov P.S., Sharipov A.S. et al. Numerical analysis of nanoaluminum combustion in steam// Combustion and Flame, 2014. V. 161. P. 1659–1667.
6. Эдвардс Д., Фернлей Р., Неттлтон М. Исследование детонации взвесей угольной пыли в смесях кислорода с азотом в ударной трубе// ФГВ. 1987. Т. 23. № 2. С. 129–136.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-58-53031 ГФЕН\_a).*



УДК 532.51

## МАЛОМОДОВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕЖИМОВ НА СВОБОДНО СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Цвелодуб О.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Известно, что изучение волн на пленке вязкой жидкости чрезвычайно богатая проблема для исследователей. В частности она является богатым источником различной степени сложности моделей. Так, для случая малых расходов жидкости рассмотрение пространственных длинноволновых возмущений малой, но конечной амплитуды на поверхности свободно стекающей вертикальной вязкой пленки сводится к исследованию одного уравнения на отклонение толщины пленки от невозмущенного уровня. Оно было получено в работе [1]. После соответствующих преобразований оно принимает вид [2]:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + 4H \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right]^2 H = 0, \quad (1)$$

Здесь ось  $x$  – направление невозмущенного течения пленки, ось  $z$  перпендикулярна этой оси и параллельна плоскости поверхности невозмущенной пленки.

Непомнящий в [1] с помощью уравнения (1) исследовал устойчивость плоских волновых режимов относительно пространственных возмущений, а в работе [3] получил некоторые пространственно периодические решения этого уравнения. В [2] в частности, найдено семейство стационарно бегущих периодических решений, которое в пределе переходит в солитон характерной подковообразной формы. Как известно [1], пространственные стационарно бегущие периодические решения уравнения (1) отвечают от тривиального решения по кривой:

$$(\alpha^2 + \beta^2)^2 = \alpha^2 \quad (2)$$

В окрестность этой кривой они были построены аналитически, например в [2], [3]. Для этого решения уравнения (1) представлялись в виде ряда по малому параметру. В [2] было показано, что окрестность точки  $(\alpha_* = 1/2, \beta_* = 1/2)$  требует особого рассмотрения. Это обусловлено тем, что из-за квадратичной нелинейности в уравнении (1) у одного из членов второго порядка волновое число попадает в окрестность точки  $\alpha = 1$ , также принадлежащей кривой (2). Поэтому его надо учитывать уже в первом приближении.

Целью данной работы является получение модельной системы уравнений, описывающей эволюцию возмущений с волновыми числами, лежащими в окрестностях этих резонансных точек. При этом ограничимся рассмотрением пространственно периодических решений симметричных по  $z$ . Для этого решение представляется в виде ряда:

$$H = \varepsilon H_1 + \varepsilon^2 H_2 + \varepsilon^3 H_3 + \dots \quad (3)$$

и вводится набор быстрых и медленных переменных  $t_n = \varepsilon^n t$ ,  $x_n = \varepsilon^n x$ ,  $z_n = \varepsilon^n z$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$

Нужные решения уравнения первого порядка имеют вид:

$$H_1 = A_1 \exp(ix_0/2) (a \exp(iz_0/2) + \bar{a} \exp(-iz_0/2)) + A_2 \exp(ix_0/2) + K.C.$$

Требование уничтожения секулярных членов в уравнении второго порядка приводит к системе:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial t_1} + 2iA_2 \bar{A}_1 + A_1 \varphi &= 0 \\ \frac{\partial A_2}{\partial t_1} + 4iA_1^2 + 4A_2 \delta &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

В данной работе получены стационарные и стационарно бегущие решения, показано в каких областях окрестности  $(\alpha_*, \beta_*)$  такие стационарные режимы могут существовать.

Для нахождения пространственно однородных по медленным координатам  $x_1$  и  $z_1$  решений системы (3) они представлялись в виде:

$$A_1 = a_1(t_1) \exp(i\psi_1(t_1)), \quad A_2 = a_2(t_1) \exp(i\psi_2(t_1)),$$

где все функции вещественны. Тогда система (3) приводится к виду:

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt_1} = a_1 a_2 \cos(\psi), \quad \frac{da_2}{dt_1} = -a_1^2 \cos(\psi), \\ \frac{d\psi}{dt_1} = \left( \frac{a_1^2}{a_2} - a_2 \right) \sin(\psi). \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $\psi = \frac{\pi}{2} + \psi_2 - 2\psi_1$

Система (4) эквивалентна модели, которая описывает стационарные режимы вырожденного параметрического усиления [4]. Только вместо дифференцирования по времени в ней стоят производные по пространственной координате (см. [4]). Используя эту аналогию, в данной работе аналитически и численно получены некоторые решения системы (4).

Список литературы:

1. Непомнящий А.А. Устойчивость волновых режимов в пленке жидкости относительно трехмерных возмущений // 1974. Гидродинамика: Сб. науч. Тр. Вып. 5. С. 91–104.
2. Tselodub O. Yu., Kotychenko L. N. Spatial wave regimes on a surface of thin viscous liquid film // Physica D. 1993. V. 63. P. 361–377.
3. Непомнящий А.А. Трехмерные пространственно-периодические движения в пленке жидкости, стекающей по вертикально плоскости // 1974. Гидродинамика: Сб. науч. Тр. Вып. 7. С. 431–52.
4. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны // 2016. М: ЛЕНАНД. Синергетика от прошлого к будущему. № 80. 312 С.

Работа выполнена по госзаданию  
(проект ААААА17-117022850024-4).

УДК 533.5

## ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИСТЕННЫХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТЕЙ В СВЕРХЗВУКОВЫХ СОПЛАХ

Назаров А.Д., Приходько В.Г., Ярыгин И.В., Ярыгин В.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Течение жидкостей в виде тонких пленок (толщиной менее 1 мм) широко используется в различных тепломассообменных аппаратах и устройствах (конденсация неподвижного и движущегося пара, абсорбция и десорбция газа, сушка, дистилляция, фракционирование, химико-технологические процессы и др.). Другое важное приложение пленочных течений - защита стенок от воздействия высокотемпературного газового потока (например, использование пристенной топливной пленки в жидкостных ракетных двигателях для защиты стенок камеры сгорания и сверхзвукового сопла). При экспериментальных исследованиях таких течений основной интерес представляют локальные параметры пленок - толщина, скорость, волновые характеристики и т.д. В настоящее время существует довольно много методов измерения параметров пристенных пленок, обзор которых можно найти, например, в [1-2].

В данной работе обсуждаются некоторые особенности использования зондов емкостного типа для диагностики пристенных пленок жидкостей, движущихся под действием спутного газового потока в сверхзвуковом сопле с последующим совместным истечением в вакуум. Эксперименты проводились на вакуумной газодинамической установке ВИКИНГ, описание которой можно найти в [3]. Использовалось коническое сверхзвуковое сопло с геометрическим числом Маха  $M=3$ . Особое внимание в работе было уделено тарировкам зондов, для проведения которой была изготовлена диэлектрическая втулка, которая плотно вставлялась в сопло и с помощью прокладок заданной толщины создавала необходимый зазор над датчиками. На рис. 1 приведена схема сопла (1) вместе с калибровочной втулкой (2) и установленными емкостными датчиками (3,4).

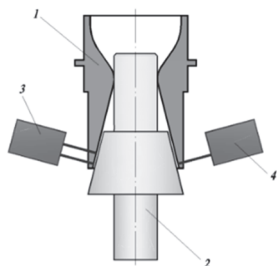


Рис. 1. Схема тарировки емкостных зондов.

В экспериментах в качестве рабочего газа использовался воздух, в качестве рабочих жидкостей - этанол и бутанол, существенно отличающиеся давлением насыщенных паров (5852 и 665 Па при комнатной температуре, соответственно), в то время как их другие важные для данных исследований физические свойства (плотность, динамическая вязкость, поверхностное натяжение, теплота испарения) достаточно близки. Начальные температуры газа и жидкости

были равны комнатным, давление в форкамере сопла изменялось от  $1,2 \cdot 10^5$  до  $10^3$  Па, начальное давление в вакуумной камере составляло 1 Па, весовой расход жидкости не превышал 10% от весового расхода газа.

Одна из особенностей данной работы состоит в наличии высокоскоростного, до 500 м/с, спутного газового потока, который оказывает сильное динамическое воздействие на пристенную пленку жидкости, приводя к интенсивному волнообразованию, а также срыву и уносу капель с поверхности пленки и их дальнейшему дроблению и ускорению в газовом потоке. Другая особенность состоит в сильном падении статического давления в спутном газовом потоке над пристенной пленкой жидкости. Для сопла с  $M=3$  давление в потоке воздуха падает примерно в 30 раз, что в условиях данных экспериментов приводило к ситуации, когда статическое давление в сверхзвуковой части сопла становится ниже давления насыщенных паров пристенной пленки жидкости, в нашем случае этанола. Эти особенности оказывают существенное влияние на показания и интерпретацию зондовых измерений. На рис. 2 для примера приведены зависимости толщины пристенных пленок этанола и бутанола внутри сверхзвукового сопла.

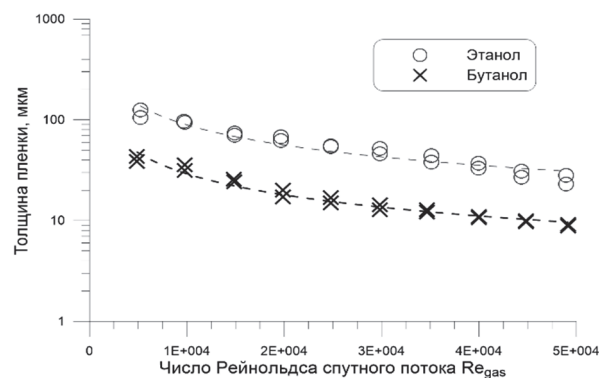


Рис. 2. Толщины пленок этанола и бутанола.

Видно, что измеренная емкостными зондами толщина пленки этанола существенно превышает толщину пленки бутанола при одинаковых расходе жидкости и числах Рейнольдса спутного газового потока. Отмеченные особенности измерения параметров пристенных пленок жидкостей и причины их появления обсуждаются в докладе.

### Список литературы:

1. Кольцевые двухфазные течения. Пер. с англ. / Хьюитт Дж., Холл-Тейлор Н. М.: Энергия, 1974. 408 с.
2. Волновое течение пленок жидкости / С.В. Алексеенко, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев. Новосибирск: Наука, 1992. 256 с.
3. Приходько В.Г., Храмов Г.А., Ярыгин В.Н. Крупномасштабная криогенно-вакуумная установка для исследований газодинамических процессов / ПТЭ. – 1996. Т. 39, № 2. С. 162–164.



---

## СЕКЦИЯ 4

Тепломассообмен при фазовых превращениях

---

УДК 532.529.6

## ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КАПЛИ ЖИДКОСТИ ПРИ ЕЕ ИСПАРЕНИИ НА НАГРЕВАЕМОЙ ПОДЛОЖКЕ

Антоневич Я.В.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>, Кабов О.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Процесс испарения капли жидкости на нагреваемой подложке достаточно сложен даже для численного описания. Локальный поток испарения с поверхности капли определяется процессами эмиссии молекул жидкости, диффузии пара в воздухе, потоком Стефана и конвекцией в парогазовой смеси. Поэтому для создания моделей, точно описывающих локальный поток испарения с межфазной поверхности, необходимо прецизионное измерение температуры на поверхности испаряющейся капли. Существует несколько экспериментальных методик, позволяющих измерять поля температур на межфазных поверхностях - ИК-термография [1], цифровая голографическая интерферометрия [2], измерение температур с помощью микротермопар и термохромных жидких кристаллов [3].

В настоящей работе была разработана экспериментальная методика для прецизионного измерения пространственно-временного распределения температур на поверхности капли жидкости при ее испарении на нагреваемой подложке. Для измерения температуры и восстановления аналитической формы поверхности капли использовались две оптические методики - ИК-термография и теневой метод. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 1. В качестве жидкости использовалась вода, поскольку она имеет высокий коэффициент поглощения в среднем ИК-диапазоне [4], что позволяет с большой точностью измерять температуру межфазной поверхности для достаточно толстых слоев жидкости. Рабочий участок представляет собой сапфировую подложку с равномерным нагревом и системой микротерморезисторов, рис. 2. Прозрачный однородный нагреватель расположен на нижней стороне подложки. Капля лежит на участке с 14 микротерморезисторами, предназначенными для точного измерения температуры в области контактной линии капли, где метод ИК термографии дает большую погрешность. Наклон подложки регулируется с помощью наклонной платформы. Для реконструкции формы поверхности в каждый момент времени использовались синхронизированные по времени и по диаметру изображения с тепловизора Flir Titanium 570M и камеры Imaging Source DMK23GP031. Тепловизор располагается сверху. Камера Imaging Source, источник диффузного света, состоящий из мощного светодиода и матового стекла, располагаются в плоскости, перпендикулярной главной оптической оси тепловизора. Съемка производилась с частотой 20 кадров в секунду. Сигнал с микротерморезисторов поступал на плату сбора данных и синхронизировывался с изображениями в двух плоскостях через MatLab. Определяя контуры полученных

изображений, можно восстановить трехмерную форму капли. Важно заметить, что метод не требует контроля симметричности капли. Для определения контуров использовался DropSnake метод, предложенный в [5]. Таким образом, в данной работе инфракрасная термография использовалась одновременно для получения аналитической формы поверхности и измерения полей температур. Полученные термограммы были скорректированы с учетом зависимости интенсивности излучения от угла между нормалью к поверхности капли и осью тепловизора, а также с учетом отражения излучения от окружающей среды. Падающее излучение предполагалось неполяризованным, что позволило использовать формулы Френеля при расчете отражений.

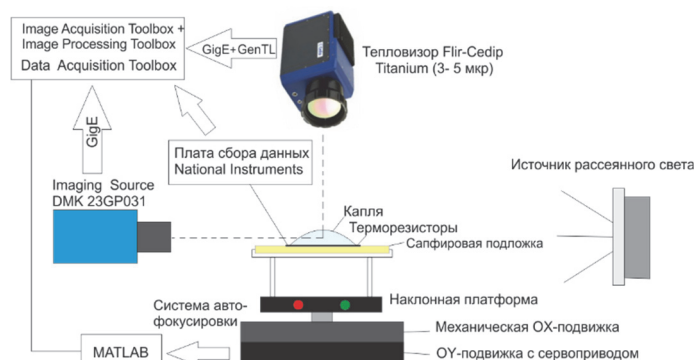


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

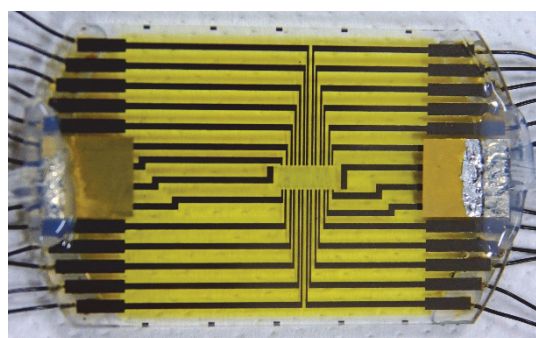


Рис. 2. Фото сапфировой подложки с микросенсорами.

### Список литературы:

1. B. Sobac and D. Brutin, Phys. Rev. E 86, 21602 (2012)..
2. S. Dehaeck, A. Rednikov, and P. Colinet, Langmuir 30, 2002 (2014).
3. C. D. Richards and R. F. Richards, Exp. Fluids 25, 392 (1998).
4. W. M. Irvine and J. B. Pollack, Icarus 8, 324 (1968).
5. A.F. Stalder, G. Kulik, D. Sage, L. Barbieri, P. Hoffmann, Colloids Surf. A 286 (1–3) (2006) 92–103.

УДК 532.5

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВНОГО ДРОБЛЕНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ КАПЕЛЬ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ НАГРЕВЕ

Антонов Д.В., Федоренко Р.М., Стрижак П.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

**Введение.** Взрывное дробление капель многокомпонентных топлив является одной из перспективных технологий, способствующей минимизации расхода топлива, повышению динамики горения, снижению антропогенных выбросов, улучшению процесса распыления топлива в камере сгорания [1]. Эффекты микровзрыва и диспергирования позволяют обеспечить дробление капель многокомпонентных топлив до нескольких десятков и сотен микрон. Это способствует многократному увеличению площади поверхности испарения. Основное внимание, как правило, уделяется [2, 3] условиям взрывного дробления и влияющим на них факторам. Однако не менее важной задачей является исследование характеристик последствий распада неоднородных капель. Поэтому целью настоящей работы является экспериментальное определение характеристик вторичных капель при взрывном дроблении неоднородных капель.

**Экспериментальная методика.** Методика проведения экспериментальных исследований аналогична использованной в [4] при проведении измерений скоростей прогрева и испарения капель воды в условиях конвективного, кондуктивного и радиационного нагрева. Но в отличие от опытов [4], в настоящей работе основное внимание уделено регистрации последствий распада неоднородных капель жидкостей. Радиационный нагрев осуществлялся в муфельной трубчатой печи Nabertherm R 50/250/13. Конвективный нагрев осуществлялся при использовании воздушонагревателя (Leister LHS 61) и вентилятора вихревого высокого давления (Leister Robust). Кондуктивный подвод тепла осуществлялся по схеме, при которой капля осаждалась на поверхность разогретой металлической подложки.

**Основные результаты и обсуждения.** Одними из ключевых результатов проведённых экспериментальных исследований являлись распределения вторичных капель по размерам при контроле влияния группы параметров: температура, тепловой поток, схема нагрева, материал держателя, свойства и концентрация горючего компонента, исходные размеры капель и др. На рис. 1 показаны типичные распределения размеров вторичных капель при радиационном нагреве (3.9-15.1 кВт/м<sup>2</sup>). Пример приведен для двухкомпонентных капель (указаны объемные доли доавки): вода и горючая жидкость.

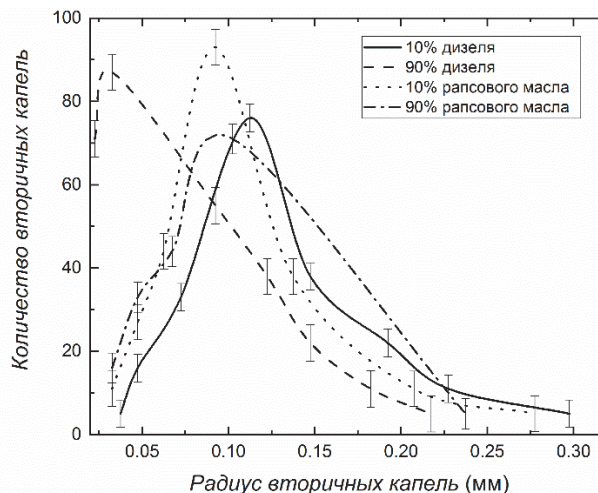


Рис. 1. Распределения размеров вторичных капель при радиационном нагреве ( $R_{a0}=1.53$  мм).

Видно, что для капель с большим содержанием горючей жидкости размеры вторичных капель существенно меньше. Так, например, для дизельных композиций при радиационном нагреве отличия достигли в 3.5 раза.

**Заключение.** Создана информационная база данных для развития современных моделей распада неоднородных капель. В частности, определены значения средних, максимальных и минимальных размеров вторичных капель, а также их количество при влиянии различных параметров.

### Список литературы:

1. Sazhin S.S. Modelling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems // Fuel. 2017. V. 196. P. 69–101.
2. Antonov D.V., Volkov R.S., Strizhak P.A. An explosive disintegration of heated fuel droplets with adding water // Chem. Eng. Res. Des. 2018. V. 140. P. 292–307.
3. Sazhin S.S., Rybdylova O., Crua C., Heikal M., Ismael M.A., Nissar Z., Rashid B.A. Aziz A. A simple model for puffing/micro-explosions in water-fuel emulsion droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 131. P. 815–821.
4. Volkov R.S., Strizhak P.A. Research of temperature fields and convection velocities in evaporating water droplets using Planar Laser-Induced Fluorescence and Particle Image Velocimetry // Exp. Therm Fluid Sci. 2018. V. 97. P. 392–407.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 18-71-10002).

УДК 532.782

## МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ЖИДКОСТЬ–КРИСТАЛЛ: МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Байдаков В.Г.

Институт теплофизики УрО РАН,  
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107А

Фазовый переход жидкость–кристалл, как и переход жидкость–газ, предполагает наличие метастабильных состояний [1]. Хорошо известна способность жидкостей к большим переохлаждениям, в то время как перегревы твердых тел наблюдаются достаточно редко, а их величина обычно крайне мала. В однокомпонентной системе имеют место качественные различия в поведении устойчивости переохлажденной жидкости, перегретого кристалла и других метастабильных состояний.

Переохлажденная жидкость, в отличие от перегретой, не имеет спинодали – границы существенной неустойчивости относительно бесконечно-малых длинноволновых возмущений плотности. Наличие сдвиговых напряжений в твердом теле приводит к тому, что твердые тела по-разному реагируют на однородные и неоднородные деформации. Граница устойчивости по отношению к таким воздействиям определяется разными модулями упругости. При однородных деформациях ГЦК кристалла это объемный  $K$  и два сдвиговых  $\mu$  и  $\mu'$  модуля, при неоднородных – это модули одноосного сжатия, величина которых зависит от направления деформации.

При отрицательных давлениях метастабильны как твердое тело, так и жидкость. Равновесное сосуществование фаз на плоской межфазной границе сохраняется до тех пор, пока линия метастабильного плавления не достигает спинодали растянутой жидкости. Точка встречи этих линий – конечная точка линии плавления, является особой точкой [2]. В отличие от критической точки жидкость–газ, где обе фазы становятся тождественными и достигают границы термодинамической устойчивости, в конечной точке линии плавления устойчивость теряет только жидкая фаза. Кристаллическая фаза при этом сохраняет свою устойчивость. Показано, что конечная точка, аналогичная конечной точке на кривой плавления, имеет место и при фазовом переходе кристалл–газ, когда метастабильное продолжение линии сублимации встречается со спинодалью перегретого кристалла.

При молекулярно-динамическом моделировании в системе леннард-джонсовских частиц исследованы предельные перегревы ГЦК кристалла и предельные переохлаждения жидкой фазы. Продемонстрировано отсутствие спинодали у переохлажденной жидкости и изучены особенности потери термодинамической устойчивости кристаллом. Установлено, что при температурах выше температуры конечной точки линии плавления  $T_K$  кристаллическая фаза теряет свою устойчивость относительно сдвиговых деформаций. При  $T < T_K$  сдвиговые напряжения играют стабилизирующую роль в сохранении кристаллической структуры и кристаллическая фаза остается устойчивой не

только при достижении состояния, в котором объемный модуль  $K$  принимает нулевое значение (спинодаль), но и когда  $K < 0$ .

В молекулярно-динамических экспериментах изучена кинетика зародышеобразования в переохлажденной жидкости и в перегретом кристалле. Нуклеация в перегретом кристалле исследована методом определения среднего времени жизни. В переохлажденной жидкости моделирование проводилось методами среднего времени жизни, выборки прямого потока и внедрения зародыша. Это позволило перекрыть интервал частот нуклеации от  $10^{-15}$  до  $10^{35} \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-3}$ . Расчеты проведены по шести изотермам из интервала температур от близкой к конечной точке линии плавления до температуры нормального кипения жидкости и по четырем изобарам при давлениях выше атмосферного. Нуклеация в кристаллической фазе исследовалась при температурах ниже температуры конечной точки линии плавления.

Показано, что кинетика спонтанной кристаллизации переохлажденной жидкости описывается классической теорией нуклеации, если в ней учитывается зависимость поверхностной свободной энергии кристаллических зародышей от их размера. Определен параметр Толмена для изотермического и изобарического процессов кристаллизации. Знак параметра Толмена зависит от пути захода в область переохлажденных состояний. Для изотермического захода он положителен, для изобарического – отрицателен.

Исследования нуклеации в перегретом кристалле показали, что распад кристаллической фазы при температурах как выше, так и ниже  $T_K$  протекает по механизму флуктуационного зарождения и роста зародышей новой фазы. При  $T < T_K$  зародышеобразование в кристалле происходит и в области, где  $K < 0$ . Для изотропной фазы это область спинодального распада. В кристалле сдвиговые напряжения стабилизируют регулярную структуру. Таким образом, между переохлажденной жидкостью и перегретым кристаллом имеют место качественные различия в поведении их устойчивости как относительно бесконечно малых, так и конечных изменений параметров состояния.

### Список литературы:

1. Скрипов В.П. / *Метастабильная жидкость* / В.П. Скрипов. М.: Наука, 1972. 312 с.
2. Baidakov V.G., Protsenko S.P. Singular point of a system of Lennard-Jones particles at negative pressures // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 015701.

*Исследование выполнено при поддержке Российского  
научного фонда (проект 18-19-00276).*

УДК 536.24

## ДИНАМИКА ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ПРИ КИПЕНИИ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В МИНИКАНАЛЕ

Белослудцев В.В.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Во многих технологиях происходит переход от процессов тепло- и массообмена в большом объеме к процессам в мини- и микросистемах. Можно выделить четыре основных способа отвода сверхвысоких тепловых потоков от локализованных источников тепла: кипение жидкости в мини и микроканалах, спрейное охлаждение, микроструйное охлаждение, и охлаждение посредством испарения тонкой пленки жидкости. В настоящее время система с кипением в мини- и микроканалах очень перспективна. Эта система способна отводить высокие тепловые потоки с минимальным расходом рабочей жидкости и поддерживать низкую температуру на стенках канала [1].

Основной целью данной работы является изучение кипения недогретой воды при ее вынужденном течении в микроканале при интенсивном локальном нагреве со стороны стенки. При помощи скоростной визуализации с большим пространственным разрешением исследуется динамика микропузырей, образующихся во время кипения в канале. Экспериментальные исследования проводились на установке, показанной на рисунке 1. Жидкость подавалась в рабочую секцию через шестеренчатый насос 183 Reglo-Z с регулируемым расходом. В качестве рабочей жидкости использовалась дегазированная сверхчистая дистиллированная вода Milli-Q. Рабочая жидкость проходила через контур с пластинчатым теплообменником, в котором с помощью термостата была установлена температура 25 °С. Эксперименты проводились при нормальном давлении. Давление на входе и выходе в канал измерялось датчиками давления. Перепад давления не превышал 0.2 бар. Рабочий участок состоит из тонкой и плоской пластины из нержавеющей стали с медным стержнем с квадратной головкой 1 × 1 см, служащим в качестве нагревателя. Рабочий участок накрыт прозрачной крышкой, так что образуется канал с высотой, которая может варьироваться от 1 до 2 мм. Визуализация производилась с использованием высокоскоростной камеры FASTCAM SA1.1. Скорость съемки данной камеры может варьироваться от 5400 кадров в секунду при разрешении 1024x1024 пикселей и до 675000 кадров в секунду при меньших разрешениях. Камера оборудована оптической системой высокого пространственного разрешения (до 500 нм на 1 пиксель сенсора камеры).

Проведено сравнение динамики роста пузыря в канале с известными корреляционными зависимостями. На конечном этапе роста паровые пузыри удовлетворительно описываются корреляционной зависимостью Лабунцова для паровых пузырей на обогреваемой стенке [2] (показатель степени 0.5), тогда как начальная стадия роста удовлетворительно описыва-

ется зависимостью Микича-Розенау [3] в приближении полусферического пузыря (показатель степени ~0.75), рисунок 2.



Рис. 1 Экспериментальный стенд

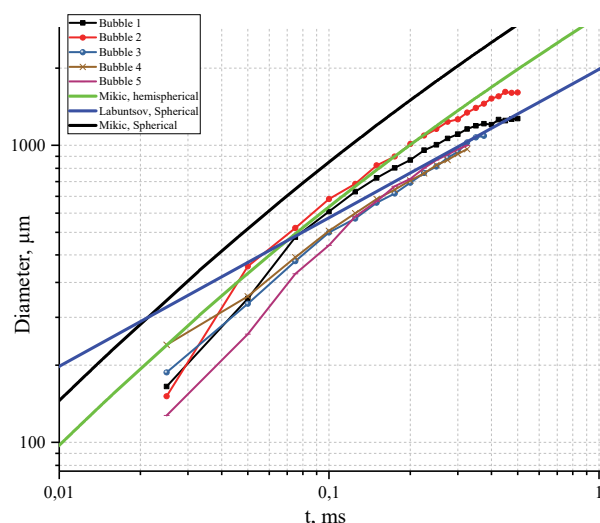


Рис. 2 Сравнение динамики роста паровых пузырей с корреляционными зависимостями [2-3]. Высота канала 2 мм, температура стенки 124°С.

### Список литературы:

- Zaitsev, D.V., Tkachenko, E.M., Belosludtsev, V.V., Kreta, A.S., Kabov, O.A.. Subcooled flow boiling in a flat mini-channel under local heating //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – Т. 1105. – №. 1. – С. 012142.
- Лабунцов Д. А. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике //М.: Изд-во МЭИ. – 2000.
- Mikic B. B., Rohsenow W. M., Griffith P. On bubble growth rates //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1970. – Т. 13. – № 4. – С. 657–666.

## ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ИСПАРЕНИИ КАПЛИ НАНОЖИДКОСТИ

Бочкарева Е.М., Миськив Н.Б., Назаров А.Д.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Сегодня во многих приложениях, связанных с энергетикой, рассматривается возможность перехода от традиционных теплоносителей (например, воды) к наножидкостям, что обусловлено их более высоким коэффициентом теплопроводности. Например, это касается задач отвода тепла от поверхности устройств печати, в микро и нанoeлектронике. Было установлено, что применение сильноразбавленных нанодисперсий в качестве теплоносителя позволяет существенно увеличить плотность критического теплового потока в установках кипящего типа. Несмотря на повышенный интерес к исследованиям такого рода, детально процесс испарения капель наножидкостей практически не изучался. Так в работах по визуализации испаряющейся лежащей капли докладывают о существовании внутренних течений в капле [1], наличии гидротермических волн [2]. Стоит отметить, что наличие нано- или микродисперсной фазы в жидкости оказывает влияние на ее теплофизические свойства, такие как теплопроводность, теплоемкость, вязкость и т.д. [3].

В настоящей работе были проведены экспериментальные исследования факторов, влияющих на тепло- и массообмен при испарении капель наножидкостей с наночастицами SiO<sub>2</sub> (базовая жидкость – вода) в широком диапазоне массовых концентраций и начальных параметров окружающей среды (температура и скорость потока). Опыты проводились на установке, разработанной в ИТ СО РАН. Подробно экспериментальный стенд, приборное оснащение, методики измерения и обработки данных описаны в работе [4].

Для подготовки коллоидных растворов с наночастицами диоксида кремния использовался достаточно известный способ: путем их последовательного перемешивания в миксере с последующим ультразвуковым воздействием для разрушения крупных агломератов (200–500 нм). Для устранения формирующихся агломератов образцы подвергались воздействию ультразвука с параметрами  $f = 44$  кГц и  $N = 50$  Вт.

Ниже представлены данные о динамике теплопроводностей исследуемых жидкостей. Начальные условия указаны на графиках. Теплопроводность наножидкости рассчитывалась по теории Максвелла [5]. По результатам исследования было обнаружено, что влияние наночастиц в условиях вынужденной конвекции зависит от начальных условий окружающей среды.

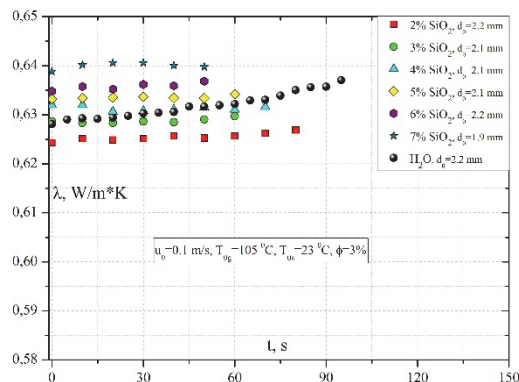


Рис. 1. Сравнение динамики теплопроводностей капль воды и наножидкости.

Так при больших температурах потока и в слабо подвижной среде, наножидкости с массовой концентрацией наночастиц менее 4 % не оказывают существенного воздействия на теплообмен. Без нагрева потока влияние концентраций наночастиц в жидкости носит линейный характер.

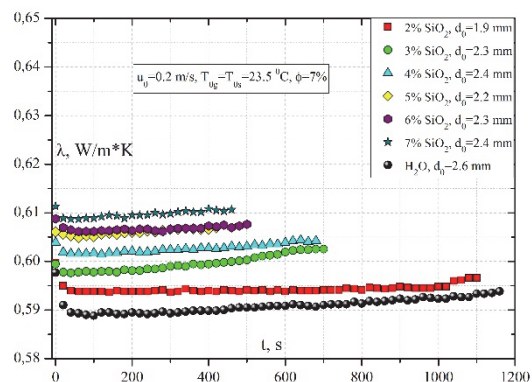


Рис. 2. Сравнение динамики теплопроводностей капль воды и наножидкости.

### Список литературы:

- Hu H., Larson R.G. Evaporation of a sessile droplet on a substrate // J. Phys. Chem. 2002. V. 106. No. 6. pp. 1334–1344.
- Sefiane K., Steinchen A., Moffat R. On hydrothermal waves observed during evaporation of sessile droplets // Colloids and Surfaces A: Phys. and Eng. Aspects. 2010. V. 365. pp. 95–108.
- Chen R.-H., Phuoc T.X., Martello D. Effects of nanoparticles on nanofluid droplet evaporation // Int. J. Heat Mass Transf. 2010. V. 53. pp. 3677–3682.
- Bochkareva E.M., Miskiv N.B., Nazarov A.D., Terekhov V.V., Terekhov V.I. Experimental study of evaporating droplets suspended ethanol – water solution under conditions of forced convection // J. Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2018. V. 6. No. 2. pp. 115–127.
- A treatise on electricity and magnetism / J.C. Maxwell; Oxford: Clarendon Press, 1881.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.



УДК 536.244

## ИЗМЕНЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ НА ГИДРОФОБНОЙ ПОВЕРХНОСТИ КАПЛИ

Бочкарева Е.М.<sup>1</sup>, Лей М.К.<sup>2</sup>, Миськив Н.Б.<sup>1</sup>, Старинский С.В.<sup>1</sup>, Терехов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Даляньский технологический университет, Школа материаловедения,  
116024, Китайская Народная Республика, г. Далянь

Изучение процессов, возникающих при испарении капель жидкостей на твердую поверхность, занимает особое место в энергетике, нанотехнологиях, вследствие большого прикладного потенциала. Однако при исследовании задач такого рода возникает ряд трудностей, связанных со свойствами поверхности – шероховатость, теплопроводность, смачиваемость и т.д. Стоит отметить, что процесс испарения капли на гидрофобной поверхности существенно отличается от испарения на гидрофильной поверхности. Исследования процессов по взаимодействию капель чистой жидкости на бифильных поверхностях практически не встречаются [1].

В настоящей работе проведена серия экспериментов по изучению скорости испарения сидячей и подвешенной капель. Исследованы основные геометрические характеристики (диаметр капли  $d_{drop}$ , диаметр контактной линии  $d_{base}$ , высота капли  $h_{drop}$ , контактный угол  $CA$ ) испаряющейся капли с бифильной поверхности. Контактный угол является одной из важнейших характеристик избирательного смачивания и определяется как угол между твердой поверхностью и касательной в точке соприкосновения фаз [2].

Для подготовки подложек использовался метод NW CVD для последующей функционализации материала фторполимерным покрытием. С помощью дополнительной локальной лазерной обработки полученного композита создан материал с резким пространственным переходом от супергидрофобности к супергидрофильности. Таким способом были получены посадочные места с известными данными. Данный материал позволяет проводить эксперименты по изучению тепло- и массообменных процессов, возникающих при испарении капель, варьируя ориентацию капли относительно гравитационных сил.

Эксперименты по испарению капель проводились на установке, разработанной в ИТ СО РАН. Установка представляет собой медную пластину, на которую фиксируется подложка. Конструкция стенда обеспечивает равномерность условий в течение эксперимента. Установленный поворотный механизм позволяет задавать любой угол поворота подложки относительно горизонта. Динамика испаряющейся капли фиксировалась двумя камерами: микроскопом с оптическим зумом и тепловизионной камерой.

Хорошо известно, что динамика испарения сидячей и подвешенной капли существенно отличаются [3], что обычно связывают с эффектом задержки паров вблизи подвешенной капли. Полученные данные о динамике испарения подтверждают вышесказанное

утверждение, действительно, испарение с перевернутой подложки происходит быстрее по сравнению с сидячей каплей. Однако некоторые авторы полагают, что более важный фактор – отличие движения контактной линии у подвешенной и сидячей каплей [4]. В случае испарения на поверхности с контрастной смачиваемостью данным фактором можно пренебречь.

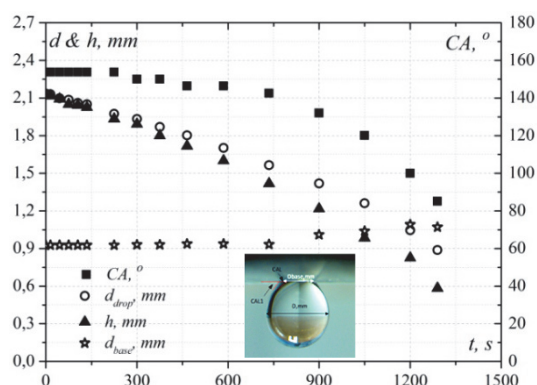


Рис. 1. Изменение геометрических параметров капли воды в процессе испарения с подложки при нормальных условиях.

Испарение капли с бифильной поверхности происходит следующим образом (рис. 1): контактный угол слабо изменяется на начальных стадиях испарения, при этом диаметр капли монотонно уменьшается на протяжении всего процесса, диаметр контактной линии остается постоянным пока размер капли не становится сопоставим с размером посадочного места.

### Список литературы:

- Ghannam M.T., Esmail M.N. The effect of geometry on dynamic contact angles in surface wetting// Chem. Eng. Commun. 1997. V. 158. pp. 43 – 53.
- Mollaret R., Sefiane K., Christy J.R.E., Veyret D. Experimental and numerical investigation of the evaporation into air of a drop on a heated surface// Chem. Eng. Res. Des. 2004. V. 82. pp. 471–480.
- Li W., Lan D., Sun H., Wang Y. Drop capturing based on patterned substrate in space// Langmuir. 2018. V. 34. No. 16. pp. 4715–4721.
- Chen R., Jiao L., Zhu X., Liao Q., Li D. Cassie-to-Wenzel transition of droplet on the superhydrophobic surface caused by light induced evaporation// Appl. Thermal Eng. 2018. V. 144. No. 5. pp. 945–959.

*Изготовление супергидрофобных покрытий выполнено при поддержке РФФ (соглашение № 18-79-10119).*

*Работа по исследованию процесса испарения капли выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант ГФЕН № 17-58-53168.*

УДК 536

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ – ПАР ПРИ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Гатапова Е.Я.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1  
email: gatapova@itp.nsc.ru

Оптимизация размеров электронных устройств требует новых подходов к исследованиям процессов тепломассообмена на микромасштабе. В частности, нужны данные о поведении границы раздела жидкость-пар и об интенсивности процессов испарения, конденсации и кипения. В данной работе приводятся экспериментальные данные по профилям температур на межфазной границе жидкость-пар для пленки жидкости нагреваемой снизу при нормальных атмосферных и при пониженном давлении в условиях насыщения для воды. Эксперименты проведены при квазистационарном режиме нагрева в диапазоне температур нагревателя 23–80 °С. Измерения выполнены с помощью микротермопары с поперечным размером королька 2–3 мкм и прецизионной подвижки с шагом 48 нм. В предыдущих наших работах измерения проводились при атмосферном давлении и был зафиксирован скачек температуры на межфазной границе, который увеличивается с ростом плотности теплового потока и было впервые зафиксированы режимы как с положительным скачком, так и с отрицательным, а также с отсутствием скачка температур [1,2].

В данной работе измерения проводятся в термостабируемой вакуумной камере в условиях насыщения. Экспериментальный стенд также оснащен оптической системой для теневого и Шлирен-методов для визуализации передвижения термопары и контроля потока испаряющейся жидкости (Рис.1). Показано, что скачки температур и давления в слое Кнудсена на межфазной границе газ-жидкость зависят от скорости испарения и теплового потока. Получена подробная эволюция профиля температуры с увеличением температуры нагревателя и изменением давления (Рис. 2). Показано, влияние увеличения теплового потока на величину скачка. Мы также даем оценки для межфазного теплового сопротивления используя экспериментальные данные.

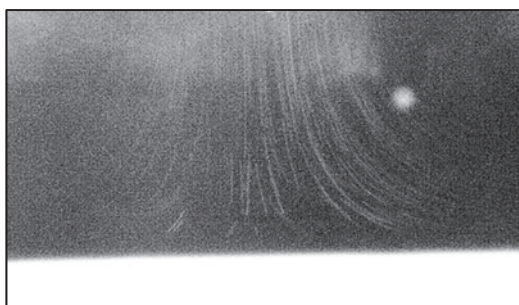


Рис. 1. Шлирен-фотография потока пара.

Проведены расчеты по полным уравнениям Навье-Стокса по исследованию фазового перехода с услови-

ями на скачки температур и давлений на границе раздела [3]. Сделано сравнение с расчетными данными [4] и даны оценки по соотношениям Онзагера-Казимира. Используя экспериментальные и расчетные данные выявлено, что величины потока испарения близки к тем, которые определяются формулой Герца-Кнудсена-Шраже, только при использовании значений давления и температуры на верхней границе слоя Кнудсена.

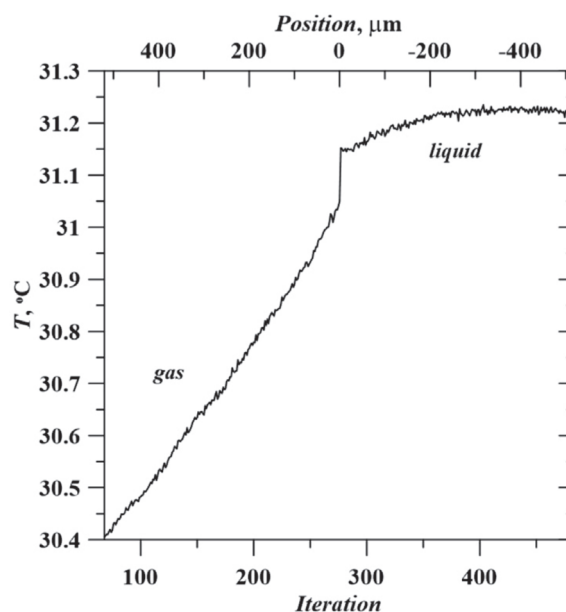


Рис. 2. Профиль температуры для системы воздух–вода. Давление в воздухе 99.5 кПа. а) температура в нагревателе 36.4 °С, температура поверхности жидкости 31.15 °С

### Список литературы:

1. Gatapova E.Y., Graur I.A., Kabov O.A., Aniskin V.M., Filipenko M.A., Sharipov F., Tadrist L. The temperature jump at water-air interface during evaporation // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 104. P. 800–812.
2. Gatapova E.Ya., Filipenko M.A., Aniskin V.M., Kabov O.A., A contact method for simultaneous measuring the liquid film thickness and temperature, Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 2018, Vol. 6, Issue 3, P. 187–196.
3. Gatapova E.Y., Graur I.A., Sharipov F., Kabov O.A. The temperature and pressure jump at the vapor–liquid interface: Application to a two-phase cooling system // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 83. P. 235–243.
4. Polikarpov A.Ph., Graur I.A., Gatapova E.Ya., Kabov O.A., Kinetic simulation of the non-equilibrium effects at the liquid-vapor interface, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 136, P. 449–456.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850022-0).

УДК 536

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В КАНАЛЕ С ЖИДКИМИ ПРОБКАМИ И ГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬЯМИ

Гатапова Е.Я.<sup>1</sup>, Кандекар С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1,  
email: gatapova@itp.nsc.ru

<sup>2</sup> Indian Institute of Technology Kanpur, Kanpur, India

Целью данных исследований является комплексное экспериментальное изучение теплообмена и динамики жидкой пробки, граничащей с газовыми пузырями в нагреваемом канале с характерным размером 1 мм. Изучение предполагает также получение данных вблизи контактной линии. Экспериментальный стенд моделирует процессы, происходящие в пульсационной тепловой трубе. Свойства смачивания канала подробно характеризуются перед экспериментами. Особенностью исследований является, подробное изучение теплообмена, температурного поля в канале с жидкими пробками в динамике с помощью инфракрасного сканера высокого разрешения. А также синхронную визуализацию с помощью видеокамеры.

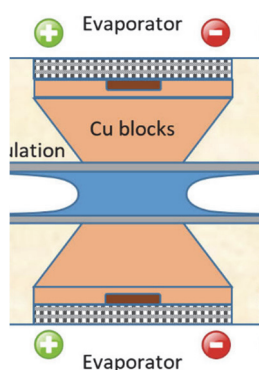


Рис. 1. Схема задачи.

Для исследований температурного поля использовался тепловизор Titanium-570M с разрешением 115 Гц для 640×512 пиксель и 3000 Гц для 132×3 пиксель. Измерены поля температур на стенке микроканала в присутствии жидких пробок и газовых пузырей, в том числе в области образующегося мениска во времени (Рис. 1); температура нагревателя варьировалась от 26°C до 82°C. На Рис. 2 приведены данные по-

лей температур в канале и в нагревателе в непосредственном контакте с каналом. На рисунке приведены данные для этанола. Были выделены участки 3–7 (Рис. 2), где выявлялись особенности температурных профилей, линии отличаются цветом. На Рис. 2 приведены данные по профилям температур по характеру поведения профилей температур можно проследить за динамикой.

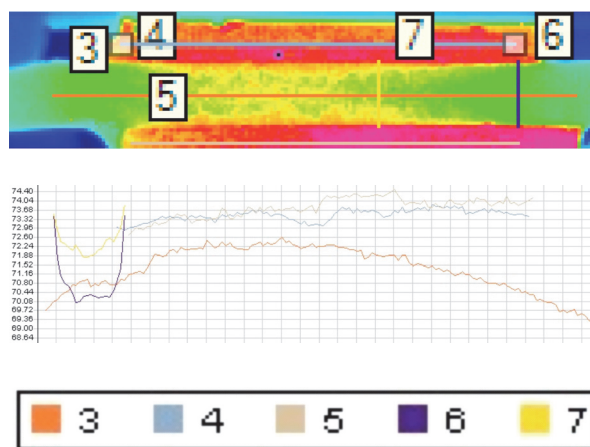


Рис. 2. Профили температур на участках 3–7 через 21,937 сек.

Наблюдается существенное уменьшение температуры поперечной температуры в области полностью занятой жидкостью, а также продольной температуры в середине канала, в то время как на нагревательных элементах температура снижается на 1,5 – 2°C после ввода этанола комнатной температуры в нагретый до 75°C канал.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России (Соглашение 14.613.21.0067, (идентификатор проекта RFMEFI161317X0067).*

УДК 536.25; 548.25; 621.315.592

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОДВИЖЕНИЯ ФРОНТА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПРИ ДОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПЛОСКОГО СЛОЯ ВОДЫ

Гусельникова О.О.<sup>2</sup>, Кислицын С.А.<sup>1,2</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>, Митин К.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Численно в двумерной постановке в декартовых координатах исследованы процессы кристаллизации воды и гептадекана в плоском слое жидкости с донным охлаждением. Изучено влияние термогравитационной конвекции и сопряженного конвективного теплообмена на формы фронтов кристаллизации. Проведено сравнение полученных результатов с результатами, полученными в ходе физических экспериментов. Численное моделирование позволяет получить более подробную информацию о полях скорости и температуры в процессе охлаждения нижней границы полости. Результаты получены с использованием разработанного авторами пакета программ. Расчеты выполнены методом конечных элементов. В качестве базисных функций были выбраны линейные функции на треугольниках. Расчеты проведены с использованием адаптивной сетки, отслеживающей положение фронта кристаллизации на каждом временном шаге. Использована сетка с примерно 17 тысячами узлов. Треугольная сетка отслеживает положение фронта кристаллизации и сгущается с обеих его сторон, а также в различной степени ко всем границам расчетной области. Решалась система уравнений нестационарной свободной конвекции с учетом инверсной зависимости плотности воды от температуры, с учетом теплоты фазового перехода. В затвердевшем веществе решались уравнения нестационарной теплопроводности. Решения получены в режимах сопряженного теплообмена с заданием условий неразрывности полей температуры и тепловых потоков.

Получены новые данные о процессах сопряженного конвективного теплообмена в слоях жидкости при донном охлаждении и наличии кристаллизации. Расчетная область представляла собой прямоугольную полость, заполненную жидкостью: высота  $\times$  длина =  $105 \times 105$  мм<sup>2</sup>. А в случае учета конечной толщины боковых стенок области  $105 \times 126$  мм<sup>2</sup>. Внешняя поверхность вертикальных стенок - теплоизолированная, нижняя стенка - изотермическая холодная или монотонно охлаждается в соответствии с экспериментальным режимом охлаждения, верхняя стенка поддерживается при начальной температуре системы +10 °С. Боковые стенки полости считались адиабатическими в некоторых режимах или в них рассчитывались поля температуры, т.е. учитывался конвективный теплообмен. На внешней стороне стенок в последнем случае задавались условия теплоизоляции.

В процессе мгновенного и монотонного понижения температуры нижней границы наблюдаются следующие особенности гидродинамики. Направление потока жидкости в центральной части зависит от усло-

вий на боковых стенках полости. Если стенки адиабатические, то в центральной части формируется опускающийся поток. Если в расчетах учитывается поле температуры в боковых стенках, то в углах полости вблизи боковых стенок формируются подъемные потоки. В центральной части полости также на начальной стадии процесса возникает подъемный поток. Наблюдаемая форма течения обладает высокой симметрией. После развития подъемной струи, имеющей грибообразную пространственную форму аналогичную классическому термику, течение начинает терять симметрию, а в придонной области формируется устойчиво стратифицированный слой жидкости. Это связано с инверсной зависимостью плотности от температуры у воды в диапазоне от 0 до +4 °С. В начальной стадии процесса изотерма +4 °С находится над дном на таком расстоянии, что в придонной части возникает слой неподвижной жидкости. Затем при достижении критической толщины слоя между изотермами 0°С и 4°С возникает низкоинтенсивная конвекция рэлей-бенаровской природы. Постепенно толщина слоя, занятого рэлей-бенаровской конвекцией постепенно растет. Перед началом кристаллизации воды на нижней границе она переохлаждена до минус 6,8°С. Конвективное течение на этом промежутке времени имеет нерегулярный нестационарный характер. Изотерма +4°С находится в среднем над дном на расстоянии примерно равном половине высоты слоя жидкости. В момент начала кристаллизации происходит выделение теплоты фазового перехода и резкий рост температуры. После начала кристаллизации и увеличения толщины слоя льда над фронтом кристаллизации конвекция рэлей-бенаровской природы приобретает более регулярный вид. А в верхней части слоя жидкости течение становится все более слабым, так как формируется слой устойчиво стратифицированной жидкости между изотермой +4 °С и верхней нагретой границей, находящейся при температуре +9÷8 °С. От интенсивности конвективного течения и его пространственной организации зависит форма фронта кристаллизации.

Полученные результаты существенно дополняют данные экспериментов и важны для понимания процессов кристаллизации расплавов, обладающих инверсными зависимостями плотности от температуры, в различных вариантах метода Бриджмена-Стокбаргера.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-38-00790-мол\_а).*

УДК 536.24

## КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ

Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>, Ткаченко Е.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Одним из наиболее эффективных способов отвода тепла является использование пленки жидкости, движущейся под действием потока газа в мини-/микроканале [1,2]. Целью настоящей работы является исследование кризиса теплообмена в такой системе, при высоких тепловых потоках, с тщательным контролем тепловых потерь.

Рабочий участок представляет собой плоский канал высотой 1 мм. Нижняя часть канала – пластина из нержавеющей стали, в которую впрессован медный стержень с головкой 1x1 см<sup>2</sup>, выполняющий роль нагревателя, Рис. 1. В качестве рабочей жидкости и газа использовались вода и воздух, соответственно, с начальной температурой  $T_0 \approx 25^\circ\text{C}$ .

При помощи термопар, заделанных в нагреватель и в стальную пластину, определялись тепловые потери в атмосферу (Рис. 2) и тепловые растечки в подложку. Дополнительно тепловые потери контролировались в пакете COMSOL (Рис.1). Суммарные потери тепла для критических тепловых потоков свыше 500 Вт/см<sup>2</sup> не превышают  $\approx 20\%$ . С учетом теплопотерь, максимальный критический тепловой поток, достигнутый в эксперименте, составляет  $q_{whl,cr} = 935$  Вт/см<sup>2</sup>, Рис. 3, а максимальный коэффициент теплоотдачи составляет 250 кВт/м<sup>2</sup>К. На рис. 4 представлено обобщение данных по критическому тепловому потоку в безразмерных координатах ( $q^*$ ;  $Re_l^{-0.46} Re_g^{0.37}$ ), где  $q^*$  – отношение критического теплового потока с учетом полных теплопотерь,  $q_{whl,cr}$ , к тепловому потоку, необходимому для прогрева и полного испарения жидкости, поступающей на нагреватель,  $q_{ev}$ . (конвективной теплоотдачей в газ можно пренебречь)

Из Рис. 4 видно, что в экспериментах мы достигаем тепловых потоков, сравнимых с предельным тепловым потоком, который возможно отвести с использованием данного расхода жидкости: в экспериментах испаряется до 50% жидкости, поступающей на нагреватель.

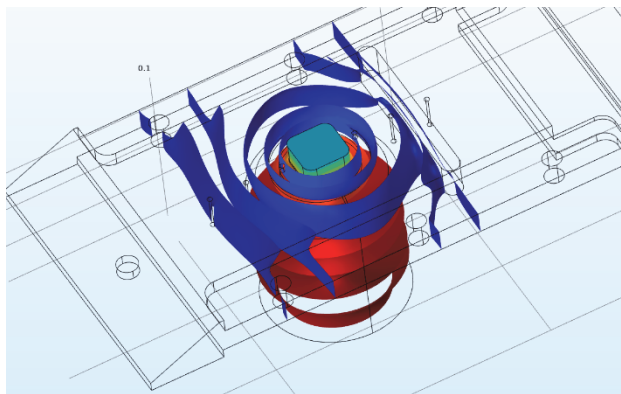


Рис. 1. Изотермы в нагревателе и в стальной пластине, рассчитанные в пакете COMSOL.

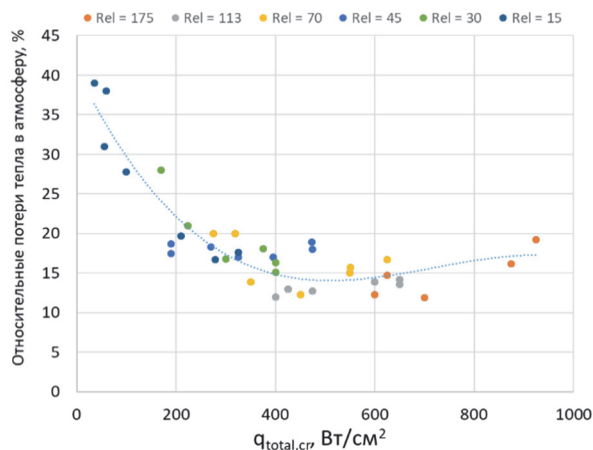


Рис. 2. Потери тепла в атмосферу, в зависимости от критического теплового потока ( $U_{sg} = 2.6 \div 54$  м/с).

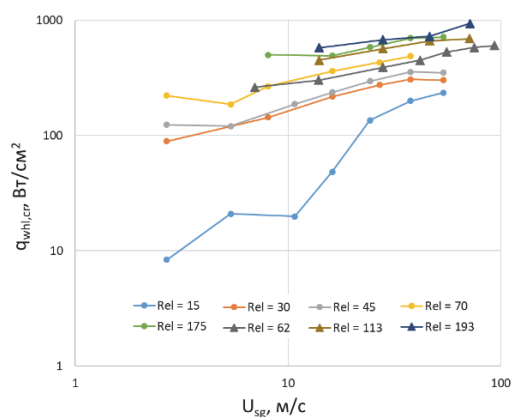


Рис. 3. Зависимость критического теплового потока (с учетом тепловых потерь) от приведенной скорости газа.

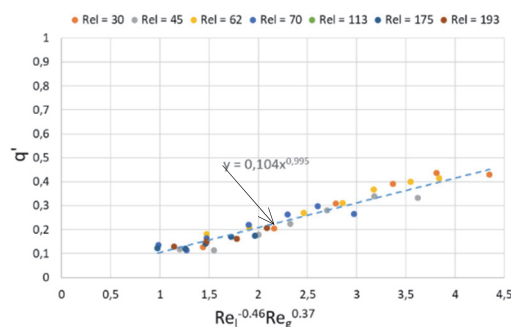


Рис. 4. Обобщение полученных данных (исключая  $Re_l = 15$ ).

### Список литературы:

1. Kabov, O.A., Zaitsev, D.V., Cheverda, V.V., Bar-Cohen, A. Evaporation and flow dynamics of thin, shear-driven liquid films in microgap channels // Experimental Thermal and Fluid Science, 2011, Vol. 35 (5), pp. 825–831.
2. Zaitsev D., Tkachenko E. and Kabov O. An experimental study of high heat flux removal by shear-driven liquid films // EPJ Web of Conferences, 2017, Vol. 159, 00054.

УДК 621.9

## ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДНОСОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ $\text{CaCl}_2$ , $\text{LiBr}$ НА АЛЮМИНИЕВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Исламова А.Г., Орлова Е.Г., Пономарев К.О.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Для надежной, безаварийной работы современного электронного оборудования необходимо обеспечить отвод теплоты от отдельных теплонагруженных элементов и интегральных модулей. Применение традиционных способов охлаждения, базирующихся на использовании больших потоков различных теплоносителей, циркулирующих в закрытых контурах не всегда технически реализуемо. Так для отвода высоких тепловых потоков порядка  $1000 \text{ Вт/см}^2$  [1] необходимы развитые теплообменные поверхности, превосходящие площадь источника тепловыделения. В данном случае одним из эффективных способов отвода тепла от теплонагруженных элементов является применение систем капельного охлаждения [2]. Такие системы используют высокий энергетический потенциал фазового перехода капель [3]. За счет этого высокая интенсивность теплосъема при испарении капель жидкости обеспечивает поддержание необходимого температурного режима элемента. Известно [4], что на интенсивность процесса испарения влияет множество факторов, среди которых можно выделить следующие: контактный диаметр и краевой угол капель, давление паров жидкости, теплопроводность и степень шероховатости подложки, форма микроструктуры поверхности, состав жидкости, наличие в ней примесей и др.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение влияния начальной концентрации водно-солевого раствора  $\text{CaCl}_2$ ,  $\text{LiBr}$  на изменение контактного угла и диаметра в процессе испарения капли, лежащей на нагретой твердой поверхности.

Исследования проводились с использованием алюминиевой поверхности в связи с широким применением этого цветного металла при производстве теплообменных аппаратов. Экспериментальные исследования проводились на установке, с использованием оборудования теневой системы [5]. Капля объемом 10 мкл помещалась на поверхность электронным дозатором.

На рис. 1 приведены полученные зависимости диаметра капель от времени при начальной температуре подложки  $t = 80 \text{ }^\circ\text{C}$ . Установлено, что в процессе испарения капель воды и водных растворов солей контактный угол уменьшается линейно. По результатам экспериментов можно сделать вывод, что капля воды на подложке из алюминия испаряется в режиме пиннинга контактной линии, т.е. изменение контактного диаметра не происходит (рис. 1).

При испарении капель водно-солевого раствора наблюдается такой же эффект. Но с увеличением концентрации соли  $\text{CaCl}_2$  и  $\text{LiBr}$  в растворе до значения 60% и 52% соответственно, происходит незначительное уменьшение контактного диаметра и покрытие кали кристаллогидратами. Кристаллизация вблизи контактной линии повышает устойчивость контактной линии.

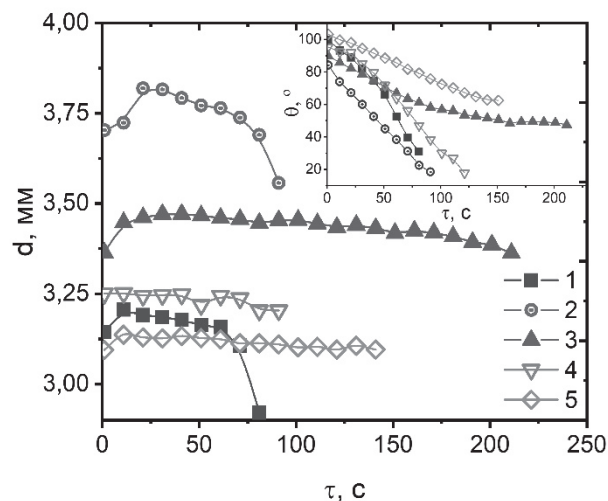


Рис. 1. Изменение контактного угла и диаметра в процессе испарения капель воды и водно-солевого раствора объемом 10 мкл на подложке из алюминия с температурой поверхности  $61 \text{ }^\circ\text{C}$ : 1 – дистиллированная вода; растворы солей: 2 –  $\text{LiBr}$  (10%); 3 –  $\text{LiBr}$  (30%); 4 –  $\text{CaCl}_2$  (10%);  $\text{CaCl}_2$  (30%).

Первоначально образуются кристаллогидраты в прекурсионной плёнке. При этом осуществляется движение молекул воды в направлении образовавшихся кристаллов, что повышает толщину прекурсионной плёнки, и она становится визуально видимой. С увеличением концентрации соли в растворе увеличивается поверхностное натяжение капли, что препятствует ее растеканию по подложке. В начальный момент времени испарения зафиксировано меньшее значение контактного диаметра у капель  $\text{CaCl}_2$  с концентрацией соли 30%.

### Список литературы:

- Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Kabov O.A. The Effect of Substrate Wettability on the Breakdown of a Locally Heated Fluid Film // *Tech. Phys. Lett.* 2015. Vol. 41. P. 551–553.
- Wayner P.C. Fluid flow in the interline region of an evaporating non-zero contact angle meniscus // *Int. J. Heat Mass Transf.* 1973. Vol. 16. P. 1777–1783.
- Jia W, Qiu HH. Experimental investigation of droplet dynamics and heat transfer in spray cooling // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2003. Vol. 27. P. 829–838.
- Kuznetsov G.V., Feoktistov D.V., Orlova E.G., Misyura S.Y., Morozov V.S., Islamova A.G. Evaporation modes of  $\text{LiBr}$ ,  $\text{CaCl}_2$ ,  $\text{LiCl}$ ,  $\text{NaCl}$  aqueous salt solution droplets on aluminum surface // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2018. Vol. 126. P. 161–168.

Исследование выполнено за счет средств Программы повышения конкурентоспособности Национального исследовательского Томского Политехнического университета (проект ВИУ-ИШФВП-74/2019).

УДК 621.9

## ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МНОГОСОПЛОВОГО ИМПУЛЬСНОГО СПРЕЯ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В РЕЖИМЕ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Карпов П.Н., Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Метод охлаждения теплонапряженных поверхностей с помощью газокapelного спрея является одним из наиболее эффективных, и он позволяет снимать значительные тепловые потоки [1] при относительно малых расходах жидкой фазы. Этим объясняется интерес исследователей к такому способу охлаждения и его внедрение в энергетику, машиностроение, металлургию, микроэлектронику, химическую и пищевую промышленности и т.д.

Одним из эффективных методов управления интенсивностью теплообмена является использование импульсной подачи охлаждающей жидкой фазы. За счет изменения частоты следования импульсов, а также их длительности и формы можно реализовать большое число режимов, в том числе и наиболее эффективных, с точки зрения полноты использования энергии охлаждающей жидкости и минимизации ее расхода. Механизм процессов переноса в нестационарных импульсных спреях значительно усложняется по сравнению со стационарным случаем. Он зависит от большого числа факторов, начиная от этапа формирования двухфазной пульсирующей струи, затем движения ее в промежутке между соплом и преградой с испарением и перегруппировкой капель по размерам и, наконец, этапа формирования жидкой пленки из осаждающихся капель жидкости.

В настоящей работе представлены результаты изучения поведения мгновенного коэффициента теплоотдачи при подаче одиночного импульса различной длительности, а также коэффициента эффективности использования охлаждающей жидкости при вариации ее состава.

В серии экспериментов модуль теплообменник и источник аэрозоли были установлены вертикально к горизонтальной оси на расстоянии 230 мм друг от друга [2].

Для исследования процессов, протекающих на поверхности при воздействии коротких импульсов, были проведены серия экспериментов при различных длительностях импульса от 2 до 50 мс с частотой повторения 0,25 Гц, неизменным оставалось условия «одиночности» импульса. Режим, когда за время между импульсами орошения происходит «полное» испарение жидкости с поверхности теплообменника.

Для демонстрации динамики процесса возникновения и развития локальных воздействий одиночных импульсов, падающих на поверхности пленки в центральной части теплообменника, был установлен градиентный датчик локального теплового потока (ГДЛТП) [3].

Информация с ГДЛТП указывает на интенсивную теплоотдачу за счет «ударной» турбулизации пленки жидкости. Амплитуда пиков коэффициента теплоотдачи и их количество указывают на массу охлаждающей жидкости, которая образовалась на поверхности

датчика. Длительность импульса пропорциональна размеру волнового образования и его фазовой скорости.

Параметром, характеризующим степень производительности спрей-системы, является ее тепловая эффективность. В общем случае, она равна отношению интегрального потока тепла через теплообменник к суммарной величине энтальпии системы:

$$\eta = \frac{q}{m \cdot [C_p \cdot (T_w - T_s) + r]}$$

где  $q$  - плотность теплового потока (Вт/м<sup>2</sup>),  $m$  - удельный массовый расход (кг/м<sup>2</sup>с),  $C_p$  - удельная теплоемкость (Дж/кгК),  $T_w$ ,  $T_s$  - температуры теплообменной поверхности и жидкости (К),  $r$  - скрытая теплота парообразования жидкой фазы (Дж/кг).

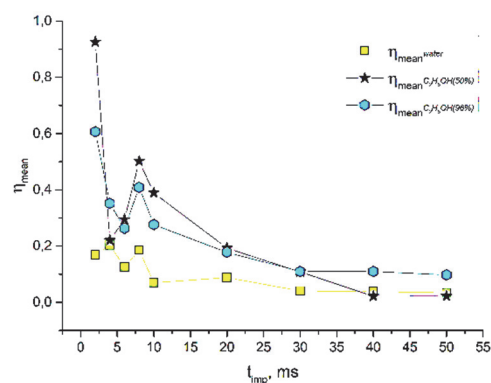


Рис. 1. Тепловая эффективность газокapelного охлаждения

Экспериментально показано, что интенсификация теплообмена обусловлена вкладом испарительного охлаждения первичными и вторичными капельками на сухие участки поверхности теплообменника в промежутках между импульсами жидкости. Увеличение длительности импульса при постоянной частоте импульсов жидкой фазы в потоке газовой капли приводит к тому, что фракция процесса испарения уменьшается, а в теплообмене основным механизмом является перенос тепловой энергии в жидкая пленка.

### Список литературы:

1. N. Zhou, F. Chen, Y. Cao, M. Chen, Y. Wang, Experimental investigation on the performance of a water spray cooling system// Applied Thermal Engineering. 2017. № 112. С. 1117–1128
2. A. D. Nazarov, A. F. Serov, and M. V. Bodrov Intensification of Cooling by a Pulsed Gas-Droplet Flow: Equipment, Parameters, and Results. Technical Physics. 2010. Vol. 55, No. 5. С. 724–727.
3. Сапожников С.З. Основы градиентной теплометрии/ С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков //СПб.: СПбГПУ, 2012. 202 с.

УДК 536.24: 621.746

## ВЛИЯНИЕ ЧИСЕЛ ПРАНДТЛЯ РАСПЛАВОВ И МАТЕРИАЛОВ ТИГЛЯ НА ОСОБЕННОСТИ РОСТА КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ БРИДЖМЕНА

Кислицын С.А.<sup>1,2</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>, Митин К.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Метод Бриджмена–Стокбаргера – один из часто применяемых методов выращивания монокристаллов из расплавов. Суть метода заключается в том, что наполненный шихтой тигель разогревается в верхней части трубчатой печи. После расплавления шихты и выдержки для гомогенизации расплава тигель плавно опускается в холодную зону, где в условиях заданного градиента температуры от охлаждаемого дна вверх идет процесс кристаллизации. Метод относительно прост и экономичен в реализации. Основными недостатками являются: контакт расплава и растущего кристалла со стенками тигля, вследствие чего в кристалл могут попадать примеси; появление механических напряжений из-за разности коэффициентов теплового расширения кристаллов и материалов тиглей. Метод позволяет выращивать кристаллы широкой номенклатуры, в том числе: полупроводниковые материалы; применяемые в инфракрасной оптике и лазерной технике материалы; сцинтилляторы и другие. Метод активно используется в производстве кремния солнечного качества в плоскодонных тиглях цилиндрической и прямоугольной формы. Основным потребителем кремния солнечного качества является солнечная энергетика — один из наиболее активно развивающихся видов альтернативной энергетики.

Метод Бриджмена разрабатывался исходя из предположения, что при донном охлаждении тигля с расплавом можно подавить свободную конвекцию и тем самым обеспечить рост кристалла в диффузионном режиме с плоским фронтом кристаллизации и высокой однородностью радиального распределения его кристаллографических свойств. Однако вследствие различия коэффициентов теплопроводности стенок тигля и расплава появляются радиальные градиенты температуры и в расплаве неизбежно возникают конвективные течения и конвективный теплообмен, влияющий на формы фронта кристаллизации [1–3]. Задачами фундаментальных исследований в данной области технологий являются: изучение основных свойств конвективного течения в условиях сопряженного теплообмена; оценка роли гидродинамики расплава в формировании формы фронта на разных стадиях роста кристалла и в процессах массообмена вблизи фронта кристаллизации; поиск технологически приемлемых способов управления гидродинамикой и конвективным тепло- и массообменом на различных стадиях процесса получения слитка.

Метод Бриджмена–Стокбаргера — процесс высокотемпературный. Прямые экспериментальные исследования являются дорогостоящими и трудоемкими. Для понимания сути необходимо иметь исчерпывающую информацию о нестационарных полях темпера-

туры в расплавах, кристаллах и стенках тигля. Экспериментально измерить характеристики нестационарных полей температуры во всей сложной составной области тигель – расплав – кристалл практически невозможно. Поэтому целесообразно численно исследовать протекающие в системе сопряженные процессы тепло- и массообмена.

Численно, методом конечных элементов, в осесимметричной постановке исследован процесс роста слитка кремния в методе Бриджмена–Стокбаргера в системе «кристалл – расплав – тигель», подобной используемой в реальной технологии. Моделирование осуществлено с учетом теплоты фазового перехода в режимах нестационарной теплопроводности и термогравитационной конвекции. Решалась система уравнений нестационарной термогравитационной конвекции в сопряженной постановке задачи. Для определения поля температуры в кристалле и стенках тигля решались нестационарные уравнения теплопроводности. Исследования проведены в диапазоне скоростей опускания тигля от 1 см/час до 5 см/час, при градиентах температуры на внешней стороне стенки тигля 35 К/см и 70 К/см для процесса кристаллизации кремния в графитовом тигле. Перегревы расплава относительно температуры кристаллизации 50 К и 80 К. Проведены исследования с жидкостями имитаторами расплава – гептадекан и вода в тиглях с оргстеклянными стенками. Проведено сравнение процессов кристаллизации в режимах нестационарной теплопроводности и свободной конвекции. Исследована зависимость формы фронта кристаллизации от режима теплообмена. Изучено влияние на процесс роста кристалла чисел Прандтля расплава и отношений теплопроводности расплава и стенок тигля. Показано, что форма фронта кристаллизации существенно зависит от режима теплообмена и комбинации коэффициентов теплопроводности расплава, кристалла и стенок тигля, высоты слоя расплава.

### Список литературы:

1. Вильке К.-Т. Выращивание кристаллов. Л.: Недра, 1977. 600 с.
2. Антонов П.В., Бердников В.С. Зависимость формы фронта кристаллизации и скорости роста слитка кремния от режима теплообмена в методе Бриджмена–Стокбаргера // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 6. С. 65–77.
3. Митин К.А., В. С. Бердников, Кислицын С.А. Зависимость формы фронта кристаллизации от режима теплообмена в методе Бриджмена–Стокбаргера // Вычислительная механика сплошных сред, 2019, Т. 12, № 1, С.106–116.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-38-00790-мол\_а).*



УДК 621.9

## ХАОС ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ФАЗ ПРИ КИПЕНИИ И МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Кузма-Кичта Ю.А.<sup>1</sup>, Бондур В.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИУ МЭИ, 111250, Москва, Красноказарменная ул., д.14

<sup>2</sup> ФГБНУНИИАМ «Аэрокосмос»

В 1972 г. В.Г. Бондур заканчивал кафедру ИТФ МЭИ. Руководителем его дипломной работы был аспирант ИВТ АН СССР Кузма-Кичта Ю.А. Темой дипломной работы студента Бондура В.Г. было «Исследование колебаний границы раздела фаз при пленочном кипении с помощью лазерной диагностики». Сегодня Бондур В.Г. академик РАН и Вице-президент РАН, директор института «Аэрокосмос» и руководит исследованиями волнений морской поверхности. Профессор Кузма-Кичта Ю.А. долгое время изучал колебания границы раздела фаз при пленочном и пузырьковом кипении с помощью лазерной диагностики и обнаружил, что они являются хаотическим процессом.



Согласно известным данным при пленочном кипении происходят колебания границы раздела фаз и они влияют на передаваемый тепловой поток, однако существующие зависимости не учитывают этой важной особенности процесса [1].

Интерес к изучению динамики паровых пузырей при кипении обусловлен тем, что образующиеся паровые пузыри влияют на микроконвекцию у поверхности и тем самым на испарение, конденсацию и теплообмен [2,3].

Одним из наиболее важных направлений современной океанологии является исследование спектров поверхностного волнения, изменяющихся случайным образом под воздействием многих факторов [4,5].

Для выяснения причин парадоксального влияния малотеплопроводного покрытия на теплоотдачу при пленочном кипении проведен расчет температуры в стенке. Покрытие из клея ВС-10Т толщиной 15 мкм приводит к ослаблению колебаний поверхности раздела фаз при пленочном кипении (рис.1). Возмущения, возникающие в результате отрыва паровых пузырей в окрестности верхней образующей цилиндра, приводят к тому, что система теряет устойчивость, но релаксирует в равновесное состояние, колебания затухают и их характеристики соответствуют режиму детерминированного хаоса.

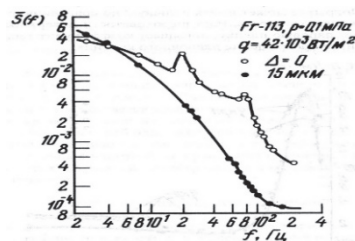


Рис.1. Спектры колебаний толщины паровой пленки при пленочном кипении фреона-113 на горизонтальном цилиндре без покрытия и с покрытием

Установлено, что происходят изменения как формы, так и объема парового пузыря.

Предложена модель, описывающая колебания парового пузыря при его росте на стенке. Показано, что при определенных условиях показатели Ляпунова становятся положительными и колебания - хаотическими.

При исследовании колебаний морской поверхности широко используются спектры поверхностного волнения, адекватно описывающие стохастические процессы, происходящие на морской поверхности (рис.2).

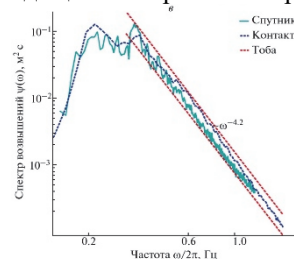


Рис.2. Сопоставление измеренных спектров морского волнения, с аппроксимацией Тоба: а – двумерный спектр уклонов морской поверхности, восстановленный по космическому изображению.

Несомненно, что характеристики колебаний морской поверхности и границы раздела фаз при кипении различны из-за влияния на процесс передаваемого теплового потока и это необходимо исследовать в дальнейшем.

### Список литературы:

1. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах». Дзюбенко Б.В., Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И., Федик И.И., Холпанов Л.П. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМ-ИНФОРМ», 2008 г. 532 С.
2. B. V. Dzyubenko, Yu. A. Kuzma-Kichta, A. I. Leontiev, I. I. Fedik, L. P. Kholpanov. Intensification of heat and mass transfer on macro, micro-, and nanoscales. Begell. 2016. P. 630.
3. С.В.Алексеев, Э.П.Волчков, Б.В.Дзюбенко, Ю.Г.Драгунов, С.А.Исаев, А.А.Коротеев, Ю.А.Кузма-Кичта, А.И.Леонтьев, И.А.Попов, В.И.Терехов. Вихревые технологии для энергетики. М.: Издательский дом
4. Бондур В.Г., Крапивин В.Ф. Космический мониторинг тропических циклонов. М: Научный мир, 2014. 508 С.
5. Бондур В.Г., Крапивин В.Ф., Савиных В.П. Мониторинг и прогнозирование природных катастроф. М: Научный мир, 2009. 692 С.

УДК 536.4; 536.6

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ИСПАРЕНИЯ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ РАЗЛИЧНЫХ БАЗОВЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Лобасов А.С.<sup>1,2</sup>, Минаков А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет,

660074, Россия, Красноярск, пр. Киренского, 28

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В течение последних десятилетий исследователи пытались применить нанотехнологию к различным энергетическим системам, таким как электрические генераторы, топливные элементы, батареи и солнечные элементы. Нанотехнологии также были использованы для повышения потенциала теплопередачи обычных жидкостей, таких как вода и масло, для улучшения эффективности тепловых систем. Это можно сделать путем добавления в жидкости твердых наночастиц (размером 1-100 нм). Наличие добавок наноразмерных частиц оказывает существенное влияние на испарение жидкостей. При этом скорость испарения является ключевым параметром, влияющим на эффективность различных технологических процессов. Добавка наночастиц в базовую жидкость позволяет регулировать этот параметр, и, соответственно, управлять данными процессами. В связи с этим наножидкости успешно используются для охлаждения различных устройств, при создании новых систем транспортировки и производства тепловой энергии, в микроэлектромеханических системах, при создании смазочных материалов, в системах очистки воздуха и воды и др. Это позволяет повысить интенсивность теплоотдачи при охлаждении различных устройств [1-4].

Исследования скорости испарения были проведены для наножидкостей с использованием наночастиц оксида алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) со средним размером 100 нм. Наночастицы были приобретены у компании «Плазмотерм», г. Москва. Объемная концентрация варьировалась от 1 до 4%. В данной работе образцы наножидкости с начальной массой около 25 г испарялись в атмосферу нагревательной печи при температуре окружающей среды  $50^\circ\text{C}$  в течение 120 мин. Каждые 20 мин. масса оставшейся наножидкости фиксировалась с помощью высокоточных аналитических микровесов. В результате исследований были получены зависимости массы наножидкости от времени проведения эксперимента. На основе этих данных определялся темп испарения  $\Theta = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\tau_2 - \tau_1}$  (рис. 1).

Было обнаружено, что с увеличением объемной концентрации наночастиц средний относительный темп испарения жидкости увеличивался, а время полного испарения, соответственно, уменьшалось. Как видно, абсолютное значение темпа испарения существенно зависит от выбора базовой жидкости. Однако, если рассматривать относительное значение темпа испарения, т.е. отношение темпа испарения наножидкости к темпу испарения базовой жидкости, то для различных базовых жидкостей относительный темп испарения остаётся примерно одинаковым (см. рис. 2).

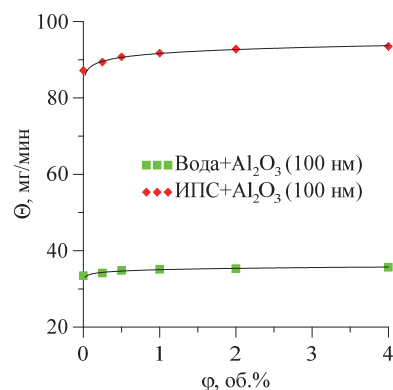


Рис. 1. Зависимость темпа испарения наножидкости от объёмной концентрации наночастиц.

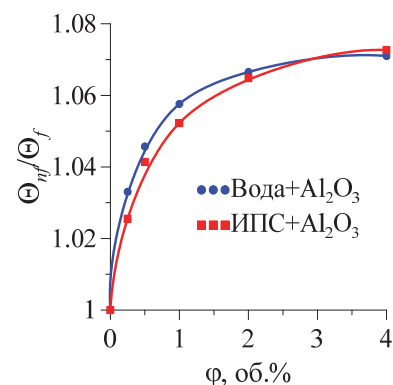


Рис. 2. Зависимость относительного темпа испарения наножидкостей на основе воды и изопропилового спирта от объёмной концентрации наночастиц оксида алюминия.

### Список литературы:

1. Elango T., Kannan A., Murugavel K.K. Performance study on single basin single slope solar still with different water nanofluids // Desalination. 2015. V. 360. P. 45–51.
2. Высокоморная О.В., Пискунов М.В., Щербинина А.А. Испарение капель суспензий воды с графитовыми включениями в высокотемпературных газах // Ползуновский вестник. 2016. № 1. С. 96–101.
3. Gan Y., Qiao L. Optical Properties and Radiation-Enhanced Evaporation of Nanofluid Fuels Containing Carbon-Based Nanostructures // Energy Fuels. 2012. V. 26. P. 4224–4230.
4. Nazarov A.D., Miskiv N.B., Bochkareva E.M. Evaporation of a suspended nanofluid droplet // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2018. V. 1105. art.№ 012095. doi:10.1088/1742-6596/1105/1/012095.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-48-243019: «Экспериментальное исследование влияния добавки наночастиц на скорость испарения жидкостей».

УДК 532.529

## ДИНАМИКА РОСТА ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА В ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ В РАМКАХ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ

Актершев С.П., Мезенцева Н.Н., Мезенцев И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Среди различных теоретических моделей, описывающих динамику роста парового пузырька, наиболее широкую область применения имеет тепловая энергетическая схема [1]. В рамках этой модели постановка задачи довольно проста. Пусть в однородно нагретой жидкости растет паровой пузырек радиусом  $R(t)$ . Температура жидкости в объеме  $T_\infty$  больше температуры насыщения  $T_s$ , а давление пара в пузырьке равно давлению в объеме. Тепловой поток на поверхности пузырька полностью расходуется на испарение, а скорость роста пузырька определяется величиной плотности теплового потока на поверхности пузырька  $q = \lambda(\partial T / \partial r)|_{r=R}$  из уравнения баланса энергии

$$\frac{dR}{dt} = \frac{q}{\rho_v L}, \quad (1)$$

где  $L$  – теплота испарения,  $\rho_v$  – плотность пара. Распределение температуры в жидкости  $T(r, t)$  определяется из уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad r > R(t). \quad (2)$$

с граничными условиями  $T|_{r=R(t)} = T_s$ ,  $T|_{r \rightarrow \infty} = T_\infty$ .

Здесь  $u = dR/dt(R/r)^2(1 - \rho_v/\rho_l)$  – скорость жидкости с учетом "проницаемости" поверхности пузырька для жидкости вследствие испарения.

Задача (1), (2) отличается простотой и строгостью математического описания, поэтому она привлекала большой интерес исследователей на протяжении почти ста лет. Анализ размерности дает зависимость радиуса пузырька от времени в виде

$$R(t) = m\sqrt{at}. \quad (3)$$

Здесь константа  $m$  (модуль роста) зависит от числа Якоба  $Ja = c_p(T_\infty - T_s)\rho_l/\rho_v L$  и числа Стефана  $St = c_p(T_\infty - T_s)/L$ . Асимптотический анализ проблемы в самой общей постановке впервые сделан в работе [2], где решение представлено в виде интеграла, задающего неявную связь между числом Якоба, модулем роста и отношением плотностей фаз (результаты расчетов представлены в табличном виде). Несмотря на значительные усилия признанных научных школ, универсальное аналитическое решение уравнений (1), (2) было получено сравнительно недавно в работе [3] в виде явной формулы для модуля роста:

$$m = \sqrt{\frac{3}{\pi} Ja \psi + \sqrt{\frac{3}{\pi} (Ja \psi)^2 + 2Ja}}. \quad (4)$$

Здесь  $\psi = 1 + \sqrt{\frac{\pi}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{1-St}} - 1 \right)}$  – коэффициент, учитывающий "проницаемость" межфазной поверхности,

предложенный в работе [3] исходя из анализа предельных случаев интеграла Скрайвена.

В данной работе проведено численное моделирование роста парового пузырька на основе исходных уравнений (1) и (2) с целью сопоставить результаты расчетов с аналитическим решением [3]. На рис. 1 показаны расчетные кривые  $R(t)$  для пузырька с начальным радиусом 2 мкм при  $St = 0,05$  и различных значениях  $Ja$ . Там же для сравнения приведены теоретические зависимости (3), где модуль роста определяется формулой (4). Из рисунка видно, что результаты численных расчетов хорошо согласуются с аналитическим решением [3] в широком диапазоне числа Якоба. В численных расчетах показано, что для чисел Стефана, сравнимых с единицей, учет проницаемости межфазной поверхности приводит к значительному увеличению скорости роста пузырька. Предложенная в [3] зависимость (4) для коэффициента проницаемости межфазной границы дает хорошее совпадение с результатами численных расчетов.

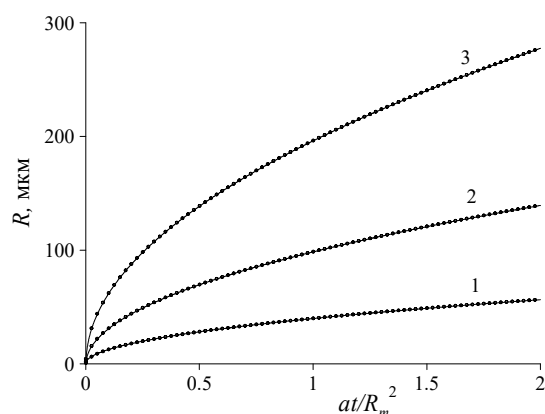


Рис. 1. Радиус пузырька в зависимости от безразмерного времени при  $St = 0,05$  и различных значениях  $Ja$ : 20 (1), 50 (2), 100 (3). Сплошные линии – результаты численного решения, кружки – аналитическое решение [3].

### Список литературы:

1. Авдеев А.А. Закономерности роста парового пузыря в объеме перегретой жидкости (Тепловая энергетическая схема) // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 617–632.
2. Scriven L.E. On the Dynamics of Phase Growth // Chem. Eng. Sci. 1959. V. 10. № 1/2. P. 1–13.
3. Авдеев А.А., Зудин Ю.Б. Тепловая энергетическая схема роста парового пузыря (универсальное приближенное решение) // ТВТ. 2002. Т. 40. № 2. С. 292–299.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-48-540024.

УДК 536.423

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДОНА R113**

Мильман О.О.<sup>1,2</sup>, Ананьев П.А.<sup>2</sup>, Корлякова М.О.<sup>3</sup>, Милосердов В.О.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФГБОУ ВО "Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского",  
248023, Россия, Калуга, ул. Степана Разина, 26

<sup>2</sup> ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбоконт»,  
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща, 43

<sup>3</sup> Калужский филиал ФГБОУ ВО "Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)",  
248000, г. Калуга, ул. Баженова, 2

В ходе создания энергетического оборудования для низкотемпературных источников тепла исследованы низконапорные системы естественной циркуляции (ЕЦ), основным элементом которых является парогенерирующий участок из вертикальных труб, обогреваемых конденсирующимся паром или горячей водой. Опыты проводились в малоизученной области, которая характеризуется целым рядом особенностей: способ обогрева парогенерирующих труб, малое значение движущего напора (менее 20 кПа), низкий уровень давлений и температур насыщения (70÷100 °С) кипящих теплоносителей.

Экспериментальная установка (ЭУ) представляет собой замкнутый контур естественной циркуляции с включенным в него парогенератором с вертикальными трубным пучком шахматной компоновки. Подвод тепла к трубам осуществляется равномерной подачей греющего пара через распределительные решетки в межтрубное пространство. Пар, образовавшийся при кипении теплоносителя, поступает в кожухотрубный теплообменник с вертикальными трубами, являющийся вспомогательным конденсатором.

Основной режим работы ЭУ характеризуется интенсивными колебаниями температур и давлений как внутри контура ЕЦ, так и в полости конденсации греющего пара. Он существует вплоть до достижения предельных тепловых нагрузок. Данная теплогидравлическая неустойчивость ограничивает увеличение тепловой нагрузки на теплообменный аппарат.

Эксперименты, проведенные на ЭУ в диапазоне давлений  $100 \leq \bar{p}_k \leq 260$  кПа ( $\bar{p}_k/p_{кр} < 0.1$ ), показали, что работа ЭУ при  $\tilde{q} > 0.4\tilde{q}_*$  сопровождается колебаниями  $p_k$  с амплитудой от 0.5 до 2 кПа и колебаниями  $p_n$  от 0.5 до 1.5 кПа. Амплитуда колебаний уровня в опускной трубе не превышала 250 мм. С ростом  $\tilde{q}$  и  $\bar{p}_k$  период колебаний уменьшался, изменение  $p_n$  отставало по фазе от  $p_k$  примерно на 180° (рис. 1).

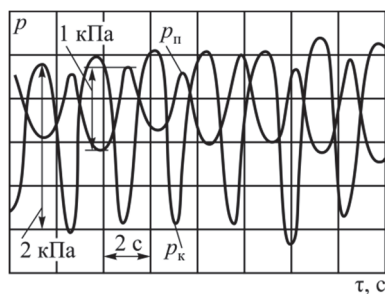


Рис. 1. Оциллограммы колебаний давлений  $p_n$  и  $p_k$  при кипении хладона R113 в трубах ЭУ

При кипении хладона R113 при  $\bar{p}_k < 1.1$  МПа ( $\bar{p}_k/p_{кр} < 0.3$ ) режим работы с интенсивными колебаниями существует в диапазоне  $0.5\tilde{q}_* \leq \tilde{q} \leq \tilde{q}_*$ . При  $\tilde{q} = 0.5\tilde{q}_*$  и  $\bar{p}_k = 0.78$  МПа возникающая внутри контура неустойчивость не передается в полость конденсации греющего пара. При увеличении тепловой нагрузки до  $\tilde{q} = (0.6 \div 0.7)\tilde{q}_*$  интенсивность колебаний возрастает, возникают колебания давления  $p_n$ , частота которых с ростом  $\tilde{q}$  и  $\bar{p}_k$  увеличивается. Амплитуда колебаний  $\bar{p}_k$  в исследованном диапазоне не превышала 0.4 кПа. Колебания уровня в опускной трубе практически отсутствовали. При  $\tilde{q} > 0.9\tilde{q}_*$  колебания и предельная нагрузка достигались в беспульсационном режиме. Колебания давлений и температур при  $\bar{p}_k > 1.1$  МПа в исследуемом диапазоне тепловых нагрузок не наблюдались.

При затоплении парогенерирующих труб конденсатом на высоту  $h_k$  со стороны греющего пара обнаружено, что с уменьшением  $(L-h_k)/d$  амплитуда колебаний  $p_k$  и  $p_n$  уменьшается, а при  $(L-h_k)/d < 200$  видимая неустойчивость в контуре отсутствует (рис. 2).

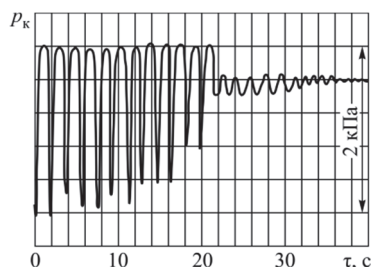


Рис. 2. Изменение амплитуды колебаний  $p_k$  для хладона R113 при постепенном затоплении парогенерирующих труб ЭУ конденсатом

Граница устойчивости работы теплообменных систем в исследованной области режимных и конструктивных параметров расширяется с увеличением давления более 1,1 МПа, уровня заполнения замкнутого контура ЕЦ теплоносителем хладон R113 на 0,8 от  $L$ , а также при уменьшении длины парогенерирующих труб за счет затопления.

Экспериментальное исследование неустойчивости при тепловых нагрузках, близких к предельным, подтвердило, что причиной ее возникновения является снарядный режим течения.

*Научные исследования проводятся при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России; уникальный идентификатор ПНИЭР (проекта) RFMEFI57917X0148.*

УДК:536.244

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ПРИ СУБЛИМАЦИИ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

Миськив Н.Б., Лукашов В.В., Бочкарева Е.М.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Процессы сублимации и последующее осаждение из паровой фазы являются широко используемой техникой при производстве органических наночастиц. Действительно, процессы химического осаждения из газовой фазы комплексов металлов с органическими лигандами (МО CVD) в настоящее время являются одними из наиболее перспективных методов создания наноструктурных материалов [1].

Покрытие формируется при распаде изолированной молекулы летучего соединения металла с органическим прекурсором на нагретой подложке, что позволяет реализовывать покрытия с различной структурой, начиная – от системы несвязанных наночастиц вплоть до сплошных микронных слоев [2]. В настоящее время одной из задач, которую необходимо решить в рамках развития МО CVD технологии, является исследование тепло- и массообмена при сублимации частиц в потоке газа [3].

Проведенный обзор литературы показал, что термодинамические аспекты процессов сублимации прекурсоров и их связь со структурными характеристиками соединения исследовались достаточно широко, однако, скорость сублимации металлоорганических соединений практически не изучена [4]. Из-за сложности прогнозирования процесса результаты численного исследования зачастую разрознены, поэтому база экспериментальных данных необходима и для уточнения математических моделей [5]. Поэтому существует необходимость в экспериментальных данных о тепло- и массообменных процессах, возникающих при сублимации.

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение кинетики тепло- и массообмена при конвективной сублимации бинарных смесей металлоорганических соединений в поток инертного газа. Для исследования поставленных задач был изготовлен ряд образцов из мелкодисперсного порошка прекурсоров  $Y(dpm)_3$  и  $Zr(dpm)_4$ . Образцы представляли собой сформованные сферы диаметром 4 мм (рис. 1).



Рис. 1. Типичный снимок исследуемого образца.

Образец с начальной комнатной температурой помещался в поток аргона при атмосферном давлении в диапазоне температур газа от 200 до 240 °С. Скорость потока  $U_0 = 0.13$  м/с. Контроль температуры осуществлялся встроенной в образец термопарой. Изменение формы и размеров образцов прекурсоров в процессе сублимации фиксировалось цифровой камерой высокого разрешения. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 2.

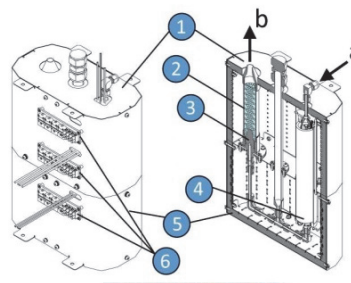


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 - верхняя часть термостата; 2 - сопловое устройство; 3 - распределитель газа; 4 - нагреватель; 5 - нижняя часть термостата; 6 - узел коммутации; а – подача инертного газа; б – струя Ar.

При визуализации процесса, обнаружено, что для частиц, приготовленных без использования растворителя не наблюдается плавления образца. Как видно из рисунка 3 сублимация металлоорганической смеси может происходить на развитой пористой поверхности.



Рис. 3. Фото образца после сублимации.

В результате проведенных исследований обнаружено, что фронт сублимации существенно быстрее становится трехмерным для образцов, приготовленных без растворителя.

### Список литературы:

1. Смолкин П.А., Буйновский А.С., Лазарчук В.В., Матвеев А.А., Софронов В.Л. Математическая модель процесса десублимации летучих фторидов металлов // Известия Томского политехнического университета. 2007. Т. 310. № 3. С. 77–80.
2. Problems of chemistry and application of beta-diketonates of metals / Igumenov I.K., Chumachenko Ju.V., Zemskov S.V.; Nauka: Moscow, 1982. p. 100.
3. Meng G., Zhou G., Shneider R.L. Model for the vaporization of mixed organometallic compounds in the metalloorganic chemical vapor deposition of high temperature superconducting films // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 83. No. 14. pp. 1981–1983.
4. Fedotova N.E., Gelfond N.V., Igumenov I.K., et al. Experiment and modeling of mass-transfer processes of volatile metal beta-diketonates. 1. Study of mass-transfer process of tris- (acetylacetonato) Chromium (III) at atmospheric pressure // Int. J. Therm. Sci. 2001. No. 40. pp. 469–477.
5. Savage J.R., Blair D.W., Levine A.J., Guyer R.A., Dinsmore A.D. Imaging the sublimation dynamics of colloidal crystallites // Sci. J. 2006. V. 34. pp. 795–798.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ грант мол\_а №18-38-00426.

УДК 622.243:551.345

## РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ БУРЕНИИ СКВАЖИН В УСЛОВИЯХ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД

Минаков А.В.<sup>1,2</sup>, Пряжников М.И.<sup>1</sup>, Гузей Д.В.<sup>1</sup>, Михиенкова Е.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский Федеральный университет,

660079, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Главным фактором, который определяет условия бурения нефтяных и газовых скважин в северных широтах, считается наличие в этих широтах многолетнемерзлых горных пород (ММП). Многолетнемерзлые горные породы – это породы, которые постоянно находятся в условиях отрицательных температур. Огромное количество проблем возникает при освоении нефтегазоконденсатных месторождений в зоне вечной мерзлоты. Строительство и эксплуатация нефтегазоносных объектов в условиях вечной мерзлоты осложняется проблемой частичного или полного оттаивания грунтов вблизи объектов, являющихся источником тепла. При строительстве и эксплуатации скважин происходит активное оттаивание окружающих пород, в результате чего образуются просадки, обвалы, пустоты, которые могут способствовать ряду негативных факторов и даже аварий в процессе бурения и эксплуатации скважин [1-2]. Это приводит к долгосрочным ремонтам, простаиванию скважины и значимым потерям буровых жидкостей.

В данной работе разработана математическая модель сопряженного теплообмена скважины с учетом фазовых переходов и циркуляции бурового раствора в процессе бурения. Математическая модель учитывает реальные свойства бурового раствора (вязкость, теплопроводность, реология), фактические параметры процесса бурения (расход раствора и скорость вращения бурильной трубы) и легко адаптируется геометрии скважины.

С помощью разработанной математической модели, проведено исследование применения полимерных растворов на основе смеси этиленгликоль-вода для бурения ММП. В расчетах были использованы данные лабораторных исследований свойств буровых растворов с этиленгликолем. Массовая концентрация этиленгликоля варьировалась от 0 до 80%. Были измерены реологические и теплофизические характеристики рассмотренных растворов. Показано, что введение этиленгликоля приводит к значительному снижению коэффициента теплопроводности и теплоемкости раствора, без существенного ухудшения реологических характеристик.

В результате численного моделирования установлено, что добавление этиленгликоля при заданном расходе бурового раствора приводит к уширению (выполаживанию) формы профиля скорости, что благоприятно сказывается на эффективности выноса шлама при бурении. При этом было показано, что добавка этиленгликоля слабо влияет на величину перепада давления в скважине. При концентрации этиленгликоля 80 мас.% перепад давления повышается примерно на 30% по сравнению с базовым раствором.

Было установлено, что при увеличении содержания этиленгликоля в буровом растворе коэффициент теплоотдачи от раствора к стенке скважины существенно снижается. При концентрации этиленгликоля 80 мас.% снижение составило практически в два раза по сравнению с базовым раствором. При этом с увеличением содержания этиленгликоля происходит существенное снижение количества поступающего в скважину тепла.

Снижение коэффициента теплоотдачи и количества тепла, поступающего в скважину при добавлении в буровой раствор этиленгликоля, совокупно приводит к значительному замедлению скорости процесса растепления ММП. Анализ результатов моделирования показал, что при увеличении содержания этиленгликоля происходит монотонное снижение объема и среднего радиуса области растепленной вокруг скважины породы. При этом наиболее сильное снижение наблюдается в первые сутки с начала циркуляции. Было установлено, что добавка 80 мас.% этиленгликоля приводит к снижению объема растепленной породы примерно в 3 раза, а радиуса растепления в 1.7 раз, при условии, что бурение участка с ММП проводилось в течении суток. Если циркуляция бурового раствора осуществлялась дольше, то эффект от добавки этиленгликоля снижается, но все равно остается довольно существенным.

Таким образом, с помощью численного моделирования была обоснована возможность существенно уменьшить тепловое воздействие на ММП при их бурении с помощью растворов с добавкой этиленгликоля. Установлены основные закономерности сопряженных теплогидравлических процессов при бурении ММП с учетом циркуляции раствора и растепления. Получены в работе данные будут полезны при разработке буровых растворов для бурения в условия ММП.

### Список литературы:

1. Зверев Г.В., Тарасов А.Ю. Расчет и анализ воздействия многолетнемерзлых пород на крепление скважины № 338 Ванкорского месторождения в период эксплуатации // Вестник ПНИПУ. 2013. Т. 8. С. 41–51
2. Горелик Я.Б., Солдатов П.В. О нарушении продольной устойчивости крепи эксплуатационных скважин при сохранении боковой опоры на оттаивающие мерзлые породы // Криосфера Земли. 2016. Т. 4. С. 93–104.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и предприятия Красноярского края в рамках научного проекта № 18-48-242009.*

УДК 621.9

## **УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛИЗАЦИИ**

**Мокшин А.В., Галимзянов Б.Н.**

Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, 16а

Кинетика процесса кристаллизации переохлажденной жидкости характеризуется набором скоростных характеристик, к которым относятся скорость зародышеобразования, время ожидания (время задержки) нуклеации, скорость перехода частиц в новую фазу, скорость роста и скорость кристаллизации, определяемые, как правило, в расчете на единицу объема система. Температурные зависимости каждой из этих величин для разных систем могут различаться существенным образом. При этом различие наблюдается как в абсолютных значениях, где оно может составлять несколько порядков, так и в самом характере температурных зависимостей. Тем не менее, общие и вполне понятные физические принципы, определяющие кристаллизацию, наводят на идею об «унифицированном» описании температурных зависимостей

характеристик кристаллизации, а также, при определенном обобщении, характеристик произвольных фазовых переходов первого рода с помощью так называемых скейлинговых соотношений [1,2,3]. Существующие подходы будут представлены в настоящей работе.

### Список литературы:

1. V.M. Fokin, E.D. Zanutto, J.W.P. Schmelzer, J. Non-Cryst. Solids. 2003. Vol.321. P. 52.
2. A. V. Mokshin, B. N. Galimzyanov, J. Chem. Phys. 2015. V.142. P. 104502.
3. A. V. Mokshin, B. N. Galimzyanov, Phys. Chem. Chem. Phys. 2017. V.19. P.11340.

*Работа поддержана РФФИ  
(проект № 18-02-00407-а).*

УДК 536.2

## ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС ПРИ ВЛАГОУДАЛЕНИИ ИЗ СЛОЯ ЛЕСНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

Нигаи Н.А., Сыродой С.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

Одной из важнейших особенностей развития современного мира является повышенное внимание мирового сообщества к проблемам рационального и эффективного использования энергоресурсов [1].

В настоящее время биомасса на основе лесных горючих материалов (ЛГМ) (по данным [2]) становится наиболее перспективным, относительно дешевым и главное – экологически чистым (в сравнении с углем и нефтью) возобновляемым источником энергии для многих регионов планеты.

Но при сжигании древесной биомассы в топках паровых котлов эффективность парогенерации во многом определяется влагосодержанием такого топлива. При большой исходной влажности много теплоты затрачивается на испарение воды. Соответственно коэффициент полезного действия цикла парогенерации существенно снижается [3]. Предварительная же сушка биотоплива на стадии подготовки его к сжиганию является одной из проблем использования биомассы в энергетике. Целью данной работы является установление основных закономерностей процессов тепло- и массопереноса, протекающих при сушке влажного лесного горючего материала.

*Подготовка материала*

В качестве объекта исследований рассматривалась свежесрезанная биомасса (листья) разных пород деревьев. Для проведения экспериментальных исследований выбраны наиболее распространенные виды биомассы, которые могут использоваться в энергетике: берёза, клён ясенелистный, тополь, дуб.

Эксперименты проводились по схеме, подробно описанной в [4]: навеска биомассы помещалась в полость внутрикамерного пространства сушильной установки. Температура внешней среды варьировалась с помощью терморегулятора в диапазоне от 333 К до 393 К. Взвешивание образца происходило непрерывно в течении всего времени сушки. С интервалом 10 минут проводилась регистрация параметров (масса образца, температура внешней среды). Каждый эксперимент продолжался до тех пор, пока масса образца (m) не переставала изменяться.

*Результаты*

На рисунке 1 представлены типичные зависимости массовой скорости влагоудаления ( $W_{eva}$ ) от времени для листьев тополя при различных температурах внешней среды.

Анализ зависимостей  $W_{eva}(t)$  показывает существенное влияние температуры внутрикамерной среды на интенсивность процесса влагоудаления. Можно отметить, что в среднем этот процесс для навесок начальной массой  $m \approx 2,7$  грамм всех видов исследованных ЛГМ при температуре  $T_g = 393$  К заканчивается через  $\tau_d \approx 1200$  секунд ( $\approx 20$  мин.) При уменьшении температуры внешней среды на 60 К (при

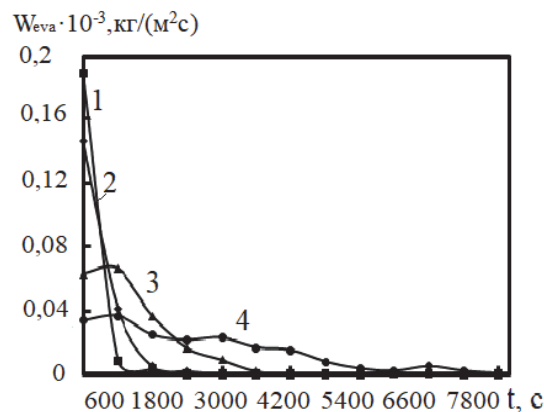


Рис. 1. Зависимости массовой скорости влагоудаления от времени для листьев тополя при температуре внешней среды: 1 -  $T=393$  К; 2 -  $T=373$  К; 3 -  $T=353$  К; 4 -  $T=333$  К.

$T_g = 333$  К) полное время сушки существенно увеличивается с  $\tau_d \approx 1200$  с до  $\tau_d \approx 6600$  с (более чем в 5 раз). При этом стоит отметить, что по результатам экспериментальных исследований процесса сушки листовых пород деревьев установлено, что  $\tau_d$  (в идентичных условиях) практически не зависит от вида биомассы. Соответственно, можно сказать, что листву различных пород деревьев можно сушить в одной сушильной камере без возникновения рисков пиролиза или возгорания одного из четырёх видов ЛГМ.

Также по результатам экспериментов установлено два температурных режима процесса сушки с условной границей раздела по температуре внешней среды. При  $T_g < 373$  К весь процесс влагоудаления существенно растянут во времени. При  $T_g \geq 373$  К выход влаги начинается практически сразу с высокой интенсивностью ( $W_{eva} \approx 0,2 \cdot 10^{-3}$ , кг/м<sup>2</sup>·с) и быстро заканчивается ( $\tau_d \leq 1800$  с).

## Список литературы:

1. Chitawo M.L., Chimphango F.A., Peterson S. Modelling sustainability of primary forest residues-based bioenergy system// Biomass and Bioenergy. 2018. Vol. 108. P. 90–100.
2. Ganguly I., Pierobon F., Charles Bowers T., Huisenga M., Johnston G., Eastin I. L. 'Woods-to-Wake' Life Cycle Assessment of residual woody biomass based jet-fuel using mild bisulfite pretreatment// Biomass and Bioenergy. 2018. Vol. 108. P. 207–216.
3. Syrodoy S.V., Kuznetsov G.V., Gutareva N.Y., Bugaeva K.A., Taburchinov R.I. The Conditions and Characteristics of Wood Particles Ignition in the Stream of the High Temperature Gases// Combustion Science and Technology. 2018. Vol. 190. P. 663–686.
4. Bulba E. E., Ivanova N. A. Experimental investigation of the processes of dehumidification of coniferous biomass // MATEC Web of Conferences. – 2017 – Vol. 141, Article number 01014. – P. 1–5.

Исследование выполнено по гранту Российского научного фонда (проект № 18-79-10015).



## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ И ИСПАРЕНИИ НА МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Павленко А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В проблемном докладе представлен анализ методов интенсификации теплообмена и повышения критического теплового потока при кипении и испарении с использованием микроструктурированных капиллярно-пористых покрытий. Особое внимание уделено анализу такого перспективного способа модифицирования теплоотдающей поверхности как нанесение комбинированных микроструктурированных поверхностей/покрытий методом SLM/SLS (3-D печать). Представлены выводы и рекомендации, сформулированные на основе обобщения результатов комплексных исследований [1–12] по изучению теплообмена, переходных процессов и кризисных явлений при кипении в условиях свободной и вынужденной конвекции, при испарении и кипении в стекающих пленках и в тонких горизонтальных слоях жидкостей при использовании различных типов микроструктурирования теплоотдающих поверхностей.

В первой части доклада представлен обзор новых экспериментальных данных по теплообмену и критическому тепловому потоку для различных законов тепловыделения при кипении в условиях свободной и вынужденной конвекции с использованием новых структурированных капиллярно-пористых покрытий и микроструктур различной формы, создаваемых методами плазменного напыления и 3-D печати [1–8].

Во второй части представлены особенности теплообмена и развития кризисных явлений при кипении и испарении в тонких горизонтальных слоях жидкости. Показаны принципиально новые результаты по степени интенсификации теплообмена и повышению критического теплового потока на микроструктурированных поверхностях, создаваемых методом 3-D печати. Проведенный анализ показывает, что оптимальные параметры микроструктурированных капиллярно-пористых покрытий в значительной степени определяются толщиной слоя для заданной жидкости и величиной приведенного давления [9, 10]. Проведено обсуждение проблемных вопросов, связанных с особенностями эффективного практического использования данных капиллярных структур в системах охлаждения различного назначения (тепловые трубы, термосифоны и т. д.).

В заключительной части представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования повторного смачивания сильно перегретых тел стекающей пленкой жидкости [11, 12]. Проведен анализ результатов по нестационарному теплообмену, динамике развития и структуре фронта повторного смачивания стекающей пленкой жидкости, механизм резкого увеличения скорости охлаждения вертикально ориентированных пластин с новыми струк-

турированными капиллярно-пористыми или низко-теплопроводными покрытиями в широком диапазоне изменения степени орошения. Показано, что время полного охлаждения сильно перегретых пластин стекающей пленкой жидкости при наличии на ее поверхности микроструктурированных капиллярно-пористых или низкотеплопроводных покрытий существенно снижается (в 3–8 раз в зависимости от числа Рейнольдса и параметров покрытий).

### Список литературы:

1. Surtaev A.S., Pavlenko A.N., Kuznetsov D.V., Kalita V.I. et al. Heat transfer and crisis phenomena at pool boiling of liquid nitrogen on the surfaces with capillary-porous coatings // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 108. P. 146–155.
2. Surtaev A.S., Kuznetsov D.V., Serdyukov V.S., Pavlenko A.N., Kalita V.I. et al. Structured capillary-porous coatings for enhancement of heat transfer at pool boiling // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 133. P. 532–542.
3. Pavlenko A.N., Kuznetsov D.V., Surtaev A.S. Experimental study of the influence of structured capillary-porous coatings on the dynamics of development of transient processes and the crisis phenomena at stepwise heat release // Journal of Engineering Thermophysics. 2018. Vol. 27. No. 3. P. 285–293.
4. Swain A., Das M.K., Flow boiling over tube bundles with combination of plain and coated tube // Journal of Thermophysics Heat Transfer. 2019. Vol. 33 No. 2. P. 559–567.
5. Swain A., Das M.K. Performance of porous coated 5x3 staggered horizontal tube bundle under flow boiling // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 128. P. 444–452.
6. Ho J.Y., Wong K.K., Leong K.C. Saturated pool boiling of FC-72 from enhanced surfaces produced by Selective Laser Melting // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 99. P. 107–121.
7. Wong K.K., Leong K.C. Saturated pool boiling enhancement using porous lattice structures produced by Selective Laser Melting // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 121. P. 46–63.
8. Kang Z., Wang L. Boiling heat transfer on surfaces with 3D-printing microstructures // Experimental Thermal and Fluid Science. 2018. Vol. 93. P. 165–170.
9. Zhukov V.I., Pavlenko A.N. Heat transfer and critical phenomena during evaporation and boiling in a thin horizontal liquid layer at low pressures // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 117. P. 978–990.
10. Zhukov V.I., Pavlenko A.N., Bessmeltsev V.P. Heat transfer at evaporation and boiling in thin horizontal liquid layers on smooth and micro-structured surfaces under low pressures // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1105. No. 012054. 5 P.
11. Павленко А.Н., Цой А.Н., Суртаев А.С., Кузнецов Д.В., Сердюков В.С. Влияние низкотеплопроводного покрытия на динамику повторного смачивания перегретой пластины стекающей пленкой жидкости // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 393–400.
12. Павленко А.Н., Цой А.Н., Суртаев А.С., Кузнецов Д.В., Калита В.И., Комлев Д.И., Иванников А.Ю., Радюк А.А. Экспериментальное исследование повторного смачивания перегретой пластины со структурированным капиллярно-пористым покрытием стекающей пленкой жидкости // ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 424–430.

*Исследование выполнено в ИТ СО РАН  
за счет гранта Российского научного фонда  
(проект № 19-19-00180).*

УДК 532.525

## СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРИСТЕННОЙ СТРУЕ ПРИ ЕЕ ВДУВЕ ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ОТВЕРСТИЯ В ПОПЕРЕЧНУЮ ТРАНШЕЮ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Пахомов М.А., Терехов В.В., Терехов В.И., Чохар И.А., Филиппов М.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

**Введение.** Тепловая защита стенки от воздействия высокоэнтальпийных потоков с помощью пристенных газовых завес до настоящего времени является актуальной и важной задачей при разработке различных энергетических машин и установок [1,2]. Среди различных способов повышения эффективности охлаждения с одновременным улучшением равномерности покрытия охлаждаемой поверхности охладителем наибольший положительный эффект обеспечивается при использовании фасонных отверстий, специальное профилирование кромок и иные методы модификации геометрии каналов [2]. Одним из таких решений является подача охладителя через круглые наклонные отверстия, расположенные в траншее [2-4]. Основное преимущество, которое дает данный способ, обусловлено тем, что смешение с основным потоком горячего газа происходит к траншее. Это приводит к тому, что струи в траншее разбиваются вихревыми структурами и поверхность защищается не только непосредственно за отверстиями, но и в поперечном направлении между отверстиями в ряду.

Практически все работы по данной тематике посвящены исследованию только тепловой эффективности. Анализ показал определенную ограниченность исследований структуры течения при подаче охладителя в траншею, а ведь именно процесс смешения основного и вторичного течений определяет значительное повышение тепловой эффективности при вдуве пристенной завесы в траншею. Целью данной работы является проведение экспериментального и численного исследования процесса смешения при подаче пристенной газовой струи через цилиндрические наклонные отверстия в поперечную траншею.

**Измерительный стенд.** Измерительный комплекс состоит из двухкомпонентного лазерно-доплеровского анемометра с адаптивной временной селекцией ортогональных каналов и 3-х компонентного координатно-позиционирующего устройства. Вторичный газовый поток подавался через три отверстия, расположенные в траншее, диаметром  $b = 3$  мм. Расстояние между осями отверстий составляло 10 мм. Длина рабочего канала была 950 мм, его ширина 150 мм и его высота составляла 20 мм. Исследования выполнены для однорядной системы из трех отверстий, расположенных под углом  $\alpha = 30^\circ$ , глубина траншеи была  $h = 2$  мм и ее ширина  $w = 6.4$  мм ( $h/w = 0.375$ ). Скорость основного воздушного потока  $U_1 = 10$  м/с, а вторичного на выходе из круглых отверстий была  $U_2 = 5$  и 10

м/с. На первом этапе было проведено исследование для течения при отсутствии нагрева основного потока для случаев классического вдува вторичного потока через круглые отверстия без траншеи и для случая наличия траншеи.

**Математическая модель.** Для численных расчетов авторами работы были использованы RANS и LES подходы. В LES методе используется WALE подсеточная модель. Расчеты выполнены на открытом CFD пакете OpenFOAM. RANS расчеты выполнены с использованием 3D математической модели, подробно описанной в [4]. Турбулентность газа моделируется с применением модели переноса компонент реинольдсовых напряжений [5].

**Анализ полученных результатов.** Представлены результаты экспериментального и численного исследования структуры турбулентного течения пристенной газовой струи, вдуваемой через круглые отверстия в поперечную траншею. Показано, что основное преимущество такого способа подачи охладителя в сравнении с классическим вдувом через цилиндрические отверстия в защищаемой поверхности достигается при больших параметрах вдува. При этом, за счет формирования вихревых структур внутри траншеи, обеспечивается более равномерное выход вторичного потока в поперечном направлении. Сопоставительный анализ с данными наших измерений свидетельствует о количественном соответствии между результатами экспериментов и расчетов.

### Список литературы:

1. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука. 1983. 240 с.
2. Bunker R.S. A review of shaped hole turbine film cooling technology // ASME J. Heat Transfer. 2005. V. 127. P. 441–453.
3. Lu Y., Dhungel A., Ekkad S.V., Bunker R.S. Effect of trench width, and depth on film cooling from cylindrical holes embedded in trenches // ASME J. Turbomachinery. 2009. V. 131. Paper 011003. 13 p.
4. Пахомов М.А., Терехов В.И., Халатов А.А., Борисов И.И. Тепловая эффективность пристенной газовой завесы при ее вдуве через круглые отверстия в траншее // Теплофизика и Аэромеханика. 2015. Т. 22, № 3. С. 343–352.
5. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence and Combust. 2008. V. 81. P. 395–410.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-08-00386а).*

УДК 536.24

## ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В СЛОЕ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Пономарев К.О., Исламова А.Г.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, Усова, 7

Известно [1-4], что процессы теплопереноса в слое жидкости малой толщины (до 10 мм), в том числе в условиях термогравитационной конвекции, осуществляются в теплообменных аппаратах различных областей промышленной теплоэнергетики (системы пленочного охлаждения, термосифоны и др.). Изучению конвекции в жидкости посвящено значительное количество работ и большинство из них выполнены в общей постановке задачи с помощью сложных моделей или в специальных коммерческих программных пакетах (например, Ansys Fluent) [5-6]. Оценка скоростей термогравитационной конвекции в слое жидкости малой толщины является актуальной задачей, решение которой позволит уточнить существующие модели. Экспериментальных исследований по определению полей температур и скоростей конвекции в слое жидкости мало. Сложность таких работ обусловлена необходимостью дорогостоящего оборудования, позволяющего зарегистрировать скорости движения молекул жидкости (например, методом PIV), и определенных навыков исследователя [7-8].

Целью работы являлась разработка нового подхода к определению полей скоростей термогравитационной конвекции в слое жидкости.

Эксперименты проведены на стенде (см. рис. 1) для исследований полей скоростей в слое жидкости в условиях термогравитационной конвекции.

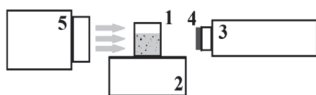


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 - кювета с жидкостью; 2 - нагревательный элемент; 3 - скоростная видеокамера; 4 - светофильтр; 5 - источник света.

Рабочий участок включал в себя кювету 1 из кварцевого стекла в форме параллелепипеда, которая заполнялась жидкостью, и нагревательный элемент 2. В качестве жидкости использовалась суспензия дистиллированной воды с трассерами  $Fe_2O_3$ , размеры которых не превышали 0.3 мм. Регистрация перемещений трассеров при различных тепловых нагрузках проводилась теневым методом с использованием системы визуализации (скоростная видеокамера 3 с полосовым фильтром 4 и источник света 5).

Применение оптического полосового фильтра (по аналогии с методом корреляции цифровых изображений [9]) позволило зарегистрировать трассеры при большей интенсивности света.

Видеосъемка проводилась с пространственным разрешением 1280x1024 пикселя и частотой 30 кадров в секунду. В специальном программном обеспечении (аналогично алгоритмам [10]) определялись скорости термогравитационной конвекции.

С использованием разработанной методики на основе данных видеосъемки были изучены особенности процессов теплопереноса в слое жидкости в условиях термогравитационной конвекции. В результате экспериментальных исследований показано, что термогравитационная конвекция оказывает доминирующее влияние на теплоперенос в слое жидкости малой толщины (до 10 мм). Ее роль увеличивается с ростом подведенного теплового потока. Неучет этого процесса в численных расчетах может привести к установлению неоднородных температурных полей в слое жидкости или погрешностям (например, к заниженным значениям коэффициентов теплоотдачи).

### Список литературы:

1. Liu N., Zhan T.J., Zhang Y.W., Yin X.M., Zhang L.X. Experimental investigation of comprehensive effects of surfactant and inclined mode on spray cooling heat transfer. *International Journal of Thermal Sciences*. 2019. V. 136. P. 457–466.
2. Безродный М.К., Пиоро И.Л., Костюк Т.О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. Киев: Факт, 2005. 704 с.
3. Islam M.R., Alan S.W.L., Chua K.J. Studying the heat and mass transfer process of liquid desiccant for dehumidification and cooling // *Applied Energy*. 2018. V. 221. P. 334–347.
4. Markides C.N., Mathie R., Charogiannis A. An experimental study of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2016. V. 93. P. 872–888.
5. Fu W., Li X., Wu X., Zhang Z. Investigation of a long term passive cooling system using two-phase thermosyphon loops for the nuclear reactor spent fuel pool // *Annals of Nuclear Energy*. 2015. V. 85. P. 346–356.
6. Bouhal T., Agrouaz Y., Kousksou T., El Rhafiki T., Zeraoui Y. Performance optimization of a two-phase closed thermosyphon through cfd numerical simulations // *Applied Thermal Engineering*. 2018. V. 128. P. 551–563.
7. Ashwood A.C., Hogen S.V., Rodarte M.A., Kopplin C.R., Rodriguez D.J., Hurlburt E.T., Shedd T.A. A multiphase, micro-scale PIV measurement technique for liquid film velocity measurements in annular two-phase flow // *International Journal of Multiphase Flow*. 2015. V. 68. P. 27–39.
8. Zou Y., Ye S.S., Wang Y.D., Fei W.Y. CFD simulation and PIV measurement of liquid-liquid two-phase flow in pump-mix mixer // *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*. 2016. V. 60. P. 15–25.
9. Pan B., Wu D., Wang Z., Xia Y. High-temperature digital image correlation method for full-field deformation measurement at 1200 C // *Measurement science and technology*. 2010. V. 22. No. 1. P. 015701.
10. Volkov R.S., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A., Kuibin P.A. Experimental Study of Liquid Drop Surface Transformation in Air Within a Group of Successive Deformation Cycles // *Chemical and Petroleum Engineering*. 2017. V. 52. No. 9–10. P. 662–668.

*Исследования выполнены за счет средств Программы повышения конкурентоспособности Национального исследовательского Томского политехнического университета (проект ВИУ-ИИФВП-74/2019).*

УДК 621.9

## ДИНАМИКА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПАДЕНИИ КАПЛИ ЖИДКОСТИ НА НАГРЕВАЕМУЮ ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Пономаренко Т.Г.<sup>1,2</sup>, Чеверда В.В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, Пирогова 1

Движение и слияние капель жидкости по твердой поверхности широко распространено в природе, а также используется во многих областях промышленности. Оно наблюдается в технологиях покрытия твердых поверхностей жидкими плёнками, при распылении удобрений, особое применение находит в системах жидкостного охлаждения электронного оборудования. В связи с бурным развитием и совершенствованием техники вопрос о создании эффективных и компактных жидкостных систем охлаждения становится все более и более актуальным. Однако помимо микроэлектроники эффективное охлаждение требуется и в таких отраслях промышленности, как авиация, холодильное оборудование, космическая индустрия и т.д.

Распылительная жидкостная система является одной из перспективных, и это требует более глубокого изучения динамики теплообмена при падении капель на твердую поверхность, что, в свою очередь, связано с многими факторами: поверхностным натяжением, смачиваемостью, геометрией рабочей поверхности и т.д. [1,2].

Для исследования теплообмена при падении капли на нагреваемую горизонтальную поверхность, а также на другую каплю, сидящую на ней, собрана экспериментальная установка (см. рис. 1), основной частью которой является фольга из константана толщиной 25 мкм. Использовалась и фольга без покрытия, и фольга, покрытая фторполимерной пленкой толщиной 100 нм. Метод нанесения пленки (HWCVD) подробно описан в [3].

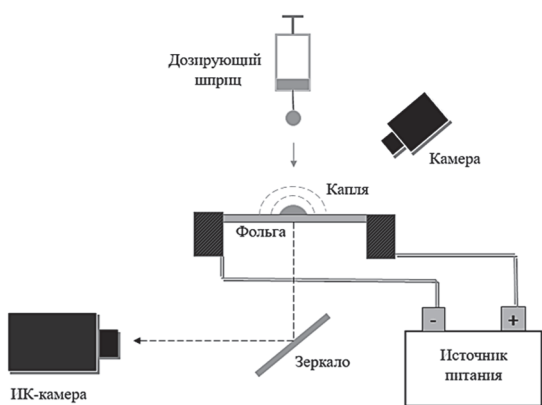


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Горизонтально расположенная фольга с помощью электродов-держателей подключена к источнику электропитания ТТi QPX 1200L. Температура поверхности фольги измеряется инфракрасной (ИК) камерой Titanium 570M с помощью металлического зеркала.

Для наблюдения за падением капли сверху используется высокоскоростная камера FastVideo 500M. Жидкость подается на фольгу в виде капли с помощью дозирующего шприца с высоты около 100 мм. В качестве жидкости использовалась очищенная вода.

В ходе экспериментов с помощью ИК-сканера были получены распределения температуры на нижней стороне фольги без капель и фотографии капель с камеры для разных моментов времени при падении. Далее эти данные будут использованы для вычисления плотности теплового потока вблизи линии соприкосновения капли с фольгой для различных моментов времени при падении капли и её испарении. Прямое измерение плотности теплового потока в области контактной линии капли пока невозможно в связи с малым поперечным размером этого региона, поэтому используются различные косвенные методы и численные операции [4].

В данном исследовании расчет теплового потока с фольги проводится с использованием вычислительного метода, основанного на решении задачи Коши для нестационарного уравнения теплопроводности в фольге с граничными условиями - постоянным тепловым потоком и распределением температуры на нижней стороне фольги для разных моментов времени.

### Список литературы:

1. A.G. Pautsch, T.A. Shedd, Adiabatic and diabatic measurements of the liquid film thickness during spray cooling with FC-72, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, v. 49, p. 2610–2618.
2. I. V. Roisman, T. Gambaryan-Roisman, O. Kyriopoulos, P. Stephan and C. Tropea, Breakup and atomization of a stretching crown, Physical Review E, 2007, v. 76 (2), p. 26302–1 – 26302–9.
3. A.I. Safonov, V.S. Sulyaeva, E.Ya. Gatapova, S.V. Starinskiy; N.I. Timoshenko, O.A. Kabov. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire. Thin Solid Films, 2018, v. 653, p. 165–172
4. I. Marchuk, A. Karchevsky, A. Surtaev, and O. Kabov, Heat flux at the surface of foil heater under evaporating sessile droplets, Int. J. Aerospace Engineering, 2015, Vol. 2015, 5 p.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ  
ИНД\_а № 18-58-45016.

УДК 532.5

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ТРЕУГОЛЬНОМ ОТКРЫТОМ КАНАЛЕ

Сибиряков Н.Е.<sup>1,2</sup>, Кабов О.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Для охлаждения микроэлектронных устройств микроканальные системы охлаждения весьма перспективны. Жидкостные или газожидкостные системы отводят гораздо больше тепла при тех же затратах энергии, чем системы воздушного охлаждения. Спутный поток газа усиливает этот эффект за счёт уноса образовавшегося пара. Более того, течение жидкости в канале треугольного сечения очень стабильно к начальным возмущениям [1], а значит и к образованию сухих пятен.

В нашей постановке задачи жидкость втекает в открытый сверху канал треугольного сечения. Над поверхностью жидкости протекает поток газа в том же направлении. Он вязко взаимодействует с жидкостью, и сносит образовавшийся пар. Это можно рассматривать как течение в одной из канав рёберного канала.

В статье [2] рассматривается похожая задача, об испарении жидкости в трубе треугольного сечения. Однако, помимо разной геометрии, в той работе отсутствует газ, кроме образовавшегося пара. За счёт этого, газ над жидкостью вынужден двигаться с большой скоростью.

Наиболее похожую постановку задачи рассматривали [3]. Они экспериментально исследовали поведение жидкости, движущейся под воздействием гравитации, в ребрённом канале. Он обнаружил, что в какой-то момент течение жидкости становится неустойчивым и далее разбивается на капли.

В данной работе мы создали одномерную модель движения жидкости в канале с учётом её взаимодействия с потоком газа. Координата  $z$  направлена вдоль канала,  $x$  и  $y$  - в плоскости сечения.

Для этого надо уравнения движения жидкости усреднить по сечению. Дополним его уравнением для испарения жидкости, и получим уравнения эволюции скорости и глубины жидкости по длине канала.

$$v' = \frac{g_z + \frac{\sigma A}{2\rho v h^2} - 2Ak\frac{v}{h} - B\frac{v}{h^2} + 2Bk\alpha\frac{v_a - v}{h^2}}{v - \frac{\sigma}{2\rho v R}}$$

$$h' = -\frac{A}{v} \frac{\sin \varphi}{\cos(\theta + \varphi)} - \frac{v'h}{2v}$$

Где введены обозначения:

$$k = \frac{\sin \varphi}{\cos(\theta + \varphi)}$$

$$A = \cos(\theta, h) \left( \frac{\pi}{2} - \theta - \varphi \right)$$

$$B = \frac{26.6v}{\left( \sin \varphi - \frac{\sin^2 \varphi}{\cos^2(\varphi + \theta)} [\alpha - \cos(\theta + \varphi)] \right)^2}$$

Из решения двумерного (в сечении канала) уравнения диффузии мы получили коэффициент испарения  $S(T, h)$ . Он определяется из нормальной производ-

ной концентрации пара на поверхности жидкости. Решение уравнения диффузии зависит от начальных условий, поэтому и коэффициент испарения зависит от глубины жидкости в канале.

Поскольку во времени концентрация пара не меняется, а производная вдоль канала мала, то воспользуемся приближением для уравнения диффузии:

$$\Delta \varphi = 0$$

На поверхности жидкости существует локальное термодинамическое равновесие:  $\varphi = \varphi_s(T)$ . На верхней стенке, далеко от поверхности жидкости спутный поток газа сносит почти весь образовавшийся пар, поэтому на ней  $\varphi = 0$ . Кроме того, поскольку это течение в одной из множества канав, то на границах области выполняется условие симметрии, или равенство нулю нормальной производной.

Чтобы получить нормальную производную с максимальной достоверностью и точностью, мы воспользовались методом граничных интегральных уравнений (или методом граничных элементов).

В результате из-за того, что метод интегральный, получается сильное увеличение испарения в области, где толщина жидкости минимальная (в области контактной линии). Полученный для нескольких сечений коэффициент испарения слабо растёт с ростом глубины жидкости. Это происходит из-за того, что большая часть испарения происходит в области контактной линии, а не по всей поверхности.

### Выводы

Впервые смоделировано течение жидкости с испарением в микроканалах с учётом спутного потока газа и неравномерного испарения с поверхности. Метод граничных элементов имеет преимущество при численном моделировании краевых задач с быстро изменяющимся вектором нормали из-за того, что он адекватно обрабатывает изменение функции в углах. Таким образом, сложная трёхмерная задача двухфазного течения сведена к намного более простым одномерной и двухмерной.

### Список литературы:

1. N.C. White, S.M. Troian, «Why Capillary Flows in Slender Triangular Grooves Are So Stable Against Disturbances», arXiv: 1812.09816 [physics.flu-dyn].
2. Y.P. Peles, S. Haber, «A steady state, one dimensional, model for boiling two-phase flow in triangular micro-channel», International Journal of Multiphase Flow, 2000, v.26, P. 1095–1115.
3. K. Helbig, A. Alexeev, T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan, «Evaporation of Falling and Shear-Driven Thin Films on Smooth and Grooved Surfaces», Flow, Turbulence and Combustion 2005 V. 75, P. 85–104.

*Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №18-79-10258.*

УДК 6-022.532

## ПОРОГИ МОДИФИКАЦИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Старинский С.В.<sup>1,2</sup>, Шухов Ю.Г.<sup>1</sup>, Родионов А.А.<sup>1,2</sup>, Булгаков А.В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

<sup>3</sup> HiLASE Centre, Institute of Physics of the Czech Academy of Sciences,  
25241, Czech Republic, Dolní Břežany, Za Radnicí 828

Импульсная лазерная абляция в жидкости является гибким методом синтеза коллоидных растворов различных веществ [1]. Недавно было показано, что лазерный синтез коллоидных растворов может превосходить по рентабельности традиционный жидкостный химический синтез [2]. Оптимизация лазерного получения наночастиц в жидкой фазе требует понимания сопутствующих синтезу явлений. Абляция материала в жидкости является более сложным процессом в сравнении с лазерным воздействием в фоновом газе или вакууме. Во-первых, жидкая среда может участвовать в выносе материала с облучаемой поверхности, во-вторых, многие традиционные методы исследования (масс-спектрометрия, спектроскопия и т.д.) ограничены применимы. В результате полного понимания лазерного формирования коллоидных частиц еще не достигнуто. При этом многие экспериментальные результаты носят противоречивый характер. В частности, в различных источниках разнятся данные о соотношении пороговых плотностей энергии, необходимых для лазерной модификации материалов в воздухе и в воде. Наиболее распространена точка зрения, что пороги модификации (ПМ) в жидкости выше, чем в воздухе [3, 4], что связывают либо с отводом тепла в жидкость, либо с воздействием паров воды высокого давления на поверхность мишени. С другой стороны, в ряде работ наблюдается уменьшение ПМ в жидкости, что объясняется увеличением поглощательной способности материала в жидкости, а также модификацией поверхности под действием ударной волны [5].

В данной работе проведено систематическое измерение ПМ олова, серебра, золота и их сплавов в дистиллированной воде и в воздухе при наносекундном лазерном воздействии. Установлено, что ПМ тугоплавких металлов в жидкости в ~1,5 раза выше, чем в воздухе. В то же время ПМ модификации олова в жидкости на несколько процентов ниже чем в воздухе. Для анализа полученных результатов проведено численное моделирование, основанное на решении нестационарного уравнения теплопроводности с учетом отвода тепла в жидкость, а также ее гомогенного вскипания вблизи поверхности мишени. Достигнуто хорошее согласие экспериментальных значений ПМ и расчетных значений плотностей энергии, при которых материалы достигают температур плавления в воздухе. При расчете лазерного нагрева серебра, золота и их сплавов в жидкости, несмотря на учет теплоотвода

от мишени и увеличения температуры плавления мишени под воздействием давления паров, полученные значения ПМ оказались значительно ниже экспериментальных. В то же время при расчете нагрева оловянной мишени учет уменьшения коэффициента отражения при погружении материала в более плотную среду объяснил уменьшение ПМ в воде.

Возможной причиной наблюдаемого увеличения ПМ в жидкости может являться рассеяние света на границе раздела пар-вода [6]. Об этом свидетельствует анализ динамики вскипания воды. Установлено, что появление первого парового пузыря над поверхностью мишени достигается при температуре поверхности ~ 600 К, при этом кризис кипения наблюдается спустя несколько сотен пс. Таким образом, в отличие от более тугоплавких золота и серебра вскипание воды над поверхностью оловянной мишени происходит после плавления металла. Верификация расчетных результатов проведена с помощью зондовых оптических измерений, в которых отраженное от мишени излучение дополнительного, зондирующего лазера регистрировалось высокоскоростным фотодиодом. Сопоставление полученной временной зависимости отражательных способностей мишени с результатами расчета начальной стадии вскипания воды продемонстрировало, что начало рассеяние света хорошо коррелирует с моментом зарождения парового пузыря.

### Список литературы:

1. Compagnini G., Messina E., Puglisi O., Nicolosi V. Laser synthesis of Au/Ag colloidal nano-alloys: Optical properties, structure and composition // Appl. Sur. Sci. 2007. V. 254. № 4. P.1007–1011.
2. Jendrzey S., Gökce B., Epple M., Barcikowski S. How Size Determines the Value of Gold: Economic Aspects of Wet Chemical and Laser-Based Metal Colloid Synthesis// Chem.Phys.Chem. 2017. V. 18. № 9. P.1012–1019.
3. Perez D., Béland L., Deryng D., Lewis L., Meunier M. Numerical study of the thermal ablation of wet solids by ultrashort laser pulses // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P.014108.
4. Stafe M., Negutu C., Ducariu A.N. Pulsed laser ablated craters on aluminium in gaseous and aqueous environments // Rom. Rep. Phys. 2012. V. 64. № 1. P.155–162.
5. Kim D., Oh B., Lee H. Effect of liquid film on near-threshold laser ablation of a solid surface// Appl. Sur. Sci. 2004. V. 222. № 1–4 P. 138–147.
6. Starinskiy S. V., Shukhov Y.G., Bulgakov A.V. Laser-induced damage thresholds of gold, silver and their alloys in air and water// Appl. Sur. Sci. – 2017. – V. 396 – P. 1765–1774.

*Работа выполнена при финансовой поддержке  
РФФИ (мол\_а № 18-38-00057).*

УДК 536.24.083.

## ГРАДИЕНТНАЯ ТЕПЛОМЕТРИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЛЁНОЧНОГО КИПЕНИЯ ВОДЫ НА ШАРЕ

Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Субботина В.В.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

Теоретическое описание нестационарного плёночного кипения на сегодняшний день тормозится ввиду отсутствия первичных преобразователей должного уровня по быстродействию, термостойкости (400...600°C) и стабильности показаний.

Термометрия может удовлетворять всем требуемым параметрам, однако для перехода к плотности теплового потока потребуется решение обратной задачи теплопроводности при недостатке искусственных краевых условий и недостатке исходной информации; это снизит достоверность результата.

Новый метод для исследования теплообмена при фазовых переходах — градиентная теплометрия. Она показала адекватные результаты как при конденсации [1], так и при кипении жидкости [2]. В качестве первичного преобразователя применен гетерогенный градиентный датчик теплового потока (ГГДТП) из композиции сталь 12X18H10T + никель. Сигнал ГГДТП - термоЭДС - генерируется при прохождении через него теплового потока (поперечный эффект Зеебека). Уровень сигнала зависит от плотности теплового потока, площади ГГДТП в плане и его вольт-ваттной чувствительности.

ГГДТП и имеет уникальное быстродействие: постоянная времени от 1 до 10 нс позволяет практически безынерционно регистрировать быстропротекающие процессы теплообмена. Серая поверхность датчика учитывает не только конвективный теплообмен, но и излучение, которое вносит существенный вклад при температурах от 400 °C и выше.

Для исследования нестационарного пленочного кипения изготовлен шар диаметром 20 мм из титанового сплава BT22. В выборке на поверхности шара при помощи высокотемпературного компаунда закреплен ГГДТП размерами в плане 1,5×2,5 мм. Провода выведены через отверстие в шаре, а сам шар закреплен на стрержне-державке с поворотным устройством. Кроме того, вблизи рабочей поверхности ГГДТП размещался спай хромель-алюмелевой термопары.

Шар нагревался в проходной печи до 450 °C и опускался в открытую емкость с водой, имевшей температуру 25 °C при атмосферном давлении. С помощью поворотного устройства была определена местная плотность теплового потока в 5 точках на поверхности шара: южный полюс - 0°, 45°, 90°, 135°, 180° (рис.1).

Полученные значения местной плотности теплового потока  $q$  и максимальные значения  $q_{max}$ , на рис. 1 отнесены к своим значениям, осреднённым по поверхности.

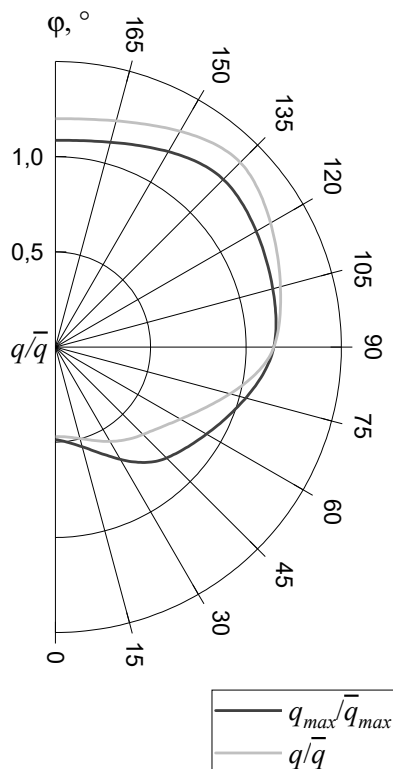


Рис 1. Распределение плотности теплового потока по шару

Измерение местной плотности теплового потока методом градиентной теплометрии открывает новые возможности для исследования нестационарных процессов при фазовых переходах.

### Список литературы:

1. Sapozhnikov, S., Mityakov, V, Babich, A., Zainullina, E., Study of condensation at the surfaces of tube with gradient heat flux measurement // MATEC Web of Conferences. 2018. V.245. 06010.
2. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В., Субботина В.В., Экспериментальное исследование плёночного кипения недогретой воды методом градиентной теплометрии// ПЖТФ, 2019, Т. 45, № 6, С.10–12.

УДК 536.4

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ СВОБодно ПАДАЮЩИХ ДВУХЖИДКОСТНЫХ КАПЕЛЬ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ НАГРЕВЕ

Федоренко Р.М., Антонов Д.В., Стрижак П.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

**Введение.** Нагрев неоднородных капель до условий микро-взрывной фрагментации позволяет уменьшить размеры капель в 5-8 раз. Причиной микро-взрывного распада является перегрев воды до температур близких к температуре кипения [1]. Большинство экспериментальных исследований посвящено исследованию микро-взрывного распада с использованием держателей и подложек [2,3]. Однако процессы микро-взрыва движущихся неоднородных капель в условиях приближенных к реальным технологиям остаются малоизученными.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований температур прогрева воды в составе двухжидкостных капель, необходимых для их взрывной фрагментации при движении в газовой среде.

**Методика исследования.** В качестве объекта исследований выступали двухкомпонентные неперемешанные капли, в составе которых находились вода и горючая жидкость (дизель, рапсовое масло, трансформаторное масло).

В качестве нагревательной системы использовалась трубчатая муфельная печь (максимальная температура нагрева 1100 °С), которая располагалась в вертикальном положении. Сформированные двухжидкостные капли с заданным начальным объемом 70 мкл сбрасывались в нагревательную камеру. В процессе движения по каналу печи капля нагревалась и выходила из него с сохранением целостности.

Для регистрации температур неоднородных капель применялся метод PLIF. Для этого в воду добавлялся флуорофор Rhodamine B, концентрация флуорофора оставалась малой и не оказывала влияние на динамику изменения регистрируемых параметров. При проведении экспериментов исследуемые капли рассекались по оси симметрии лучом импульсного лазера. Полученные видеокдры регистрировались CCD видеокамерой и обрабатывались с применением программного обеспечения Actual Flow.

На начальном этапе для однородных и неоднородных капель производилась калибровка измерительной системы. Измерения проводились не менее чем для 10 значений температур газов в диапазоне от 20 °С до 1100 °С с целью получения калибровочных кривых.

**Результаты и обсуждения.** На рис. 1 представлены типичные температурные поля в исследуемых каплях при варьировании температуры в муфельной печи от 900 °С до 1100 °С. Относительная объемная концентрация горючего компонента составляла около 10 об.%. Установлено, что для однородных и неоднородных капель с увеличением температуры газовой среды температуры капель существенно возрастают. В неоднородных каплях температуры воды значи-

тельно выше, чем в однородных каплях. Это обусловлено тем, что при добавлении горючего компонента в состав капли ускоряются процессы её прогрева и испарения. Теплоемкость и теплота парообразования горючего компонента существенно ниже, чем воды.

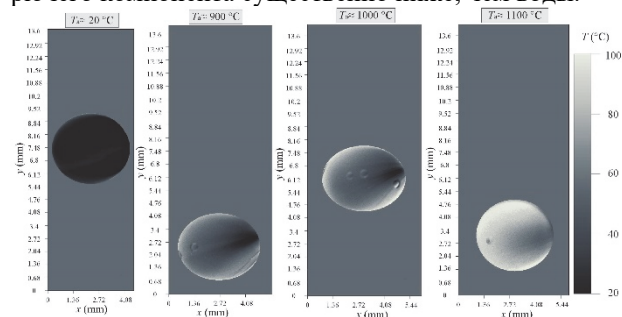


Рис. 1. Температурные поля падающих капель размером ( $R_d \approx 2,59$  мм) вода–дизель ( $\eta \approx 10$  об.%)

При регистрации температурных полей исследуемых капель достаточно отчетливо регистрировались пузырьки под пленкой горючей жидкости. При этом можно отметить важную закономерность, заключающуюся в том, что температура воды в разных слоях двухжидкостной капли существенно отличалась. Хорошо видно, что максимальные значения температуры воды регистрировались вблизи свободной поверхности капли, а также межкомпонентной границы раздела. Было установлено, что даже 70–80 °С на межкомпонентной границе достаточно для распада всей капли.

**Заключение.** Проведенные эксперименты показали, что температура воды в составе капли перед микровзрывом достигает значений (65–90 °С), близких к состоянию кипения. При этом такие высокие температуры регистрировались не во всем объеме капли, а в локальных областях вблизи границы раздела с горючим компонентом. Полученные результаты можно использовать для развития микро-взрывных эффектов в газопарокапельных технологиях.

## Список литературы:

1. Li S., Zhang Y., Qi W., Xu B. Quantitative observation on characteristics and breakup of single superheated droplet // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2017. V. 80. P. 305–312.
2. Castanet G., Perrin L., Caballina O., Lemoine F. Evaporation of closely-spaced interacting droplets arranged in a single row // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2016. V. 93. P. 788–802.
3. Strizhak P.A., Piskunov M.V., Volkov R.S., Legros J.C. Evaporation, boiling and explosive breakup of oil-water emulsion drops under intense radiant heating // *Chemical Engineering Research and Design*. 2017. V. 127. P. 72–80.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ (МД-314.2019.8).



УДК 536.42

## ВАКУУМНАЯ ЗАМОРОЗКА ГЛИНИСТОГО ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА

Федосеев А.В., Сальников М.В., Демин Н.А., Сухинин Г.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Добыча золота из золотоносных пород глины – один из старейших промышленных процессов, связанный с этой пористой влагосодержащей породой. Однако до сих пор, несмотря на все технологические достижения, крупинцы золота размером меньше 40 микрон остаются не извлечёнными. Другими словами, более половины золота, содержащегося в золотосодержащей глине, выбрасывается вместе с первично обработанной породой.

Ранее [1] авторами данной работы был предложен метод, когда сферический образец глинистого пористого материала помещался в вакуумную камеру, из которой впоследствии резко откачивали воздух. В результате откачки атмосферы и последующего испарения влаги с поверхности глиняного шара, он сильно охлаждался, и на его поверхности образовывалась отчётливая ледяная корочка.

Для описания процессов охлаждения или нагрева в глине в работе [2] была представлена одномерная численная модель (является модификацией интегральных моделей [3]), которая учитывала изменения влагосодержания в образце. Она была основана на одновременном решении уравнений переноса тепла (1) и влаги (2):

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} [\lambda_{\text{eff}} \cdot \text{grad} T], \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \text{div} [D_{\text{eff}} \cdot \text{grad} U]. \quad (2)$$

Механизм распределения тепла в пористом теле описывался уравнением теплопроводности (1), а перенос влаги определялся диффузией Фика (2).

В данной работе авторами были рассмотрены результаты экспериментов по охлаждению и деформации в результате вакуумной откачки плоских слоёв глины различной толщины (11, 22 и 35 мм). Затем было проведено сравнение между полученными в результате эксперимента данными об эволюции температуры и распределениями, рассчитанными при помощи численной модели. В результате резкой вакуумной откачки, как и в случае со сферическим образцом, плоский слой глины деформировался (см. Рисунок 1). Такую деформацию можно охарактеризовать как «взрыв». На Рисунке 1 также видно, что образец покрыт тонкой ледяной корочкой, что свидетельствует о резком охлаждении материала.

В плоский слой глины были установлены полупроводниковые датчики температуры: на дне образца, в центре образца и на его поверхности. Начальная температура тела в эксперименте  $T_0 = 17.5$  °С, начальное влагосодержание  $U_0 = 0.2$  кг/кг. Температурные зависимости, полученные в результате эксперимента и в

результате численного моделирования, представлены на Рисунке 2, и показывают качественное согласие.

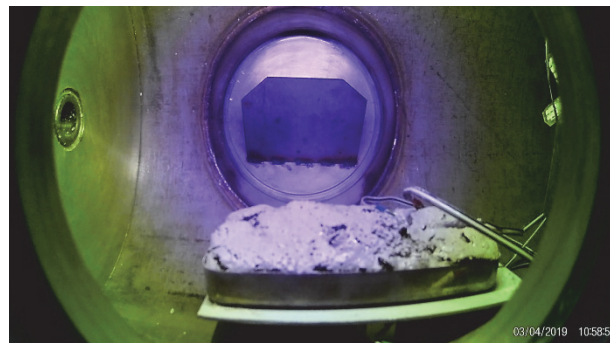


Рис. 1. Деформированный слой пористой глины шириной 11 мм в результате вакуумной откачки.

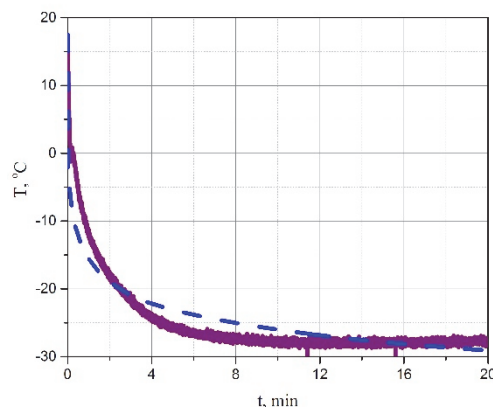


Рис. 2. Временная зависимость температуры  $T(t)$  на поверхности плоского слоя глинистого пористого тела, полученная экспериментально (сплошная линия) и в результате численного моделирования (пунктирная линия). Начальная ширина слоя 35 мм.

### Список литературы:

1. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Maltsev V.A., Yarygin I.V., Prikhodko V.G., Novopashin S.A., Influence of ambient conditions on the process of clay-like body vacuum drying // Journal of Physics: Conference Series. 2018 V. 1105. № 1. P. 012049.
2. Fedoseev A.V., Demin N.A., Salnikov M.V., Sukhinin G.I., Numerical modelling of heat and moisture transfer in a clay-like porous material // Journal of Physics: Conference Series. 2018 V 1105. № 1. P. 012048.
3. Kowalski S. J., Pawlowski A. Modeling of Kinetics in Stationary and Intermittent Drying // Drying Technology. 2010. V. 28, № 8. P. 1023–1031.

Исследования выполнены при финансовой поддержке министерства образования и науки Российской Федерации. Идентификатор проекта: RFMEF160417X0193.

УДК 532.528

## ОСОБЕННОСТИ РОСТА ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В МАГМАТИЧЕСКОМ РАСПЛАВЕ ПРИ ЕГО БЫСТРОЙ ДЕКОМПРЕССИИ

Чернов А.А.<sup>1,3</sup>, Пильник А.А.<sup>1,3</sup>, Давыдов М.Н.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

На данный момент времени существует множество работ, посвященных моделированию вулканических извержений. Это связано с необходимостью прогноза и определения степени потенциальной опасности того или иного вулкана. Особенно это относится к вулканам, тип извержения которых имеет взрывной характер.

Очевидно, что натурные наблюдения и экспериментальные постановки не всегда могут дать ответ на множество вопросов, возникающих при описании данного явления. Поэтому последовательное и как можно более строгое математическое моделирование вулканических извержений методами механики многофазных сред с целью понимания механизмов, определяющих тип и характер извержения, представляется особенно актуальным.

Как правило, такое моделирование осуществляют либо в общей постановке, где делаются попытки учесть все многообразие сопровождающих данное явление процессов (в частности, фазовых превращений), естественно, в сильно упрощенном виде, либо акцентируют внимание на отдельных процессах, пытаясь разобраться во всех их нюансах [1]. К одному из них относится процесс дегазации магмы при ее быстрой декомпрессии, во многом предопределяющий структуру формирующегося в канале вулкана двухфазного потока, а, следовательно, характер и тип извержения.

Вообще говоря, исследование кавитационных процессов в жидкостях имеет уже более чем столетнюю историю. Начало этому положено в работах Рэлея, Плессета, Скривена и др. Начиная с работ Спаркса [2], проблемой нуклеации и роста газовых пузырьков в магматических расплавах вплотную заинтересовались геофизики, и это вылилось в отдельное направление. Дело в том, что данный процесс здесь имеет свою специфику, что обусловлено рядом уникальных физико-химических свойств, присущих только магматическим расплавам. Прежде всего, это большое содержание растворенных летучих компонентов (преимущественно воды), а также высокая вязкость магм, которая в процессе их дегазации изменяется на порядки. Все это накладывает определенные ограничения на применимость тех или иных моделей и требует дальнейших исследований. До сих пор не существует универсального решения, которое бы описывало механизм роста пузырьков в широком диапазоне режимных параметров процесса (определяющим из которых является пересыщение магмы), на всех временах и в сильно неравновесных условиях, в том числе при нестационарном внешнем воздействии. В достаточно

полной постановке были попытки решить эту задачу численно [3], а также и аналитически, но только для диффузионной стадии и в случае мгновенной декомпрессии [4].

Настоящая работа посвящена моделированию роста одиночного газового пузырька в высоковязкой газонасыщенной магме при ее быстрой декомпрессии (с конечной скоростью). Сформулирована математическая модель процесса. Динамика роста пузырька описывается модифицированным уравнением Рэлея, которое учитывает градиент вязкости магмы в радиальном направлении, возникающий из-за формирующегося вокруг пузырька диффузионного погранслоя. Для нахождения концентрационного поля растворенного в магме газа решается соответствующая нестационарная диффузионная задача. Получено аналитическое решение, справедливое в широком диапазоне пересыщений и на всех стадиях процесса, включая неравновесную, учет которой крайне необходим, если рассматривать магмы с большой вязкостью. Найдены зависимости профиля концентрации растворенного в магме газа, давления газа в пузырьке, скорости дегазации, а также скорости роста пузырька от времени. Показано, что на больших временах давление газа в пузырьке стремится к давлению окружающей среды, концентрация растворенного в магме газа становится функцией одной переменной, а решение краевой задачи - автомодельным. При этом данное решение это является точным. Рост пузырька в этом случае определяется исключительно диффузией. Показано, что решение, полученное ранее другими авторами в приближении квазистационарности процесса, отвечает малым значениям числа Пекле и справедливо лишь при малых начальных пересыщениях.

### Список литературы:

1. Gonnermann H. M., Manga M. The fluid mechanics inside a volcano // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2007. – V. 39, No. 1. – P. 321–356.
2. Sparks R. S. J. The dynamics of bubble formation and growth in magmas: A review and analysis // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 1978. – V. 3, № 1. – P. 1–37.
3. Proussevitch A. A., Sahagian D. L. Dynamics and energetics of bubble growth in magmas: Analytical formulation and numerical modeling // *J. Geoph. Res.: Solid Earth.* – 1998. – V. 103, № B8. – P. 18223–18251.
4. Chernov A. A., Kedrinsky V. K., Pil'nik A. A. Kinetics of gas bubble nucleation and growth in magmatic melt at its rapid decompression // *Phys. Fluids.* – 2014. – V. 26, No. 11. – P. 116602.

*Работа поддержана РФФИ (грант №19-08-01010).*

УДК 532.781

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ РАСПЛАВА

Пильник А.А., Чернов А.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

С целью достижения необходимого качества поверхностей деталей и механизмов на практике зачастую используют метод газотермического напыления. В данном методе напыляемый материал нагревается, доводится до жидкого состояния и наносится на обрабатываемую поверхность с помощью газового или плазменного потока. Контролируя интенсивность потока расплавленных капель, даже при нанесении чрезвычайно тугоплавких материалов, нагрев обрабатываемой детали, как правило, недостаточно мал, что не приводит к изменению свойств самой детали. Свойства же полученной поверхности напрямую зависят от характера кристаллизации напыляемого материала.

Отметим, что затвердевание капли расплава может идти на различных стадиях соударения, а именно: на начальной стадии, с некоторым запаздыванием и после принятия каплей своей равновесной формы. При этом могут реализовываться различные механизмы фазового перехода: от медленной последовательной до «взрывной» объемной кристаллизации расплава, с возможной как частичной, так и полной его аморфизацией. Это зависит от многих факторов, таких как начальные условия, режимные параметры процесса, теплофизические и кинетические свойства материалов капли и подложки и т.п. Однако основным определяющим фактором здесь является, конечно, скорость охлаждения расплава.

В работе [1] отмечено, что при умеренных скоростях охлаждения превалирует механизм последовательной кристаллизации. В данном процессе в начальный момент времени (в момент контакта расплава с подложкой) вблизи подложки формируется плоский фронт кристаллизации, который со временем распространяется вглубь расплава. Данный процесс описывают с использованием равновесной и неравновесной моделей. В равновесной модели пренебрегается переохлаждением расплава на фронте кристаллизации. В этом случае скорость роста кристалла определяется исключительно теплоотводом (так называемая задача Стефана). В неравновесной модели переохлаждение расплава на фронте кристаллизации является искомой величиной (функцией времени), а граничные условия на межфазной поверхности дополняются кинетическим уравнением, связывающим скорость роста кристалла с переохлаждением расплава вблизи фронта кристаллизации.

Многочисленные исследования показывают, что модель затвердевания тонких слоев расплава в качестве необходимого элемента обязательно должна включать стадию неравновесной кристаллизации [1]. Так, для относительно толстых слоев расплава достаточно далеко от подложки могут реализовываться и условия равновесной кристаллизации, хорошо описываемые моделью Стефана. Однако, при уменьшении толщины слоя или вблизи подложки использование равновесного приближения оказывается неправомерным. Надо отметить, что степень отклонения условия затвердевания от равновесного, характеризующаяся величиной переохлаждения расплава на фронте кристаллизации, зависит не только от толщины охлаждаемого слоя, но и от внешних условий, кинетических и теплофизических свойств расплава и подложки и т.п. В работе [2] показано, что для слоев, получаемых при соударении капли расплава с подложкой (в условиях, близких к условиям при газотермическом напылении) возможно их затвердевание как по равновесному, так и по неравновесному механизмам.

Настоящая работа посвящена численному моделированию неравновесной последовательной кристаллизации тонкого слоя расплава (микрослоя), нанесенного на массивную холодную теплопроводящую подложку. Сформулирована сопряженная математическая модель процесса. Для нахождения температурного поля совместно решаются уравнения теплопроводности в трех рассматриваемых областях: подложке, закристаллизовавшейся области и области, занимаемой расплавом. На границе подложка-кристалл записывается равенство температур и тепловых потоков. На границе расплав – кристалл – условие теплового баланса (с учетом выделения скрытой теплоты фазового перехода), дополняемое кинетическим уравнением. При решении уравнения теплопроводности в области расплава учитывается поток массы, возникающий вследствие разницы плотности жидкой и твердой фазы. На свободной поверхности расплава учитывается радиационная теплоотдача.

### Список литературы:

1. Любов Б.Я. Теория кристаллизации в больших объемах. – М.: Наука, 1975. – 255 с.
2. Fedorchenko A.I., Chernov A.A. Simulation of the microstructure of a thin metal layer quenched from a liquid state // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – V. 46, No. 5. – P. 921–929.

УДК 536.423.4

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛОБМЕННИКЕ

Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1.

Одной из важнейших проблем в различных областях техники является отвод больших количеств тепла от зон повышенного тепловыделения. Для решения этой проблемы перспективными являются двухфазные системы охлаждения, которые используют скрытую теплоту фазового перехода для отвода больших количеств тепла при постоянной температуре теплоносителя. В связи с этим, при создании замкнутого контура теплоносителя, возникает проблема создания компактных конденсаторов способных работать при малых температурных напорах. Наиболее перспективными для такого применения являются микроканальные конденсаторы [1, 2], способные поддерживать малую толщину пленки вследствие высоких значений напряжения трения на поверхности. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования теплообмена при конденсации диэлектрической жидкости перфторгексан в микроканальной системе содержащей 21 микроканал размером 335x930 мкм в диапазоне массовых расходов от 100 до 200 кг/м<sup>2</sup>с и паросодержаний в диапазоне от 0.1 до 0.7. Паросодержание на входе в участок создавалось посредством парогенератора, величина паросодержания определялась по начальной энтальпии рабочей жидкости и балансу тепла вложенного в поток на парогенераторе. В ходе экспериментов производились измерения: температуры на входе и выходе из теплообменника, давления на входе в теплообменник; перепада давления на длине теплообменника; распределения теплового потока и температуры стенки по длине теплообменника в 4-х сечениях на расстоянии 5,15,25,35 мм от начала каналов. Коэффициенты теплоотдачи определялись как

$$h = q_{loc,i} / \Delta T_{loc,i}$$

где  $q_{loc,i}$  – измеренный локальный тепловой поток, приведённый к внутренней поверхности теплообменника, а  $\Delta T_{loc,i}$  локальная разность температур между внутренней стенкой микроканальной пластины и локальной температурой насыщения потока в  $i$ -м сечении теплообменника. Тепло от теплообменника отводится посредством двух элементов Пельтье DRIFT – 0.8 HT(200)L2, с максимальной холодопроизводительностью 172 Вт каждый, присоединённых к массивному медному блоку. Тепло от элементов Пельтье отводится посредством водных теплообменников, расход жидкости в них определялся турбинным датчиком расхода ТПР-2. Полное количество тепла снятого с теплообменника определялось по изменению энтальпии воды в водных теплообменниках и Джоулеву теплу, выделяющемуся на элементах Пельтье.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по зависимости локального коэффициента теплоотдачи от массового паросодержания, полученные при различных массовых скоростях и температурных напорах. Как видно, коэффициент теплоотдачи увеличивается с ростом скорости пара и паросодержания.

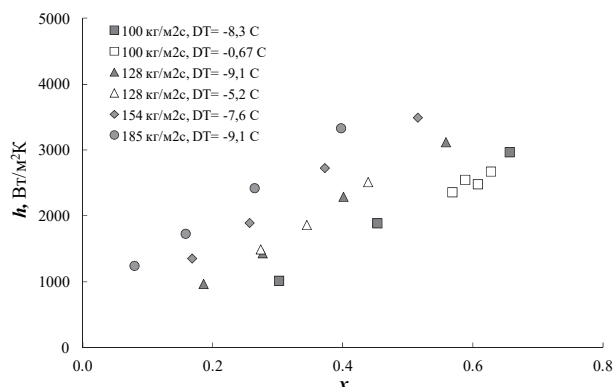


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи при конденсации перфторгексана от паросодержания при различных массовых скоростях и температурных напорах.

Проведено сравнение экспериментальных данных с расчётом термического сопротивления для равномерной плёнки для напряжения трения, рассчитанного по модели [3]. Предложен новый метод расчета коэффициента теплоотдачи в прямоугольном микроканале. Он основан на использовании уравнений [1] для снарядного и переходного течения, для кольцевого течения предлагается использовать модель равномерной пленки [4] с учетом определения межфазного трения по [3]. Установлено, что такой подход наилучшим образом соответствует полученным экспериментальным данным.

## Список литературы:

1. Kim S. M., Mudawar I. Theoretical model for annular flow condensation in rectangular micro-channels //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2012. – Т. 55. – №. 4. – С. 958–970.
2. Al-Zaidi A. H., Mahmoud M. M., Karayiannis T. G. Condensation flow patterns and heat transfer in horizontal microchannels //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2018. – Т. 90. – С. 153–173.
3. Asali J. C., Hanratty T. J., Andreussi P. Interfacial drag and film height for vertical annular flow //AIChE Journal. – 1985. – Т. 31. – №. 6. – С. 895–902.
4. Butterworth D. An analysis of film flow and its application to condensation in a horizontal tube //International Journal of Multiphase Flow. – 1974. – Т. 1. – №. 5. – С. 671–682.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).

УДК 536.4.033

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ОЗОНОБЕЗОПАСНЫХ ХЛАДОНОВ В МИКРОКАНАЛАХ

Шамирзаев А.С.<sup>1</sup>, Мордовской А.С.<sup>1,2</sup>, Кузнецов В.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Одной из важнейших проблем в различных областях техники является отвод больших количеств тепла от зон повышенного тепловыделения. Тепловые потоки для компьютерных микропроцессоров уже сейчас превышают 100 Вт/см<sup>2</sup>, поэтому традиционные способы охлаждения являются неэффективными [1]. Для решения этой проблемы перспективными являются микроканальные двухфазные системы охлаждения, которые используют скрытую теплоту фазового перехода для отвода больших количеств тепла при постоянной температуре теплоносителя [2], в особенности при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения [3]. Существуют определенные ограничения в применении микроканальных систем охлаждения, обусловленные возникновением кризиса кипения. Целью данной работы является экспериментальное исследование теплообмена и кризиса кипения при недогретом и насыщенном кипении озонобезопасных хладонов R-236fa и R-141b в условиях вынужденной конвекции в системе щелевых микроканалов.

Эксперименты проведены в замкнутом контуре при подаче хладона из бака конденсатора плунжерным насосом через гаситель пульсаций, термостат, фильтр, измеритель расхода и подогреватель в рабочий участок. Рабочий участок представляет собой медный блок с нагревательными элементами длиной 16 мм с двумя микроканалами шириной 2 мм и глубиной 0.36 мм, разделенными стенкой толщиной 2 мм. Блок теплоизолирован прокладками из паронита, в которых прорезаны щели с зазором 640 микрон. Отношение поперечного сечения распределительной камеры к проходному сечению микроканалов равно 34.9, что позволило достигать полную конденсацию пара, выбрасываемого в камеру при возникновении пузырькового кипения. В медном блоке на расстоянии 1.2 мм и 5 мм от внутренней поверхности каналов установлены 4 термопары диаметром 0.5 мм. Эксперименты проведены в диапазоне массовых расходов от 600 до 1600 кг/м<sup>2</sup>с и тепловых потоках от 5 до 120 Вт/см<sup>2</sup> в условиях начального недогрева от 5 до 30 °С.

Проведенные эксперименты позволили выявить области преимущественного влияния однофазной конвекции, пузырькового кипения и переходной области со значительным вкладом пузырькового кипения, установить механизм взаимосвязи гидродинамических и тепловых процессов при кипении недогретой и насыщенной жидкости. Для хладона R-236fa установлено преобладание конвективного теплообмена при тепловых потоках до 20 Вт/см<sup>2</sup>, при тепловых потоках больше 60 Вт/см<sup>2</sup> происходит подавление пузырькового кипения и уменьшение коэффициента теплоотдачи. Экспериментально обоснован новый метод рас-

чета теплоотдачи для недогретого и насыщенного кипения, основанный на учете подавления пузырькового кипения и испарения тонких плёнок жидкости. Установлены зависимости критического теплового потока от массовой скорости, начального недогрева и давления, проведено сравнение измеренных критических тепловых потоков с расчетом. Обнаружено отсутствие влияния начального недогрева и давления на величину критического теплового потока и получено увеличение критического теплового потока при полной конденсации пара в распределительной камере системы охлаждения. На рис. 1 приведена зависимость теплового потока и перепада давления на рабочем участке от температурного напора для массовой скорости 1490 кг/м<sup>2</sup>с и температуры насыщения 53 °С для хладона R-236fa. Штрихпунктирная линия - расчет для пузырькового кипения в большом объеме, сплошная линия - расчет теплоотдачи по модели недогретого кипения.

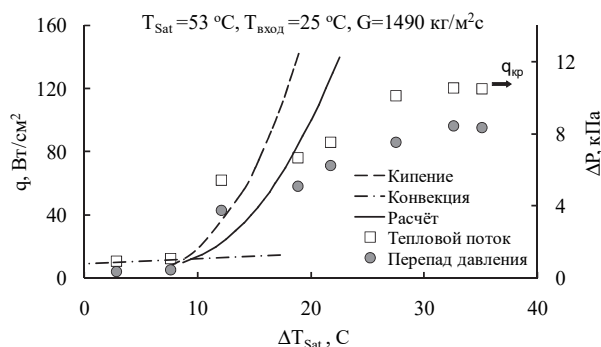


Рис. 1. Зависимость теплового потока и перепада давления для кипения хладона R-236fa в сборке микроканалов.

Полученные данные показывают эффективность применения микроканальных систем охлаждения для теплонепригодных узлов, в том числе микропроцессоров с трехмерной архитектурой

### Список литературы:

1. Mudawar I. Recent advances in high-flux, two-phase thermal management // Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2013. V. 5. P. 021012.
2. Kuznetsov V.V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proc. Int. Heat Transfer Conf. IHTC14, 2010. Washington. IHTC14-22570.
3. Zeigarnik Y.A., Privalov N.P., Klimov A.I. Critical heat flux with boiling of subcooled water in rectangular channels with one-sided supply of heat // Thermal Eng. 1981. V. 28 (1). P. 40.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №18-08-01282).

УДК 536.423.4

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ В МИКРОКАНАЛЕ**

Сафонов С.А., Кузнецов В.В., Шамирзаев А.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Одним из факторов, сдерживающих развитие компактных двухфазных систем охлаждения, является отсутствие надежных методов расчета микроканальных конденсаторов с каналами некруговой формы. Наиболее перспективным режимом работы таких конденсаторов является кольцевое течение, при котором формируются тонкие искривленные капиллярными силами плёнки жидкости [1,2]. Целью данной работы является проведение численного исследования конденсации диэлектрической жидкости перфторгексан в прямоугольном микроканале в условиях вынужденной конвекции.

Расчеты проведены на основе уравнений Навье-Стокса в приближении тонкой безволновой пленки жидкости и наличия межфазного мениска в углах прямоугольного микроканала размером 335x930 мкм. Предлагаемая модель течения основана на выделении течения в углах канала, ограниченного межфазным мениском, и пленочного течения на стенках канала с последующей сшивкой решений на линии сопряжения [3]. Уравнения движения дополнены кинематическим условием на поверхности жидкости, граничными условиями и интегральным уравнением сохранения массы для системы пленка-мениск. Для пленочного течения при  $\epsilon = \delta_0/a \ll 1$ , где  $\delta_0$  - начальная толщина пленки жидкости и  $a$  - половина ширины длинной стороны канала, уравнения Навье-Стокса проинтегрированы по толщине пленки и сведены к нелинейному эволюционному уравнению для безразмерной толщины пленки в виде:

$$(\gamma m^3 + 1.5 \frac{\kappa}{\epsilon} m^2)_x + (m^3 m_{yyy})_y = \frac{3}{\epsilon^4} (Ga (\frac{m_y}{m})_y - \frac{G_0 \Theta_{w,i}}{m \epsilon}) \quad (1)$$

где  $\gamma = 1 - (dp_g/dx)/\rho_f g$ ,  $\kappa = \pm \tau / \rho g a$ ,  $Bo = \rho_f g a^2 / \sigma$ ,

$Ga = A_0 / (6a^2 \sigma)$ . Здесь  $m = \delta / \delta_0$  - толщина пленки, продольная  $x$  и поперечная  $y$  координаты обезразмерены на  $aBo/\epsilon$  и  $a$ ,  $\tau$  - трение на поверхности жидкости,  $G_0 = \lambda_f T_* V_f / (h_{fg} a)$ ,  $\Theta_{w,i} = (T_{w,i} - T_{sat}) / T_*$ ,  $A_0$  - константа Гамакера,  $h_{fg}$  - скрытая теплота парообразования,  $T_{w,i}$  - внутренняя температура стенки и  $T_{sat}$  - температура насыщения. Поток массы на межфазной поверхности определен по модели кондуктивного переноса тепла в пленке  $G_e = \lambda_L (T_{w,i} - T_{sat}) / (\delta_o h_{fg})$ . При численном решении определяется вначале форма межфазной поверхности, затем уравнения теплопроводности для жидкости и стенки решаются совместно.

Результаты расчета динамики формы межфазной поверхности для массовой скорости 120 кг/м<sup>2</sup>с и начальной равномерной толщине пленки жидкости при начальном паросодержании 0.995 показаны на рис. 1.

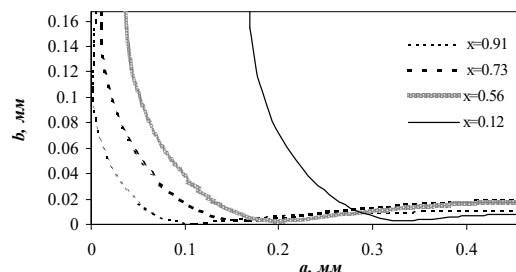


Рис. 1. Результаты расчета формы межфазной поверхности для конденсации перфторгексана в прямоугольном микроканале при массовой скорости 120 кг/м<sup>2</sup>с.

Как видно, расчёт показывает стягивание жидкости на короткую сторону при массовом паросодержании  $x$  меньше 0,7. При этом, теплоотдача определяется толщиной плёнки жидкости и слабо зависит от величины паросодержания. Полученные в расчете значения коэффициентов теплоотдачи изменяются от 10000 Вт/м<sup>2</sup>К до 3000 Вт/м<sup>2</sup>К в области существования кольцевого течения. Сравнение экспериментальных данных по зависимости локальных и средних коэффициентов теплоотдачи с известными моделями теплообмена показало, что результаты расчета для равномерной пленки с учётом трения на межфазной поверхности по и расчеты по модели конвективного переноса тепла в турбулентной пленке не в полной мере соответствуют экспериментальным данным. Получено, что наилучшее соответствие с экспериментальными данными при паросодержании больше 0,6 показывают результаты численного расчета по (1), а при меньших паросодержаниях по модели [1]. Это показывает, что использование метода расчета [1] для переходного и снарядного течения, совместно с численным расчетом для кольцевого течения, может быть рекомендовано для определения коэффициента теплоотдачи в микроканальных конденсаторах.

Список литературы:

1. Kim S. M., Mudawar I. Theoretical model for annular flow condensation in rectangular micro-channels // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 958–970.
2. Al-Zaidi A. H., Mahmoud M. M., Karayiannis T. G. Condensation flow patterns and heat transfer in horizontal microchannels // Experimental Thermal and Fluid Science. 2018. V. 90. P. 153–173.
3. Kuznetsov V.V., Safonov S.A. Fluid flow and heat transfer with phase change in minichannels and microchannels // Heat pipes and solid sorption transformations fundamentals and practical applications; Ed. L.L. Vasiliev, S. Kakac. Boca Raton: CRC Press, 2013. P. 465–496.

Исследование выполнено в рамках государственного задания (AAAA-A17-117022850026-8).

УДК 621.9

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОСЛОЯ ИЗ МИКРОКАПЕЛЬ, ЛЕВИТИРУЮЩИХ НАД НАГРЕВАЕМЫМ СЛОЕМ ЖИДКОСТИ

Шатекова А.И.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

При нагреве и испарении жидкости над ее поверхностью может формироваться двумерная упорядоченная структура - монослой, состоящий из левитирующих капель конденсата размером порядка 10 мкм. Количество капель в монослое может варьироваться от нескольких штук до 10 тысяч и более, Рис. 1. Левитирующие микрокапли жидкости могут использоваться в качестве трассеров для исследования пароговых потоков в непосредственной близости от межфазной поверхности жидкость – пар/газ, где затруднительно или невозможно применять традиционные методы PIV [1]. В работе [2] была разработана теоретическая модель, предсказывающая зависимость высоты левитации от размера капель, которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Однако, механизм взаимодействия капель друг с другом не выяснен.

Целью настоящей работы является определение зависимости расстояния между левитирующими микрокаплями от их размера и от количества капель в монослое. Рабочий участок представляет собой цилиндр из капролона, в центре которого встроено медный стержень диаметром 3 мм, служащий нагревательным элементом. В качестве рабочей жидкости используется сверхчистая дегазированная вода Milli-Q с начальной температурой 25 °С. Была разработана методика проведения эксперимента, при которой толщина слоя рабочей жидкости (h), и температура подложки (T) поддерживались постоянными в течение каждой серии эксперимента.

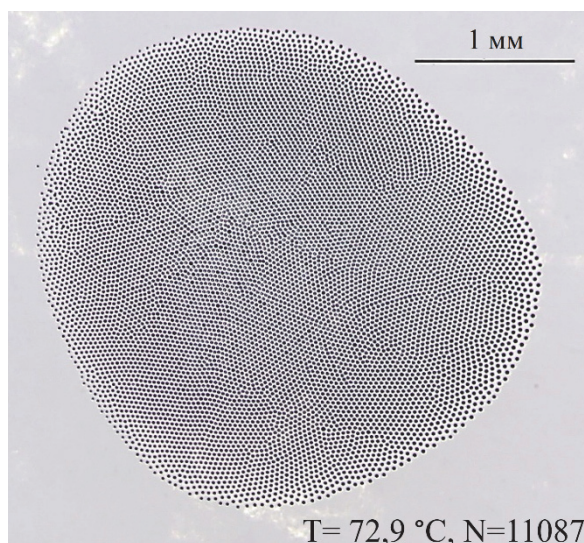


Рис. 1. Монослой из левитирующих микрокапель над нагреваемым слоем воды толщиной  $h=0,5$  мм.

На Рис. 2 представлена зависимость среднего расстояния между центрами капель ( $L$ ) от среднего диаметра капель в монослое ( $d$ ):  $L$  увеличивается с увеличением  $d$  ( $L \sim d^{0,46}$ ), но практически, не зависит от числа капель в монослое  $N$  (для  $N=2, 6$  и  $8$ ). На Рис. 3 представлена зависимость безразмерного комплекса  $\frac{L}{d_0} \left(\frac{d_0}{d}\right)^{0,46}$  от  $N$ . Безразмерный комплекс, в диапазонах  $N=2 \div 10$  и  $d=25 \div 50$  мкм, практически, не меняется и составляет  $\approx 6,4$  (для  $h=1$  мм,  $T=66^\circ\text{C}$ ).

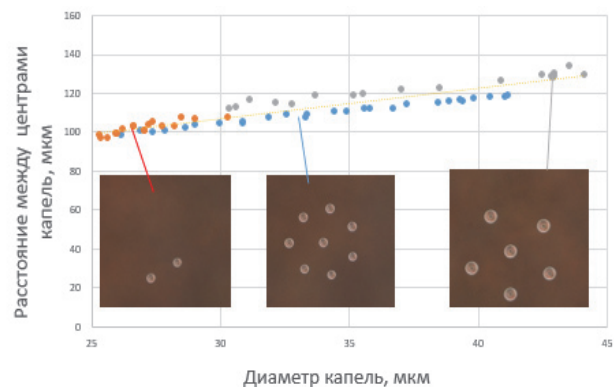


Рис.2. Зависимость  $L$  от  $d$  для трех различных монослоев ( $h=1$  мм,  $T=66^\circ\text{C}$ ).

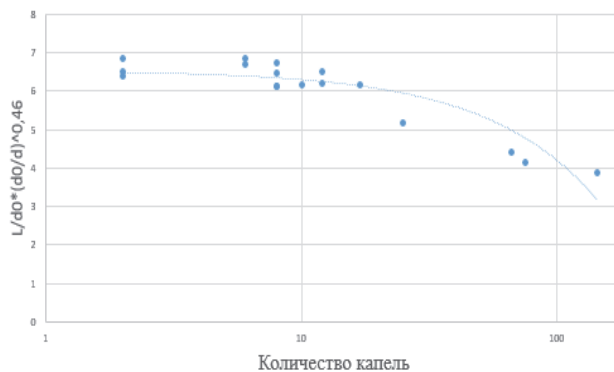


Рис.3. Зависимость безразмерного комплекса от количества капель в монослое ( $h=1$  мм,  $T=66^\circ\text{C}$ ).

### Список литературы:

1. Kabov O.A., Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Ajaev V.S. Interaction of Levitating Microdroplets with Moist Air Flow in the Contact Line Region // *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*, 2017, vol.21, issue 2, pp. 60–69.
2. Zaitsev D., Kirichenko D., Ajaev V., Kabov O. Levitation and self-organization of liquid microdroplets over dry heated substrate // *Physical Review Letters*. 2017. Vol. 119. Issue 9. Article number 094503.



---

## СЕКЦИЯ 5

Теплофизические проблемы энергетики,  
энергоэффективность и энергосбережение

---



УДК 536.24

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛОТДАЧИ СФЕРЫ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ТУМАНА

Абед А.Х.<sup>1,2</sup>, Климова В.А.<sup>1</sup>, Щеклеин С.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФГАОУ ВО "Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина", 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>2</sup> Технологический университет Ирака, 10066, Ирак, Багдад, ул. Аль-Синаа, 906.

Теплоотдача в процессе свободной конвекции привлекала внимание многих исследователей не только в области научных изысканий, но и в некоторых инженерных приложениях, таких как пассивные охлаждающие устройства в ядерной энергетике, химии и электронике [1]. В качестве основных параметров, определяющих эффективность теплоотдачи за счет естественной конвекции, рассматриваются число Рэлея ( $Ra$ ) и число Прандтля ( $Pr$ ), которые особенно зависят от температуры нагретой поверхности и температуры окружающей среды. Интенсивность теплорассеяния в процессе естественной конвекции ограничена низкой скоростью потоков и не всегда может соответствовать требованиям условий эксплуатации, что связано с механизмом передачи теплоты. Использование для отвода тепла взвеси мелких водяных капель (тумана), содержащего единицы процентов водной фазы, позволяет реализовать режимы с высоким тепловым потоком, так как в результате контакта водяной взвеси с нагретой поверхностью и последующего процесса испарения на поверхности теплоотдача существенно возрастает. Использование тумана в охлаждающем воздухе усиливает теплоотдачу, позволяя уменьшить размер и массу устройств для рассеяния тепла.

В данной работе предлагаются результаты исследования интенсификации теплоотдачи, основанной на процессе испарения тумана. В ходе опытов применялся калориметрический зонд в виде сферы. Экспериментально исследовано влияние тумана на установившееся свободное течение вокруг сферы с внутренними источниками тепла. Исследования производились в двух вариантах: сфера размещалась в неограниченном пространстве с постоянной температурой 24 °С; сфера помещалась в цилиндрический канал с отношением диаметра сферы к диаметру канала  $d/D = 0,73$ . Интенсификация охлаждения осуществлялась путем введения мелких водяных капель ( $d < 10$  мкм) с помощью ультразвукового генератора тумана, работающего с частотой 1,7 МГц. Для верификации методики измерений было проведено контрольное измерение для условий сухого воздуха и моделирование средствами вычислительной гидродинамики, результаты которого сравнивались с результатами экспериментальных измерений в аналогичном режиме. Сравнение показало, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами моделирования, а также данными других авторов. Это показывает, что применяемые измерительные средства и экспериментальная установка в этой работе могут использоваться в целях данного исследования. Результаты сравнива-

лись с данными эксперимента на сухом воздухе. Результаты интенсификации теплоотдачи для исследованного диапазона влагосодержания в тумане показаны на рис. 1.

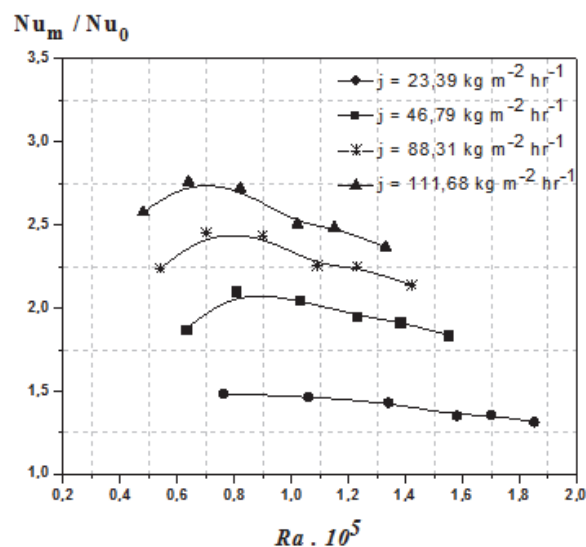


Рис. 1. Коэффициент интенсификации теплоотдачи от числа Рэлея для разных концентраций воды в тумане  $j$

Результаты эксперимента по интенсификации теплоотдачи обрабатывались в виде зависимости коэффициента интенсификации теплоотдачи  $Nu_m/Nu_0$ , где  $Nu_m, Nu_0$  – число Нуссельта для отвода теплоты туманом и сухим воздухом, соответственно, от безразмерных критериев Рэлея ( $Ra$ ) и Вебера ( $We$ ):

$$\frac{Nu_m}{Nu_0} = 1 + Ra^{0,34} We^{0,5};$$

$$Ra = \frac{\Delta T \cdot \rho^2 \cdot g \cdot \beta \cdot d_{\text{шар}}^3}{\mu^2} \cdot \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda}; We = \frac{j^2 \cdot d_{\text{шар}}}{2 \cdot \rho \cdot \sigma}$$

Когда нагретая сфера окружена водяным туманом, проявляется влияние испарения воды, и коэффициент теплоотдачи существенно возрастает вместе с ростом содержания влаги при постоянном подводе теплоты. Средний по поверхности сферы коэффициент теплоотдачи с использованием водяной взвеси увеличился на 40...160 % по сравнению с сухим воздухом.

Список литературы:

1. Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И. Влияние спутного газового потока в импульсном аэрозоле на процесс испарительного охлаждения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 576–579.

УДК 536.24

## EVALUATION OF THE PRODUCTIVITY FOR NEW DESIGN SINGLE SLOPE SOLAR STILL AT DIFFERENT SALT WATER DEPTH

N.T. Alwan<sup>1,2</sup>, S.E. Shcheklein<sup>1</sup>, O.M. Ali<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin  
19 Mira St., Yekaterinburg 620002, Russia,

<sup>2</sup> Kirkuk Technical College, Northern Technical University, 36001 Kirkuk, Iraq,

<sup>3</sup> Technical Institute of Haweeja, Northern Technical University, 36001 Kirkuk, Iraq,

One of the biggest problems in the world is water scarcity. May be for most of us, water scarcity isn't a problem, but these water issues directly affect hundreds of millions of people every day in their life. The reason for the scarcity of freshwater is growth in the industry as well as rapid population growth in all over the world. For that, the ability to get drinking water becomes one of the main problems for a human in arid remote areas [1]. To supply fresh water, demand the energy source is needed especially when there is employed to heat cold water to the degree of evaporation, condense water vapor, and get drinking water (distillation process). Most of the big desalination plants around the world use fossil fuels (such as coal, oil and natural gas) as energy source to heat and vaporize the sea water or brackish. The solar distillate technology similar to the mechanism of rain in nature, where solar energy heated water to the degree of evaporation and after evaporation the water vapor moves upward, condensing on the glass surface of the distillatory. This process leads to the removal of impurities such as salts and other heavy metals at the end of the process we get pure water. [2]. from the above mentioned there is a challenge to produce a drinking water at a lower cost and more efficiently. So the main objective for current work is the design of a new experimental system and easy to maintain and installation and can be carried easily, especially in rural areas. In the current research, an experimental study has been conducted to produce fresh water using conventional solar still with single slope. A simple modification in distiller design was performed without using extra installation or maintenance; which was done through manufacturing a fixed glass cover on a wooden frame capable of installation and movement. This cover is installed on the base of the distilled solar and fixed on its basin. The cover can be easily put and removed on the base of the solar still and which fixed on its surface the basin still. Figure (1), Shows a movable conventional single slope solar stills used in the current study, inclined to the horizontal by 30 degree, the dimensions solar still is (94cm\* 64cm\*56cm\*22 cm) with wooden structure type of (MDF) board with thickness (18 mm). Commercial glass cover is used with a thickness of 4 mm, to prevent air leakage, which installed using silicone glue. Water still basin was made of a pure aluminum plate with dimension of (90cm\*60cm\*6cm), the basin has been coated with black color to absorb maximum amount of solar energy. The inner surface of collector covered by aluminum foil with 3mm thickness to reflect solar radiation toward the water basin. PVC type pipe has been used and installed to collect condensed water at the side.

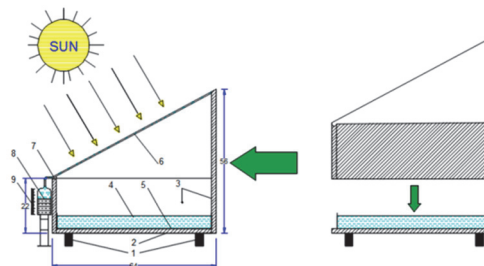


Figure 1. schematic diagram of the experimental setup of the distillers. 1- Supports; 2- base ; 3- MDF wooden; 4- Saline water; 5- Absorption plate; 6- Glass cover; 7- Distilled water; 8- Plastic bottle; 9- Ruler

In order to investigation the productivity of solar distillate, the still, was tested with three different water depths (2, 3 and 4 cm). Figure 2 shows that the highest productivity of the solar still occurs at the lowest depth (2 cm). Increases water depth lead to decreases daily still productivity (reversely proportional). The reason for this decrease in the productivity is due to the fact that the increase water depth means increase amount of water in the basin. This will have higher the rate of heat capacity, which results a decrease in water temperature and low evaporation rate [3]. The productivity of solar still increases by 22% when the water depth decreases from 4cm to 2cm.

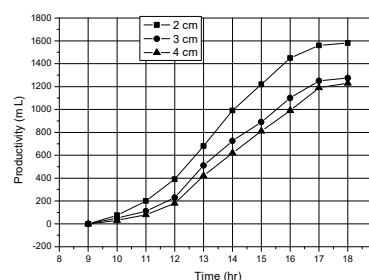


Figure 2. Relation between the time for each hour and productivity with difference water depth (2, 3 and 4 cm)

### References

1. Arunkumar, T., Raj, K., Rufuss, D. D. W., Denkenberger, D., Tingting, G., Xuan, L., & Velraj, R, A review of efficient high productivity solar stills, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2019, 101, 197–220.
2. Rajaseenivasan, T., & Srithar, K, Performance investigation on solar still with circular and square fins in basin with CO2 mitigation and economic analysis. Desalination, 2016, 380, 66–74.
3. Feilizadeh, M., Estahbanati, M. K., Ahsan, A., Jafarpur, K., & Mersaghian, A, Effects of water and basin depths in single basin solar stills: An experimental and theoretical study. Energy conversion and management, 2016, 122, 174–181.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИССОЦИИАЦИИ ГАЗОВОГО ГИДРАТА МЕТАНА

Барташевич М.В., Мелешкин А.В., Глезер В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Газовые гидраты могут стать альтернативным источником природного газа благодаря весьма значительным запасам и широкому распространению, на шельфе, в особенности в Арктическом регионе, и неглубокому залеганию [1]. Природные газы образуют гидраты или клатраты – кристаллические структуры, в которых газ (молекулы гостя) находится в окружении молекул воды (молекулы хозяина), и удерживаются вместе в такой конструкции при низкой температуре и высоком давлении. На сегодняшний день чрезвычайно актуальны вопросы разведки запасов топливных ресурсов, их добычи, а также вопросы экологических исследований и важной роли процессов синтеза и диссоциации газовых гидратов в глобальных природных климатических процессах [2]. Природные газовые гидраты являются кристаллическим образованием, состоящим из воды и, в основном метана.

В настоящее время не существует однозначного представления о физико-химических процессах синтеза и разложения газовых гидратов и соответствующей математической модели. Основные условия и механизмы образования, свойства газовых гидратов, эффект самоконсервации изложены в [1,3-4]. В [5] предложена математическая модель разложения сферической газогидратной частицы в воде за 1D волной ступенчатого профиля (волна разрежения). Изучен вклад внешнего и внутреннего теплового потока к частице в процессе разложения гидрата. Исследовано влияние размера частиц газогидрата, скачков давления и температуры в жидкости на разложение гидрата. В [6] представлена модель диссоциации газового гидрата на основе решения одномерной задачи Стефана методом Галеркина. В [7] численно исследован процесс диссоциации газогидрата в пористом пласте, изначально насыщенном газом и гидратом, для случая с непроницаемой для потока газа правой границей и случая продувки пласта. Работы [8-9] посвящены изучению горения природных и искусственных гидратов. В работах [10-11] эффективные оригинальные методы синтеза газовых гидратов на основе процессов взрывного вскипания и самоорганизующегося процесса кипения-конденсации. В [12] представлено экспериментальное исследование влияния уровня воды в рабочем объеме на образование газовых гидратов методом взрывного кипения при декомпрессии.

В данной работе предложены теоретические модели диссоциации газового гидрата на поверхности гидратной частицы, а также рассмотрен случай диссоциации, когда гидрат распределён по заданному объёму равномерно. Была рассмотрена задача о фазовом переходе (задача Стефана) в одномерной постановке в

области, занятой веществом в жидкой фазе и в области, занятой веществом в твердой фазе, с фазовым переходом на межфазной границе. Был исследован вклад внешнего (во вне) и внутреннего (в гидрат) потока тепла на процесс диссоциации газового гидрата, а также влияние начального распределения температуры. Также было исследовано влияние начального размера гидратной частицы.

### Список литературы:

1. Makagon Y.F. Hydrates of Hydrocarbons. Tulsa, Oklahoma. Pennwell publishing company. 1997. 477 p.
2. Воробьев А.Е. Экспертная оценка современных мировых запасов аквальных залежей газогидратов [Электронный ресурс]: А.Е. Воробьев, А.Б. Болатова, Г.Ж. Молдабаева, Е.В. Чекушина // Специализированный журнал: Бурение и нефть. – 2011. – декабрь. – электрон. дан. – URL: <http://burneft.ru>, свободный. – яз. рус. – (Дата обращения: 04.10.2013).
3. Истомин В.А., Якушев В.С. Газовые гидраты в природных условиях. М.: Недра, 1992.
4. Belosudov R.V., Bozhko Yu.Yu., Zhdanov R.K., Subbotin O.S., Kawazoe Y., Belosludov V.R. Hydrogen hydrates: Equation of state and self-preservation effect // Fluid Phase Equilibria, 2016. V. 413, PP. 220–228.
5. Слепцов С.Д., Донцов В.Е. Моделирование процесса разложения одиночной частицы газового гидрата в воде за фронтом ударной волны // Теплофизика и Аэромеханика, 2010, V. 17, Is. 3, С. 401–407.
6. Иткина Н. Б., Шурина Э. П., Эпов М.И., Сукманова Е. Н. Математическое моделирование процесса диссоциации газовых гидратов // Вторая всероссийская научно-техническая конференция «Научное и технические обеспечение исследований и освоения шельфа Северного Ледовитого Океана», Новосибирск, СибГУТИ, 2–6 июля 2012 г., Сборник трудов, С. 72–77.
7. Шагапов В.Ш., Хасанов М.К., Гималтдинов И.К., Столповский М.В. Особенности разложения газовых гидратов в пористых средах при нагнетании теплого газа // Теплофизика и Аэромеханика, 2013, Т. 20, № 3, С. 347–354.
8. Misyura S.Y., Donskoy I.G. Dissociation of natural and artificial gas hydrate, Chemical Engineering Science. – 2016. – Vol. 148, – P. 65–77.
9. Nakoryakov V.E., Misyura S.Y., Elistratov S.L., A.Yu. Manakov, A.A. Sizikov, Methane combustion in hydrate systems: water-hydrate and water-hydrate-isopropanol. Journal of Engineering Thermophysics, Vol. 22, № 3, 2013, P. 169–173.
10. Chernov A. A., Pil'nik A. A., Elistratov D. S., Mezentsev I. V., Meleshkin A. V., Bartashevich M. V., Vlasenko M. G. New hydrate formation methods in a liquid-gas medium // Scientific Reports, 2017, V. 7, Article number: 40809.
11. Chernov, A. A., Elistratov, D. S., Mezentsev, I. V., Meleshkin, A. V. & Pil'nik, A.A. Hydrate formation in the cyclic process of refrigerant boiling-condensation in a water volume // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, V. 108, P. 1320–1323.
12. Meleshkin, A. V., Elistratov, D. S., Bartashevich, M. V., Glezer, V. V. Experimental study of the influence of the water level in the working volume on the gas hydrates formation the method of explosive boiling during decompression // Journal of Physics: Conference Series, 2018, 1128, 1, 012038.

*Работа выполнена в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН в рамках бюджета.*

УДК 621.9

## ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СВОЙСТВ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА ОБРАБОТКОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Батищева К.А.

Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Сплавы алюминия, используемые для производства теплоэнергетического оборудования, характеризуются хорошим сцеплением с жидкостями (высокой адгезией) [1]. Последнее является причиной удержания влаги на поверхности металлов и сплавов. Но, наличие конденсата на стенках теплообменников увеличивает тепловую нагрузку, снижается эксплуатационный срок металлических деталей из-за коррозионного разрушения и развития микроорганизмов [1]. Загрязнение поверхности уменьшает коэффициент теплоотдачи. Требуемый тепловой режим поддерживается повышением температуры либо расхода теплоносителя. Увеличиваются габариты теплообменников и конденсаторов. Снижается энергоэффективность теплообменных установок. Эту проблему можно решить улучшением теплогидравлических характеристик поверхностей теплообмена обработкой лазерным излучением. Применение таких технологий уменьшает адгезию с жидкостью за счет изменения шероховатости и химического состава приповерхностного слоя металлов и сплавов [2]. Интенсифицируется отвод тепла от нагретых поверхностей. Улучшаются водоотталкивающие свойства и стойкость к коррозии деталей теплообменных установок [2]. Однако масштабное применение лазерной обработки для улучшения теплогидравлических характеристик теплопередающих поверхностей сдерживается отсутствием прогностических моделей поведения жидкостей (испарение, адгезия, смачивание) на обработанных поверхностях металлов и сплавов.

Целью являлось определить влияние обработки лазерным излучением теплопередающих поверхностей на адгезию со смазочными материалами и теплоносителями.

Исследования выполнены на образцах алюминиевого сплава АМГ-6. Перед нанесением текстуры поверхности полировались на шлифовально-полировальном станке. Загрязнения удалялись химически чистым изопропиловым спиртом и деионизованной водой.

Микрорельеф полированных образцов исследован на профилометрическом комплексе «Micro Measure 3D station». Среднее арифметическое отклонение профиля полированной поверхности ( $Sa$ ) не превышало 0,061 мкм.

Текстура двух образцов сформирована с помощью лазерной установки «МинниМаркер 2 M20». Последняя состояла из иттербиевого импульсного наносекундного волоконного лазера IPG-Photonics (ИРЭ-Полус, Россия) с длиной волны 1064 нм и двухосевого (X, Y) гальваносканера. Диаметр светового пятна не превышал 60 мкм. На образцы воздействовали однократными лазерными импульсами длительностью 200

нс, средней выходной мощностью 20 Вт, частотой излучения 20 кГц. Скорость перемещения луча и количество линий на миллиметр – 4000 мм/с и 5 мм-1. После обработки лазерным излучением образец №1 выдерживался в атмосферных условиях в течении 90 дней. Образец №2 нагревался в течении 7 часов при температуре 100 град. Цельсия. Свободная поверхностная энергия (СПЭ) определена методом Оунса, Вендта, Рабеля и Кьельбле (тестовые жидкости вода и дийодметан). Контактные углы ( $\theta$ ) определены по теневой методике методом сидячей капли.

Установлено, что через 90 дней после обработки  $\theta$  образца №1 составил 83 градуса ( $\theta$  полированного образца 88,1 градус). Образец №2 после нагрева проявлял супергидрофобные свойства с  $\theta=140$  градусов.

На основании СПЭ получена адгезия между жидкостью и обработанными поверхностями (см рис. 1).

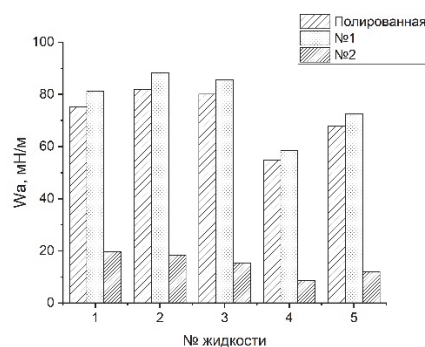


Рис. 1 – Адгезия с жидкостями: 1 – вода, 2 – глицерин, 3 – касторовое, 4 – компрессорное, 5 – трансформаторное масло.

Установлено, что лазерной обработкой алюминиевого сплава можно управлять смачивающими свойствами и адгезией. Последнее применимо для борьбы с конденсатом на теплопередающих поверхностях (образец №2) и улучшения смазки подвижных деталей (образец №1).

### Список литературы:

1. M. Edalatpoura, L. Liu, A.M. Jacobi, K.F. Eid, A.D. Sommers. Managing water on heat transfer surfaces: A critical review of techniques to modify surface wettability for applications with condensation or evaporation // Applied Energy. 2018. Т. 222. С. 967–992.
2. Geniy V. Kuznetsov, Dmitry V. Feoktistov, Evgeniya G. Orlova, Kseniya Batishcheva, Sergey S. Ilenok. Unification of the textures formed on aluminum after laser treatment // Applied Surface Science. 2019. Т. 469 С. 974–982.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Томского политехнического университета в рамках Программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета ВИУ-ИИФВП-74/2019.*

УДК 621.9

**ЭКСЕРГЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА МИНИ-ТЭЦ «ЦЕНТРАЛЬНАЯ» О. РУССКИЙ И ВТЭЦ-2**

**Штым А.К., Валовик Д.В., Бибииков Д.Р., Кулик А.В., Полей А.К.**

Дальневосточный федеральный университет,  
690950, Россия, Владивосток, ул. Суханова, 8

В докладе рассматривается вопрос повышения энергоэффективности основного генерирующего оборудования тепловых электростанций (газотурбинных и паросиловых установок). В настоящее время в энергосистеме Дальневосточного федерального округа используются различные типы энергетических установок. При проектировании и выборе энергоустановки одним из основных является критерий энергоэффективности. Главным показателем при этом является эффективный КПД, рассчитываемый методом тепловых балансов. В статье предлагается использовать эксергетический метод определения энергоэффективности, позволяющий выполнить как относительную (эксергетический КПД), так и абсолютную оценку степени термодинамического совершенства системы на примере газотурбинной установки Kawasaki GPB70D установленной на мини - ТЭЦ "Центральная" о. Русский (N=6.6 МВт), и паросиловой установки Т-105-115 установленной на ВТЭЦ-2 г. Владивосток (N=105 МВт). Проведен эксергетический анализ ГТУ, работающей по простой схеме, и паровой турбины. Рассчитаны: потери эксергии в элементах оборудования, удельные расходы условного топлива.

В настоящее время Дальневосточный федеральный округ является одним из региональных лидеров в России по объемам выработки электрической и тепловой энергии. Однако в промышленных масштабах электроэнергия производится большей частью на оборудовании прошлых поколений, а именно паросиловых установок. Использование локальных систем производства электрической и тепловой энергии с использованием газотурбинных энергетических установок (ГТУ), работающих на природном газе является одним из возможных решений данной задачи. Газотурбинные установки получили в настоящее время признание в энергетике, как полностью освоенное, надежное оборудование. Эксплуатационные показатели ГТУ на электростанциях находятся на достаточно высоком уровне. К преимуществам ГТУ относятся короткие сроки строительства, повышение надежности тепло- и электроснабжения потребителей, минимальные объемы вредных выбросов в окружающую среду, снижение инерционности теплового регулирования и потерь в тепловых сетях, относительно сетей, подключенных к крупным РТС и ТЭЦ. В связи с этим, для энергообеспечения определенного объекта существует необходимость выбора наиболее эффективной ГТУ. Для определения эффективности работы ГТУ используют различные методы.

В настоящее время наиболее распространенным методом анализа является метод тепловых балансов, основанный на применении первого закона термодинамики. При расчете по этому методу составляются энергетические (тепловые) балансы, на основании которых определяются термодинамические показатели

работы тепловых систем. Вместе с тем, являясь частным случаем закона сохранения массы и энергии, первый закон термодинамики не может дать ответа о степени термодинамического совершенства как отдельного элемента, так и всей теплоэнергетической системы. Метод тепловых балансов может выявлять лишь потери энергии через границы замкнутой системы. При таком подходе уже возникают некоторые неудобства по определению критериев энергоэффективности. Например, для теплового двигателя, мерой термодинамических потерь можно считать термический КПД  $\eta_t$ , определяемый из соотношения

$$\eta_t = (Q_1 - Q_2) / Q_1 \quad (1)$$

где  $Q_1$  - теплота, подведенная к рабочему телу от горячего источника, и  $Q_2$  - теплота, отведенная от рабочего тела к холодному источнику.

По определению, КПД всегда меньше единицы. А вот, например, для холодильной установки таким критерием является холодильный коэффициент, для теплового насоса - коэффициент трансформации. Оба эти коэффициента больше единицы и не могут служить критерием термодинамического совершенства теплоэнергетического оборудования. Такой подход приводит к появлению большого количества различных по физическому смыслу коэффициентов [2].

Дальнейшим развитием методов анализа эффективности теплоэнергетических систем явилось введение понятия «потеря работоспособности», впервые использованное еще в 1889 году французским физиком М.Гюи. На этой идее основан энтропийный метод расчета потери работоспособности системы из-за необратимости рабочих процессов цикла. Гюи установил, что потеря работоспособности системы между источником работы и окружающей средой может быть определена из соотношения

$$\Delta L = T_0 * \Delta S, \quad (2)$$

где  $T_0$  - температура окружающей среды, а  $\Delta S$  – изменение энтропии рассматриваемой системы.

Список литературы:

1. Штым А.Н., Ипатов В.Б. Методика определения технико-экономических показателей тепловых электростанций на базе использования эксергетического метода // Труды ДВГТУ. Выпуск 122. – Владивосток. – 1999. – С. 174–182
2. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. – М.: Изд. Дом МЭИ, 2008. 495 с.
3. Лебедев В.А. Эксергетический метод оценки энергоэффективности оборудования систем энергообеспечения предприятий минерально-сырьевого комплекса // Записки Горного института. 2016. Т. 219. С. 435–444.
4. twt.mpei.ac.ru/TTHB/tdc.html. Интерактивный интернет справочник. Александров А.А., Волошук В.А., Орлов К.А., Очков В.Ф. «Термодинамические циклы: введение с Mathcad». Расчет энергетических и эксергетических показателей газотурбинной установки. 2015.
5. KAWASAKI GPB70D. Generator plant of gas turbine. Operation manual. KAWASAKI HEAVY INDUSTRIES, LTD., 2010 г.

УДК 62-611

## АДАПИРОВАННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЦИКЛОННОГО ПРЕДТОПКА ДЛЯ ИНИЦИАЦИИ ГОРЕНИЯ ТОНКОДИСПЕРСНОЙ ВОДОУГОЛЬНОЙ СУСПЕНЗИИ

Бойко Е.Е.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Какой бы подход не применялся в исследованиях, обычно должно соблюдаться следующее требование - исследования должны быть направлены, прежде всего, на разработку инженерного расчета процесса с учетом определяющих факторов.

Приближенность моделирования процесса в циклонном предтопке (ЦП) обуславливается в первую очередь такими допущениями: квазистационарность процесса; постоянство теплоемкостей и коэффициентов теплоотдачи, значения которых соответствуют средней температуре процесса; изотермичность частиц топлива, однородность газозвеси; инертность компонентов золы; учет определяющих химических реакций взаимодействия с окислителем; одномерность потока. Термическим сопротивлением частицы топлива пренебрегается.

Такой подход позволяет провести аналитический анализ процесса и получить конечные выражения, пригодные для инженерных расчетов.

Движение топлива в виде тонкодисперсной водоугольной суспензии (ТД ВУС) внутри ЦП характеризуется физическими свойствами и размером частички топлива ( $\delta$ ), конструктивными параметрами циклона ( $L_w, L, D, \alpha$ ), временем нахождения частички в реакторной зоне ( $\tau$ ) и температурами стенки ( $T_{ст}$ ), газов ( $T_g$ ), смеси ( $T_{см}$ ), частицы ( $T_{ч}$ ), а также исходной температурой топлива ( $T_{топ}$ ), (см рис. 1)

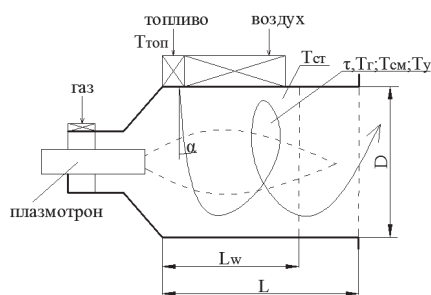


Рис.1 - Схема движения топлива в циклонном предтопке

Полагая, что топливо движется внутри некоторого канала, который, в свою очередь, закручен по образующей предтопка, решение системы уравнений изменения температуры газов, изменения температуры частицы топлива во времени, процесса испарения влаги из капли топлива может быть представлено, с учетом методического подхода, в следующем виде:

где  $T_{см}$  - температура смеси,  $T_{ст}$  - температура стенки,  $\alpha_p$  - радиационный коэффициент теплоотдачи,  $\psi_y$  - поверхность частицы на 1 кг топлива,  $c_y, c_g$  - теплоемкость частиц топлива и газозвеси,  $w_0$  - начальное значение относительного содержания влаги в топливе,  $V_{см}$  - объем смеси.

$$\begin{cases} T_z = T_{см} \exp\left(-3BiFo\tau^{-1} \frac{c_y}{V_{см}c_{см}}\right) + T_{ст} \left[1 - \exp\left(-3BiFo\tau^{-1}\right) \frac{c_y}{V_{см}c_{см}}\right] \\ w = 1,25 \frac{\psi_y}{\delta r} \lambda Nu (T_{см} - T_{мон}) (1 - w_0)^{1,67} w_0^{0,33} \tau_w \\ T_y = T_{см} e^{-3BiFo} + T_z \left(1 + \frac{1}{3BiFoc_y T_z \tau^{-1}} \sum Q_i f_i\right) (1 - e^{-3BiFo}) \end{cases}$$

Для определения конструктивных характеристик находим время выхода влаги, с

$$\tau_w = \frac{W^p}{1,25 w_{виг} \cdot \frac{6}{\rho_{ч} \cdot \delta} \cdot \alpha \cdot \frac{T_{см} - T_{мон}}{h_n} (1 - W^p)^{1,67} (W^p)^{0,33}}$$

После чего определяем длину участка испарения,  $L_w$  и полную длину предтопка с учетом крутки потока,  $L, m$

$$\begin{aligned} L_w &= \frac{V_n \cdot G}{\frac{\pi}{4} \cdot d^2} \tau_w \\ L &= \frac{\ell_{зоп} \cdot \omega_{см} \cdot \tau + \frac{V_n \cdot G}{\frac{\pi}{4} \cdot d^2} \cdot \tau_w}{\pi \cdot D \left[ \frac{\sqrt{(D \cdot tg \alpha)^2 + D^2}}{D} \right]} \end{aligned}$$

В этих выражениях  $W^p$  - влажность топлива;  $w_{виг}$  - поправка на скорость витания частиц;  $\rho_{ч}$  - плотность частицы,  $kg/m^3$ ;  $\delta$  - характерный размер частицы;  $\alpha$  - угол ввода потока;  $T_{ст}$  - температура стенки, К;  $T_{топ}$  - начальная температура топлива, К;  $h_n$  - энтальпия пара,  $kJ/kg$ ;  $V_n$  - объем пара в продуктах сгорания,  $m^3/kg$ ;  $G$  - расход пара,  $kg/s$ ;  $d$  - диаметр трубчатой зоны (канала) горения, м;  $\ell_{зоп}$  - поправка на длину факела при горении ТД ВУС по сравнению с пылеугольным топливом;  $\omega_{см}$  - скорость смеси (продуктов сгорания) на оси потока,  $m/s$ ;  $\tau$  - характерная длина, м;  $D$  - диаметр из условия крутки топки, м;  $\alpha$  - угол крутки,  $^\circ$ .

Используя адаптированную методику для сжигания ТД ВУС в циклонном предтопке, были получены зависимости выхода газообразных продуктов пиролиза и горения ТД ВУС. Отмечена адекватность модели в сравнении с экспериментальными данными других авторов [1].

### Список литературы:

1. Бойко, Е.Е. Разработка методических основ сжигания тонкодисперсных водоугольных суспензий при плазменном сопровождении в котлоагрегатах ТЭС: дис. ... канд. тех. наук: 05.14.04 / Бойко Екатерина Евгеньевна. - Новосибирск, 2018 г. - 162 с.

УДК 621.9

**СОПРЯЖЕННАЯ ЗАДАЧА ТЕПЛООБМЕНА ВНУТРИ ЗАМКНУТОГО РАДИАТОРА, ЗАПОЛНЕННОГО Н-ОКТАДЕКАНОМ, В УСЛОВИЯХ ПЕРИОДИЧЕСКОГО НАГРЕВА**

**Бондарева Н.С., Шермет М.А.**

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Современные задачи теплопереноса в материалах с фазовыми переходами имеют широкое применение в различных сферах деятельности. Материалы с высокими температурами плавления используются в энергетической отрасли, например, в накопителях солнечной энергии. Материалы с температурами плавления, приближенными к естественным условиям, используются в строительной отрасли для кондиционирования и контроля температур в различных сооружениях и технических устройствах. К таким материалам, как правило, относятся органические соединения, такие как парафины или жирные кислоты. Точки фазового перехода парафинов лежат в диапазоне 12°C – 125°C [1-3], что позволяет использовать их в радиаторных системах охлаждения электронных устройств. Металлические радиаторы с высокой теплопроводностью позволяют более быстро отводить и равномерно распределять энергию от элементов. Добавление материалов с фазовыми переходами повышает общую теплоемкость системы за счет скрытой энергии фазовых переходов, при переходе парафина из твердого состояния в жидкий расплав поглощается энергия в пределах 80 – 260 кДж/кг [1].

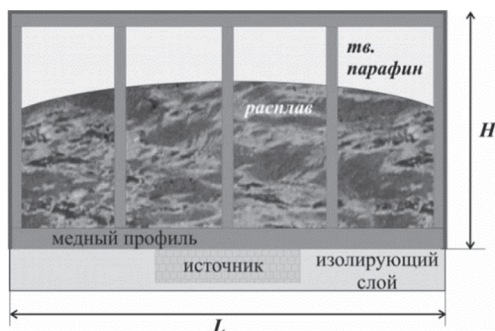


Рис. 1 Рассматриваемая область

Данная работа посвящена численным исследованиям сопряженной задачи плавления и естественной конвекции при наличии источника энергии с нестационарным тепловыделением (см. рис. 1). Замкнутый металлический профиль с 4 отсеками, заполненными парафином, расположен над источником с объемным нестационарным выделением. Верхняя и боковые границы профиля охлаждаются конвективными потоками, нижняя – теплоизолированная. Температура внешней среды постоянна и равна начальной температуре области, парафин находится в твердом состоянии. При появлении расплава решались уравнения ламинарной естественной конвекции в приближении Буссинеска. Твердый материал считался неподвижным. Система была сформулирована в преобразован-

ных переменных функция тока – завихренность – температура и решена с использованием метода конечных разностей. На движущейся границе фазового перехода внутренняя энергия задавалась путем сглаживания скачка энтальпии. Нестационарная задача теплопереноса была решена на равномерной прямоугольной сетке 480×200 с безразмерным шагом по времени равным 0.0007. В результате были получены подробные распределения температур в системе и скоростей в расплаве в фиксированные моменты времени и коэффициент теплообмена на поверхности радиатора.

На рисунке 2 представлена средняя температура в источнике при нестационарной мощности источника, удовлетворяющей соотношению  $Q = Q_0(1 - \sin(\pi ft))$ . Видно, что максимальные температуры достигаются при более низкой частоте. Разница температурных пиков может возникать из-за смены режимов теплопереноса внутри парафина и теплообмена с окружающей средой.

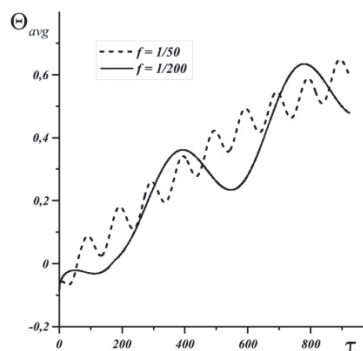


Рис. 2 Изменение средней температуры в источнике в зависимости от частоты изменения мощности источника

Список литературы:

1. Khan Z., Khan Z., Ghafoor A. A review of performance enhancement of PCM based latent heat storage system within the context of materials, thermal stability and compatibility// Energy Convers. Manag. 2016. Vol. 115. Pp. 132–158.
2. Sharma A., Tyagi V.V., Chen C.R., Buddhi D. Review on thermal energy storage with phase change materials and applications// Renew. Sustain. Energy Rev. Vol. 13. № 2. Pp. 318–345.
3. Rathod M. K. Banerjee J. Thermal stability of phase change materials used in latent heat energy storage systems: A review// Renew. Sustain. Energy Rev. 2013. Vol. 18. Pp. 246–258.
4. Bondareva N.S., Sheremet M.A. Conjugate heat transfer in the PCM-based heat storage system with finned copper profile: Application in electronics cooling// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 124. Pp. 1275–1284.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Томской области в рамках научного проекта № 19-41- 703034.

УДК 621.311.22

## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОФИКАЦИОННЫХ ПАРОГАЗОВЫХ УСТАНОВОК С КОЭФФИЦИЕНТОМ БИНАРНОСТИ МЕНЬШЕ ЕДИНИЦЫ

Боруш О.В., Щинников П.А.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Повышение эффективности топливоиспользования в энергетических установках – актуальная задача. Одним из путей повышения эффективности в области генерации энергии является применение теплофикационных парогазовых установок (ПГУ) с коэффициентом бинарности меньше единицы, что позволяет использовать в парогазовом цикле твёрдое топливо [1–3].

Показатель, характеризующий то количество энергии, которое подведено к установке через газотурбинную её часть по отношению к полной подведённой энергии, называется коэффициент бинарности:

$$\gamma = \frac{Q_{\text{под}}^{\text{ГТУ}}}{Q_{\text{под}}^{\text{ПГУ}} + Q_{\text{под}}^{\text{ГТУ}}} = \frac{B_{\text{ГТУ}} Q_{\text{н}}^{\text{р}}(\text{ГТУ})}{B_{\text{ГТУ}} Q_{\text{н}}^{\text{р}}(\text{ГТУ}) + B_{\text{ПГУ}} Q_{\text{н}}^{\text{р}}(\text{ПГУ})},$$

где  $Q_{\text{под}}^{\text{ГТУ}}$ ,  $Q_{\text{под}}^{\text{ПГУ}}$  – подводимая к ПГУ энергия через камеру сгорания газовой турбины и паровой котёл соответственно;  $B$  и  $Q_{\text{н}}$  – расход и низшая теплота топлива, вводимого в газотурбинную (ГТУ) и паротурбинную (ПТУ) установку соответственно.

Коэффициент бинарности меньше единицы обеспечивается сжиганием дополнительного по отношению к камере сгорания газовой турбины топлива в паровом котле. Термодинамическая особенность комбинированного теплофикационного цикла с бинарностью меньше единицы заключается в том, что подвод энергии осуществляют и через камеру сгорания газовой турбины для обеспечения работы в газотурбинной части цикла, и через паровой энергетический котёл. Отработавший в газовой турбине тепловой поток также передаётся в пароводяной контур комбинированного цикла через котёл-утилизатор. Полезную продукцию в виде электроэнергии получают как в газотурбинной, так и в паротурбинной частях комбинированного цикла. Кроме того, паротурбинная установка имеет теплофикационный отбор, который обеспечивает отпуск теплоты потребителю  $Q_{\text{T}}$  (см. рис. 1а).

КПД ПГУ можно определить по выражению

$$\eta_{\text{ПГУ}} = \eta_{\text{ГТУ}} (1 - \eta_{\text{ПТУ}}) \gamma + \eta_{\text{ПТУ}},$$

где  $\eta_{\text{ГТУ}}$ ,  $\eta_{\text{ПТУ}}$  – КПД ГТУ и ПТУ соответственно.

Вместе с тем, теплофикационная ПГУ может работать не только по электрическому, но и по тепловому графику нагрузки, когда  $Q_{\text{T}} > 0$ , в таком случае КПД ПГУ можно определить

$$\eta_{\text{ПГУ}} = \eta_{\text{ГТУ}} (1 - \eta_{\text{ПТУ}}) \beta + \eta_{\text{ПТУ}},$$

где  $\beta$  теплофикационный показатель ПГУ, характеризующий отпуск теплоты ПГУ с учетом степени бинарности:

$$\beta = \gamma Q_{\text{под}}^{\text{ПГУ}} / (Q_{\text{под}}^{\text{ПГУ}} - Q_{\text{T}}).$$

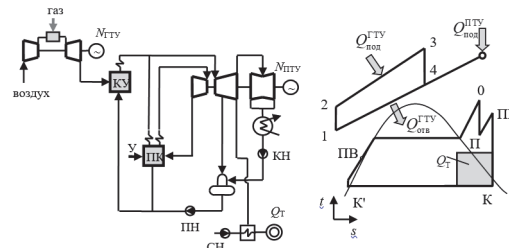


Рис. 1. Тепловая схема (а) и цикл (б) теплофикационной парогазовой установки с дожиганием угля (У).

Для технически реализуемых теплофикационных ПГУ показатель  $\beta$  зависит от степени бинарности ПГУ  $\gamma$  и для установок близких к бинарному типу может принимать значения  $\beta > 1$ , так как лишь в этом случае могут быть получены сколь-нибудь значимые тепловые потоки на нужды теплофикации (см. рис. 2а). Для установок с невысокой степенью бинарности, в частности для установок с преимущественным сжиганием угля с ( $\gamma \leq 0,5$ ) показатель  $\beta$  может принимать значения от 0 до 1 (см. рис. 2б, показано штриховкой).

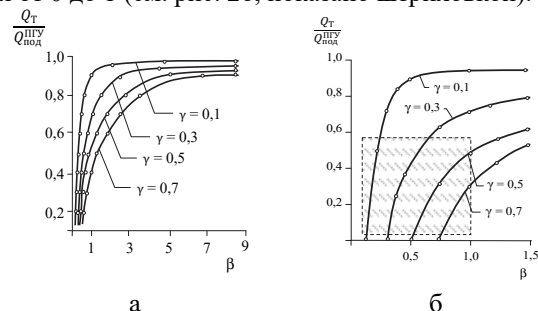


Рис. 2. Относительный отпуск теплоты теплофикационной ПГУ в зависимости от теплофикационного показателя и коэффициента бинарности.

Взаимосвязь между теплофикационным показателем ( $\beta$ ) и степенью бинарности ( $\gamma$ ) ПГУ имеет линейный характер и зависит от относительного отпуска теплоты ПГУ (величины теплофикационного отбора). В общем случае  $\beta$  растёт с ростом  $\gamma$

### Список литературы:

1. Петерия Ю.К. История развития парогазового цикла в России. [Электронный ресурс] <http://www.combienergy.ru/stat/900-Istoriya-parogazovogo-cikla-v-Rossii-Perspektivy-razvitiya>
2. Кирсанова Н.И. Термодинамика комбинированных циклов. // Энергетика и теплотехника: сборник научных трудов. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2016. С. 183–188.
3. Щинников П.А., Ноздренко Г.В., Бородин И.В., Боруш О.В. ПГУ с преимущественным использованием твердого топлива. // Проблемы энергетики. 2007. № 3–4. С. 13–22.



УДК 536.7

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ МЕХАНОАКТИВАЦИИ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ОТХОДОВ УГЛЕПЕРЕРАБОТКИ И НИЗКОКАЛОРИЙНЫХ УГЛЕЙ ОКИСЛЕННОЙ ГРУППЫ

Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Кузнецов А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Известно, что эффективное использование угольного топлива на теплоэлектростанциях является одной из основных задач развития теплоэнергетики [1]. При этом в угольной энергетике не принимается во внимание, что способ измельчения угля, при одних и тех же получаемых размерах частиц, изменяет реакционную способность измельченного материала. Ранее было установлено, что при механоактивации угольного топлива на вновь образованной поверхности возникают активные центры способные ускорить протекание физико-химических реакций. Измельчение сопровождается ослаблением молекулярных связей, деструкцией макромолекул с образованием свободных радикалов [2, 3]. Исследования горения механоактивированного угольного топлива проводились на полупромышленных стендах и показали существования зависимости между видами измельчения и реакционной способности угольного топлива.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния механоактивации на воспламенение отходов углепереработки и низкокалорийных углей окисленной группы.

Установка вертикальный трубчатый реактор представляет собой вертикальную теплоизолированную стальную трубу длиной 1 м., внутренним диаметром 40мм подвешенную вертикально рисунок 1. С помощью системы низковольтных трансформаторов осуществляется электрообогрев. По всей длине камеры сгорания, в специальных отверстиях расположены фотодиоды и термопары (ТХА) с шагом 100мм, предназначенные для регистрации вспышки и температуры соответственно. Для стабилизации температуры на входе в реактор, а также удаления паразитных конвективных потоков и продуктов сгорания в камеру подается поток воздуха со скоростью 0 - 100мм/сек.

Для определения влияние способа измельчения угольного топлива на реакционную способность, проводились измерения времени задержки воспламенения. Время задержки воспламенения, используется для определения кинетических констант процесса воспламенения угольной пыли.

На рисунке 1 показан пример данных полученных с фотодиода. На рисунке 1 видна линия  $t_m$ , которая сигнализирует о прохождении пылеугольных частиц микрофона, установленного на входе в трубчатый реактор. Перед воспламенением на фотодиодном датчике, происходит падение напряжения, что связано с затемнением наблюдаемой области угольной пылью. Время задержки воспламенения определяется как

время от момента входа частиц в реактор, до обнаружения видимого пламени.

$t_z = t_m - t_v$ , где  $t_m$  – время впрыска топлива в реактор, регистрируемое микрофоном,  $t_v$  – время воспламенения угольной пыли.

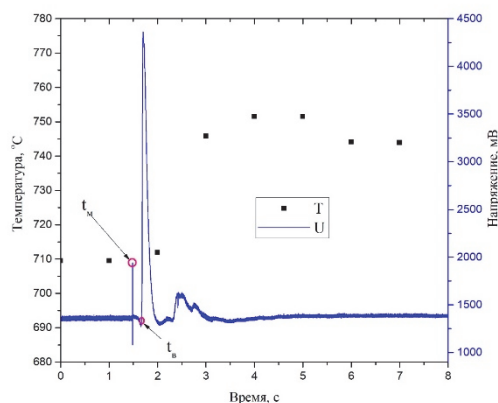


Рисунок 1 – Динамика изменения показаний напряжения на фотодиоде и температуры в реакторе.

### Выводы

В результате проведенных экспериментальных исследований удалось установить влияние механоактивации отходов углепереработки и низкокалорийных углей окисленной группы на воспламенение. Исследуемые угли, измельченные на мельнице дезинтеграторного типа, воспламеняются раньше по сравнению с измельченными в мельнице ШБМ, что свидетельствует о влиянии эффекта механоактивации на реакционные характеристики угольного топлива.

### Список литературы:

1. А.Н. Тугов, М.Н. Майданик Угольная электрогенерация в России состояние и перспективы // труды II Международной научно – технической конференции «Перспективы развития новых технологий в энергетике России» 26–27 октября 2017 г. ОАО «ВТИ», г. Москва
2. А.Р. Burdukov, E.B. Butakov, V.I. Popov, M.Yu. Chernetskiy, N.S. Chernetskaya «The use of mechanically activated micronized coal in thermal power engineering» // Thermal Science. – 2016. – Vol. 20. – P. 23 – 33.3.
3. А.Р. Burdukov, V.I. Popov, T.S. Yusupov, M.Yu. Chernetskiy, and K. Hanjalić Autothermal combustion of mechanically-activated micronized coal in a 5 MW pilot-scale combustor // Fuel. – 2014. – Vol. 122. – P. 103–111.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-24007.

УДК 621.4

## ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ГТУ НА ОСНОВЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Гончаренко Ю.Б., Полей А.К., Валовик Д.В., Бибиков Д.Р.

Дальневосточный Федеральный университет,  
690950, Россия, Владивосток, ул. Суханова, 8

Энергетическая стратегия России предусматривает создание новых энергоэффективных парогазовых и газотурбинных электростанций. В связи с этим, в энергосистему Дальнего Востока в последние годы постепенно внедряются газотурбинные технологии. Примером могут служить такие станции, как ТЭЦ «Восточная», мини-ТЭЦ о. Русский, а также проект по введению парогазовых установок на Владивостокскую ТЭЦ-2.

Основная задача эксплуатации оборудования – обеспечение безаварийной работы, в том числе благодаря своевременному проведению регламентных и ремонтных работ. Создание методики прогнозирования технического состояния газотурбинной установки на основании получаемых в процессе эксплуатации статистических данных обеспечить безаварийную работу оборудования на протяжении всего срока службы, а так же своевременно диагностировать неполадки для вывода ГТУ в текущий или капитальный ремонт.

В качестве критериев оценки технического состояния применяются коэффициенты технического состояния (КТС). Также данный критерий используется для контроля качества проведенного ремонта агрегата. КТС ГТУ можно определить по мощности установки, по ее КПД и расходу топливного газа. Например, для оценки КТС по мощности требуется установить приведенную располагаемую мощность, которую развивает ГТУ при фактическом техническом состоянии, и отнести ее к номинальной (паспортной) мощности. Под приведенной располагаемой мощностью понимается эффективная мощность, которую развивает ГТУ, имеющая фактическое состояние, при стандартных стационарных условиях ( $t_a = 15^\circ\text{C}$ ,  $P_a = 101,3\text{ кПа}$ ) при достижении любого параметра номинального значения [1].

Одним из основных методов определения технического состояния газотурбинной установки является метод диагностики по виброакустическим параметрам. Причинами возникновения вибрации являются циклические процессы, возникающие при работе газотурбинной установки. Изменение этих процессов влечет и изменение виброакустических характеристик. Основными типами поведения вибрации, которые могут быть связаны с возникновением и развитием неисправностей, являются: тренд, скачок, выброс и разброс. Допустимые уровни вибрации и общие требования к контролю определяются нормативными документами ГТУ [5]. Анализ тенденций изменения параметров вибрации позволяет диагностировать изменение технического состояния ГТУ [3].

Объектом исследования является газотурбинная установка GPB70D. На мини-ТЭЦ «Центральная» установлены пять энергоблоков GPB70D (КН1), на

мини-ТЭЦ «Океанариум» – два энергоблока GPB70D (КН1). Электрическая мощность каждой газотурбинной установки (ГТУ) – 6,6 МВт на газе и 5,8 МВт – на дизтопливе. Оборудование производства Kawasaki Heavy Industries Ltd.

Основными элементами ГТУ являются:

– Газовая турбина модели Kawasaki M7F-02 представляет собой одновальную 4-х ступенчатую осевую турбину открытого цикла, предназначенную для непрерывной промышленной эксплуатации. Скорость вращения: 13790 об/мин.

– Компрессор турбины 11-ти ступенчатый, осевой

– Редуктор планетарного типа модели PGT200-1 фирмы Hitachi Niigata Converter Co, с лабиринтным уплотнением вала

– Синхронный бесщёточный генератор переменного тока типа GFV8805B-4 производства FUJI Electric Co, Ltd.

В настоящее время газотурбинные установки мини-ТЭЦ работают на природном газе в режиме когенерации. В составе каждого энергоблока работает котёл-утилизатор Rosink ECO-SPI 5.5 мощностью 10,68 МВт (9,1 Гкал). Установки размещены в легко сборном здании, каждая ГТУ имеет звукоизолирующее укрытие. В когенерационном режиме общий КПД в зависимости от нагрузки составляет 80% [4].

В данной работе описаны методы сбора и обработки статистической информации по эксплуатации ГТУ Kawasaki GPB70D, установленных на мини-ТЭЦ "Центральная" и мини-ТЭЦ "Океанариум" о. Русский (N=6.6 МВт). Создан массив данных, отражающий эксплуатационные параметры работы ГТУ. На основании эксплуатационных параметров, а также данных по регламентным и ремонтным работам, определена возможность оценки технического состояния газотурбинной установки и прогнозирования остаточного ресурса элементов проточной части по имеющимся статистическим данным.

### Список литературы:

1. Надежность систем энергетики и их оборудования: Справочник: В 4 т. / Под общ. ред. Ю.Н. Руденко. – М.: Недра, 1994. Т. 1 – 474 С.
2. Меренков А.П., Сеннова Е.В. Развитие методов исследования и обеспечения надежности теплоснабжающих систем. // Известия Российской академии наук. Энергетика. 1984. № 2. С. 58.
3. Урьев Е.В. Основы надежности и технической диагностики турбомашин: Учебное пособие. Екатеринбург, УГТУ-УПИ, 1996. 71 С.
4. Штым К. А., Полей А. К. Установки когенерации на о. Русский // Энергетик. – 2015. – №. 1. – С. 11–13.
5. KAWASAKI GPB70D. Generator plant of gas turbine. Operation manual. KAWASAKI HEAVY INDUSTRIES, LTD., 2010 г

УДК 532.5:536

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАМКНУТЫХ КОНТУРАХ С ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ И РЕШЕТОЧНЫМ МЕТОДОМ БОЛЬЦМАНА

Гибанов Н.С., Шеремет М.А.

Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Решеточный метод Больцмана (РМБ) – один из перспективных и набирающих популярность методов вычисления на данный момент. С его помощью проводятся расчеты в самых различных областях науки. Его возможности довольно обширны, а также он имеет ряд преимуществ относительно уже привычных методов конечных разностей, контрольных объемов и конечных элементов. В частности, многие ученые отмечают его возможности при моделировании многофазных потоков и в средах с изменяемым фазовым состоянием, так как из-за природы метода нет необходимости отслеживать границу фазового перехода как в стандартных методах [1, 2].

Метод решеточных уравнений Больцмана относится к мезомасштабным методам. Он является осреднением методов молекулярной динамики и конечно-разностных подходов [3]. Что касается методов молекулярной динамики - в РМБ также рассчитываются скорости движения частиц, но не каждой в отдельности, а целого набора, который описывается какой-либо функцией распределения. Что касается методов конечных разностей - связь в аналогичном подходе, расчетная область разбивается на вычислительную сетку и значения необходимых функций распределения рассчитывается внутри каждого объема (решетки). В последствии из уже рассчитанных функций распределения получают макроскопические характеристики.

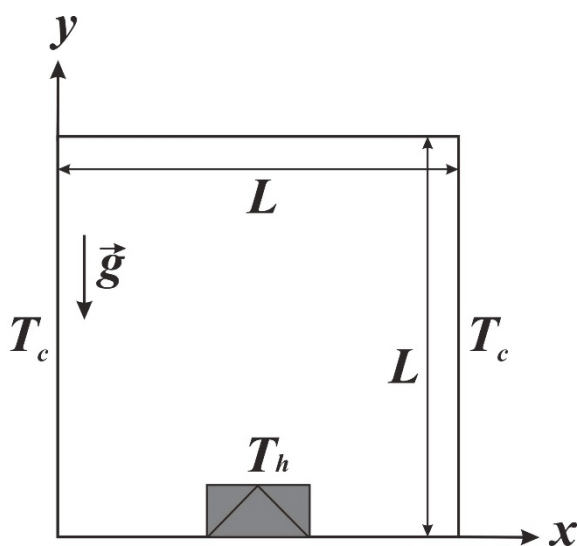


Рисунок 1. Область исследования.

В представленной работе было проведено численное моделирование естественно-конвективного теплопереноса в замкнутой квадратной полости, схематически представленной на рисунке 1. Внутри

рассматриваемой полости располагался источник тепловыделения квадратной формы. Левая и правая стенки поддерживались при постоянной минимальной во всей области температуре. Верхняя и нижняя стенки были теплоизолированными. Сама полость заполнена несжимаемой ньютоновской жидкостью удовлетворяющей приближению Буссинеска. Теплофизические свойства среды считаются постоянными.

В качестве численной методики решения поставленной задачи были выбраны метод конечных разностей и решеточный метод Больцмана. Основные уравнения в естественных координатах для МКР выглядят следующим образом [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \\ \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \\ &+ \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho g_y \beta (T - T_0) \\ \rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \end{aligned}$$

Уравнения для РМБ представлены в виде:

$$\begin{aligned} f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) &= \\ -\frac{\Delta t}{\tau} [f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t)] + \Delta t F_i c_i \end{aligned}$$

В результате проведенных исследований были получены распределения локальных и интегральных характеристик при различных числах Рэлея ( $10^3 - 10^6$ ) и формах локального источника энергии. Проведено сравнение полученных двумя методами результатов.

### Список литературы:

1. Wolf-Gladrow D. A. Lattice-gas cellular automata and lattice Boltzmann models – an introduction. Berlin: Springer-Verlag, 2005.
2. Kruger T., Kusumaatmaja H., Kuzmin A., Shardt O., Silva G. Vigen E.M. The Lattice Boltzmann Method. Springer International Publishing Switzerland 2017.
3. Mohamad A. A. Lattice Boltzmann Method: Springer-Verlag London, 2011.
4. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Моделирование нестационарного теплопереноса в замкнутой области с локальным источником тепловыделения // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12. № 2. С. 305–314.

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского научного фонда (соглашение № 17-79-20141).

УДК 536.24

**ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ НА СИНТЕЗ ГАЗОВОГО ГИДРАТА  
МЕТОДОМ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ СЖИЖЕННОГО ГИДРАТООБРАЗУЮЩЕГО ГАЗА  
В ОБЪЕМЕ ВОДЫ**

**Мелешкин А.В., Глезер В.В., Барташевич М.В.**

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Газовые гидраты – относятся к клатратным соединениям решетчатого типа, которые состоят из решетки «хозяина» и молекулы «гостя». Газогидраты относятся к специфической группе веществ. Они образуются в результате включения в построенные молекулами воды каркаса молекул газа при определенных термодинамических условиях для каждого индивидуального газа. При нарушении которых, молекулы «гостей», удерживаемые в водяном каркасе силами Ван-дер-Ваальса, покидают его, вследствие чего гидрат разлагается на чистую воду и газ, со значительным поглощением тепла. Газовые гидраты могут концентрировать в себе значительные объемы газа, при этом долгое время находится в стабильном состоянии при термобарически неравновесных условиях. Используя данные особенности, становится перспективным создание газогидратных технологий для различных сфер экономики, например, для транспортировки и хранения природного газа, разделения газов, опреснения морской воды и др. В основе этих технологий в первую очередь лежит эффективный метод синтеза газовых гидратов, который обеспечивает экономическую целесообразность их технологического применения. В связи с этим стоит задача разработки быстрых и эффективных способов получения газогидратов в больших объемах за короткий промежуток времени. Существующие на данный момент времени методы получения газогидратов, основанные на мелкодисперсном распыливании водяной струи в атмосфере газа, интенсивном перемешивании воды, насыщенной газом гидратообразователем, вибрационном и ультразвуковом воздействии на жидкость и т.д. имеют один большой недостаток - малую скорость гидратообразования и, как следствие, низкую производительность технологий, построенных на их основе. В данной работе представлен разработанный коллективом авторов метод синтеза газовых гидратов, который основан на взрывном вскипании гидратообразующего газа в

объеме воды. Данный метод позволяет синтезировать большие объемы газового гидрата за небольшой промежуток времени. Процесс запускается вследствие декомпрессии рабочего участка с различным расходом путём стравливания газа, в результате чего сжиженный газ, находящийся под слоем воды, начинает вскипать по всему объёму и перемешивать среду. Это приводит к формированию развитой межфазной поверхности. Вследствие фазового перехода происходит охлаждение жидкости вокруг пузырьков, что переводит среду в область существования газогидрата. Это приводит к образованию газогидратных оболочек на поверхности пузырьков, однако из-за их постоянных столкновений между собой, газогидратная оболочка отслаивалась в виде хлопьев, освобождая место для контакта газа с водой. В результате чего диффузия газа в воду не затруднена, а время роста новой гидратной оболочки определяется только отводом тепла, выделяемого при росте гидрата, который в данном случае существенно. Одновременное наложение этих факторов приводит к быстрому росту гидратной массы по всему объёму воды за короткий промежуток времени.

На синтез газового гидрата исследуемым методом влияет много факторов, наиболее важными из которых являются: скорость декомпрессии, уровень воды, масса гидратообразующего газа, начальная температура воды и др. В настоящая работа экспериментально исследовано влияния начальной температуры воды на процесс гидратообразования. Показано, что она играет важную роль на процесс синтеза, так как сильное охлаждение воды влечет за собой процесс паразитного льдообразования, чем замещается процесс синтеза газового гидрата. Представлена количественная оценка полученных образцов, позволяющая определить долю газового гидрата в полученном образце.

УДК 621.1.016.4

**УЧЕТ РАЗВИТИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ДАННЫХ О ТЕПЛООТДАЧЕ ПРИ КИПЕНИИ НА РЕГУЛЯРНЫХ И НЕРЕГУЛЯРНЫХ СТРУКТУРАХ**

Дедов А.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

На рубеже столетий появились новые технические возможности, связанные с модификацией поверхности. Особенно актуальным использование фемтосекундного лазерного воздействия, плазменной и ионной обработки, технологий микроэлектроники и электрохимии оказалось для создания поверхностей кипения. Прогресс в разработке аддитивных технологий позволит в ближайшем будущем изготавливать теплообменные поверхности из большого количества необходимых материалов с любым нужным рельефом и свойствами. Интенсификация теплообмена при кипении за счет модификации поверхности обусловлена целым комплексом причин: изменением физико-химических свойств поверхности, прежде всего смачиваемости; развитием поверхности теплообмена; формированием пористого слоя на поверхности, обеспечивающим действие капиллярных сил; наличием неровностей (включая специально созданные многомасштабные структуры), обеспечивающих формирование, рост и отрыв паровых пузырей. Разнообразные методы модификации поверхности позволили получить значительное число новых результатов, вызвали всплеск соответствующих исследований. Традиционно, большая часть исследований выполнена для условий кипения при свободной конвекции, с целью установления основных влияющих факторов и отыскания общих закономерностей. Далее результаты переносятся на условия кипения в потоке и в испарительные каналы. На настоящем этапе необходимо осмысление полученных результатов и понимание причин улучшения теплообмена и критических тепловых потоков (КТП) при кипении.

Несмотря на большое разнообразие как методов модификации поверхностей, так и соответственно выполненных исследований можно выделить основные общие результаты. Как правило модифицированные поверхности сочетают разномасштабную структуру (от нано до миллиметрового размера) с поровым пространством. Для регулярных структур (столбики разного сечения, каверны, канавки, ребра) развитие поверхности составляет 1,5–8 раз, при дополнительном нанесении наностолбчатых структур с высоким аспектным соотношением развитие поверхности может достигать более 50 раз. Исследования выполнены в основном для условий кипения воды в большом объеме в состоянии насыщения при атмосферном давлении. Авторы получают на модифицированных поверхностях подробные кривые кипения, фиксируют КТП и сравнивают их как между собой, так и с кривой, полученной для немодифицированной поверхности. При расчете плотности теплового потока используется, за редким исключением, площадь поперечного сечения

теплопередающей поверхности, а не реальная теплообменная поверхность.

Для поверхностей, модификация которых обеспечивалась созданием регулярных и нерегулярных структур (не спеканием частиц с формированием пористого слоя) получены следующие результаты: всегда происходит увеличение КТП (до 3 раз), тогда как по теплоотдаче наблюдаются противоречивые тенденции. Для части работ ход кривых кипения идентичен кривым для немодифицированных поверхностей, в других работах наблюдается увеличение КТО. Если учесть реальную поверхность теплообмена, см. рис 1, цитируемый из работы [4], то результаты представления кардинально изменяются. Нет значительного увеличения КТП, поверхности с высокими КТО не показывают увеличения КТП. Вместе с тем в ряде работ, даже с учетом развития поверхности, происходит увеличение значений КТП до полутора раз.

В докладе приведены экспериментальные данные о теплообмене при кипении на модифицированных поверхностях. Представлены результаты анализа условий теплообмена, рассмотрены возможные механизмы увеличения КТП.

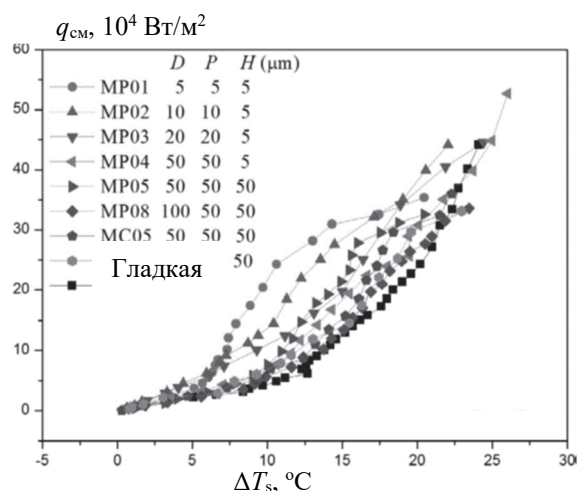


Рис. 1. Кривые кипения насыщенного этанола на структурированных поверхностях Si в виде регулярных штырьковых структур (MP) и каверн (MC). D, P, H – диаметр, шаг и высота структур соответственно. Последняя точка – КТП.

Список литературы:

1. Dong L., Quan X., Cheng P. An experimental investigation of enhanced pool boiling heat transfer from surfaces with micro/nanostructures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 71. P.189–196.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант 19-19-00410.

УДК 621.1.016 : 621.18

## РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ АЭРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ЧЕТЫРЕХВИХРЕВОЙ ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ

Дектерев А.А.<sup>1,2</sup>, Кузнецов В.А.<sup>1,2</sup>, Тепфер Е.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет,  
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Угольное топливо еще длительный период будет оставаться основным энергетическим топливом. Наряду с экологическими проблемами, при факельном сжигании угольного топлива стоит проблема шлакования. Шлакование топочной камеры приводит к снижению тепловой эффективности котла, увеличению времени простоев связанных с очисткой поверхностей нагрева, повышению вероятности аварий.

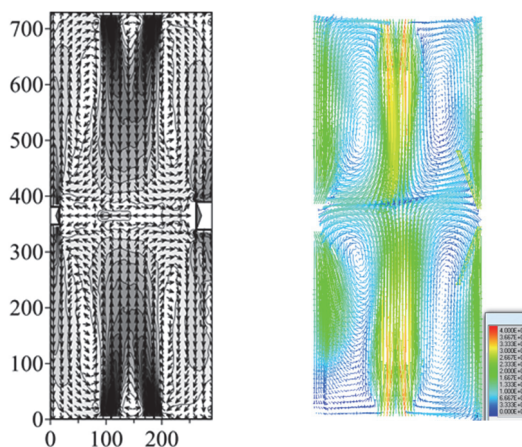
Основное направление повышения эффективности работы котла связано с совершенствованием способов сжигания угля.

При пылеугольном сжигании угольной пыли в энергетических котлах традиционно используются несколько аэродинамических схем. Это схемы с фронтальным и встречным расположением прямооточных или вихревых горелочных устройств. Использование прямооточных горелок при таких аэродинамических схемах обычно приводят к интенсивному набросу пылеугольного факела на топочные экраны и как следствие к значительной неравномерности тепловых потоков и температуры поверхностей нагрева. Для мощных котлов с твердым шлакоудалением применяются тангенциальные схемы сжигания с прямооточными горелочными устройствами, одним вертикальным вихрем и угловым или настенным расположением горелок. Опыт эксплуатации таких топков и исследования показали наличие в тангенциальных топках зон интенсивного шлакования связанных как с прямым набросом факелов на стенки, так и с формированием вторичных угловых вихрей.

Для анализа процессов в топочных камерах широко используется математическое моделирование. Авторами доклада разработаны математические модели факельного горения угольного топлива в топочных камерах [1,2] и специализированные версии программного обеспечения [3] прошедшие широкую апробацию в ВУЗах и НИИ при анализе и проектировании перспективных топочных устройств. Математические модели учитывают турбулентное течение, смешение и горение газа, движение и выгорания пылеугольных частиц, сложный теплообмен (теплопроводность, конвекция, излучение), шлакование поверхностей нагрева.

В середине 90х годов в СибВТИ для котлов с твердым шлакоудалением и вытянутыми топочными камерами на основе компьютерного моделирования был предложен вариант реконструкции с использованием четырех-вихревой аэродинамической схемы [4]. Два энергоблока – на Гусиноозерской ГРЭС и Красноярской ТЭЦ-1 реконструированные по этой схеме уже длительное время находятся в эксплуатации и стабильно несут нагрузку.

В последние годы в связи с необходимостью реконструкции котельно-топочного оборудования вновь появился интерес к этой аэродинамической схеме организации сжигания угля. В институте теплофизики выполнены работы по аэродинамическому моделированию такой схемы, подтвердившие ее концепцию [5].



Эксперимент [5]

Расчет

На математической модели проанализированы варианты работы четырех-вихревой топочной камеры в широком диапазоне изменения режимных параметров. Показана устойчивость аэродинамической структуры факела и равномерность теплового поля в топке при работе на пониженных нагрузках с отключенным блоком горелок.

### Список литературы:

1. Чернецкий М.Ю., Дектерев А.А. Математическая модель процессов теплообмена и горения пылеугольного топлива при факельном сжигании. Физика горения и взрыва. 2011, № 3, С. 37–46.
2. Chernetskii M. Yu., Kuznetsov V. A., Dekterev A. A., Abaimov N. A., Ryzhkov A. F. Comparative analysis of turbulence model effect on description of the processes of pulverized coal combustion at flow swirl // Thermophysics and aeromechanics. 2016. Volume: 23. Issue: 4. P. 591–602.
3. Тепфер Е.С., Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Харламов Е.Б., Чернецкий М.Ю. Специализированное программное обеспечение для моделирования топочных камер. Современная наука: Исследования, Идеи, Результаты, Технологии. 2011 г., № 3 (8), С. 9–12.
4. Срывков С.В., Процайло М.Я., Пронини М.С., Дектерев А.А., Ковалевский А.М. Призматическая экранированная топка. Патент № 2032853, 10.04.95 г.
5. Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Дектерев А.А., Шадрин Е.Ю., Папулов А.П. Исследование структуры потока в модели четырехвихревой топки. Теплофизика и аэромеханика. 2017, Т. 24, № 6 (108), С. 873–877.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ 19-19-00443.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ГИДРОТУРБИН С ПОВОРОТНЫМИ ЛОПАСТЯМИ

Дектерев Ар.А.<sup>1</sup>, Дектерев Д.А.<sup>1,2</sup>, Платонов Д. В.<sup>1,2</sup>, Сентябов А.В.<sup>1,2</sup>, Лобасов А.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет,  
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Микро-ГЭС в большинстве случаев используются для электроснабжения мелких изолированных потребителей, удаленных от сетей централизованного электроснабжения. Источниками ресурсов для микро-гидроэнергетики могут являться естественные и искусственные водотоки, малые и средние реки, ручьи, водосбросы из водохранилищ, искусственных прудов и пр. Свободопоточные ГЭС являются одними из наиболее простых в реализации, при этом оказывают наименьшее воздействие на окружающую среду [1]. Одним из видов роторов, используемых в них, являются ортогональные.

В 1984-86 в Канаде и Японии были проведены исследования в напорном потоке поперечноструйной (ортогональной) турбины – разновидности ротора Дарье с прямолинейными лопастями крыловидного профиля. Однако её КПД оказался менее 40 % и дальнейшие работы были прекращены. В 1989-2000 гг. специалисты ОАО «НИИЭС», найдя оптимальные геометрические очертания турбинной камеры и лопастной системы ортогональной турбины, повысили её КПД до 60-70 % и доказали экономическую целесообразность её применения.

Реализуемые в настоящее время ортогональные турбины имеют лопасти с фиксированным углом атаки – это с одной стороны обосновано простотой реализации и практичностью, с другой стороны - это накладывает дополнительные ограничения по КПД и вариантам установки турбины. В частности, для достижения максимальной эффективности, ортогональные турбины принято устанавливать полупогруженными, т.е. лопасти, движущиеся в направлении обратно потоку реки, для уменьшения сопротивления размещают поверх воды. Однако, в случае становления льда на поверхности реки, такие турбины не могут функционировать. Для круглогодичного использования необходимы полностью погружные турбины, в таком случае эффективность ортогональных турбин падает.

Данная работа направлена на оценку повышения эффективности ортогональных турбин посредством применения циклического изменения углов атаки лопастей наподобие движителей Фойта-Шнайдера или циклоидальных пропеллеров цикложиров.

В связи с отсутствием в литературе достаточных экспериментальных данных по ортогональным гидротурбинам для отладки вычислительной методики проводились методические расчеты вертикального ветрогенератора с параметрами ротора, экспериментально исследуемого в университете МакМастера (Канада) [2]. Ротор состоял из трех лопастей НАСА0015, хордой 0.4 м и длиной 3 м, радиус ротора 1.25 м. Авторы

работы исследовали ротор в аэродинамической трубе при скоростях набегающего потока от 6 до 16 м/с и при различных скоростях вращения ротора.

Численное моделирование проводилось в трехмерной нестационарной постановке с применением методики скользящих сеток. Сравнение с экспериментальными данными производилось по зависимости безразмерного коэффициента мощности  $C_p$  от безразмерности ротора

$$\lambda = u_{blade} / u_{wind}$$

$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho u_{wind}^3 A}$$

где  $P$  – мощность,  $A$  – ометаемая площадь (произведение диаметра ротора на его длину),  $U_{blade}$  – линейная скорость лопасти,  $U_{wind}$  – скорость набегающего потока.

Результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, что говорит об адекватности применяемой расчетной методики. Показано, что максимальный коэффициент мощности ветрогенератора около 0.3 достигается при безразмерности 1.6.

Следующим шагом было применение динамически изменяемого угла атаки лопастей в зависимости от их фазового положения. Рассматривалась кинематическая схема, используемая при разработке циклоидальных пропеллеров летательных аппаратов. В работе южнокорейских ученых [3] по результатам численного моделирования показано, что применение изменяющегося угла атаки может привести к росту эффективности ротора до 70 %.

Тестовые расчёты показали значительное изменение аэродинамических и энергетических параметров ротора, однако для формирования выводов требуется большее количество расчетных данных при различных режимах работы ротора.

### Список литературы:

1. Спиринов Е. А. и др. О выборе типа микроГЭС и ее оптимальной мощности в зависимости от гидрологических параметров //Современные технологии. Системный анализ. Моделирование. – 2012. – №. 4 (36).
2. Bravo R., Tullis S., Ziada S. Performance Testing of a Small Vertical-Axis Wind Turbine. Mechanical Engineering Department, McMaster University
3. 이충희. Design of an Effective Cycloidal Blade System and its Applications : дис. – 서울대학교 대학원, 2016.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Красноярского края в рамках научного проекта № 18-48-242007.*

УДК 621.365.91:533.9

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛО- МАССОПЕРЕНОСА В ШАХТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ПЕЧИ ДЛЯ ПЕРЕРАБОТКИ ТВЕРДЫХ КОММУНАЛЬНЫХ ОТХОДОВ

Аньшаков А.С.<sup>1</sup>, Фалеев В.А.<sup>1</sup>, Домаров П.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В современном мире одним из глобальных направлений развития технологий является непрерывное повышение эффективности и экологичности способов обращения с углеродсодержащими отходами. К углеродсодержащим техногенным отходам относятся: муниципальные (твердые коммунальные отходы (ТКО)), сельскохозяйственные (рисовая лузга и т. д.), промышленные (отходы деревообработки, угольные шламы и др.) и биологические (медицинские, биологические иловые отложения (БИО) и т. д.).

Как показывают результаты анализа современной научно-технической и патентной документации, плазменные технологии активно развиваются для переработки ТКО с производством синтез-газа (топливного газа), используя его, в дальнейшем, в энергогенерирующих устройствах.

Газификация ТКО является сложным физико-химическим процессом с большим количеством эффектов, полное научное объяснение которых является далеким до завершения. Поэтому разработка методических подходов к созданию плазменных электротехнологических установок для задач газификации ТКО является весьма востребованной в настоящее время.

Моделирование теплообмена для условий шахтной плазменной печи осложнено различными электрофизическими и физико-химическими процессами: комбинированным тепло- массообменом в двухфазной системе, а во всем рабочем пространстве печи комплексом химических реакций, фазовыми переходами (сублимация, плавление, испарение), и поэтому требует применения современных численных методов.

Теоретическое и экспериментальное исследование параметров технологического процесса плазменного газификатора представлены в работах [1-2], конструктивные особенности и режимные параметры плазменных генераторов, применяемых в таких установках, можно найти, например, в работе [3].

В реальных условиях отходы имеют влажность до 60%. При переработке отходы в зону загрузки попадают влажными, и эта влажность сохраняется только в пределах зоны сушки. Далее, по мере продвижения вниз по шахте, попадая в зону пиролиза, отходы должны быть по возможности сухими.

Разработка процессов тепло- массообмена в рассматриваемых условиях осложнена несколькими процессами: испарение влаги из отходов при прохождении нагретой газовой фазы через них; экзо- и эндотермические химические реакции на поверхности материала и в газовой фазе, протекающие при газификации отходов. В высокотемпературной зоне электропечи существенный вклад в теплообмен может вносить тепловое излучение.

Предлагаемая работа является развитием проведенных исследований в направлении создания энергоэффективных плазменных электропечей для переработки/утилизации техногенных отходов и посвящена разработке численной модели тепло- массообмена в камере шахтной плазменной электропечи для газификации ТКО.

### Список литературы:

1. Чередниченко В.С., Аньшаков А.С., Кузьмин М.Г. Плазменные электротехнологические установки: учебник для ВУЗов – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2008. 602 с.
2. Anshakov A.S., Aliferov A.I., Domarov P.V. Investigation of energy parameters of the plasma-resistive furnace // T&A, 2016. Vol.14, № 4. – P. 639–650.
3. Аньшаков А.С., Домаров П.В. Исследование энергетических характеристик в электродуговом плазмотроне с выходным ступенчатым электродом // Научный вестник Новосибирского государственного технического университета. 2013. Т. 53 № 4. С. 139–143.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117030910025-7).*



УДК 532.542+536.252

## ОПТИМИЗАЦИЯ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ПЕРЕКАЧКИ ВЫСОКОЗАСТЫВАЮЩЕЙ И ВЫСОКОВЯЗКОЙ НЕФТЕСМЕСЕЙ В МАГИСТРАЛЬНОМ НЕФТЕПРОВОДЕ

Бекибаев Т.Т.<sup>1</sup>, Жапбасбаев У.К.<sup>1</sup>, Рамазанова Г.И.<sup>1</sup>, Махмотов Е.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, 050013, Казахстан, Алматы, ул. Сатпаева, 22

<sup>2</sup> АО «КазТрансОйл», 010000, Казахстан, Астана, пр. Туран, 20

В циклическом режиме происходит последовательная перекачка объемов партии высокозастывающей мангышлакской и высоковязкой бузачинской нефтесмесей [1]. Температура потери текучести мангышлакской нефтесмеси равна  $T_{nm} = 27^{\circ}\text{C}$ , а бузачинской нефтесмеси  $T_{nm} = -12^{\circ}\text{C}$ . Различие температуры потери текучести мангышлакской и бузачинской нефтесмесей требует оптимальное управление температурой подогрева с учетом обеспечения безопасности циклической перекачки.

Энергосберегающий режим циклической перекачки определяется работой насосных агрегатов и печей подогрева. Критерий оптимальности энергосберегающего режима на участке с несколькими станциями находится минимальным значением суммарной стоимости затрат потребляемой энергии насосных агрегатов и печей подогрева [2]:

$$\sum_{i=1}^n \left( z_i^{nac} \sum_{j=1}^{m_i^{nac}} c_{ij}^{nac} N_{ij}^{HA}(k_{ij}) + z_i^{mon} \sum_{j=1}^{m_i^{mon}} c_{ij}^{mon} Q_{ij}^{mon} \right) \rightarrow \min \quad (1)$$

где  $n$  – число нефтеперекачивающих станций на участке;  $m_i^{nac} / m_i^{mon}$  – количество насосов/печей в  $i$ -ой станции;  $z_i^{nac} / z_i^{mon}$  – стоимость электроэнергии (тенге/кВт·ч)/топлива (тенге/кг) на  $i$ -ой станции;  $c_{ij}^{nac} / c_{ij}^{mon}$  – целочисленная переменная, которая имеет значение 1, если насос/печь в работе, и 0 в противном случае;  $Q_{ij}^{mon}$  – скорость подачи топлива на  $j$ -ую печь  $i$ -ой станции (кг/ч);  $N_{ij}^{HA}(k_{ij})$  – потребляемая мощность  $j$ -го насосного агрегата  $i$ -ой станции (кВт);  $k_{ij}$  – отношение частоты вращения ротора к номинальной данного насоса.

Насосные агрегаты создают напор (давление), а печи подогрева – температуру для перекачки высокозастывающей и высоковязкой нефтесмесей.

Тепло-гидравлический расчет скорости, давления, и температуры высокозастывающей нефти на линейной части участка нефтепровода проводится путем решения системы уравнения:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \rho c^2 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \lambda(\text{Re}, \varepsilon) \frac{\rho u^2}{2D} - \rho g \sin \alpha(x) \quad (3)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{4k}{D}(T - T_w) + \frac{dp}{dt} \quad (4)$$

где  $\rho, p, c_p, u, T$  – плотность, давление, теплоемкость, скорость, температура нефтесмеси, соответственно,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\text{Re}$  – число Рейнольдса,  $k$  – коэффициент теплопередачи,  $\lambda$  – коэффициент гидравлического сопротивления,  $T_w$  – температура окружающего грунта,  $\varepsilon, D$  – степень шероховатости и диаметр трубопровода.

Входящий в уравнение (2)  $c$  – является скоростью распространения волн давления в трубопроводе. Согласно Н.Е. Жуковскому [3], скорость  $c$  рассчитывается по формуле

$$c = \frac{1}{\sqrt{\xi + \frac{\rho D}{E \delta}}} \quad (5)$$

где  $\xi$  – модуль сжимаемости нефти,  $E, \delta$  – модуль Юнга, толщина стенки трубы, соответственно.

Зависимости плотности, вязкости и теплоемкости нефтесмеси от температуры выражаются стандартными формулами [4]:

$$\rho = \rho_{20} [1 + \zeta(20 - T)], \mu = a e^{-bT}, c_p = \frac{53357 + 107,2T}{\sqrt{\rho_{20}}} \quad (6)$$

где  $\zeta, a, b, \rho_{20}$  – опытные данные,  $\zeta = 0,000738, 1/^{\circ}\text{C}$ .

Для бузачинской нефтяной смеси опытные данные равны [1]:  $a = 0,24, b = 0,08, \rho_{20} = 912,5$ ; для мангышлакской –  $a = 1664,7, b = 0,29, \rho_{20} = 851,7$ .

Оптимизационные расчеты проводятся системой уравнения (2) – (6) при выполнении условия (1). В оптимизационных расчетах были определены энергосберегающие режимы циклической перекачки высокозастывающей и высоковязкой нефтесмесей.

### Список литературы:

1. Управление энергосберегающими режимами транс-портировки нефтесмесей / И.К. Бейсембетов, Т.Т. Бекибаев, У.К. Жапбасбаев и др.; Под ред. И.К. Бейсембетова. Алматы: КБТУ, 2016. 215 с.
2. Bekibayev T.T., Zhabbasbayev U.K., Ramazanova G.I. Optimization of oil-mixture “hot” pumping in main oil pipelines // Journal of Physics: Conference Series 2017. Vol. 894. № 1. 012127.
3. Чарный И.А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. М.: Недра, 1975. 296 с.
4. Типовые расчеты при проектировании и эксплуатации газонефтепроводов / П.И. Тугунов, В.Ф. Новоселов, А.А. Коршак и др.; Под ред. П.И. Тугунова. Уфа: ДизайнПолиграфСервис, 2002. 658 с.

Проект финансируется грантом AP05130503 Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан.

УДК 62-665.9

## ПРОБЛЕМЫ СОВМЕСТНОГО СЖИГАНИЯ АЛТЕРНАТИВНЫХ ТОПЛИВ В ПРОМЫШЛЕННОЙ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКЕ

Жуков Е.Б., Меняев К.В., Таймасов Д.Р.

Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,  
656038, Россия, Барнаул, пр. Ленин, 46

Совершенствование экономических и экологических показателей малых паровых и водогрейных котлов является необходимым условием требованием при проектировании новых и модернизации действующих котлов.

Совместное сжигание в топочных камерах котлов средней мощности, измельченных древесных отходов и угля, представляет существенную проблему как из-за трудности удержания лёгких парусных частиц древесного топлива в процессе их выжигания, так и из-за возможности образования значительных отложений золы в топке и в котельных пучках. Так же при выносе частиц из топки повышается опасность пожаров в стоящих за котлом дымоходах и золоуловителях при достаточной для этого концентрации.

Предложена технология совместного сжигания кородревесных отходов (КДО) и угля с использованием принципа многократной циркуляции топлива в топке (рис.1). Частицы полифракционного топлива удерживаются внутри топки за счет инерционного принципа сепарации. Такой способ принят ввиду малой эффективности гравитационной сепарации древесных отходов, реализованной в большинстве существующих котлов.

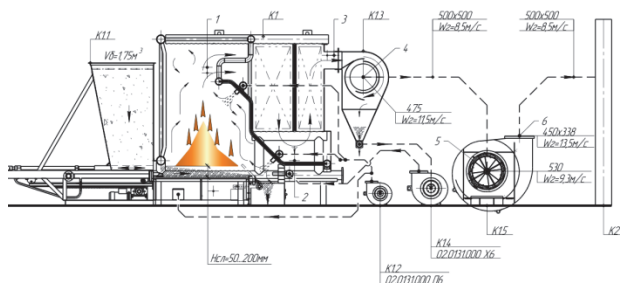


Рис. 1. Схема механизации топочного процесса с системой возврата уноса.

На рисунке 2 представлена 3D-модель разработанной котельной установки КВм-5,0ДВО и водогрейный блок котла в разрезе, установленный на наклонно переталкивающую решетку производства Белорусского завода котельного оборудования Летерм.

При сжигании высоковлажных кородревесных отходов топочная камера котла дополнительно футеруются изнутри шамотной кладкой, для обеспечения стабильного воспламенения и более полного выгорания такого топлива.

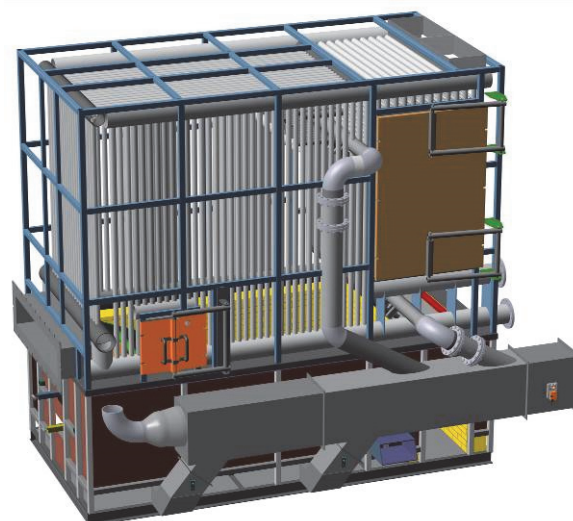


Рис. 2. Котельная установка КВм-5,0ДВО для сжигания древесных отходов с наклонно-переталкивающей решеткой.

Данная технология обеспечивает более глубокое выжигание горючих и, как следствие, повышенную экономичность и высокие экологические показатели водогрейного котла. Объединение слоевого и факельного сжигания позволяет обеспечить взаимное поддержание горения и однородное заполнение всей топки факелом

В работе представлены возможности использования КДО в качестве топлива в промышленной теплоэнергетике. Предложены методы устранения проблем утилизации низкосортных топлив из отходов различного типа. Результаты натурных экспериментов и численного моделирования по сжиганию таких топлив показали возможность их эффективного применения в энергетике. Представленные разработки котельных агрегатов с высокими экологическими показателями с применением многократной циркуляции, предлагаются к широкому внедрению в системы малой и средней энергетики, что позволит рационально использовать отходы деревообрабатывающих предприятий и снизить потребление традиционных энергоресурсов, таких как уголь/

### Список литературы:

1. Фурсов И.Д., Жуков Е.Б., Гаврин Н.С., Меняев К.В. Технология сжигания древесных отходов в котлах малой и средней мощности. / Сборник статей I Международной заочной научно-практической конференции «Проблемы техносферной безопасности-2015» (10 февраля 2015 г.); Алт. гос.техн. ун-т им. И.И.Ползунова. – Барнаул: Изд-во АлтГТУ, 2015 – С. 206–209.

**К ВОПРОСУ ОБРАТИМОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ**

Исанина А.П., Дьяченко Ю.В.

<sup>1</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Одним из важнейших положений термодинамики является понятие обратимых и необратимых процессов, следовательно, и обратимых, и необратимых циклов. Теория термодинамических циклов является основой при расчете и проектировании тепловых машин. Согласно классического определения, цикл, который может осуществляться как в прямом, так и в обратном направлении, проходя через одинаковые промежуточные состояния не оставляя в окружающей среде изменений является обратимым [1, 2, 3].

Однако, приведенные в литературе определения сделаны без учета изменений температур источников, в которых реализуются процессы, составляющие термодинамические циклы.

Одним из классических примеров обратимого цикла при проведении в прямом и обратном направлении является цикл воздушно-холодильной машины (ВХМ) и газотурбиной установки (ГТУ). Исходя из определения, рабочее тело в указанных циклах, в сопоставимых условиях, должно проходить одни и те же параметры состояния и возвращаться в исходное состояние. Соответственно, и процессы энергообмена с окружающей средой в прямом и обратном направлении суммарно должны быть равны нулю и окружающая среда должна возвращаться в исходное состояние. Однако, для реализации циклов температуры холодного ( $T_x$ ) и горячего ( $T_r$ ) источников должны быть различны (см. рис. 1).

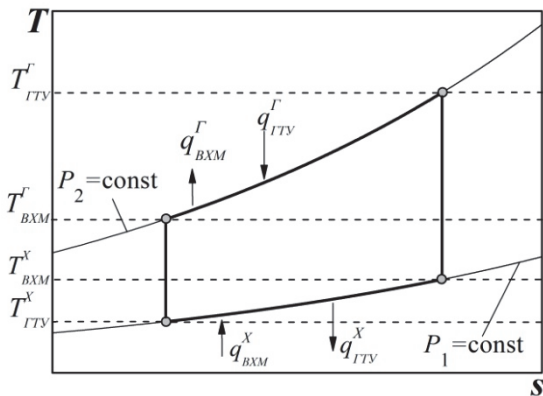


Рис. 1. Схема циклов ВХМ – ГТУ при различных температурах источников.

Проведя элементарные преобразования, получена следующая зависимость отношения температур источников циклов ВХМ –  $\theta^{ВХМ}$  и ГТУ –  $\theta^{ГТУ}$ , через степень отношения давления:

$$\theta^{ГТУ} \theta^{ВХМ} = \pi^2, \tag{1}$$

где  $\pi = (P_2/P_1)^{\frac{k-1}{k}}$ ,  $\theta^{ГТУ} = T_{ГТУ}^r / T_{ГТУ}^x$ ,  $\theta^{ВХМ} = T_{ВХМ}^r / T_{ВХМ}^x$ .

Таким образом, для проведения цикла в прямом и обратном направлении необходимо изменить отношение температур источников в соответствии с зависимостью (1), что не отражено в классическом определении обратимого цикла.

Для анализа интересным представляется вариант реализации циклов, при котором отношения температур источников равны (см. рис. 2). В этом случае не выполняется классическое определение обратимости циклов, так как рабочее тело не может проходить одни и те же параметры состояния, вследствие различных давлений в циклах.

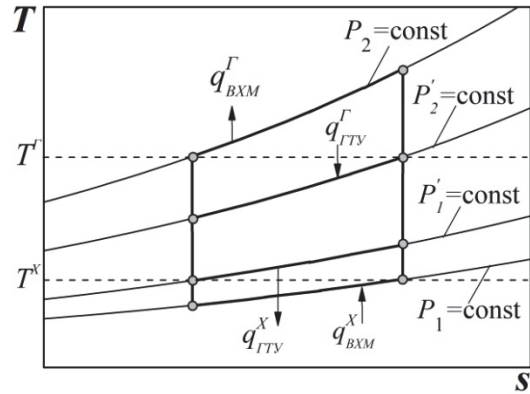


Рис. 2. Схема циклов ВХМ – ГТУ при одинаковых температурах источников.

Для данного варианта реализации обратимого цикла также получена зависимость, связывающая температуры источников и отношения давлений в циклах:

$$\theta^2 = \pi^{ВХМ} \pi^{ГТУ}, \tag{2}$$

где  $\theta = T_r / T_x$ ,  $\pi^{ВХМ} = (P_2/P_1)^{\frac{k-1}{k}}$ ,  $\pi^{ГТУ} = (P_2'/P_1')^{\frac{k-1}{k}}$ .

В рассмотренных циклах процессы теплообмена с источниками происходят по изобарам. Совершенно очевидно, аналогичным образом будут протекать процессы теплообмена для любых других термодинамических процессов, кроме изотермического процесса.

Изотермические процессы теплообмена присутствуют только в обратимом цикле Карно и ему подобных. В них изменение температур источников в прямом и обратном цикле равно удвоенной, бесконечно малой величине ( $2dT$ ), что пренебрежимо мало.

На основании приведенных выше рассуждений, можно сделать вывод, что с учетом изменений температур источников, полностью обратимым может быть только цикл Карно и ему подобные (изобрано-изотермический, изохорно-изотермический, политрпно-изотермический). Таким образом, любые другие, произвольные термодинамические циклы можно считать только условно обратимыми.

**Список литературы:**

1. Анализ циклов в технической термодинамике/ Р. Хейвуд. М.: Энергия, 1979. 280 с.
2. Термодинамика и теплопередача/ А.В. Болгарский, Г.А. Мухачев, В.К. Шукин. – Изд. 2-е. – М.: Высш. шк., 1975. 495 с.
3. Fundamental of Classical Thermodynamics/ Gordon J. Van Wylen, Richard E. Sonntag, Claus Borgnakke.: Wiley, 1994. 852 p.

УДК 544.452.42

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ СЖИГАНИЯ ТВЁРДОГО ТОПЛИВА

Кошкарлов С.Д.<sup>1,2</sup>, Елистратов С.Л.<sup>2</sup>, Яганов Е.Н.<sup>1</sup>, Николаев С.Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> АО «Сибтехэнерго»,

630032, Россия, Новосибирск, ул. Планировочная, д. 18/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,

630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, д. 20

Одной из актуальных задач региональной теплоэнергетики является перевод работы ТЭС с каменных на бурые угли, в связи с чем возникает необходимость проведения исследований по определению экологической и экономической эффективности работы котлоагрегатов на непроектных топливах в растопочных режимах без применения высокорекреакционных топлив (мазута, природного газа и др.).

В АО «Сибтехэнерго» была разработана (патент на изобретение № 2610370 [1]) электрохимическая технология сжигания пылеугольного топлива (далее – ЭХТС), которая призвана минимизировать убытки, связанные с растопками пылеугольных котлоагрегатов, а также дать возможность разгружать котлоагрегаты без использования «подсветки» пылеугольного факела.

Существует технология плазменной активации воспламенения топлива, которая также позволяет воспламенять угольную пыль без применения высокорекреакционного топлива.

Основными недостатками плазменной технологии воспламенения топлива являются:

1. Низкий ресурс непрерывной работы (несколько сотен часов). Ресурс работы электродов ЭХТС – более 8000 часов.
2. Низкий КПД из-за необходимости непрерывного и постоянного охлаждения электродов.
3. Большое потребление электрической мощности – более 100 кВт. Мощность системы ЭХТС на порядок меньше – не более 10 кВт.
4. Относительно высокие массогабаритные показатели.

Исследования по определению эффективности метода ЭХТС проводились при работе на твердом топливе в растопочных режимах на котле БКЗ-320-140ПТ ст. №5 ТЭЦ-6 ПАО «Иркутскэнерго». В качестве топлива использовалась угольная пыль смеси высокорекреакционных бурых углей Ирша-Бородинского, Ирбейского, Жеронского и Канского угольных бассейнов.

Схема рабочего участка представлена на рис. 1.

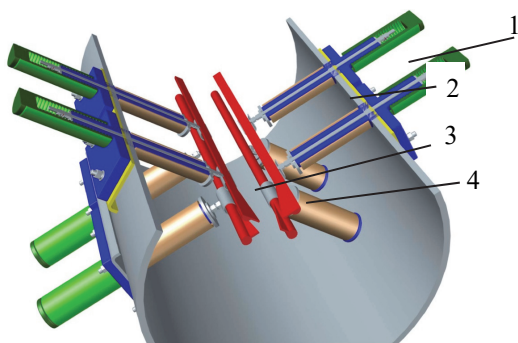


Рис.1 Схема рабочего участка ЭХТС

1 – фторопластовый колпачок;

2 – проходной изолятор;

3 – бронзовый электрод;

4 – кварцевое стекло.

Неотъемлемыми элементами технологии являются: преобразователи частоты ИРБИ; высоковольтные кабели.

Суть электрохимической технологии заключается в воспламенении пылеугольного топлива при воздействии на него электрической дуги высокочастотного тока и в интенсификации ионизационных процессов в пограничном слое корня факела. Технология воздействия электрических дуг не требует значительных затрат энергии, является составной частью сжигания пылеугольного топлива и предусматривает непрерывное её использование.

В процессе экспериментов были проведены замеры содержания горючих и гранулометрический анализ частиц в уносе при пуске котлоагрегата из горячего и холодного состояний (рис. 2).

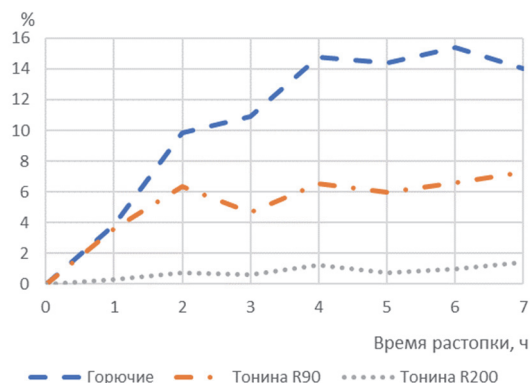


Рис.2 График изменения уносов, а также гранулометрический анализ

Экспериментально установлена возможность:

- проведения холодных растопок котлоагрегата без использования высокорекреакционных топлив (мазут) из любого теплового состояния;
- более точной регулировки тепловой нагрузки в процессе растопки (оборотами пылепитателей);
- снижения на порядок затрат на проведение растопок котлоагрегатов по сравнению с традиционными технологиями розжига.

Список литературы:

1. Пат. 2610370 РФ. Способ электрохимического факельного сжигания угольной пыли / Наумов Ю.И., Николаев С.Ф., Овсянников А.Г., Шинкарёв А.А. Опубл. 09.02.2017.

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ СЖИГАНИЯ  
РАСПЫЛЕННОГО ТОЩЕГО УГЛЯ В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ****Красинский Д.В.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Развитие современной угольной энергетики в значительной степени связано с разработкой топочных устройств, обеспечивающих высокоэффективное и экологически безопасное сжигание топлива в котельных агрегатах ТЭС, в том числе при расширении топливно-сырьевой базы за счет использования низкосортных углей. В соответствии с этим, одним из направлений разработки перспективных топочных устройств является использование технологии высокотемпературного режима сжигания распыленного угля в вихревом потоке компактной камеры горения [1, 2]. Топочное устройство, прототип конструкции которого был развит в 1980-х годах в НПО ЦКТИ на основе этой технологии, известной как вихревая топка [1–6] (далее – ВТ). Типовыми элементами ВТ являются: – футерованная вихревая камера горения с тангенциальным подводом струи аэросмеси, создающей вихревой факел с горизонтально расположенной осью вращения, – диффузор, – камера охлаждения с двухсветными экранами и ширмами. В ряде работ соавторов ранее были выполнены численные исследования аэродинамики и процессов сжигания в ВТ бурых углей [3–6], по результатам которых продемонстрировано достижение улучшенных показателей энергоэффективности котла с ВТ при соответствии экологическим нормативам по эмиссии NOx. В отличие от применения в ВТ бурого угля, где выход летучих ( $V^{daf}$  – на сухую беззольную массу) доходит до 48%, для режимов сжигания в ВТ трудновоспламеняемых тощих углей (с пониженным содержанием летучих) расчетное предсказание теплотехнических и экологических характеристик ВТ на уровне детального численного моделирования ранее не проводилось. Поэтому настоящая работа посвящена численному исследованию аэротермохимической 3D структуры течения и всей совокупности процессов тепломассопереноса при факельном сжигании тощего угля в ВТ.

Применяемая физико-математическая модель пространственного турбулентного течения, процессов тепломассопереноса и горения твердого распыленного топлива в топочных устройствах ТЭС сформулирована (см. [4, 5]) на основе смешанного эйлера-лагранжева описания двухфазной среды. В этой модели учитываются все основные взаимосвязи процессов переноса за счет турбулентной аэродинамики, межфазного взаимодействия, химического гетерогенного и газофазного реагирования, лучистого теплообмена, а также полидисперсность угля. В качестве топлива в работе рассмотрен дальневосточный тощий уголь марки «Т» (Партизанский угольный бассейн Приморского края РФ), его характеристики приняты по справочным данным, в т.ч. выход летучих  $V^{daf}=12\%$ . Значение энергии активации для гетерогенной реакции горения углеродной массы этого угля:  $E_{AC}=165.9$  кДж/моль. Другие входные параметры и граничные условия в численном моделировании принимались

близкими к ранее исследованным режимам [6] сжигания бурых углей в ВТ, в т.ч. коэффициент избытка воздуха в ВТ задан равным 1.25.

Выполнены два варианта расчетов, отличающихся значением тонины  $R_{90}$  помола тощего угля. Для варианта I расчета ( $R_{90}=12\%$ ) анализ результатов показал значительное увеличение коэффициента  $q_4$  механического недожога кокса:  $q_4=6.7\%$ , причиной чего является пониженная реакционная способность тощего угля. Тем не менее, в расчетах подтверждается стабильность процесса горения пылеугольного факела в вихревой камере топки при подаче тощего угля. При этом продемонстрировано, что общая аэротермохимическая структура реагирующего потока в топочном объеме достаточно близка к структуре течения, полученной в численном моделировании [6] для бурого угля. Для улучшения коэффициента  $q_4$  выполнен вариант II расчета с более тонким помолом тощего угля, принятым  $R_{90}=6\%$ . Полученные в варианте II интегральные в выходном сечении камеры охлаждения ВТ теплотехнические и экологические показатели сжигания имеют следующие значения: осредненная по сечению температура  $T_{mean}=970^\circ\text{C}$ , максимальная температура  $T_{max}=1143^\circ\text{C}$ , коэффициент  $q_4=3.6\%$ , осредненные значения концентраций (по объему)  $[\text{O}_2]=4.04\%$ ,  $[\text{CO}]=95$  ppm,  $[\text{NO}]=327$  ppm. В пересчете на  $6\% \text{O}_2$  при н.у. концентрация  $\text{NO}_2$  в выходном сечении составила  $592$  мг/нм<sup>3</sup> (что не превышает норматив  $600$  мг/нм<sup>3</sup> эмиссии NOx при сжигании каменных углей). Анализ полученных результатов подтверждает возможности практического использования низкорекционных тощих углей для сжигания в вихревой топке.

## Список литературы:

1. Саломатов В.В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006.
2. Котлер В.Р. Специальные топки энергетических котлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 104 с.
3. Красинский Д.В., Саломатов В.В., Энхжаргал Х. Предпроектное обоснование параметров КЭС мощностью 4800 МВт на угле Шивэ-Овооского месторождения Монголии // Ползуновский вестник. 2012. № 3/1. С. 22–30.
4. Красинский Д.В., Саломатов В.В., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю., Аникин Ю.А. Моделирование топочных процессов при сжигании распыленного угля в вихревой топке усовершенствованной конструкции. Часть 2. Горение бурого угля КАБ в вихревой топке // Теплоэнергетика. 2015. № 3. С. 54–61.
5. Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Glavniy V.G., Krasinsky D.V., Rakhmanov V.V., Salomatov V.V., Shadrin E.Yu. Study of 3D flow structure and heat transfer in a vortex furnace // Heat Transfer Research. 2016. Vol. 47. No.7. P. 653–667.
6. Krasinsky D. Numerical study of aerodynamics and brown coal combustion in the vortex furnace with air excess variation // MATEC Web of Conf. 2017. Vol. 115. Article 06011.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).*

УДК 620.9, 665.6

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АКСИАЛЬНОЙ СТРУИ ВОДЯНОГО ПАРА НА ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В ПЕРСПЕКТИВНОМ ГОРЕЛОЧНОМ УСТРОЙСТВЕ

Красинский Д.В., Шарыпов О.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Важным этапом разработки малогабаритных горелок, работающих на некондиционных жидких углеводородных топливах, являются фундаментальные исследования, направленные на изучение режимов горения, при которых достигаются интенсификация процессов тепломассопереноса в горелочном тракте и в то же время снижение вредных выбросов факела. Известной возможностью повышения экологических характеристик и эффективности процессов сжигания тяжелых углеводородных топлив является подвод водяного пара в зону горения. На основе этого принципа в ИТ СО РАН ранее были разработаны лабораторные образцы перспективного горелочного устройства [1–3] мощностью от 5 до 20 кВт (Патент РФ № 2219435), в которых реализован автономный самоподдерживающийся режим вдува струи перегретого водяного пара. В исследуемой горелке мощностью 10 кВт конструктивно реализована отдельная подача топлива, воздуха и водяного пара. При этом перегретый пар генерируется в парогенераторе горелочного устройства за счет тепла, выделяемого при горении, и вдувается через центральную форсунку ( $\varnothing 0.5$  мм) в виде аксиальной струи, «пронизывающей» основной канал горелки. Атмосферный воздух поступает за счет эжекции через отверстия, расположенные по окружности в нижней части корпуса. Дизельное топливо, поступающее через подающую трубку, испаряется вблизи донной части горелочного тракта и далее претерпевает процессы пиролиза, газификации и горения. В проведенных ранее исследованиях [1–3], в т.ч. на основе численного моделирования [4], были продемонстрированы эффекты интенсификации горения во внешнем факеле и повышение экологических характеристик (низкие уровни выбросов CO, NO<sub>x</sub>, сажи) при стабильной работе такой горелки.

В развитие предыдущего исследования [4], в настоящей работе на основе комплексной физико-математической модели турбулентной аэродинамики, процессов тепломассопереноса и горения многокомпонентной газовой смеси, с учетом квазиравновесного детального химического реагирования и процессов сажеобразования (см. [4]), проведен вариантный численный анализ влияния газодинамических параметров вдуваемой струи водяного пара на процессы газификации и горения испаренного дизельного топлива в тракте и внешнем факеле лабораторной горелки. Для детального описания состояния газовой смеси использовалась предварительно рассчитанная термодинамическая таблица размерностью  $40 \times 25 \times 128$  в пространстве двух консервативных скаляров смешения и энтальпии ( $\xi_1, \xi_2, H$ ) для 32 компонент. Для описания процессов образования и поглощения сажи применялась модель Мосса-Брукса-Халла с двумя уравнениями переноса.

Ввиду осевой симметрии горелки, задача сформулирована в двумерной постановке в цилиндрической системе координат [4]. Расчеты выполнены с использованием CFD-пакета FLUENT.

Заданный в расчетах расход дизельного топлива составляет 0.81 кг/ч, водяного пара – 0.25 кг/ч. Коэффициент избытка воздуха внутри горелочного тракта принят равным 0.8, т.е. внутри основного канала горелки формируются условия недостатка окислителя, а догорание топлива происходит во внешнем факеле. Для вариантов 1 и 2 выполненных расчетов изменялись газодинамические параметры аксиальной струи перегретого водяного пара на срезе форсунки (при одинаковых массовом расходе и давлении): температура струи ( $T_1=400$  К,  $T_2=745$  К) и число Маха ( $M_1=1.30$ ,  $M_2=1.77$ ). Кроме того, в варианте 3 расчетов вместо паровой струи из форсунки подавалась струя воздуха с близким расходом и импульсом. В результате расчетов получены распределения скорости, температуры и концентраций компонент газовой смеси (в т.ч. сажи и NO<sub>x</sub>), анализ которых указывает на трехслойную коаксиальную структуру реагирующего потока внутри основного канала горелки. Сделан вывод о том, что такая структура реагирующего течения весьма чувствительна к газодинамическим параметрам входящих потоков, и, прежде всего, к импульсу высокоскоростной паровой струи. Показано, что наблюдаемый во внешнем факеле эффект интенсификации горения обусловлен процессом паровой газификации топлива. На основе сопоставления экологических характеристик факела для вариантов 1 и 3 расчетов сделан вывод о том, что именно подача водяного пара обеспечивает снижение концентрации оксидов азота в продуктах сгорания факела более чем на порядок (эмиссия NO<sub>x</sub> составляет 12 мг/нм<sup>3</sup>) по сравнению с подачей воздушной струи (в варианте 3 эмиссия NO<sub>x</sub> ~150 мг/нм<sup>3</sup>).

### Список литературы:

1. Алексеев С.В., Пашенко С.Э., Саломатов В.В. Нанокла-стерное инициирование горения некондиционных углеводородных топлив // ИФЖ. 2010. Т. 83. № 4. С. 682–693.
2. Алексеев С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофиз. и аэромеханика. 2014. Т. 21(3). С. 411–414.
3. Алексеев С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // ФГВ. 2016. Т. 52. № 3. С. 37–44.
4. Krasinsky D.V. Numerical simulation of hydrocarbon fuel combustion processes in a burner with axial injection of steam jet // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1105. No. 1. Article 012035.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).

УДК 662.739

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ПОРОШКОВОГО ТОПЛИВА ИЗ УГЛЯ И ОТХОДОВ ДЕРЕВООБРАБАТЫВАЮЩИХ, ЦЕЛЛЮЛОЗНО-БУМАЖНЫХ ПРОИЗВОДСТВ

Кузнецов А.В.<sup>1</sup>, Бутаков Е.Б.<sup>1</sup>, Бурдуков А.П.<sup>1</sup>, Плюснин П.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Возобновляемые растительные ресурсы являются практически неисчерпаемым источником биополимеров, которые могут быть химически или биотехнологически переработаны в ряд востребованных веществ и материалов, а также утилизированы в современных энергоустановках с получением энергии. В ряде стран (например, Россия, США, страны ЕС, Япония) в течение последних лет активно развиваются научные и технологические работы, нацеленные на комплексное использование природных ресурсов [1, 2], в частности, на получение жидкого и твердого биотоплива.

В отличие от жидкого биотоплива, в большей мере представленного успешно применяемым в Евросоюзе этанолом, прогресс в получении твердых видов биотоплива не столь значителен и ограничен топливными пеллетами или брикетами, получаемыми из древесных отходов простым измельчением и формованием при повышенной температуре.

Фундаментальным основам глубокой модификации химического состава основных компонентов растительного сырья (биополимеры целлюлоза, лигноцеллюлоза, лигнин) – с целью улучшения теплофизических свойств топлива уделяется недостаточное внимание. Во многом это объясняется многоуровневым структурированием исходного сырья «ткани растений – клетки – клеточные стенки – полимеры клеточных стенок – кристаллические/аморфные участки полимера», делающем рассматриваемый объект сложным для изучения в рамках классических подходов «химический состав – свойства».

Создание современных вихревых и факельных горелок для мелкодисперсного топлива делает актуальной задачей разработку новых специализированных видов порошкового топлива. В данной работе предлагается создание композитного порошкового топлива, в котором горению подвергаются частицы, состоящие из нескольких фаз, например, угля и растительного сырья. Композитные частицы, характеризующиеся повышенной поверхностью контакта фаз и дефектностью по сравнению с частицами из отдельных фаз, обладают высокой реакционной способностью во многих химических реакциях, включая термические процессы [3].

В ходе механической обработки смеси сжигаемых видов топлива, например, угля и растительного сырья, наряду с образованием механокомпозитных частиц наблюдается изменение дефектности компонентов.

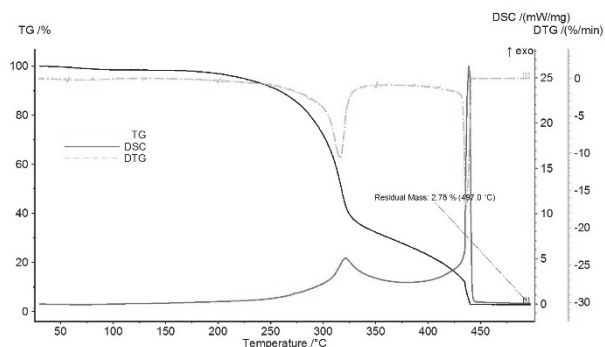


Рис. 1. Термическое разложение опилок сосны 100-200 мкм.

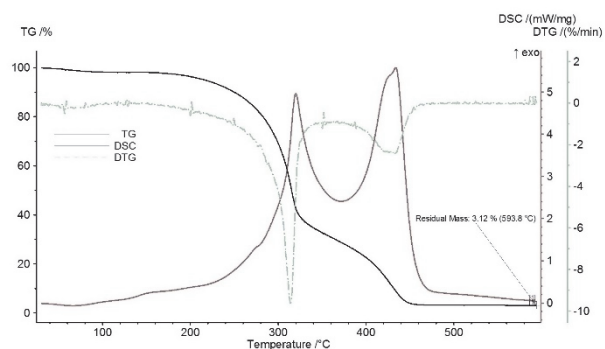


Рис. 2. Термическое разложение опилок сосны 40-100 мкм.

Известно, что в процессе механической активации поверхности частиц угля образуются активные радикальные центры, в существенной мере влияющие на процессы горения и термического разложения.

На рисунке 1 и 2 приведены кривые процессов термического разложения опилок 100-200 мкм и 40-100 мкм соответственно. Стоит отметить изменение в процессах термического разложения и более раннего выброса энергии для опилок более мелкой фракции.

### Список литературы:

1. Directive 2009/28/EC of the European Parliament and of the Council of 23 April 2009 on the promotion of the use of energy from renewable sources and amending and subsequently repealing Directives 2001/77/EC and 2003/30/EC.
2. Roadmap EU-Russia Energy Cooperation until 2050. March 2013. Kremlin, Moscow, Russia.
3. Ляхов Н.З., Анчаров А.И., Пармон В.Н. и др. Механокомпозиты – прекурсоры для создания материалов с новыми свойствами; Новосибирск: СО РАН, 2010. – 424 с.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-24028 мк.

УДК 536.24+621.3.089.2

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПАКЕТА ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ НИЗКОТЕПЛОПРОВОДНЫХ ПЛАСТИН В КРАТКОВРЕМЕННЫХ ПРОЦЕССАХ

Кирсанов Ю.А.<sup>1</sup>, Юдахин А.Е.<sup>1</sup>, Макарушкин Д.В.<sup>1</sup>, Кирсанов А.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН  
420111 Российская Федерация, Татарстан, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup> ФГБОУ ВО «КНИТУ им. А.Н. Туполева»,  
420111, Казань, ул. К. Маркса, 10

Коррозионная стойкость, технологичность и дешевизна пластических материалов, например, полиметилметакрилата (ПММА), делают их привлекательными для использования в качестве насадки в регенеративных воздухоподогревателях (РВП) для отопительно-вентиляционных систем. Проблема заключается в том, что в настоящее время отсутствуют надежные данные о теплоотдаче низкотеплопроводной насадки в РВП при той или иной частоте регенерации.

В докладе представлена методика измерений коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта) пакета параллельных пластин из ПММА, учитывающая как неоднородность температурных полей в низкотеплопроводных пластинах, так и возможное отклонение продольного распределения температуры потоков теплоносителя от линейного закона.

Исследования выполнены на экспериментальной установке, устройство которой, включая автоматизированную систему управления (АСУ) и автоматизированную измерительную систему (АИС), и методика прямых измерений описаны ранее [1, 2]. Насадкой служил пакет из 13 гладких пластин ПММА толщиной 2 мм, шириной 50 мм, длиной 100 мм, установленных на расстоянии 2 мм друг от друга.

Методика измерения коэффициента теплоотдачи поверхности пластин в РВП сочетает в себе прямые измерения и математическое моделирование. К прямым относятся измерения: длительности рабочих периодов  $\tau_p$ , расходов теплоносителей, их температур и давлений на входе и выходе РВП, температур одной из пластин в четырех сечениях на оси и пяти на ее поверхности. Изменения за цикл температур потоков воздуха на входе и выходе лабораторного РВП и температуры пластины на поверхности и на ее оси в одном из опытов показаны на рис. 1.

Математическое моделирование на основе решения дифференциального уравнения энергии потока предусматривает расчет температурных полей в потоках теплоносителей при заданных закономерностях изменения температур теплоносителей на входе в РВП и поверхности стенок межпластинных каналов, а также значений их коэффициентов теплоотдачи в каждом периоде. Температура поверхности пластин (линии 3-7 на рис. 1) аппроксимировалась двойным полиномом:

$$\theta_w = \sum_{k=0}^{k_z} Z^k \sum_{l=0}^{k_l} b_{l,k} t^l, \quad (1)$$

где  $\theta_w = (T_w - T_{\min})/T_*$ ;  $Z = z/L$ ;  $t = \tau/\tau_p$ ;  $b_{l,k}$  – коэффициенты регрессии;  $T_w$  и  $T_{\min}$  – измеренная и минимальная температуры,  $K$ ;  $T_*$  – масштаб температуры,

$K$ ;  $z$  и  $L$  – расстояние от входа потока в пакет пластин и длина одной пластины, м;  $\tau$  – время от начала периода, с;  $k_z$  и  $k_l$  – порядки полиномов.

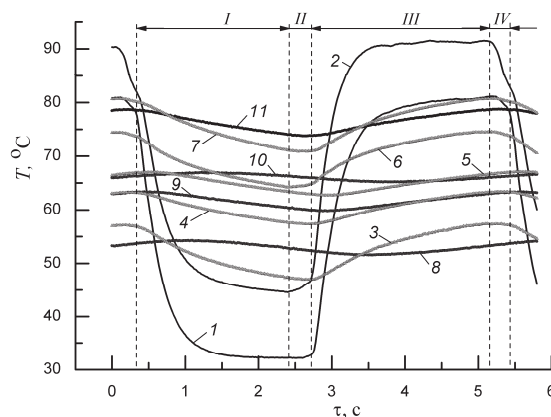


Рис. 1. Цикловые термограммы, зарегистрированные АИС: 1, 2 – холодный и горячий теплоносители; 3-7 – поверхности пластины на расстояниях от холодного торца пластины в мм: 3,9; 25,6; 50,8; 77,8; 95,5; 8-11 – на оси пластины на расстояниях от холодного торца пластины в мм: 5,7; 29,4; 50,8; 96; I-IV – периоды: I и III – рабочие; II и IV – переходные.

Коэффициенты теплоотдачи в рабочих периодах вычислялись по уравнению подобия

$$Nu_{de} = A_T Re_{de}^{n_T} Pr_f^{0,333} (\mu_f / \mu_w)^{0,14}. \quad (2)$$

Значения множителя  $A_T$  и показателя степени  $n_T$  в уравнении (2) последовательно задавались по симплексному методу оптимизации так, чтобы расчетные значения средних за период температур теплоносителей на выходе из РВП совпадали с заданной точностью с их опытными аналогами. Определяющим размером в числах подобия  $Nu_{de}$  и  $Re_{de}$  служит эквивалентный гидравлический диаметр межпластинных каналов  $d_e$ .

### Список литературы:

1. Кирсанов Ю.А., Макарушкин Д.В., Юдахин А.Е., Кирсанов А.Ю. Теплоотдача пакета параллельных пластин в кратковременных процессах // Всероссийская конференция «XXXIV Сибирский теплофизический семинар», 27–30 августа 2018. г. Новосибирск. Тезисы докладов. – Новосибирск, 2018. 256 С. / С. 167.
2. Yu. A. Kirsanov, D. V. Makarushkin, A. E. Yudakhin, A. Yu. Kirsanov. Heat transfer in packet of parallel plates in the short-term processes // 2018 J. Phys.: Conf. Ser. 1105 012102. P. 7.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Республики Татарстан по научному проекту № 18-48-160012 p\_a.



УДК 681.51: 628.8

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЕРЕМЕННЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ СИСТЕМЫ ВОЗДУХОНАГРЕВАТЕЛЬ-ВЕНТИЛЯТОР

Мансуров Р.Ш., Рудяк В.Я.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,  
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

Основная цель работы климатических систем – стабилизация параметров микроклимата в помещении в заданных пределах. Возникающая нестабильность является следствием постоянно меняющихся внешних и внутренних тепловых возмущений, определяющих нестационарный режим работы элементов климатических систем. Качество параметров микроклимата и устойчивость работы самой системы определяется ее реакцией на возникающие возмущения, которую принято называть переходным процессом. Цель данной работы и состоит в экспериментальном изучении эволюции переходных процессов теплообмена в элементах модельной климатической системы: воздухонагреватель-вентилятор-помещение. Для экспериментов был изготовлен специальный стенд, оснащенный всем необходимым измерительным инструментарием.

В качестве параметра подобия, описывающего эволюцию переходных процессов в системе, предложено использовать относительную избыточную теплоту

$$Q^r = \frac{Q(\tau) - Q(0)}{|Q(\tau_*) - Q(0)|}$$

где  $Q(\tau)$ ,  $Q(0)$  и  $Q(\tau_*)$  – теплота, выделяемая/поглощаемая элементом в текущий  $\tau$ , начальный  $\tau=0$ , и конечный  $\tau_*$  моменты времени. Теплота  $Q(\tau)$  рассчитывалась как произведение разницы температур на выходе и входе элемента, массового расхода потока и теплоёмкости воздуха.

В системе воздухонагреватель-вентилятор изучены переходные процессы, возникающие при: (1) скачкообразном изменении производительности воздухонагревателя и фиксированной производительности вентилятора (рис. 1); (2) скачкообразном изменении производительности вентилятора и постоянной производительности воздухонагревателя (рис. 2). На рис. 1 и 2 показана эволюция относительной избыточной теплоты потока, проходящего через воздухонагреватель  $Q_h^r$ , вентилятор  $Q_f^r$  и помещение  $Q^r$ .

Проведенные эксперименты позволяют качественно выделить три основных состояния системы: активное, реактивное и пассивное. Активное состояние характерно для элемента регулирования: в первом случае это воздухонагреватель (рис. 1), во втором вентилятор (рис. 2). Реактивное состояние для элемента, реагирующего на внешнее возмущение потока – для вентилятора (рис. 2) и воздухонагревателя (рис. 1). Проведен систематический анализ активного, реактивного, и пассивного состояний, установлены качественные закономерности их эволюции. Выполненная функциональная и параметрическая идентификация переходных процессов теплообмена между потоком и

элементами системы дает возможность определять текущие параметры состояния потока при известных начальных значениях. Зная функциональную зависимость относительной избыточной теплоты от времени, температуры и скорости потока появляется возможность решить прямую задачу, т.е. спрогнозировать реакцию потока на возмущение, как для отдельных элементов климатической системы, так и для помещения. Показано, что реакция на возможное изменение производительности элементов климатической системы оказывается предсказуемой,

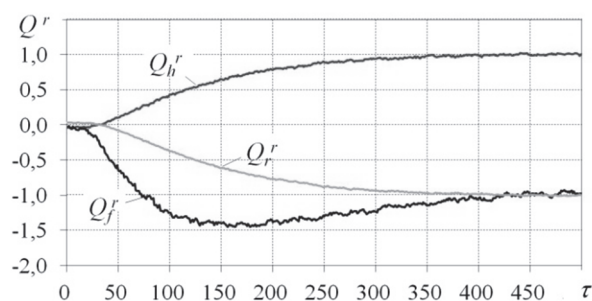


Рис.1 Экспериментальные зависимости изменения относительных значений теплот  $Q_h^r$ ,  $Q_f^r$  и  $Q^r$  от времени при разогреве потока. Режим работы вентилятора 0.9 и воздухонагревателя 0.5→0.8

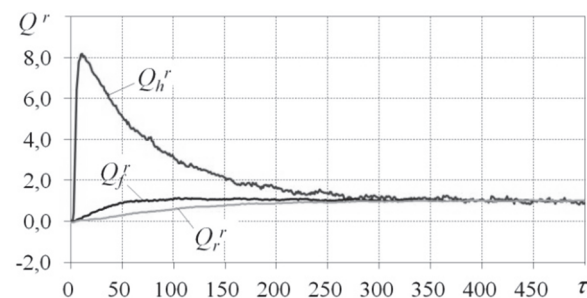


Рис.2 Экспериментальные зависимости изменения относительных значений теплот  $Q_h^r$ ,  $Q_f^r$  и  $Q^r$  от времени при разогреве потока. Режим работы воздухонагревателя 0.3 и вентилятора 0.5→0.8

Таким образом, результаты проведенных экспериментов позволяют создать реальный инструментарий для регулирования и управления микроклиматом в помещении.

### Список литературы:

1. Мансуров Р.Ш., Рудяк В.Я. Экспериментальное изучение переходных процессов в системе нагреватель – вентилятор – помещение // Известия вузов. Строительство. 2018. № 10. С. 37–50.

## РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕННИК С РЕВЕРСИВНЫМ РЕЖИМОМ РАБОТЫ

Актершев С.П., Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

При вентиляции воздуха в жилых зданиях в зимний период возникают тепловые потери, которые могут достигать 50% от общего энергетического баланса здания. Одним из наиболее перспективных решений проблемы энергосбережения является утилизация теплоты вытяжного воздуха для нагрева приточного. Принципиальная схема регенеративного теплообменника в системе вентиляции довольно проста. Вытяжной теплый воздух из помещения проходит через теплоаккумулирующую засыпку (неподвижный слой гранулированного материала), которая поглощает часть тепловой энергии воздуха. Затем направление воздушного потока изменяется, и приточный холодный воздух проходит через теплоаккумулирующую засыпку, получая от нее тепло. Теплообмен между газом и зернистым слоем происходит во время прохождения газа по каналам, образованным твердыми частицами (элементами) засыпки.

Особенности регенераторов с теплообменными матрицами в виде засыпок из различных материалов обсуждались в работах [1, 2]. В литературных источниках рассмотрены, в основном, режимы, связанные с полным однократным прогревом (или охлаждением) теплоаккумулирующего слоя. При этом для коэффициента теплоотдачи наблюдаются большие расхождения между данными разных авторов, что связано со сложной, плохо воспроизводимой структурой зернистой среды. В работе [2] проведено экспериментальное исследование нестационарного теплообмена при циклическом реверсивном течении воздуха через неподвижную теплоаккумулирующую засыпку. В качестве элементов засыпки использовались свинцовые шарики диаметром 2–4,5 мм, а также стеклянные шарики диаметром 3,2 мм. Результаты экспериментов сравнивались с расчетами по модели [3]. Показано, что хорошее согласование экспериментальных данных с расчетами наблюдается только для больших чисел Рейнольдса. В работе [4] представлены результаты экспериментального и численного исследования тепловых параметров воздухо-воздушного регенеративного теплообменника с периодическим изменением направления воздушного потока, в котором в качестве теплообменного тела применена матрица из полипропилена с продольными воздушными каналами. Описана разработанная математическая модель регенеративного теплообменника и продемонстрирована возможность ее применения для оптимизации режимных и конструктивных параметров теплообменника. В теоретических моделях [3, 4] предполагается что температура элемента засыпки однородна по объему, а термическое сопротивление сосредоточено в газовой фазе.

В данной работе проведено численное моделирование работы регенеративного теплообменника с циклическим реверсом потока и теплоаккумулирующей засыпкой из сферических элементов. В отличие от моделей [3, 4] рассматривается засыпка из материала с низкой температуропроводностью  $a$ . В этом случае теплообмен между газом и засыпкой описывается уравнением для температуры газа  $T_g(x, t)$

$$\rho_g c_g \left( \frac{\partial T_g}{\partial t} + u \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = - \frac{3(1-\varphi)}{\varphi} \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=R} \quad (1)$$

и уравнением для температуры сферического элемента засыпки  $T_s(x, r, t)$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = - \frac{a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) \quad (2)$$

с граничными условиями  $T_s|_{r=R} = T_g$ ,  $T_g|_{x=0} = T_{cold}$  (в фазе приточного потока),  $T_g|_{x=l} = T_{warm}$  (в фазе вытяжного потока). Здесь  $u$  – скорость газа,  $\varphi$  – пористость засыпки,  $\lambda$  – теплопроводность материала засыпки,  $R$  – радиус сферы,  $r$  – радиальная координата,  $T_{cold}$ ,  $T_{warm}$  – температуры приточного и вытяжного воздуха,  $l$  – длина теплообменника,  $\rho$  – плотность,  $c$  – теплоемкость. Индекс  $g$  означает газ, индекс  $s$  означает материал засыпки.

Система уравнений (1), (2), приведенная к безразмерным переменным, решалась конечно-разностным методом в условиях циклического изменения направления газового потока. Были проведены параметрические исследования, в которых варьировались определяющие безразмерные критерии задачи с целью оптимизировать режимные и эксплуатационные параметры теплообменника.

## Список литературы:

1. Yang C.M., Chen S.I., Chen S.L. Energy-efficient air conditioning system with combination of radiant cooling and periodic total heat exchanger // *Energy*. 2013. V. 59. P. 467–477.
2. Мезенцев И.В., Верниковская Н.В., Аристов Ю.И. Экспериментальное исследование и математическое моделирование процессов теплообмена в термоаккумулирующих средах // *Теплофизика и аэромеханика*. 2006. Т. 13. № 3. С. 435–442.
3. Schuman T.E.W. Heat transfer a liquid flowing through a porous prism // *J. Franklin Inst.* 1929. V. 208, N 3. P. 405–416.
4. Низовцев М.И., Бородулин В.Ю., Летушко В.Н. Регенеративный теплообменник для вентиляции помещений с периодическим изменением направления воздушного потока // *Теплофизика и аэромеханика*. 2015. Т. 22, № 6. С. 785–796.

*Работа выполнена по госзаданию (проекты АААА-А17-117022850024-4 и АААА-А17-117022810196-0).*

УДК 536.24

## ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕКОМПРЕССИИ НА СИНТЕЗ ГАЗОВОГО ГИДРАТА МЕТОДОМ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ СЖИЖЕННОГО ГИДРАТООБРАЗУЮЩЕГО ГАЗА В ОБЪЕМЕ ВОДЫ

Мелешкин А.В., Глезер В.В., Барташевич М.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В данный момент известно множество различных методов получения газогидратов: мелкодисперсное распыливание струи насыщенного газом в атмосфере газа, интенсивное перемешивание воды, насыщенного растворенным в ней газом, вибрационное воздействие на жидкость, насыщенную газом и т.д. Основным недостатком предложенных методов является низкая скорость образования газогидратов. И как следствие, низкая производительность установок, построенных на основе этих методов.

Достоинством исследуемого метода является существенная (на порядок и более) интенсификация процесса образования газовых гидратов (соответственно и процесса разделения и утилизации газов). Это обусловлено тем, что из-за кипения пузырьки, с образовавшейся на межфазной поверхности плёнкой гидрата, постоянно сталкиваются и деформируются, в результате чего плёнка гидрата отслаивается, что позволяет переводить газ в газогидратное состояние на высокоскоростной (кинетической) стадии роста газогидрата, минуя медленную (диффузионную) стадию. При этом тепло, выделяемое во время процесса гидратообразования компенсируется путем поглощения тепла во время кипения. Достигается это приведением системы сжиженный гидратообразующий газ – вода в состояние декомпрессии, что в свою очередь приводит к взрывному вскипанию сжиженного газа в объеме воды.

Были проведены экспериментальные исследования по влиянию скорости декомпрессии рабочего участка на процесс гидратообразования в замкнутой камере при вскипании сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды. Для проведения экспериментальных исследований была модернизирована установка типа «автоклав». Установка представляет собой реактор для работы с высокими давлениями до 25 МПа. Рабочий участок выполнен из нержавеющей

стали в виде сосуда диаметром 100 мм и высотой 300 мм, с водяной рубашкой для термостатирования. Суть эксперимента заключается в следующем. Вода на рабочем участке охлаждалась до температуры 10°C, после чего в камеру подается газ-гидратообразователь (фреон 134а). Давление газа в баллоне (из которого осуществляется подача) существенно превышало давление в камере, а его температура равнялась комнатной. Поступая в камеру, газ нагнетал в ней давление, охлаждался до рабочей температуры (6°C) и сжижался. В результате, скапливался на дне камеры. Далее осуществлялась декомпрессия с различными расходами газа, в результате которой сжиженный газ, находящийся под слоем воды, взрывным образом вскипал и интенсивно перемешивался с водой. Надо отметить, что жидкость вокруг пузырьков сильно охлаждалась (вследствие фазового перехода). Иными словами, среда попадала в фазовую область, где возможно гидратообразование. Все это приводит к быстрому росту гидратной массы во всем объеме жидкости. Отметим, что время всего процесса примерно составляет всего несколько десятков секунд.

На синтез газового гидрата исследуемым методом влияет много факторов, наиболее важными из которых являются: скорость декомпрессии, уровень воды, масса гидратообразующего газа, начальная температура воды и др. В настоящей работе экспериментально исследовано влияние скорости декомпрессии на процесс гидратообразования. Показано, что она играет важную роль на процесс синтеза, так как высокая скорость декомпрессии влечет за собой процесс паразитного льдообразования, чем замещается процесс синтеза газового гидрата. Представлена количественная оценка полученных образцов, позволяющая определить долю газового гидрата в полученном образце.

УДК 536.24, 661.965

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КОНСТРУКТИВНЫХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ МЕТАЛЛОГИДРИДНЫХ СИСТЕМ ОЧИСТКИ ВОДОРОДА

Нащёкин М.Д., Минко К.Б., Артемов В.И.

<sup>1</sup> ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»,  
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная д. 14

«Водородная энергетика» (ВЭ) представляет одно из направлений развития энергетики, в которой предполагается использовать водород как единый и универсальный энергетический носитель. В дорожной карте по ВЭ и топливным элементам, действующей в Европейском союзе [1], достижение финальной цели – создания ВЭ – планируется лишь после 2050 года. При этом до 2030 предполагается проведение поисковых и фундаментальных исследований, создание демонстрационных образцов систем производства, хранения и очистки водорода. Одним из перспективных методов очистки водорода, загрязненного примесями, является метод фильтрации через слой водородпоглощающего сплава [2]. Целями данной работы являются численное моделирование таких систем и выявление основных параметров, оказывающих влияние на эффективность их работы.

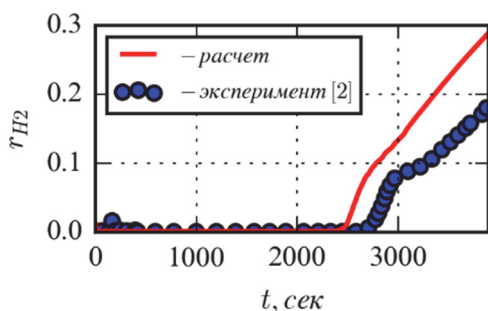


Рис. 1. Зависимость объемной доли водорода на выходе из реактора от времени

Для моделирования использовалась математическая модель из работы [3]. Математическое описание включало в себя систему двумерных нестационарных уравнений сохранения массы и энергии для твердой и газовой фаз, а также уравнение сохранения импульса для газовой фазы. Модель была верифицирована на экспериментальных данных работы [2] (см. рис. 1). Реактор из работы [2] представлял собой вертикальный цилиндр с крышками, внутрь которого помещен водородпоглощающий сплав. Входной патрубок располагался сверху, выходной – снизу реактора. На входе задано давление 0.6 МПа и состав смеси (объемная доля водорода 73% и азота 27%), а в выходном сечении фиксировался расход смеси (1.1 н.л./мин). Наружная поверхность реактора охлаждалась водой с температурой немного выше 0 °С. Коэффициент теплоотдачи принимался равным 2000 Вт/(м<sup>2</sup>°С). В дальнейшем конструкция реактора из работы [2] была принята за базовую.

В работе изучалось влияние давления на входе в систему, коэффициента теплопроводности засыпки, условий охлаждения реактора и его геометрических характеристик на работу системы. В качестве критерия эффективности системы очистки водорода была

выбрана доля сплава, насытившегося водородом, в момент времени, при котором потери водорода на выходе из реактора достигали 3%.

Влияние коэффициента теплопроводности засыпки оценивалось в идеализированной постановке, т.е. без учета снижения объема, занимаемого металлгидридом из-за использования различных интенсификаторов теплообмена внутри засыпки. Данный подход позволяет получить оценку сверху возможного выигрыша от интенсификации.

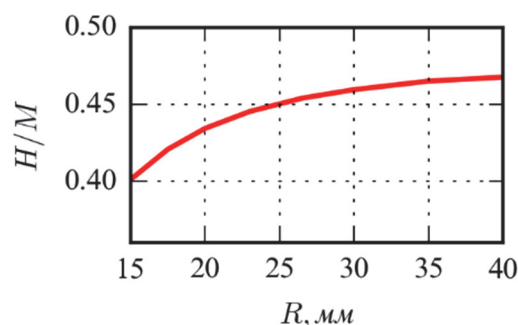


Рис. 2. Зависимость доли прореагировавшего сплава (H/M) от радиуса реактора

На рис. 2 представлена зависимость доли прореагировавшего сплава (H/M) от радиуса реактора. Слабое влияние радиуса реактора связано со снижением перепада давления между входом и выходом реактора, что приводит к повышению давления, при котором идет сорбция водорода. В рассмотренном диапазоне параметров повышение давления компенсирует снижение эффективности из-за ухудшения условий отвода тепла от центральной более нагретой части засыпки.

### Список литературы:

1. J. Matthey, N. Hydro Euro vision for hydrogen energy and fuel cells // Fuel Cells Bull. 2003 Т. 7. С. 10–12.
2. Блинов Д.В. Очистка водорода методом продувки через металлгидрид / Блинов Д.В., Борзенко В.И., Дуников Д.О., Малышенко С.П. // Вестник МЭИ. 2012. № 2. С. 29–44.
3. Minko K. B., Artemov V. I., Yan'Kov G. G. Numerical simulation of sorption/desorption processes in metal-hydride systems for hydrogen storage and purification. Part I: development of a mathematical model // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. Т. 68. С. 683–692.
4. Код ANES [Электронный ресурс]. URL: <http://anes.ch12655.tinweb.ru> (дата обращения: 06.04.2019).

Все расчеты были выполнены с использованием CFD-кода ANES [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке совета по грантам Президента РФ (грант МК-829.2019.8).

УДК: 532.527.2, 620.92

## ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПОТОКЕ КУЭТТА-ТЕЙЛОРА. ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Серов А.Ф.<sup>1,2</sup>, Мамонов В.Н.<sup>1</sup>, Назаров А.Д.<sup>1,3</sup>, Миськив Н.Б.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1.

Изучение свойств сдвиговых течений вязкой жидкости класса Куэтта-Тейлора, возникающих в узких зазорах между вращающимися с разной угловой скоростью коаксиальными цилиндрами, на протяжении длительного времени остается актуальным как для развития общей теории гидродинамической устойчивости, так и в связи с прикладными задачами, существующими в современных технологических процессах [1, 2].

В настоящей работе рассматривается возможность генерации тепловой энергии с использованием класса течений Куэтта-Тейлора. В качестве генератора тепла предложено устройство, в котором тепло выделяется в объеме жидкости, находящейся в узких кольцевых зазорах между коаксиальными, вращающимися навстречу друг другу цилиндрами.

В докладе представлена экспериментальная установка, основой которой является замкнутый гидродинамический контур с макетом теплогенератора. Конструктивно рабочая часть теплогенератора состоит из двух мультицилиндровых роторов, вложенных друг в друга и образующих систему узких кольцевых коаксиальных каналов [3]. В качестве рабочей жидкости используется водоглицериновая смесь.

Оборудование и методы измерений, используемые при работе экспериментальной установки, позволяют исследовать влияние параметров рабочей жидкости и относительной угловой скорости вращения роторов на выделяемую теплогенератором мощность.

В частности, установка оснащена двухканальной динамометрической системой регистрации момента силы сопротивления вращению роторов теплогенератора, что позволяет измерять развиваемую генератором тепловую мощность:

$$N = M \cdot \Omega$$

где  $N$  [Вт] - мощность,  $M$  [Н·м] - измеренный момент сопротивления вращению роторов теплогенератора,  $\Omega$  [рад/с] - относительная угловая скорость вращения роторов.

Проведены эксперименты по измерению момента сопротивления вращению роторов при изменении параметра  $\Omega$  в диапазоне (12 ÷ 63) рад/с и при изменении кинематической вязкости рабочей жидкости  $\nu$  в диапазоне (0.9 ÷ 83) · 10<sup>-6</sup> м<sup>2</sup>/с.

Предложена методика представления мультицилиндровой системы теплогенератора в виде одиночного эквивалентного зазора между двумя эквивалентными вращающимися коаксиальными цилиндрами.

Эта методика позволила обобщить полученные экспериментальные данные и переносить полученные результаты на другую геометрию роторов теплогенератора.

Известно, что классическое круговое течение Куэтта-Тейлора при малых значениях числа Рейнольдса  $Re$  имеет ламинарный характер, а с ростом параметра  $Re$  теряет устойчивость и структура его существенно усложняется [4]. В этом случае существование в кольцевом зазоре сложной иерархии вихревых структур можно обнаружить по поведению мгновенного значения момента сопротивления вращению цилиндров системы Куэтта-Тейлора.

Возможно, исследуя поведение мгновенного значения момента сопротивления вращению мультицилиндровых роторов теплогенератора, можно получить информацию о структуре течения в кольцевых зазорах теплогенератора и о влиянии этих структур на генерацию тепловой энергии. Для реализации таких исследований на основе двухканальной динамометрической системы регистрации момента сопротивления вращению роторов авторами разработана методика анализа спектров момента силы сопротивления вращению роторов теплогенератора.

Использование представленных в докладе экспериментальных методов исследования и измерительного оборудования может дать большой объем информации, как для понимания гидродинамических и тепловых процессов, происходящих в мультицилиндровых системах Куэтта-Тейлора, так и для практического применения таких систем как источников тепловой энергии.

### Список литературы:

1. Taylor G.I. Stability of viscous liquid contained between rotating cylinders // Phil. Trans. Roy. Soc. L., 1923. V. A223. P. 289–343.
2. Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир, 1981.
3. Мамонов В.Н., Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И. Экспериментальное исследование тепловых процессов в мультикольцевой системе Куэтта с встречным вращением цилиндров // Теплофизика и аэромеханика, 2016, том 23, № 1, с.145–148.
4. C.D. Andereck, S.S. Liu and H.L. Swinney. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders // J. Fluid Mech. (1986), vol.164, pp. 155–183.

*Исследование выполнено в рамках бюджетного проекта Ф 4. III. 18.2.4.  
Гос. рег. АААА-А17-117022810196-0.*

УДК 536.2

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ РЕЗЕРВУАРОВ ДЛЯ РЕЗЕРВНОГО ТОПЛИВА КОТЕЛЬНЫХ

Немировский Ю.В.<sup>1</sup>, Мозгова А.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup> Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова,  
428015, Чебоксары, пр-т Московский, д. 15  
e-mail: mozgova-energo@yandex.ru

Котельная установка представляет собой сложное техническое сооружение. Она состоит из котельного агрегата и котельного вспомогательного оборудования, размещаемого в здании котельной или вне его, и предназначенная для производства пара требуемых параметров или для приготовления горячей воды, или того и другого одновременно [1]. Для бесперебойной работы котельных предусматривается резервное топливо (дизельное топливо, мазут и т.д.) которое хранится в цилиндрических резервуарах. Для хранения мазута следует предусматривать стальные или железобетонные наземные с обсыпкой или подземные резервуары. Для хранения легкого нефтяного топлива и жидких присадок следует предусматривать, как правило, стальные резервуары. Допускается применение резервуаров из специальных пластиковых материалов, отвечающих климатическим условиям площадки строительства, и требованиям пожарной безопасности, что должно быть подтверждено сертификатом соответствия противопожарным нормам. Для наземных металлических резервуаров, устанавливаемых в районах со средней годовой температурой наружного воздуха до +9 °С, должна предусматриваться тепловая изоляция из негорючих материалов [2]. Резервуары оборудуют подогревающими устройствами для разогрева топлива. Подогрев топлива в топливохранилищах, необходимый для обеспечения нормальной работы топливных насосов, подающих топливо в котельную к форсункам, осуществляется змеевиковыми подогревателями, расположенными в резервуарах. [1]

В настоящее время вопросам энергосбережения уделяется большое внимание, направленное на уменьшение объема используемых энергетических ресурсов при сохранении соответствующего полезного эффекта от их использования [3]. Важной задачей является расчет потерь энергоресурсов, включая и тепловую энергию.

За счет теплопроводности через конструкции резервуаров происходят тепловые потери. Под тепловыми потерями понимается количество теплоты, переданной от внутреннего источника обогрева через

конструкции резервуара в окружающую среду. Рассчитав распределение температуры в каждом слое конструкции резервуара можно значительно сократить тепловые потери за счет подбора оптимальной толщины теплоизоляционного слоя [4].

В данной работе рассмотрим метод по определению уровня тепловых потерь через конструкции резервуара и двумерную стационарную задачу теплопроводности для резервуара с внутренним источником тепла, зависящий от координаты  $r$ , учитывая, что каждый слой обладает своими физическими свойствами, а коэффициент теплопроводности зависит от направления координат  $r$  и  $z$ .

Уравнение теплопроводности для цилиндрических резервуаров [5,6,7]:

$$\frac{\partial \lambda_j}{\partial r} \frac{\partial T_j}{\partial r} + \lambda_j \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_j}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_j}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \lambda_j}{\partial z} \frac{\partial T_j}{\partial z} + Q(r) = 0$$

( $j = \overline{1, m}$ )

### Список литературы:

1. Панин, В. И. Котельные установки малой и средней мощности: учебник / В. И. Панин. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Стройиздат, 1968. – 432 с.
2. СП 89.13330.2012 Котельные установки. Актуализированная редакция СНиП II-35–76.
3. Федеральный закон от 23.11.2009 № 261-ФЗ (ред. от 27.12.2018) «Об энергосбережении и о повышении энергетической эффективности и о внесении изменений в отдельные законодательные акты Российской Федерации» (с изм. и доп., вступ. в силу с 16.01.2019).
4. Немировский Ю.В., Мозгова А.С. Определение тепловых потерь на участке слоистого трубопровода тепловых сетей // Вестник Чувашского государственного педагогического университета им. И. Я. Яковлева. Серия: Механика предельного состояния. 2017. № 2 (32). С. 23–32.
5. Туголуков Е.Н. Решение задач теплопроводности методом конечных интегральных преобразований: Учебное пособие. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та С. 2006. 116 с.
6. Егоров А.И. Оптимальное управление тепловыми и диффузионными процессами. М.: Наука, 1978. – 464 с.
7. Немировский Ю.В., Янковский А.П. Теплопроводность однородных и композитных тонкостенных конструкций. – Новосибирск: Издательство «Арт-Авеню», 2008 – 512 с.

УДК 536.24: 536.423: 621.039.5

## АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ МЕЖДУ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКОЙ И ЗАЩИТНОЙ ОБОЛОЧКОЙ НА РАБОТУ ПАРОГЕНЕРАТОРА ВВЭР В КОНДЕНСАЦИОННОМ РЕЖИМЕ

Шлепкин А.С., Морозов А.В.

АО «Государственный научный центр Российской Федерации –  
Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского»  
249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

Система пассивного отвода тепла (СПОТ) ВВЭР-1200 состоит из четырёх независимых каналов, по одному на каждый парогенератор (ПГ). При гипотетической аварии с разрывом главного циркуляционного трубопровода СПОТ обеспечивает перевод горизонтальных парогенераторов на работу в режиме конденсации пара первого контура, поступающего в трубчатку ПГ из активной зоны, тем самым обеспечивая подпитку реактора. За счёт естественной циркуляции в паро-конденсатном тракте СПОТ пар поступает в воздушные теплообменники, установленные на наружной поверхности защитной оболочки. Пар конденсируется, отдавая тепло окружающему воздуху, и конденсат поступает обратно в межтрубное пространство ПГ.

На работу парогенератора в конденсационном режиме отрицательное влияние оказывает присутствие в первом контуре реактора неконденсирующихся газов: азота, поступающего в контур при срабатывании гидроремкостей первой ступени, продуктов радиолиза воды и разложения гидразингидрата, а также воздуха из защитной оболочки (ЗО), который может поступить через разрыв в главном циркуляционном контуре [1].

Экспериментальные исследования, проведенные на стенде ГЕ-2М (АО «ГНЦ РФ ФЭИ»), показали, что в случае, когда неконденсирующиеся газы поступают в парогенератор только благодаря процессам газогенерации в реакторе, конденсационная мощность ПГ не опускается ниже 80% от начального уровня даже при наиболее консервативных сценариях аварии [2].

Таким образом, для обоснования работоспособности системы пассивного отвода тепла необходимо исследовать процессы массопереноса неконденсирующихся газов между защитной оболочкой и реактором ВВЭР при различных сценариях аварии.

Эта задача решалась на модернизированном стенде ГЕ-2М с рабочим участком «РУ-ЗО». В состав крупномасштабного стенда ГЕ-2М входит металлическая модель защитной оболочки объемом 80 м<sup>3</sup>, внутри которой размещен рабочий участок (РУ). Рабочий участок (модель реактора с паровым обогревом) был оснащен полновысотными (850 мм) имитаторами разрыва трубопроводов «холодной» и «горячей» веток ГЦК с возможностью изменения ширины сечения разгерметизации.

Всего было проведено четыре суточных эксперимента по определению комплексной работоспособности пассивных систем безопасности РУ ВВЭР-1200. В результате было выяснено, что при любом сценарии

аварии конденсационная мощность парогенератора не снижается ниже 65% от начальной. Также было установлено, что расход поступающего в разрыв воздуха и, следовательно, степень снижения мощности ПГ в значительной степени зависит от расположения и площади сечения разгерметизации.

В частности, было выяснено, что при моделировании разрыва «горячей» ветки главного циркуляционного контура мощность ПГ снижается до меньших значений, чем в экспериментах с исследованием разрыва «холодной» ветки. Это можно объяснить тем, что в первом случае паровоздушная смесь поступает из сборной камеры реактора непосредственно в парогенератор по пути минимального гидравлического сопротивления. В случае же аварии с разрывом «холодного» трубопровода воздух из защитной оболочки вынужден барботировать через объем жидкости в реакторе, чтобы попасть в трубный пучок парогенератора.

Также было выяснено, что степень снижения мощности ПГ в значительной степени зависит от площади сечения разгерметизации. Его увеличение приводит к снижению коэффициента сопротивления и уменьшению перепада давления, вызванного разницей плотностей сред по обе стороны от сечения разрыва. Благодаря этому, значение разницы давлений между средами в первом контуре и гермооболочке, необходимое для начала процесса подсоса воздуха так же уменьшается, что и приводит к более интенсивному поступлению паровоздушной смеси из ЗО в реактор.

Также, в результате анализа экспериментальных данных обнаружено наличие отрицательной обратной связи между мощностью парогенератора и расходом парогазовой смеси из защитной оболочки в реакторную установку, которая способствует тому, что поступление неконденсирующихся газов из объема ЗО из РУ в ходе аварии не превышает допустимые пределы.

### Список литературы:

1. Kopytov I.I., Kalyakin S.G., Berkovich V.M., etc. Experimental investigation of non-condensable gases effect on Novovoronezh NPP-2 steam generator condensation power under the condition of passive safety systems operation // Proceedings of the ICONE17. Brussels: ASME, 2009, P. 735–743.
2. Морозов А.В., Шлепкин А.С. Анализ влияния режимных факторов на работу модели парогенератора ВВЭР в режиме конденсации пара // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. 2016. № 3. С. 91–99.

УДК 621.039.58:532.77

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БОРНОЙ КИСЛОТЫ ПРИ АВАРИЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ АЭС С ВВЭР

Шлепкин А.С., Сахипгареев А.Р., Морозов А.В.

Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского»,  
249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

При возникновении аварийной ситуации на АЭС с реактором «ВВЭР-ТОИ», вызванной гильотинным разрывом главного циркуляционного трубопровода и одновременным отказом активных систем безопасности, поддержание запаса теплоносителя в реакторе происходит благодаря совместной работе пассивных систем безопасности. К ним относятся: система пассивного залива активной зоны из гидроемкостей второй (ГЕ-2) и третьей (ГЕ-3) ступеней, а также система пассивного отвода тепла от парогенератора. В результате функционирования этих систем обеспечивается отвод остаточного энерговыделения от активной зоны в течение 72 часов.

Из емкостей ГЕ-2 и ГЕ-3 в реактор поступает раствор борной кислоты с концентрацией 16 г/кг. Одной из главных проблем длительного (более 24 часов) охлаждения активной зоны является то, что в процессе кипения теплоносителя лишь незначительная часть растворенной борной кислоты уносится с паром из реактора за счет процессов растворимости и капельного уноса. Основная же её масса накапливается в активной зоне. В результате возникает риск кристаллизации и осаждения борной кислоты в нижней части реактора, что в свою очередь может привести к затруднению движения охлаждающей жидкости.

В литературе представлены результаты различных исследований процессов кристаллизации борной кислоты при охлаждении реактора. Например, в работе [1] авторы провели эксперимент по кипячению раствора борной кислоты с начальной концентрацией 137,5 г/л. После выпаривания 1 л жидкости, концентрация борной кислоты в растворе достигла значения примерно 275 г/л, что соответствует пределу её растворимости в воде при 100 °С, согласно данным из [2]. Далее авторы провели опыты на специально сооруженной экспериментальной установке [1]. На ней моделировалось состояние активной зоны через 30 мин от начала аварии, при этом мощность остаточного энерговыделения оценивалась в 75 МВт. Полученные результаты позволили лучше понять поведение высококонцентрированного раствора борной кислоты в активной зоне реакторов с водой под давлением (PWR).

Однако, в случае аварии с разрывом трубопровода давление в первом контуре реактора ВВЭР на исходе первых суток после исходного события будет находиться в диапазоне 0,2–0,3 МПа. Проведенный анализ публикаций показал, что исследования массопереноса растворенной борной кислоты при параметрах характерных для аварийных режимов АЭС с ВВЭР не проводились. В связи с этим возникла необходимость экспериментального исследования данных процессов.

Для решения поставленной задачи в АО «ГНЦ РФ – ФЭИ» была создана экспериментальная установка (рис. 1), предназначенная для исследования процессов кристаллизации борной кислоты, которые могут иметь место в реакторной установке ВВЭР в случае аварии.

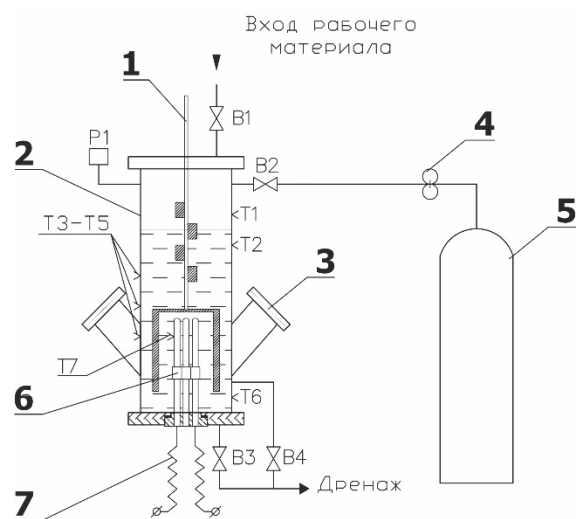


Рис. 1. Принципиальная технологическая схема экспериментальной установки: 1 – перемешивающее устройство; 2 – бак подготовки раствора; 3 – смотровые иллюминаторы; 4 – редуктор; 5 – газовый баллон; 6 – имитатор тепловыделяющей сборки; 7 – ТЭН; T1–T7 – термопары, P1 – датчик давления.

Рабочий участок представляет собой обогреваемую 7-стержневую модель тепловыделяющей сборки с дистанционирующей решеткой. Для визуального наблюдения за процессами кристаллизации и осаждения борной кислоты предусмотрены иллюминаторы. В опытах исследовался характер появления кристаллов борной кислоты в зависимости от температурного режима и её начальной концентрации.

В работе представлены результаты экспериментов, проведенных при давлении 0,2 и 0,3 МПа с различными скоростями охлаждения экспериментальной установки.

### Список литературы:

1. R. Vaghetto, M. Childs, E. Kee, Y.A. Hassan. Observations and measurements of boric acid precipitation scenarios // Progress in Nuclear Energy. 2016. № 91. P. 302–309.
2. K.P. Crapse, E.A. Kyser III. Literature Review of Boric Acid Solubility Data // Savannah River National Laboratory Report, SRNL-STI-2011-00578. 2011.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).



УДК 532.5

## ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ СОЛИ НА СКОРОСТЬ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ТОНКОМ СЛОЕ РАСТВОРА

Морозов В.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Кристаллизация растворов солей широко применяется не только на практике, но и наблюдается в природных условиях: кристаллизация в морской воде, в трещинах твёрдой породы и в пористой среде. Рост кристаллов соли в трещинах камня наносит вред зданиям, монументам, историческим памятникам. Характер кристаллизации зависит от концентрации соли и степени пересыщения растворов.

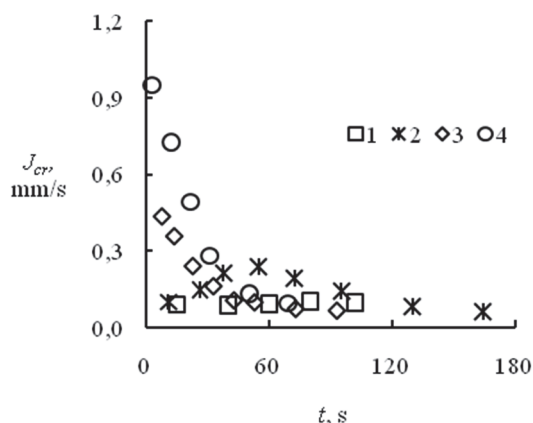


Рис. 1. Скорость кристаллизаций ( $J_{cr}$ ) на поверхности слоя водного раствора соли LiBr: ( $\delta_0 = 1$  мм;  $T_s = 65$  °С):  
1 —  $C_0 = 55$  %; 2 —  $C_0 = 40$  %; 3 —  $C_0 = 17$  %; 4 —  $C_0 = 8$  %.

Для большого количества разных видов солей кристаллический рост управляется дендритами. В настоящее время крайне мало работ по исследованию влияния начальной концентрации соли на глубину метастабильной области при поверхностной неизотермической кристаллизации соли. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование кристаллизации водного раствора соли LiBr в тонком слое (начальная высота слоя  $\delta_0 = 1$  мм) и в широком диапазоне начальной концентрации соли LiBr ( $C_0$ ).

Установлено, что при  $C_0 > 25-30$  % скорость кристаллизации падает с ростом времени. Для  $C_0 < 20$  % поведение кристаллизации имеет немонотонный характер ( $J_{cr}$  сначала повышается, достигает максимума и далее падает со временем). Обычно, при моделировании кристаллизации допускают, что  $J_{cr}$  и коэффициент теплоотдачи не изменяются. Результаты настоящей работы показывают, что кристаллизация соли в тонком слое имеет нестационарный и неизотермический характер.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 15-19-10025.

УДК 532

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО ГИДРАТА МЕТАНА ПРИ РАЗЛИЧНОЙ СКОРОСТИ ВНЕШНЕГО ГАЗОВОГО ПОТОКА

Морозов В.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

На сегодняшний день открытые запасы гидрата метана во много раз превышают запасы метана, добываемые общепринятыми методами. Исследования газовых гидратов природного газа касаются четырёх основных направлений: 1) повышение эффективности добычи природного сырья путём бурения скважин; 2) уменьшение себестоимости транспортировки и хранения добытого сырья; 3) Уменьшение затрат по производству искусственного гидрата метана; 4) Оптимизация условий горения гидрата метана. Экспериментальные исследования настоящей статьи касаются 4 направления – повышение эффективности горения гидрата метана. Цель исследований – определение экспериментальной зависимости скорости диссоциации гидрата метана от скорости внешнего потока воздуха. В существующих работах акцент делался на исследовании скорости движения кромки пламени. В существующей литературе имеется крайне мало данных по скорости распада газового гидрата  $j = \Delta m / \Delta t$  (изменение массы образца от времени при диссоциации). При этом измерение температуры реализуется только в нескольких точках внутри слоя. Для корректного же моделирования требуются данные по изменению температуры для всей поверхности порошка.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по изменению скорости диссоциации ( $J = \Delta m / F \Delta t$ , где  $F$  – площадь слоя порошка) при разной скорости потока воздуха  $U_a$  и при постоянной высоте канала для воздуха  $H = 40$  мм). С ростом скорости  $J$  сначала возрастает, достигает максимума, а затем уменьшается.

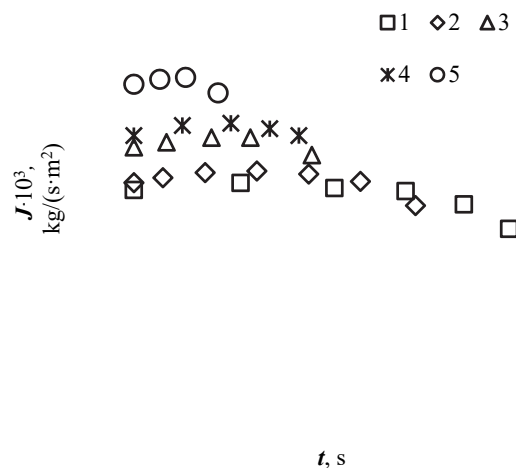


Рис. 1 Изменение скорости распада гидрата метана при горении и при изменении  $U_a$ : 1 – 0 м/с; 2 – 0.1 м/с; 3 – 0.5 м/с; 4 – 0.7 м/с; 5 – 1.3 м/с (высота канала  $H = 40$  мм).

Измерения показали, что температурное поле как внутри порошка, так и на его поверхности крайне неравномерно, что понижает эффективность горения и уменьшает скорость распада.

*Работа выполнена при поддержке  
гранта РНФ № 15-19-10025.*

УДК 621.9

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕКУПЕРАТИВНОГО ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛООБМЕННИКА АБТТ С ВЫПУКЛО-ВОГНУТЫМИ ТУРБУЛИЗАТОРАМИ

Мухин Д.Г., Степанов К.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время снижение стоимости и повышение энергоэффективности абсорбционных бромистолитиевых термотрансформаторов (АБТТ) являются актуальными проблемами. Улучшение экономических и эксплуатационных характеристик возможно за счет повышения эффективности растворного теплообменника. В связи с этим, для рекуперации тепла слабого и крепкого раствора в АБТТ, все чаще используются пластинчатые теплообменники как альтернатива кожухотрубным теплообменникам. Пластинчатый теплообменник обладает относительно высокой энергоэффективностью, компактностью и значительно меньшей вместимостью, что приводит к снижению капитальных затрат на изготовление АБТТ.

В конструкциях АБТТ используются цельнопаяные (цельносварные) теплообменники специального исполнения, максимально адаптированные к условиям работы с водным раствором бромида лития. В 2017 г. авторами было проведено теоретическое обоснование разработки и создания пластинчатых теплообменников собственной конструкции для отечественных АБТТ [1]. В 2018 г был изготовлен прототип пластинчатого теплообменника с плоскими пластинами [2]. Проведены испытания теплогидравлических характеристик. Испытания показали работоспособность конструкции в условиях работы АБТТ.

Мировой опыт разработки и эксплуатации пластинчатых теплообменников показывает, что наиболее перспективными являются конструкции с волнистыми структурами пластин. Такие структуры обеспечивают волнообразность (криволинейность) потока и его устойчивую турбулизацию с целью интенсификации теплообмена. Такие конструкции являются в высокой степени апробированным техническими решениями практически всех производителей пластинчатых теплообменников в мире. Это обусловлено, главным образом тем, что за счет турбулизации потока ламинарный режим течения в теплообменниках такого типа прекращается при числах  $Re \sim 400 \div 1000$ , что положительно влияет на интенсивность теплообмена. Поэтому для повышения эффективности прототипа пластинчатого теплообменника с плоскими пластинами было предложено преобразовать поверхность плоских пластин в волнистую структуру. Преобразование было выполнено при помощи штампа с рабочим элементом со сферической поверхностью. В результате деформаций пластина получила выпукло-вогнутую структуру с глубиной выступающих поверхностей 1,5 мм и шагом 20 мм.

Для проведения исследований теплогидравлических характеристик был использован экспериментальный стенд из [2]. Принципиальная схема стенда приведена на рисунке 1

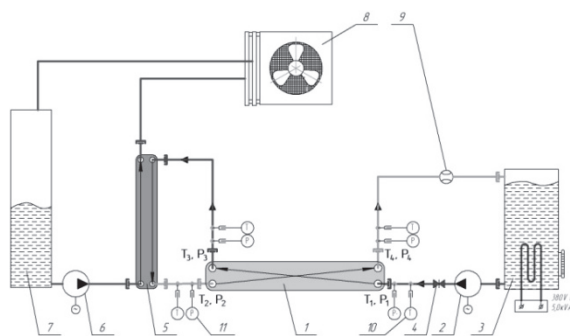


Рис. 1. Принципиальная схема стенда для исследования тепловых и гидравлических характеристик теплообменного оборудования АБТТ:

- 1 - прототип пластинчатого теплообменника;
- 2 - циркуляционный насос LiBr;
- 3 - подогреватель раствора LiBr;
- 4 - регулировочный клапан;
- 5 - пластинчатый теплообменник для охлаждения раствора LiBr;
- 6 - насос охлаждающей жидкости;
- 7 - бак охлаждающей жидкости;
- 8 - теплообменник с воздушным охлаждением;
- 9 - расходомер;
- 10 - датчик температуры;
- 11 - датчик давления.

Результаты исследований приведены на рисунке 2

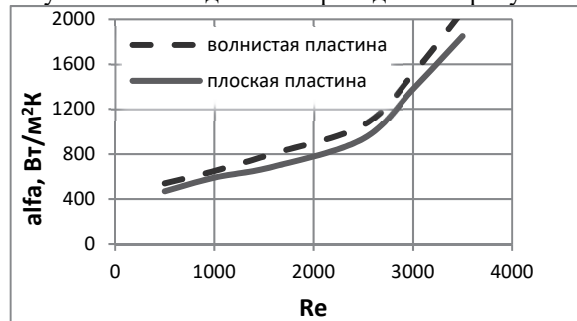


Рис. 2. Коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа  $Re$  55% раствора LiBr.

Прототип теплообменника с волнистой структурой поверхности при одних и тех же числах  $Re$  обладает большей тепловой эффективностью чем теплообменник с плоскими пластинами. Превышение коэффициента теплоотдачи в среднем на 10-15 процентов.

Список литературы:

1. Степанов К. И., Мухин Д. Г., Миронова Н. В., Бараненко А. В., Волкова О. В. Пластинчатые теплообменники в абсорбционных бромистолитиевых термотрансформаторах // Вестник Международной академии холода. 2018. № 2. С. 13–21.
2. Konstantin Stepanov, Dmitry Mukhin, Olga Volkova. Experimental investigation of a plate heat exchanger model for lithium bromide absorption chillers: first results// EPJ Web of Conferences 196 00033 (2019), AVTFG 2018.

УДК 621.9

## ДЕСОРБЦИЯ ВОДНОГО РАСТВОРА LiBr НА ТРУБАХ С РЕЗЬБОВОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В АБСОРБИЦИОННЫХ БРОМИСТОЛИТИЕВЫХ ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРАХ

Степанов К.И., Мухин Д.Г.

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач оптимизации теплоиспользующих абсорбционных бромистолитиевых термотрансформаторов (АБТТ) является сокращение теплообменных поверхностей аппаратов, габаритов и количества заправляемого раствора. Одним из путей решения этой задачи является интенсификация теплообмена в аппаратах путём интенсификации теплообменных поверхностей. Данная работа посвящена исследованию путей компактизации десорберов затопленного типа АБТТ, как наиболее вместительных теплообменных аппаратов.

В конструкции десорберов АБТТ в настоящее время всё чаще используют оребренные теплообменные трубы, что позволяет существенно снизить необратимые потери, массу и габариты АБТТ, а также количество заправляемого раствора LiBr. Поэтому исследования процессов десорбции абсорбента АБТТ на оребренных трубах различных конструкций являются актуальными для дальнейшего совершенствования этих машин.

Исследования кипения раствора LiBr на оребренных трубах проводятся как зарубежом [1] так и в нашей стране [2]. Большинство зарубежных исследований проводится корпорациями производителями АБТТ и являются закрытой информацией. Однако из анализа российских эксплуатационных данных (данные, полученные при ремонте и замене труб на зарубежных АБТТ) можно сделать вывод от том, что наиболее распространённым оребрением применяемым в затопленных генераторах зарубежных АБТТ является зубчатое оребрение, которое формируется продольными и поперечными надрезами. Недостатком данного оребрения является достаточно сложная технология изготовления, требующая специальную технологическую оснастку. Для отечественных АБТТ, которые производятся в малом количестве, целесообразно применять более простые технологии оребрения труб.

Авторами было предложено использовать простейшую технологию нанесения оребрения путём нарезания резьбы на поверхности трубы. Сравнительные исследования кипения раствора LiBr в большом объёме на гладких и оребренных трубах было проведено на экспериментальном стенде. Принципиальная схема стенда показана на рисунке 1.

Для проведения исследований было изготовлено три образца оребренных труб с различным шагом резьбы. Профили образцов приведены на рисунке 2. Результаты исследований приведены на рисунке 3.

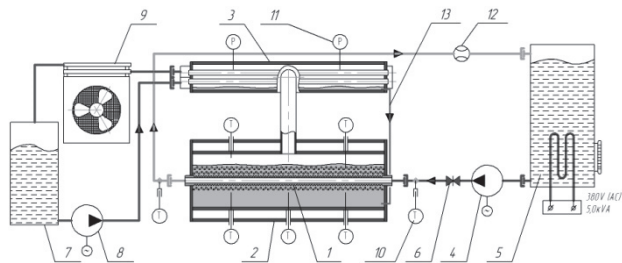


Рис. 1 Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – образец теплообменной трубы, 2 – модель десорбера, 3 – конденсатор, 4 – насос горячей воды, 5 – водонагреватель, 6 – регулирующий вентиль, 7 – бак охлаждающей воды, 8 – насос охлаждающей воды, 9 – драйкулер, 10 – датчик температуры, 11 – датчик давления, 12 – электромагнитный расходомер, 13 – линия перетока конденсата.

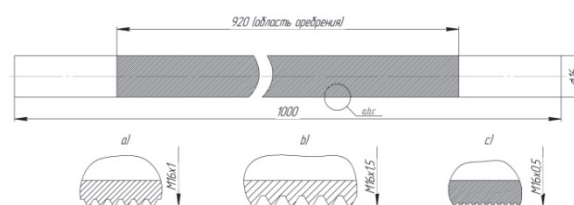


Рис. 2 Общий вид образцов оребренных теплообменных труб

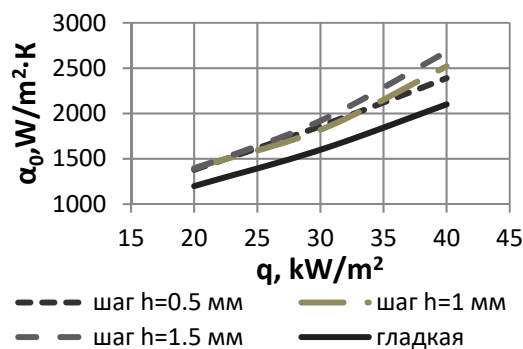


Рис. 3 Коэффициенты теплоотдачи при кипении в большом объёме оребренных труб по сравнению с гладкой трубой (концентрация LiBr 60%, давление 7,5-8,5 кПа)

Наибольшее увеличение коэффициента теплоотдачи по сравнению с гладкой трубой наблюдается для трубы с шагом резьбы 1,5 мм.

Список литературы:

1. Sim Y.S and Kim N.H. Pool Boiling Performance of Notched Tubes in Lithium Bromide Solution International Journal of Air-Conditioning and Refrigeration Vol. 23, No. 2 (2015)
2. Миневцев Р. М., Волкова О. В., Бараненко А. В. Влияние оребрения на теплообмен при кипении водного раствора бромидов лития в генераторе абсорбционного преобразователя теплоты. – Холодильная техника, 2004. – № 2, С. 8–11.

УДК 62-665.4

## ПЕРСПЕКТИВЫ СЖИГАНИЯ ИНДУСТРИАЛЬНЫХ ОТХОДОВ В СОСТАВЕ ОРГАНОВОДОУГОЛЬНЫХ ТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Няшина Г.С., Вершинина К.Ю., Стрижак П.А., Кузнецов Г.В.

Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Индустриально развитые регионы мира активно засоряют окружающую среду. Основным урон наносится за счет складирования многочисленных объемов индустриальных (в основном сырьевых отраслей промышленности, базирующихся на добыче и переработке нефти, угля и газа) и бытовых отходов. В последние годы для широкого вовлечения в топливно-энергетический цикл отходов углеобогащения и нефтепереработки, шламов, биомассы, твердых бытовых отходов и других компонентов из числа многочисленных отходов предложены технологии создания органоводоугольных (ОВУТ) топлив.

В рамках данной работы предлагается рассмотреть возможность использования отходов индустриально-развитого региона и экспериментально определить влияния последних на концентрации основных газовых антропогенных выбросов при сжигании суспензионных угольных топлив, приготовленных на основе отходов. Для определения экологических параметров горения применялся подход, описанный в [1,2]. В качестве камеры сгорания использовалась муфельная печь. Концентрации наиболее опасных антропогенных выбросов ( $SO_x$  и  $NO_x$ ) измерялись газоанализатором Testo-340. Подробное описание методики, средств измерения, оценки погрешностей и свойств компонентов дано в [1,2].

Рис. 1 иллюстрирует концентрации основных газовых антропогенных выбросов, образующихся при сжигании композиционных топлив с примесями промышленных и коммунальных отходов.

Как и можно было предположить, что для суспензий с высокосернистыми отходами нефтяного происхождения зафиксированы максимальные выбросы оксидов серы и азота, в виду состава, а также высокой теплотворной способности, что приводит к повышению температуры в зоне горения и интенсификации процесса окисления топливных серы и азота.

Но если рассмотреть топлива с добавками жидких коммунальных отходов (ил из илонакопителей), опилок, то для этих составов концентрации антропогенных газов ниже, чем для фильтр-кека без добавок. Снижение доли выбросов (от 5 до 40%) обусловлено химическим составом вводимых в суспензии компонентов. Присутствующие в опилках и иловых отложениях щелочные и щелочноземельные металлы (Ca, Na, K) способны удерживать серу в золе, препятствуя образованию  $SO_x$ . Ионы металлов, такие как Ca, Cu, Fe и Mn оказывают каталитическое воздействие на оксиды  $NO_x$  с последующим образованием свободного азота  $N_2$ .

Анализ рисунка 1 показал, что наименьшие концентрации оксидов серы и азота на всем интервале

температур (700–1000 °С) зарегистрированы для суспензии с добавкой 10% яичной скорлупы. По своей природе скорлупа состоит на 90% из карбоната кальция ( $CaCO_3$ ) – соединения, используемого в качестве сорбента и наиболее распространённого способа очистки дымовых газов от сернистого ангидрида. Однако необходимо помнить, что темпы формирования яичной скорлупы намного ниже, чем иловых отложений. Поэтому, исходя из имеющихся запасов, приоритет остается за добавкой иловых отложений.

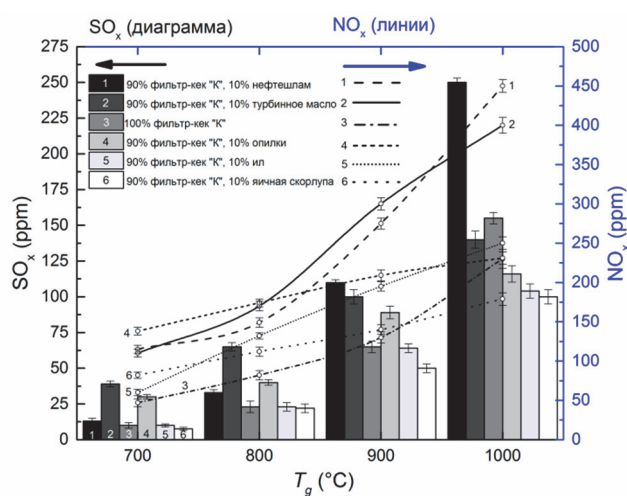


Рис. 1. Времена задержки газофазного зажигания капель топлив в зависимости от температуры в камере сгорания (при  $Rd \approx 1.25$  мм).

По результатам измерений экологических параметров сжигания ОВУТ вычислялись коэффициенты использования новых топлив относительно угля [1]. Рассчитываемые коэффициенты [1] учитывали теплоту сгорания, антропогенные выбросы и стоимость топлив относительно аналогичных параметров угля. Установлено, что технико-экономические и экологические показатели для суспензий ОВУТ в 27–165 раз выше, чем для пылеугольного топлива.

### Список литературы:

1. Nyashina G.S., Shlegel N.E., Vershinina K.Y., Strizhak P.A. Industrial Waste as Part of Coal-Water Slurry Fuels // Energy Fuels. 2018. V. 57. No. 11. P. 11398–11410.
2. Nyashina G.S., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Energy efficiency and environmental aspects of the combustion of coal-water slurries with and without petrochemicals // J. Cleaner Prod. 2018. V. 172. P. 1730–1738.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 18-43-700001).

УДК 550.3

**ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫЕ МАТЕРИАЛЫ. РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ**

**Низовцев М.И.**

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В разных практических приложениях возникают задачи, связанные с необходимостью в течение определенного временного интервала аккумулировать тепловую энергию при фиксированных параметрах, а при их изменении высвобождать эту энергию. Для решения этого класса задач все более активно применяются фазоизменяемые материалы (ФИМ). Под ФИМ понимают материалы, которые в рассматриваемом процессе периодически изменяют свое фазовое состояние. Наиболее часто используют ФИМ с фазовым переходом от твердого состояния–жидкое и обратно.

Фазоизменяемые материалы находят применение в автомобильной промышленности [1], а также в системах теплозащиты автономных источников теплоснабжения и радиоэлектронной аппаратуры [2,3]. За счет скрытой теплоты фазовых переходов ФИМ разрабатываются элементы конструкции зданий, позволяющие существенно повысить их теплоинерционные свойства и улучшить теплозащитные характеристики [4].

В докладе будут рассмотрены различные области применения ФИМ, приведена сложившаяся в литературе их классификация, отражены основные направления развития исследований ФИМ, связанные с их капсулированием, введением в пористые материалы, повышением их теплопроводности.

В докладе будут представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований ФИМ в ИТ СО РАН в двух направлениях. Первое направление связано с исследованием тепловых процессов в новом композитном материале с ФИМ на основе диатомита. Разработана физическая модель тепловых процессов в композитных ФИМ и проведено ее тестирование, определено влияние физических параметров на тепловые характеристики при постоянном тепловом потоке.

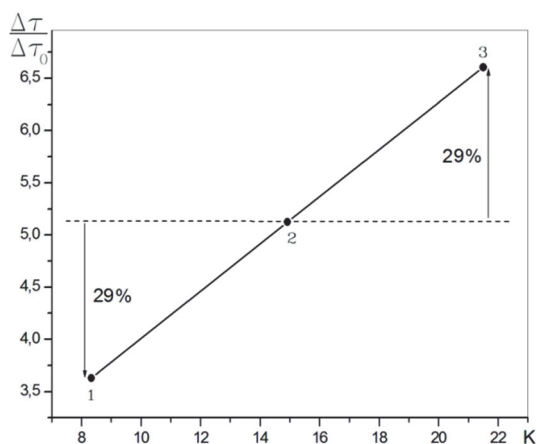


Рис.1. Влияние числа  $K$  при 46 % ФИМ,  $q = 60 \text{ Вт/м}^2$  на относительное время задержки нагрева при 1 –  $K=8.3$ , 2 –  $K=14.9$ , 3 –  $K=21.5$

Показано, что увеличение объемного содержания ФИМ, объемной теплоемкости и числа Кутателадзе ( $K$ ) приводило к линейному росту относительного времени задержки нагрева композитного материала (см. рис.1). В тоже время, изменение коэффициента теплопроводности в 4 раза оказывало слабое влияние на относительное время задержки.

Второе направление связано с численными исследованиями влияния расположения капсулированного ФИМ на тепловые процессы в стенах из легких теплоизоляционных материалов. Результаты расчетов показали, что с использованием ФИМ можно существенно снизить колебания тепловых потоков в летнее время. В качестве примера на рис.2 результаты расчета теплового потока на внутренней поверхности стены в летнее время при суточных колебаниях температуры наружного воздуха.

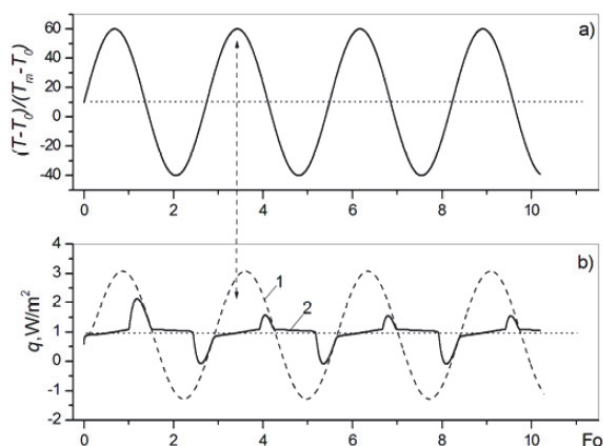


Рис.2. а) летние суточные колебания наружной относительной температуры воздуха, б) суточные колебания теплового потока на внутренней поверхности:

- 1 - без учета фазовых превращений,
- 2 - при учете фазовых превращений.

Фим расположен в центральной зоне.  $T = 23^\circ\text{C}$ .

**Список литературы:**

1. Jaguemont J., Omar N., Van den Bossche P. and Mierlo J. Phase-change materials (PCM) for automotive applications: A review // Applied Thermal Engineering. 2018. V. 132. P. 308–320.
2. Li W. Q., Qu Z. G., He Y. L., Tao Y. B. Experimental study of a passive thermal management system for high-powered lithium ion batteries using porous metal foam saturated with phase change materials // Journal of Power Sources. 2014. V. 255. P. 9–15.
3. Васильев Е.Н., Дервянко В.А. Динамика фазовых превращений в тепловом аккумуляторе системы терморегулирования бортовой радиоэлектронной аппаратуры // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 3. С. 481–488.
4. Li Zhu, Yang Yang, Sarula Chen and Yong Sun, Numerical study on the thermal performance of lightweight temporary building integrated with phase change materials // Applied Thermal Engineering. 2018. V. 138. P. 35–47.

УДК 621.9

## ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ КАПЛИ КОМПОЗИЦИОННОГО ТОПЛИВА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ

Глушков Д.О., Паушкина К.К.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Интенсивное развитие мировой экономики оказывает непосредственное влияние на увеличение объемов потребления энергоресурсов. В последнее время на международном уровне ежегодный прирост объемов энергогенерации составляет 2–4 % [1], что достаточно существенно в рамках общемирового объема потребления энергии (около 100 ТВт·ч в год). Согласно программе «Энергетическая стратегия России на период до 2020 года» в течение 5 лет на территории страны запланировано ввести более 20 ГВт новых энергогенерирующих мощностей. Одним из перспективных направлений успешной реализации такой программы является вовлечение возобновляемых и низкосортных источников энергии в топливно-энергетический комплекс [2–4] с целью обеспечения энергетической безопасности России.

В связи с этим возникает необходимость увеличения объемов использования в промышленной теплоэнергетике (например, в достаточно широко распространенных топливосжигающих устройствах слоевого типа, установках с кипящим слоем, низкотемпературных вихревых топках) низкосортных и возобновляемых энергоресурсов: бурых углей, торфа, отходов углеобогащения, отходов деревообработки, биомассы. Широкому применению таких энергоресурсов в рамках традиционных технологий сжигания в существующем котельном оборудовании препятствуют проблемы, обусловленные высокой влажностью, относительно низкой теплотой сгорания, неоднородностью состава, а также проблемы, связанные с трудностями транспортировки, хранения и подготовки топлива к сжиганию [5, 6].

Одним из перспективных направлений решения указанных проблем является изготовление и использование на практике в качестве энергоресурсов композиционных топлив, в состав которых добавляются компоненты, повышающие энергетические характеристики горения и интенсифицирующие протекание процесса.

В данной работе выполнено экспериментальное исследование закономерностей и характеристик физико-химических процессов при зажигании перспективных топливных композиций (отход углеобогащения + вода + группа отработанных масел) в условиях диспергирования при интенсивном нагреве в неподвижной воздушной среде. С использованием программно-аппаратного комплекса высокоскоростной видеорегистрации установлены основные характеристики зажигания (рис. 1), выгорания и диспергирования топливных образцов. В условиях протекания последнего процесса инициирование горения топлива в относительно большом по размерам объеме способствует интенсификации процесса экзотермического реагирования и его устойчивости на начальном этапе горения.

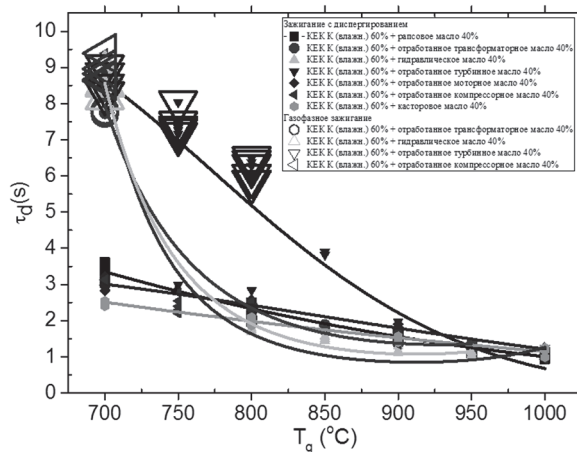


Рис. 1. Времена задержки зажигания топливных образцов в зависимости от температуры окружающего воздуха

Результаты выполненного исследования являются основой для развития теоретических положений технологии зажигания перспективных структурно-неоднородных топливных композиций разного назначения, отличающейся от известных реализацией диспергирования топливных образцов (жидких, твердых) в условиях нагрева с последующим кратным ростом поверхности химического реагирования для интенсификации процесса горения.

### Список литературы:

- Coal Information. International Energy Agency. 2017. <http://www.iea.org>.
- Попель О.С., Реутов Б.Ф., Антропов А.П. Перспективные направления использования возобновляемых источников энергии в централизованной и автономной энергетике // Теплоэнергетика. 2010. № 11. С. 2–11.
- Osman A.I., Abdelkader A., Johnston C.R., Morgan K., Rooney D.W. Thermal investigation and kinetic modeling of lignocellulosic biomass combustion for energy production and other applications // Industrial and Engineering Chemistry Research. 2017. V. 56. No. 42. P. 12119–12130.
- Fan J., Hong H., Jin H. Biomass and coal co-feed power and SNG polygeneration with chemical looping combustion to reduce carbon footprint for sustainable energy development: Process simulation and thermodynamic assessment // Renewable Energy. 2018. V. 125. P. 260–269.
- Табакаев Р.Б., Казаков А.В., Заворин А.С. Перспективность низкосортных топлив томской области для теплотехнологического использования // Известия Томского политехнического университета. 2013. Т. 323. № 4. С. 41–46.
- Заворин А.С., Казаков А.В., Табакаев Р.Б. Экспериментальные предпосылки к технологии производства топливных брикетов из торфа // Известия Томского политехнического университета. 2012. Т. 320. № 4. С. 18–22.

*Исследование выполнено за счет средств программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета (проект ВИУ-ИШФВП-74/2019).*

УДК 621.9

## МЕЖТРУБНЫЕ МОСТИКОВЫЕ И РИВУЛЕТНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Мальцев Л.И., Поджаров Ю.С.

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В винтовых трубчатых теплообменниках в одних случаях охлаждающая жидкость стекает сверху вниз по рабочим трубкам, в других случаях на холодных трубках конденсируются пары жидкости. При этом между соседними витками рабочих трубок нередко образуются неподвижные или стекающие жидкие мостики, вдоль отдельных трубок формируются ривулеты. В процессах теплообмена мостики и ривулеты играют большую роль. Ранее [1, 2] нами была рассмотрена задача о построении формы жидкого мостика и определена скорость его движения вдоль зазора между трубками в зависимости от физико-технических параметров жидкости и конструкции теплообменника.

В данной работе с единых позиций рассмотрена задача о построении жидких мостиков и ривулетов, образующихся соответственно между цилиндрическими трубками и вдоль отдельных трубок, с учетом сил тяжести жидкости, действия сил поверхностного натяжения, центробежных эффектов. На рис. 1 показаны схемы течений. Указаны условия формирования мостиков и ривулетов, приведен метод расчета формы мостиков и ривулетов, их максимально возможных размеров.

### Список литературы:

1. L. I. Maltsev, P. A. Houghton and D. V. Kulikov // Bridge motion of liquid in a gap between the adjacent coils of axisymmetric tubular heat exchanger // IPHT, 2016, 4, 4. С. 269 – 277.
2. Leonid I. Maltsev and Yury S. Podzharov // Bridge motion of liquid in a gap between the adjacent coils of axisymmetric tubular heat exchanger, EPJ Web of Conferences 196, 00059 (2019)

*Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).*

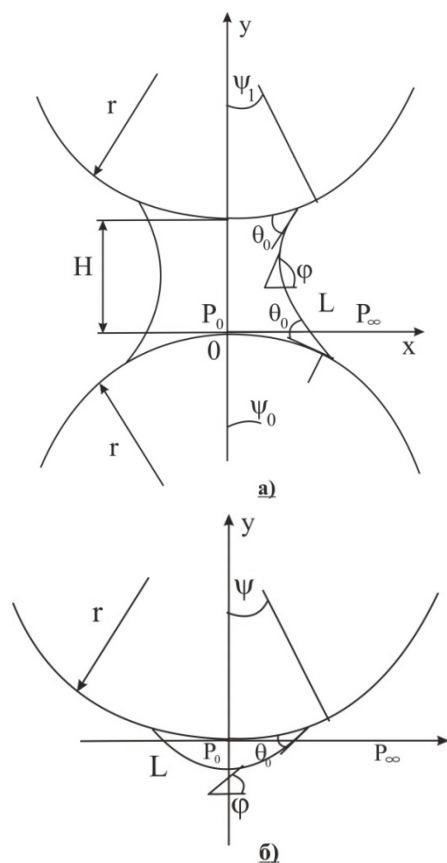


Рис. 1 Поперечное сечение жидкого мостика (а) и ривулета (б), возникающих между двумя параллельными стержнями.



УДК 621.9621.643.001:536.2

## КОНДУКТИВНО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В СЛОЕ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ТЕПЛОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Половников В.Ю., Чуйко Н.С.

Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

В настоящее время появляются принципиально новые материалы, в состав которых входят микросферы и различного рода связующие элементы, так называемые тонкопленочные теплоизоляционные покрытия, обладающие свойствами красок с теплоизоляционным эффектом. Значения коэффициентов теплопроводности тонкопленочных теплоизоляционных покрытий варьируются в диапазоне от 0,001 до 0,45 Вт/(м·К) [1–3]. Уникальные теплофизические характеристики тонкопленочных теплоизоляционных покрытий позволяют использовать их в различных энергетических системах и оборудовании.

Несмотря на это технологии применения тонкопленочных теплоизоляционных покрытий к настоящему моменту времени не получили развития. Это обусловлено рядом причин, основными из которых являются: недостаток знаний о физических свойствах и механизмах процессов теплопереноса в тонкопленочных теплоизоляционных покрытиях.

Целью работы является исследование кондуктивно-конвективного теплопереноса в слое тонкопленочной тепловой изоляции.

Исследования проводились для слоя тонкопленочной тепловой изоляции, конфигурация которого полностью соответствует описанной в [4].

Численное моделирование проводилось для слоя теплоизоляции толщиной 0,33 мм. Температуры на внутренней и внешней поверхностях изоляции принимались в соответствии с экспериментальными данными [4]. Предполагалось, что слой тонкопленочной теплоизоляции на 62 % состоит из микросфер диаметром 50 мкм и на 38 % из связующего вещества. Рассматривались два типа полых микросфер с толщинами стенок: 5 мкм и 2 мкм. Микросферы по толщине тонкопленочного теплоизоляционного покрытия располагались упорядоченно с «коридорным» вариантом размещения. Область решения задачи соответствует области решения, описанной в [4]. Для этой области решена двумерная стационарная задача кондуктивно-конвективного теплопереноса в системе «слой тонкопленочной тепловой изоляции – окружающая среда». Задача решена методом конечных элементов с использованием аппроксимации Галеркина.

Результаты численного моделирования и их сопоставление с данными экспериментов [4] позволили сделать следующие выводы:

средний коэффициент теплопроводности тонкопленочного теплоизоляционного покрытия в диапазоне температур 50–90 °С составляет 0,0574 Вт/(м·К), что существенно отличается от заявленных фирмой-производителем значений;

характеристики связующих веществ и микросфер (полые или полнотелые, толщины стенки микросферы

и газовой фазы, содержащейся в полости микросферы) существенно влияют на тепловые потери рассматриваемой системы. Для рассматриваемого случая отклонение от экспериментальных данных [4] составило до 90 % в зависимости от состава тонкопленочного теплоизоляционного покрытия. Такие отклонения обусловлены резким изменением эффективных теплофизических свойств тепловой изоляции при различных характеристиках компонентов тонкопленочной тепловой изоляции;

применение полых микросфер для тонкопленочной теплоизоляции по сравнению с полнотелыми микросферами приводит к более существенному снижению тепловых потоков. Это обстоятельство объясняется, прежде всего, значениями теплофизических характеристик связующего вещества и газа-наполнителя полых микросфер.

Сопоставление результатов численного моделирования теплопереноса в слое тонкопленочной тепловой изоляции, выполненных с использованием кондуктивно-конвективной модели теплопереноса с результатами для кондуктивной модели [4], позволяет сделать вывод о том, что расхождение между ними не превышает 3 % и объясняется погрешностями численных расчетов.

Также анализ результатов численного моделирования позволил сделать вывод о том, что наиболее вероятный состав тонкопленочной теплоизоляции включает в себя полые микросферы и многокомпонентное связующее вещество.

### Список литературы:

1. Рыженков В.А., Логинова Н.А., Бычков А.И., Прищепов А.Ф. Об эффективности применения тонкопленочных теплоизоляционных покрытий // Научное обозрение. 2013. № 5. С. 71–75.
2. Chou H.M., Chen C.R., Wu T.N. New transparent thin films for thermal insulation // Journal of the Chinese Society of Mechanical Engineers. Transactions of the Chinese Institute of Engineers. Series C. 2015. V. 36 (1). P. 85–90.
3. Kim H., Jang J., Shin S., Park Y., Kim S., Kim H.R., Hyun B., Kim J. The evaluation of energy saving using ultrathin heat insulation in railway electrification substation // Transactions of the Korean Institute of Electrical Engineers. 2015. V. 64 (1). P. 171–175.
4. Половников В.Ю. Кондуктивный теплоперенос в слое тонкопленочной тепловой изоляции // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2019. Т. 330. № 5 (в печати).

*Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-48-700008 р\_а «Разработка энергосберегающих технологий применения тонкопленочных теплоизоляционных покрытий для систем теплоснабжения с учетом особенностей эксплуатации энергетических объектов в Томской области».*

УДК 536.27:697.4

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ В ПЕРЕМЕННЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ

Рафальская Т.А.<sup>1</sup>, Рудяк В.Я.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В целях повышения энергоэффективности и энергосбережения в тепловых пунктах (ТП) систем теплоснабжения применяются группы теплообменников со связанной подачей теплоты. В этом случае принципиально появляется возможность рационально перераспределять тепловую энергию между теплообменниками систем горячего водоснабжения и отопления в переменных режимах работы [1]. В то же время до сих пор отсутствуют методики расчета связанных теплообменников, а существующие теории расчета переменных режимов теплообменных аппаратов основаны на использовании безразмерных постоянных параметров теплообменников  $\Phi_0$ .

Режимы работы ТП определяются, в основном, принятым на источнике теплоты графиком регулирования тепловой нагрузки. График качественного регулирования при меняющейся температуре сетевой воды в зависимости от наружной температуры и при постоянном расходе воды для системы отопления в настоящее время не выдерживается. Поэтому стоит вопрос о переходе систем теплоснабжения на новые графики регулирования – количественный (постоянная температура воды в теплосети и переменный расход сетевой воды), качественно-количественный, а также на низкотемпературное теплоснабжение. Таким образом, увеличивается количество переменных режимов работы систем теплоснабжения.

Для определения применимости соотношений с постоянными параметрами в [2] было проведено моделирование различных переменных режимов работы противоточного водо-водяного теплообменника при изменении его тепловой мощности  $Q$ . Основываясь на полученных в [2] численных зависимостях  $\Phi(Q)$ , методом математического моделирования получена формула, позволяющая описать переменный параметр теплообменника при любом режиме работы

$$\Phi(Q) = \frac{Q}{\Delta t_c \cdot \sqrt{W_p W_h}} \left[ \left( \frac{W_p}{W_h} - 1 \right) \frac{\Phi_0}{J} \pm \frac{Q_c}{Q} \frac{\sqrt{W_p W_h}}{\sqrt{W_{pc} W_{hc}}} \right],$$

где знак « $\pm$ » соответствует режимам, в которых температура первичного теплоносителя уменьшается с увеличением тепловой мощности теплообменника;  $J$  – постоянный коэффициент, зависящий от режима работы;  $Q_c$  – установочная тепловая мощность теплообменника;  $\Delta t_c$  – установочный перепад температур в теплообменнике;  $W_p$ ,  $W_h$  – эквиваленты расходов первичного и вторичного теплоносителей;  $W_{pc}$ ,  $W_{hc}$  – то же в установочных условиях.

Применение этой формулы позволяет, например, прогнозировать температуру обратной воды, что является важным показателем энергоэффективности системы теплоснабжения (см. рис. 1).

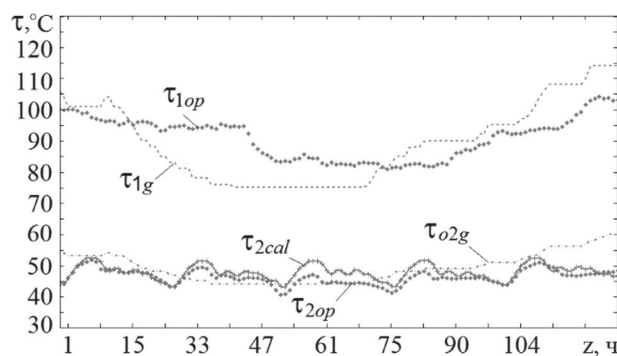


Рис. 1. Температура воды в подающей и обратной магистрали ТЭЦ 23-27 января 2018 г.

На рис. 1:  $\tau_{1g}$  – температура воды в подающей магистрали теплосети по графику ТЭЦ;  $\tau_{1op}$  – эксплуатационная температура в подающей магистрали теплосети;  $\tau_{o2g}$  – температура в обратной магистрали системы отопления;  $\tau_{2op}$  – эксплуатационная температура в обратной магистрали теплосети;  $\tau_{2cal}$  – температура в обратной магистрали теплосети, расчет по формуле. Коэффициент корреляции  $r = 0,837$ .

Как видно из рис. 1, при определенных режимах работы  $\tau_2 > \tau_{o2}$ , что говорит о нерациональном использовании тепловой энергии, вследствие настройки системы регулирования только на установочные условия работы. Достаточно высокий коэффициент корреляции эксплуатационных и расчетных параметров работы ТЭЦ делает возможным использование полученной формулы при разработке методики расчета режимов работы связанных теплообменников. Применение данной методики позволит скорректировать неэффективные режимы работы системы теплоснабжения при применении программируемых регуляторов.

Методика расчета тепловых пунктов со связанной подачей теплоты реализована в составе программного комплекса «Расчет системы теплоснабжения». Программа позволяет произвести расчет характеристик теплоносителей, построить температурные графики и графики расходов сетевой воды в переменных режимах работы по различным графикам центрального регулирования.

### Список литературы:

1. Rafalskaya T.A. Investigation of Failures in Operation of Heat Networks of Large Heat Supply Systems // Thermal Engineering, 2017, Vol. 64, No 4, pp. 313–317.
2. Рафальская Т.А., Рудяк В.Я. О применимости соотношений с постоянными параметрами для расчета переменных режимов теплообменных аппаратов // Известия вузов. Строительство, 2018. № 8. С. 91–107.

УДК 536.46

## АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ЗАКРУЧЕННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ВИХРЕВОМ ТОПОЧНОМ УСТРОЙСТВЕ

Саломатов Вас.В.<sup>1</sup>, Саломатов Вл.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Угольная энергетика тиражирует разнообразные схемы сжигания: слоевое, факельное, с кипящим или циркулирующим кипящим слоем, в шлаковом расплаве, вихревое и др. Использование той или иной схемы диктуется качеством топлива, эффективностью зажигания и выгорания, экологичностью и т.п. Применение вихревой технологии имеет следующие преимущества: увеличенное время пребывания угольных частиц в топочном пространстве, уменьшение габаритных размеров топочных камер сгорания, возможность удерживать значительный запас топлива в объеме, высокая теплонапряженность вихревой топки, устойчивость процессов зажигания выгорания, улучшение экологических параметров и др. Обусловлено все это тем, что в высокотемпературных и высокотурбулентных топках вихревого типа с тангенциальным подводом аэромеси при значительных скоростях вдува, существенен центробежный эффект, благодаря которому горящие частицы отбрасываются на периферию камеры, где они погружаются в шлаковый расплав и остаются в квазистационарном состоянии относительно закрученного потока несущей среды. В результате, с одной стороны, увеличивается подвод окислителя для горения с быстрым удалением летучих, а с другой стороны, создаются условия термического дробления частиц и интенсивного теплообмена, что в комплексе обеспечивает эффективное выгорание любого низкокачественного топлива.

Кроме указанного эффекта аэродинамическая структура вихревой топки, что более важно, характеризуется устойчивыми высокотурбулентными энергонасыщенными зонами, которые обеспечивают наивысшие объемные теплонапряжения в таких топках. Кроме того, масса циркулирующего в вихревой камере топлива находится во взвешенном состоянии, что существенно ускоряет теплообменные процессы. К тому же значительный запас топлива, многократно вращаясь в объеме камеры горения, успевает газифицироваться и постепенно выгорает, что придает вихревому процессу необходимую устойчивость. Достоинством вихревого сжигания топлива является возможность создания относительного движения окислителя и горючего. Это гарантирует более быструю доставку окислителя, чем при наличии только диффузии. Таким образом, вихревой перенос является аэро-

динамической основой всего процесса сжигания в таких топках. Главная роль аэродинамической структуры вихревого потока сводится к совершенному смеосеобразованию газифицированного топлива и окислителя без чего невозможно достигнуть ни требуемой интенсивности выгорания, ни допустимых показателей по токсичным выбросам, высокого уровня экономичности сжигания.

Такие осложнения в математических моделях как закрутка потока, физико-химические превращения, турбулентность, многокомпонентность и др. являются, как правило, нелинейностями, что вызывает трудность даже при построении численного алгоритма. К сожалению, наиболее универсального метода, оптимального по отношению к ресурсам и времени вычислений, точности и эффективности машинного счёта пока не создано. В работе на основе подхода SIMPLE реализован численный метод с использованием интерполяции Рая-Чоу на совмещенных сетках и монотонных TDV-схем второго и третьего порядка аппроксимации. Тестирование численных расчетов проведено с использованием таких моделей турбулентности как RNG-модификация  $k-\epsilon$  модели, специально созданной для закрученных течений, и  $k-\epsilon$  с поправкой на число Ричардсона. Сравнение выполненных численных расчетов с наиболее детальными нашими термоанемометрическими измерениями в модели вихревой топки с применением RNG типа и данными по пристенным закрученным струям Э. П. Волчкова и В. И. Терехова с учетом поправки Ричардсона, свидетельствует о их сопоставимости, удовлетворяющей инженерную практику.

Полученные данные являются научной базой создания перспективных технологических процессов и технических аппаратов с турбулентными закрученными потоками. Как показано в работе, выбор модели турбулентности решающим образом влияет на достоверность расчетов закрученных течений.

### Список литературы

1. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки: Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 588 с.
2. Yakhot N., Orszag S.A., Thangam S., Gatski T.B. and Speziale C.G. Development of turbulence models for shear flow by a double expansion technique // Phys/ Fluids A. – 1992. – Vol. 4, No. 6. – P. 1510–1515.

УДК 662.7; 621.4; 536.4

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГАЗИФИКАЦИИ В ПЛОТНОМ СЛОЕ КАЗАХСТАНСКИХ УГЛЕЙ В ТРЕХЗОННОМ ГАЗОГЕНЕРАТОРЕ ОБРАЩЕННОГО ПРОЦЕССА

Загруткин Р.Ш.<sup>1</sup>, Ермагамбет Б.Т.<sup>2</sup>, Касенова Ж.М.<sup>2</sup>, Пермяков Е.Е.<sup>3</sup>, Сеначин П.К.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> ООО ИЦ «Новые энергетические технологии»,  
390000, Россия, Рязань, ул. Праволыбедская, 40 офис 24

<sup>2</sup> ТОО «Институт химии угля и технологий»,  
010000, Казахстан, г. Астана, ул. Акжол, здание 26, 308

<sup>3</sup> Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,  
656038, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 46,

<sup>4</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Внедрение газогенераторных технологий, основанных на использовании небольших и простых в эксплуатации газогенераторов, работающих на местных видах твердого низкосортного топлива, включая углеродосодержащие бытовые отходы, становится в настоящее время всё более актуальным. В рамках этих требований времени была разработана и запатентована конструкция газогенератора обращенного процесса с тремя зонами горения для получения газа без смол, сажи и углеводородов, конструкция, которого была подробно описана в [1-3].

В январе этого года в Институте химии угля и технологии (г. Астана) была смонтирована опытно-промышленная установка трёхзонной газификации (рис.). Целью строительства этой установки является отработка процессов газификации различных марок казахстанских углей при воздушном, паровоздушном дутье и дутье обогащённом кислородом. Программой исследований планируется испытать режимы работы установки с ДВС и выработкой электроэнергии, режимы с рециркуляцией горячих выхлопных газов от ДВС в различные зоны.

Мощность опытно-промышленной установки по генераторному газу составляет 150 кВт. Кроме того, по результатам испытаний этой установки могут быть внесены необходимые изменения в конструкцию пилотного газогенератора мощностью от 2-х до 4-х МВт, работающего под давлением до 6 бар.

На первом этапе испытания исследовался бурый уголь майкубенского месторождения при воздушном дутье, при этом отработывались режимы распределения воздуха по зонам в диапазоне:

- в первую зону – зону горения с примерным расходом в количестве от 15 до 25% от общего расхода воздуха;
- во вторую зону – зону дожигания продуктов пиролиза с примерным расходом в количестве от 35 до 45% от общего расхода воздуха;
- в третью зону – зону газификации поступающего из первой зоны полукокса, одновременно с продуктами сгорания пиролизного газа подавался дутьевой воздух в количестве примерно от 35 до 50 %.

Согласно, первичным данным установка для получения силового газа позволяет получить из угля газ с максимальным содержанием  $CO$  (до 32-34 %) и минимальным –  $CO_2$ ,  $H_2$  и  $CH_4$ . Смолы обнаружены не были.

Авторами данной работы построена математическая модель активных зон газогенератора плотного слоя обращенного процесса, разработана компьютерная программа и проводятся численные исследования рабочего процесса газогенератора применительно к экспериментальным данным.

### Список литературы:

1. Патент РФ № 2631081. Газогенератор обращенного процесса газификации / Р.Ш.Загруткин, В.Н. Негуторов, П.К. Сеначин. – Дата госрегистрации 18.09.2017.
2. Загруткин Равиль, Сеначин Павел, Никишанин Михаил. Газификация в плотном слое: Цикл статей. – Изд-во “LAP LAMBERT Academic Publishing” / Германия, 2016. – 168 С. – Электронный ресурс: [www.lap-publishing.com](http://www.lap-publishing.com).
3. Design of structure and simulation of the three-zone gasifier of dense layer of the inverted process / R. Sh. Zagrutdinov, V. N. Negutorov, D. G. Maliykhin, M. S. Nikishanin and P. K. Senachin // Journal of Physics: Conference Series, Volume 891, 2017. – The International Conference "Problems of Thermal Physics and Power Engineering" (PTPPE-2017), 9–11 October 2017, Moscow, Russian Federation, Table of contents – 012120. – Электронный ресурс: <http://iopscience.iop.org/issue/1742-6596/891/1>.



УДК 621.311

## ЗАДАЧА ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ОТПУСКЕ ТЕПЛОТЫ ОТ ТЭЦ И ЗОНИРОВАНИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАФИКА

Синельников Д.С.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Такого масштаба централизации теплоснабжения как в России нет нигде в мире, поэтому зарубежный опыт в виде субсидирования при тарифном регулировании тех или других источников генерации, с учетом создания новых рабочих мест, в нашей стране не может быть применен. Проводимые исследовательские работы имеют теоретическую [1] и практическую направленность. Практическая составляющая по сути исследованием не является, так как призвана обосновать применение конкретной установки, часто зарубежного производителя (например, котлы Buderus или Viessmann или газопоршневая установка Caterpillar в когенерационном варианте, котельная в блочно-модульном варианте и т.п.) с максимальной эффективностью для собственника, либо характеризует уже действующую установку.

Детальное изучение теплофикационных энергоблоков невозможно без применения математического моделирования. Задачи оптимизации подобных систем относятся к классу наиболее сложных.

Для исследований сегодня привлекается специальный математический аппарат в виде прикладных программ, например, Thermoflow (компания Thermoflow, США, Германия), Fluent (Fluente Kumpranit, Финляндия), Boiler Designer (НИУ МЭИ, Россия), др. Однако для оптимизационных расчетов этот инструмент может применяться ограниченно. На кафедре ТЭС НГТУ разработан эксергетический метод термодинамического анализа ТЭУ. С использованием этого (эксерго-агрегативного) метода [2-5] решался широкий ряд задач анализа и оптимизации работы как действующих энергоустановок, так и перспективных энергоблоков. В настоящей работе этот метод применяется для решения задачи оптимизации параметров теплофикационных энергоблоков в условиях работы в зонированном температурном графике по способу регулирования отпуска теплоты.

Предлагается обеспечить зонирование температурного графика отпуска теплоты от ТЭЦ [5]. В этом случае стандартный температурный график 150/70 °C имеет три ярко выраженные зоны (периоды), которые характеризуют разные способы регулирования (см. рис.1.) Первая зона обусловлена количественным регулированием отпуска теплоты, вторая зона – качественно-количественным (смешанным) регулированием, третья качественным.

Функция цели выглядит следующим образом:

$$\min \eta_z(E)_i \mid \varphi(E)_i \leq C_e$$

В этом выражении  $\eta_z$  – комбинированный критерий эффективности;  $E$  – множество оптимизируемых параметров;  $\varphi(E)$  – оператор функциональных отношений (оператор преобразования);  $C_e$  – комплекс ограничений;  $i$  – характеризует зону температурного графика.

Нахождение решения для целевой функции, удовлетворяющее критерию поиска обеспечивает наилучшие сочетания оптимизируемых параметров. Факторы внутренних связей и внешней среды обуславливают ограничения моделирования, которые выражаются в виде равенств и неравенств и отражают, с одной стороны техническую достижимость, с другой – устойчивость оптимальных решений в изменяющихся условиях.

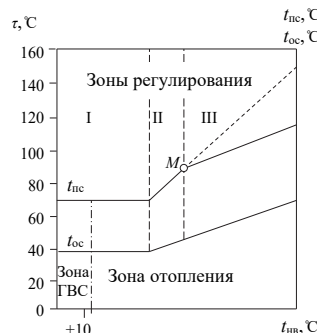


Рис. 1. Зонированный отопительно-бытовой температурный график 150/70 °C

К оптимизируемым параметрам следует отнести давление и температуру острого пара ( $p_0; t_0$ ), давление конденсации ( $p_k$ ), давление в регулируемом отборе ( $p_{от}$ ), температуру питательной воды ( $t_{пв}$ ), температуру промперегрева ( $t_{пм}$ ), коэффициент теплофикации ( $\alpha_{ТЭЦ}$ ), затраты в основные агрегаты станции, такие как: котел, турбина, генератор, обвязка, система очистки дымовых газов.

### Список литературы:

- Андрюшенко А.И., Николаев Ю.Е., Сизов С.В. Повышение эффективности систем теплофикации при совместной работе районных ТЭЦ, котельных и малых ТЭЦ – Промышленная энергетика. 2008. № 10. С. 19–22.
- Щинников П.А. Перспективные ТЭС. Особенности и результаты исследования: монография. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2017. – 284 с.
- Бордохин И.В. Исследование эффективности и оптимизация параметров ТЭЦ в комбинированной системе теплоснабжения с ДВС. – Автореферат дисс. на соискание степени к.т.н. – Новосибирск: НГТУ, 2004. – 16 с.
- Борух О.В., Щинников П.А., Оршуу Ч., Воронкова А.С. Разработка показателей эффективности работы ТЭЦ и их подсистем на основе дифференциально-эксергетического метода / Новое в российской электроэнергетике : науч.-техн. электрон. журн. – 2018. – № 2. – С. 22–29. – Режим доступа: <http://www.energopress.info>. – Загл. с экрана.
- Sinelnikov D., Shchinnikov P., Tomilov V., Borush O., Mikhaylenko A. Operation of Thermal Power Station Power Units at Zoning of Heat Load Curve / 13 International forum on strategic technology (IFOST 2018) : proc., Harbin, China, 30 May–01 June 2018. – Harbin, 2018. – Pt. 4. – P. 776–779.

УДК 536.7

## ПАРОВОЗДУШНАЯ ГАЗИФИКАЦИЯ УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА ПОДВЕРГНУТОГО МЕХАНОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ

Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Сиянков И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Уголь в долгосрочной перспективе остается одним из самых важных ресурсов теплоэнергетического комплекса, благодаря обильным мировым запасам и конкурентоспособно низким ценам [1]. Согласно прогнозу Министерства энергетики Российской Федерации (Прогноз научно-технического развития отраслей топливно-энергетического комплекса России на период до 2035 года, утвержденный 14.09.2016) развитие производства электроэнергии из ископаемого топлива в России в значительной степени полагается на повышение эффективности существующих угольных электростанций, в том числе в процессе газификации угля с получением синтез-газа. Газификация угольного топлива является одним из приоритетных направлений развития современной электроэнергетики. Во всем мире активно ведутся работы по исследованию процесса газификации и дальнейшего внедрения на промышленные объекты.

Использование механохимической активации при газификации углей может привести к качественно новым процессам переработки углей, имеющие значительно более высокие технико-экономические показатели по сравнению с традиционными процессами. Во – первых, основной магистральный путь развития теплоэнергетики – разработка и создание парогазовых установок (ПГУ), где достигнутый уже в настоящее время результат КПД находится на уровне 60%, что превышает эффективность установок на топливных элементах без регенерации. Поскольку существующие газотурбинные установки работают на высокотемпературных беззольных газомазутных топливах, основной путь использования угля в газотурбинных установках (ГТУ) реализуются через газификацию. Технологии воздушной, паровоздушной и парокислородной газификации угля для ГТУ на твердом топливе активно разрабатывается в течение последних лет [2, 3].

Экспериментальные исследования проводились на стенде 1 МВт (см. рис. 1).

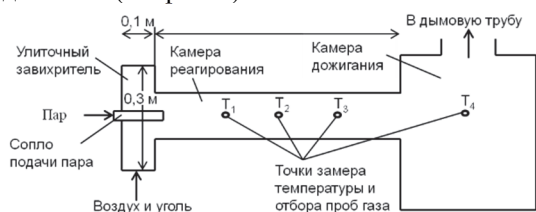


Рисунок 1. – экспериментальный стенд 1 МВт.

Для повышения реакционной способности угля осуществлён его микропомол в мельнице дезинтеграторного типа [4]. Фракционный состав пыли угля, по-

лученной на мельнице-дезинтеграторе, определён оптически-цифровым методом в диапазоне диаметров частиц 0-180 мкм [5]. Максимальный размер частиц не превышал 70 мкм.

Из мельницы угольная пыль посредством разрежения, создаваемого эжектором, поступает в улиточный вход квадратного сечения с гранью 108 мм, где пылевоздушный поток закручивается и воспламеняется с помощью запально-защитного устройства (ЗЗУ), встроенного в улиточный завихритель. Закрученный поток газов и угля поступает в камеру газификации диаметром 150 мм и длиной 1,1 м. Затем поток поступает в камеру дожигания, где горючие компоненты синтез-газа догорают на «свече». Регулируя количество подаваемого воздуха и угля можно работать в режимах как газификации, так и полного сгорания. Расход пара регулировался по расходу питательной воды в парогенератор, оснащенный уровнемером. Температура пара регулируется в пределах 100 - 250 °С.

### Выводы

В результате выполнения проекта получены обширные данные об особенностях воздушной и паровоздушной потоковой газификации механоактивированного пылеугольного топлива, с последующим применением для развития методов достоверного математического моделирования, необходимых для разработки более эффективных и экологически безопасных технологий газификации угольного топлива.

### Список литературы:

1. Прогноз развития энергетики мира и России 2016 [Текст] / под ред. А.А. Макарова, Л.М. Григорьева, Т.А. Митровой; ФГБУН «ИНЭИ РАН» – АНО «АЦ при Правительстве РФ». – М., 2016. – 200 с.
2. Gasification Systems/ JGCL: from the drawing board to commercial service. Power Eng.Int. – 1998, Vol.6, N1, pp. 36, 37, 39.
3. R. Mota, G. Krishnamoorthy\*, O. Dada, S Benson Hydrogen rich syngas production from oxy-steam gasification of a lignite coal e A design and optimization study // Applied Thermal Engineering, 90, pp. 13–22 (2015).
4. Chernetskiy, M.Y., Burdukov, A.P., Butakov, E.B., Anufriev, I.S., Strizhak, P.A. Using ignition of coal dust produced by different types of mechanical treatment under conditions of rapid heating // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2016. № 52(3), pp. 326–328.
5. Дектерев А.А., Осипов П.В., Чернецкий М.Ю., Рыжков А.Ф. Влияние скорости предварительного нагрева угольной пыли на реакционную способность коксового остатка // Химия твердого топлива. 2017. № 1. С. 21–27.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-48-540009.

УДК 620.93, 532

## ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТУРБОДЕТАНДЕРЕ ДЛЯ ОРГАНИЧЕСКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ R245FA

Соломин И.Н.<sup>1</sup>, Кареева Ю.Р.<sup>2</sup>, Даминов А.З.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ЗАО «НПП «Компрессор»,

420029, Россия, Казань, ул. Журналистов, 2а

<sup>2</sup> Казанский государственный архитектурно-строительный университет,

420043, Россия, Казань, ул. Зеленая, 1

<sup>3</sup> ФИЦ Казанский научный центр РАН,

420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

На основе результатов расчетов генерация электроэнергии для собственных нужд на источниках распределенной энергетики, в частности в водогрейных котельных, возможна при использовании установок, работающих на низкокипящем хладоне.

Приведен расчет рабочего колеса (РК) турбодетандера термоэлектрической установки, работающей по органическому циклу Ренкина. Расчет проводился для реального газа с использованием модели Пенга-Робинсона. В качестве рабочего тела установки был выбран хладон R245fa. В расчете использованы аппроксимационные значения коэффициентов полинома, описывающего зависимость изобарной теплоемкости от температуры для хладона R245fa. Определены диаметр и все остальные конструктивные параметры РК. После расчета всех параметров проведена проверка модели течения газа в РК с помощью CFD-расчета в среде ANSYS и доработаны конструктивные параметры геометрии (см. рис. 1): диаметр РК на входе 300 мм; диаметр втулки РК 107,5 мм; диаметр выходной воронки 211,5 мм; ширина лопаток на входе в РК 15,5 мм; угол входа в РК 90 град.; угол выхода из РК 25,9 ÷ 44,8 град.; адиабатный КПД 0,8.

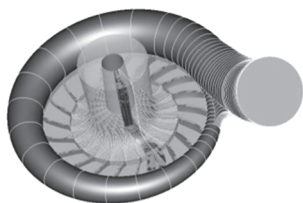


Рис. 1. Рабочее колесо с моделью проточной части.

После проведения всех расчетов и уточнений геометрии РК разработана окончательная модель конструкции колеса (см. рис. 2).

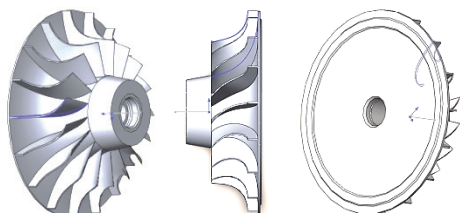


Рис. 2. Окончательная конструкция РК

Результаты численных исследований позволяют ответить на вопрос, каким образом протекает процесс расширения хладона в проточной части, для ответа на который решались следующие задачи:

– нахождение оптимального отношения давлений на входе и выходе из РК турбодетандера с определенным расходной и окружной составляющих скоростей рабочего тела в пространстве проточной части;

– определение эффективного поля распределения скоростей хладона с внутренними потерями на трение о лопатки;

– определение оптимального значения относительного диаметра РК, относительной ширины колеса на входе и относительного втулочного диаметра колеса в зависимости от скорости входа хладона, температуры, и максимального КПД;

– нахождение интервала оптимальных относительных диаметров колес на диаграмме Кордье;

– аналитическое решение задачи получения максимальной мощности на валу при минимальной температуре перегрева газа (паровой фазы хладона) на входе в детандер и РК;

– определение оптимального значения относительных скоростей и углов потока на входе и выходе элементов турбодетандера (рабочее колесо, сопловой аппарат, улитка и др.) с дальнейшим применением в инженерном проектировании.

В качестве вывода можно отметить, что центробежная турбина детандера термоэлектрической установки с осерадиальным (полуоткрытым) типом РК обладает достаточной эффективностью при работе на хладоне R245fa и полученные коэффициенты полинома изобарной теплоемкости с достаточной точностью описывают параметры реальности хладона R245fa.

После моделирования проточной части машины и получения ее конструктивной картины проведены исследования на предмет посадки такой проточной части на опоры и в корпус турбодетандера с учетом всех параметров, влияющих на мощность и КПД. Результаты расчетов позволили определить оптимальные технические характеристики корпуса турбодетандера, тип уплотнений, подшипников, тип посадки колес на вал (консоль или межопорный тип), оптимальную конструкцию маслосистемы. Сформирован определенный интервал основных параметров применения турбодетандеров: температура и давление на приеме и на выходе, массовый и объемный расход, мощность механическая, КПД.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта №18-48-160033.*

УДК 536.21

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТОНКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТНЫХ ДИСКОВ

Немировский Ю.В.<sup>1</sup>, Станиславович А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630008, Россия, Новосибирск, ул. Тургенева, 159

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Исследование различных проблем теплопередачи играет важную роль при проектировании газотурбинных двигателей и установок, авиационной и ракетной техники. В частности, для расчета тепловых режимов дисков авиационных и паровых турбин.

В работе представлена методика аналитического решения стационарной и нестационарной задачи теплопроводности для тонких кольцевых многослойных композитных пластин переменной толщины. Используется разработанная авторами математическая модель теплопроводности тонких кольцевых многослойных композитных пластин с различными параметрами армирования [1; 2]. Слои могут быть как изотропными, так и ортотропными, армированными частицами или волокнами в радиальном и окружном направлении.

Рассмотрим слоистую в направлении оси Oz трехслойную кольцевую пластинку. Плоскость Oz расположим так, чтобы она проходила через середину среднего слоя. Внешние слои переменной толщины, симметрия относительно срединной плоскости сохраняется. Решение нестационарной задачи теплопроводности будем строить методом конечных интегральных преобразований по типу [3]. Уравнение теплопроводности записывается в виде

$$\rho_i C_{vi} \frac{\partial T^i}{\partial t} - \left[ \frac{1}{r} \lambda_{ri} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T^i}{\partial r} \right) + \lambda_{zi} \frac{\partial^2 T^i}{\partial z^2} \right] = f_i(r, z, t), \quad (1)$$

с начально-краевыми условиями

$$\left[ \beta_{11}^r \frac{\partial T^i}{\partial \tilde{r}} + \beta_{21}^r T^i \right]_{r=R_0} = -\Phi_0^r, \quad \left[ \beta_{12}^r \frac{\partial T^i}{\partial \tilde{r}} - \beta_{22}^r T^i \right]_{r=R} = -\Phi_2^r$$

$$\left[ \beta_{11}^z \frac{\partial T^i}{\partial z} - \beta_{21}^z T^i \right]_{z=-g(r)} = -\Phi_1^z, \quad T^i(r, 0) = \Phi_{0i}(r),$$

$$\left[ \beta_{12}^z \frac{\partial T^i}{\partial z} - \beta_{22}^z T^i \right]_{z=g(r)} = -\Phi_2^z, \quad i = 1, 2, 3.$$

В силу малой толщины пластины в сравнении с радиусом распределение температуры вдоль оси Oz можно аппроксимировать полиномом второй степени, и представить решение исходной задачи как произведение [4]:

$$T(r, z, t) = T_z(z) T(r, t).$$

Таким образом, исходная задача теперь зависит от двух переменных: времени t и радиуса r.

Для исключения координаты r используем формулу перехода к изображениям (индекс i опущен для удобства):

$$\bar{T}(r, t) = \int_{R_0}^R T(r, t) S(\mu, r) dr.$$

Здесь  $S(\mu, r)$  – ядро интегрального преобразования, являющееся решением задачи Штурма-Лиувилля с однородными граничными условиями.

Обратное преобразования осуществляется в виде:

$$T(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n(z, \mu_n)}{\|S_n\|^2} \bar{T}(\mu_n, t).$$

Решая задачу Штурма-Лиувилля, получим решение исходной задачи в виде

$$\bar{T}(\mu_n, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n(\mu_n)}{\|S_n\|^2} \left[ \bar{\Phi}_0(\mu_n) \exp(-\mu^2 t) + \bar{K}(\mu_n, t) \right],$$

где  $\bar{K}(\mu_n, t)$ ,  $\mu^2$ ,  $\|S_n\|^2$  определяются из соответствующей задачи Штурма-Лиувилля

В стационарном случае задача (1) сводится к неоднородному уравнению Бесселя.

Таким образом, получены аналитические решения стационарной и нестационарной задачи теплопроводности для тонких кольцевых пластин переменной толщины. Такие пластинки можно рассматривать в качестве модели дисков газовых и паровых турбин, расчет температурных режимов которых является критически важным для современной энергетической и авиационной промышленности.

### Список литературы:

1. Немировский Ю. В., Станиславович А. В. Теплопроводность пакета полиармированных слоев // Вестник КемГУ. 2015. Т. 3. № 4 (64). – С. 177–183.
2. Немировский Ю. В., Станиславович А. В. Влияние формы и расположения армирующих элементов на тепловые свойства композитов // Вестник Чувашского государственного педагогического университета им. И. Я. Яковлева. Серия: механика предельного состояния. 2015. № 4 (26). – С. 3–24.
3. Туголуков Е. Н. Решение задач теплопроводности методом конечных интегральных преобразований при автоматизированном проектировании технологического оборудования химической промышленности. – Тамбов: Изд-во тамб. гос. техн. ун-та, 2006. – 116 с.
4. Немировский Ю. В. Янковский А. П. Теплопроводность однородных и композитных тонкостенных конструкций / Ю. В. Немировский, А. П. Янковский. – Новосибирск: Изд-во «Арт-Авеню», 2008. – 512 с.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-01-00038.*



УДК 536.242

**РАСЧЕТ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТЕРМИЧЕСКОМ СЛОЕ ТЕЛ ПРАВИЛЬНОЙ ФОРМЫ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ТЕПЛОТДАЧИ**

Супельняк М.И.

Калужский филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана,  
248000, Россия, Калуга, ул. Баженова, 2

Исследуются колебания температуры в телах правильной формы – полупространстве, пластине, цилиндре, пространстве с цилиндрическим каналом, шаре и пространстве со сферической полостью – при теплообмене на их поверхностях, описываемом законом Ньютона-Рихмана с нестационарным коэффициентом теплоотдачи. Колебания температуры определяются из решения циклической задачи теплопроводности без начального условия. Постановка задачи включает обобщенное дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{1}{\eta^m} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \eta^m \frac{\partial T}{\partial \eta} \right), \quad \eta \in l_\eta, \quad t > -\infty,$$

решение которого удовлетворяет условию периодичности

$$T(\eta, t + \tau) = T(\eta, t), \quad \eta \in l_\eta, \quad t > -\infty,$$

на поверхности удовлетворяет граничному условию III рода

$$-\chi \lambda \frac{\partial T(\eta_w, t)}{\partial \eta} = \alpha [T(\eta_w, t) - T_f], \quad t > -\infty,$$

а также одному из граничных условий: для ограниченной области

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial \eta} = 0, \quad t > -\infty;$$

для частично ограниченной области

$$\lim_{\eta \rightarrow +\infty} \left( \eta^m \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) = 0, \quad t > -\infty.$$

Здесь  $T = T(\eta, t)$  – температура области, К;  $\eta$  – пространственная координата, м;  $t$  – время, с;  $l_\eta$  – совокупность внутренних точек области: для полупространства  $l_\eta = (0, +\infty)$ , для пластины, цилиндра и шара  $l_\eta = [0, R)$ , для пространства с цилиндрическим каналом и пространства со сферической полостью  $l_\eta = (R, +\infty)$ ;  $R$  – половина толщины пластины, радиус цилиндрической или сферической поверхности, м;  $a$  – коэффициент температуропроводности,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $m = 0$  – для полупространства и пластины;  $m = 1$  – для цилиндра и пространства с цилиндрическим каналом;  $m = 2$  – для шара и пространства со сферической полостью;  $\alpha = \alpha(t)$  – коэффициент теплоотдачи,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ ;  $T_f = T_f(t)$  – температура жидкости, К;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ;  $\chi = 1$  – для ограниченных областей;  $\chi = -1$  – для частично

ограниченных областей;  $\eta_w = 0$  – для полупространства;  $\eta_w = R$  – для остальных областей;  $\tau$  – период цикла, с. Предполагается, что

$$\alpha(t + \tau) = \alpha(t), \quad t > -\infty;$$

$$T_f(t + \tau) = T_f(t), \quad t > -\infty.$$

Существуют различные приближенные способы [1,2] решения поставленной задачи теплопроводности с нестационарным коэффициентом теплоотдачи, в том числе специально разработанные [3,4] для циклических задач теплопроводности. В проводимом исследовании для этой цели используется подход, предложенный Р.С. Минасяном в [5] и с успехом примененный для решения ряда задач подобного рода. С помощью полученных решений исследуется возможность замены нестационарного коэффициента теплоотдачи средним за период

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \alpha dt$$

и эквивалентным стационарным

$$\alpha_e = \int_0^\tau \alpha (\langle T_f \rangle_\alpha - T_f) (\langle T_f \rangle - T_f) dt \Big/ \int_0^\tau \alpha (\langle T_f \rangle - T_f)^2 dt$$

в случаях, когда имеет место термический слой, в котором затухают колебания температуры. Установлено, что в общем случае такая замена не гарантирует высокую точность расчетов. Также рассматривается возможность использования вместо граничного условия III рода эквивалентного граничного условия II рода

$$\chi \lambda \frac{\partial T(\eta_w, t)}{\partial \eta} = \alpha T_f, \quad t > -\infty.$$

Показана допустимость такого подхода при малых колебаниях температуры. Для удобства результаты исследований представляются в безразмерном виде.

Список литературы:

1. Карташов Э.М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 2001. 550 с.
2. Карташов Э.М. Теплопроводность при переменном во времени относительном коэффициенте теплообмена // Изв. РАН. Энергетика. 2015. № 2. С. 138–149.
3. Кирсанов Ю.А. Циклические тепловые процессы и теория теплопроводности в регенеративных воздухоподогревателях. М.: Физматлит, 2007. 240 с.
4. Zudin Y.B. Theory of Periodic Conjugate Heat Transfer. Heidelberg, Dordrecht, London, New York: Springer. 2016. 301 p.
5. Минасян Р.С. Об одной периодической задаче теплопроводности в полом бесконечном цилиндре // ИФЖ. 1969. Т. 17. № 5. С. 880–891.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00090.*

УДК 536.7

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ ТВЭЛА И ДВИЖЕНИЯ РАСПЛАВА ТОПЛИВА ПО ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

Усов Э.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики, Новосибирский филиал  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Ядерная энергетика является одним из наиболее экологически чистых источников электрической энергии. Основным барьером, препятствующим ее дальнейшему развитию, являются серьезные последствия, к которым приводят тяжелые аварии с разрушением активной зоны, в результате которых возможен большой выход радиоактивности.

По этой причине актуальным является проведение исследований в обосновании безопасности проектируемых и перспективных установок на быстрых нейтронах. Изучение процессов, которые сопровождают тяжелые аварии в ядерных реакторах, позволяет глубже разобраться с особенностями протекания аварии, а также понять, к каким последствиям приведет авария и предложить способы их минимизации. Среди явлений, которые являются определяющими во время аварии, можно выделить следующие [1]: плавление оболочки, плавление топлива, перемещение расплава в твэле, теплообмен расплава с теплоносителем и твэлом и формирование блокировок проходного сечения в ТВС.

Авторами настоящей работы разработаны базовые модели и программные средства на их основе для численного моделирования плавления твэла и движения расплава по его поверхности представлены в работах [2, 3]. Для расчета плавления и затвердевания материалов твэла численно [2], либо аналитически [4] решается уравнение теплопроводности в энтальпийной формулировке. Движение расплава по поверхности твэла и внутри него моделируется на основе решения системы уравнений сохранения массы, энергии и импульса. Учитывается трение и теплообмен расплава с поверхностью твэла и с теплоносителем [3].

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial \rho U S}{\partial z} = \Gamma_m \\ \frac{\partial \rho S U}{\partial t} + \frac{\partial \gamma \rho S U^2}{\partial z} = -S \frac{\partial p}{\partial z} + \Gamma_m U_m + \\ + \rho g S \sin \theta + \tau_c \Pi_c - \tau_w \Pi_w \\ \frac{\partial \rho h S}{\partial t} + \frac{\partial \rho h \bar{U} S}{\partial z} = q_w \Pi_w + q_c \Pi_c + \Gamma_m h_m \end{cases}$$

Подобные подходы являются общепризнанными и широко используются во всем мире для моделирования аварий в реакторах различного типа [5–10].

Настоящая работа посвящена изучению процессов с разрушением активной зоны реактора с использованием аналитических методов. Использование аналитических методов позволяет более детально понять специфику процессов. В качестве объекта исследования выбраны движение и теплообмен расплава, образующегося при плавлении твэлов. Изучение данного

явления очень важно для детального понимания особенностей протекания аварийного процесса. Действительно от того, куда и с какой скоростью будет двигаться расплав топлива, зависит мощность реактора из-за наличия обратных связей с распределением нейтронов в активной зоне.

В представленной работе приведены также основные соотношения, используемые для решения тепловой задачи и задачи перемещения расплава. С использованием описанных алгоритмов проведены расчеты движения расплава топлива по поверхности твэла. Определено количество расплава, вынесенного за пределы а.з. Также проведен анализ влияния различных факторов (плотности, вязкости, теплопроводности и других) на результаты расчетов по выносу расплава. Количество вынесенного за пределы а.з. расплава топлива является важным параметром, так как определяет, к каким последствиям приведет авария.

### Список литературы:

1. А.А. Бутов, В.С. Жданов, И.А. Климонов и др. Верификация кода ЕВКЛИД/V2 на основе экспериментов с разрушением элементов активной зоны реактора с жидкометаллическим теплоносителем // Теплоэнергетика. 2019. № 5. С. 16–24.
2. Усов Э.В., Бутов А.А., Чухно В.И. и др. Моделирование процессов плавления твэла и затвердевания расплава, образующегося при термическом разрушении твэла быстрого реактора, с помощью модуля SAFR/V1 интегрального кода ЕВКЛИД/V2 // Атомная энергия. 2018. Т. 124. № 3. С. 123–126.
3. Усов Э.В., Бутов А.А., Чухно В.И. и др. Моделирование перемещения расплава по поверхности твэла быстрого реактора при тяжелой аварии с помощью модуля SAFR/V1 интегрального кода ЕВКЛИД/V2 // Атомная энергия. 2018. Т. 124. № 4. С. 197–200.
4. E.V. Usov, A.A. Butov, S.I. Lezhnin, P.D. Lobanov. Solving the Stefan problem in the relation to melting of fuel elements of fast nuclear reactors. // Journal of Engineering Thermophysics. 2018. V. 27. № 4. Pp. 545–553.
5. Epstein M. The growth and decay of a frozen layer in forced flow // Int. J. Heat Mass Transf. 1976. V. 19. pp. 1281–1288.
6. Bottoni M. Calculation of temperature distribution in a melting clad with the Pekeris-Slichter series expansion method // Nucl. Engr. Des. 1977. V. 43. Pp. 249–257.
7. Vlasichev G. N. Numerical simulation of the motion and solidification of melted fuel during a serious accident in a fast reactor // Atomic Energy. 2001. V. 90. № 5. Pp. 357–365.
8. M. Ishii, W.L. Chen, M.A. Grolmes. Molten Clad Motion Model for Fast Reactor Loss-of-Flow Accidents // Nuclear Science and Engineering. 1976. V. 60. I. 4. Pp. 435–451.
9. Dubey A., Sharma A. Melting and multi-phase flow modeling of nuclear fuel in fast reactor fuel rod // Int. J. Thermal Sci. 2018. V. 125. Pp. 256–272.
10. Sawada T., Ninokata H., Shimizu A. Calculation of a material relocation experiment simulating a core disruptive accident condition in fast breeder reactors // Nucl. Engr. Des. 1995. V. 157. Pp. 177 – 196/

*Исследование выполнено за счет гранта Российского  
научного фонда (грант № 18-79-10013).*

УДК 621.9

## РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ КОМБИНИРОВАННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБТЕКАЕМЫХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ ДИСПЕРСНЫМИ ПОТОКАМИ

Ковальногов В.Н., Федоров Р.В., Чукалин А.В.

Ульяновский государственный технический университет,  
432027, Россия, Ульяновск, Северный Венец, 32

Для тепловой защиты элементов конструкции, обтекаемых высокотемпературным потоком рабочего тела, широко используется внутреннее охлаждение, реализуемое путем создания низкотемпературной пристенной завесы. Присутствие в потоке рабочего тела конденсированных частиц существенно осложняет процессы его теплового взаимодействия с поверхностью проточной части энергетических установок. Проточная часть газотурбинных установок, теплообменных аппаратов и другого теплоэнергетического оборудования характеризуется сложной формой. При движении дисперсного потока рабочего тела в таких устройствах создаются условия для поперечного перемещения конденсированных частиц в пограничном слое и их инерционного выпадения на отдельные участки поверхности, что существенно интенсифицирует процессы теплообмена.

Для расчета теплоотдачи и эффективности завесы в турбулентных дисперсных потоках в элементах проточной части энергетических установок предлагается использовать модель дисперсного пограничного слоя как пограничного слоя несущей среды с внутренними источниками теплоты и количества движения. Пограничный слой в рассматриваемых условиях подвергается интенсивным воздействиям разной природы: продольного градиента давления, аэромеханических и тепловых воздействий конденсированных частиц и т.п. Продольный градиент давления и конденсированные частицы оказывают на профили осредненных скоростей и температур в пограничном слое, как непосредственное влияние, так и влияние опосредованное через изменение коэффициентов турбулентного переноса количества движения и теплоты. Непосредственное влияние продольного градиента давления и конденсированных частиц на профили осредненных скоростей и температур (а, значит, на теплоотдачу и эффективность завесы) учитывается в рамках модели пограничного слоя соответствующими членами в его дифференциальных уравнениях (например, членами, характеризующими интенсивность внутренних источников теплоты и импульса, обусловленных присутствием конденсированных частиц) и граничными условиями. Опосредованное влияние продольного градиента давления и ряда других воздействий учитывается использованием модифицированной модели пути смешения.

Некоторые результаты расчетного и экспериментального исследования теплоотдачи и эффективности внутреннего охлаждения сопла в условиях инерционного выпадения частиц на стенку показаны на рис. 1. Приведенные результаты соответствуют числу  $Re = 0.93 \cdot 10^5$  (число  $Re$  подсчитано по параметрам потока

и диаметру проточной части на входе в сопло) и средней нерасходной концентрации частиц в потоке 0.568.

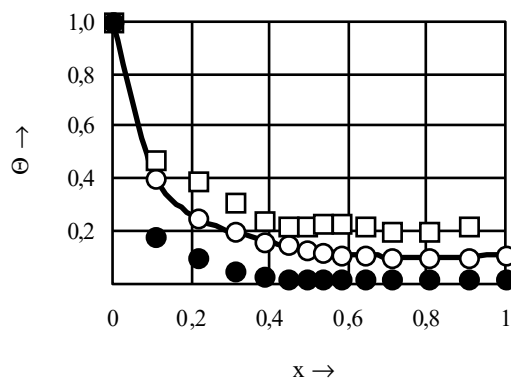


Рис. 1. Распределение по длине сопла относительного коэффициента теплоотдачи: ○ — однородный поток; ● — дисперсный поток при наличии инерционного выпадения частиц на стенку; □ — то же при отсутствии инерционного выпадения

Как видно из рис. 1, наличие направленных инерционных потоков конденсированных частиц к поверхности существенно (до 2,5 раз) интенсифицирует теплоотдачу и более чем в 2 раза снижает эффективность внутреннего охлаждения. Снижение эффективности завесы объясняется тем, что конденсированные частицы при инерционном перемещении из высокотемпературного ядра потока в низкотемпературный пристеночный слой способствуют дополнительному разогреву последнего. При отсутствии направленного поперечного перемещения частиц в пограничном слое их присутствие в потоке способствует повышению эффективности завесы. Это объясняется тем, что в этом случае частицы движутся вдоль линий тока газа, и в пристенной области они перемещаются из области с низкой температурой в область с повышенной температурой, способствуя дополнительному охлаждению газа в завесе. Установлено существенное и качественно различное влияние направленного поперечного перемещения частиц к стенке на теплоотдачу и эффективность завесы. При наличии поперечного перемещения частиц интенсивность теплоотдачи существенно возрастает, а эффективность завесы снижается. При отсутствии поперечного перемещения частицы оказывают существенно более слабое влияние на теплоотдачу, а влияние на эффективность завесы остается значительным, но противоположным тому, какое имеет место при наличии поперечного перемещения частиц (эффективность завесы повышается).

УДК 544.452.42

## СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ И ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ РОЗЖИГА ПЫЛЕУГОЛЬНОГО КОТЛА

Чернов В.А.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, д. 20

В мировой и отечественной теплоэнергетике при растопке пылеугольных котлов и для стабилизации горения (подсветки) пылеугольного факела используют природный газ или топочный мазут. Совместное сжигание угля и обладающего более высокой реакционной способностью мазута ухудшает эколого-экономические показатели котлов: на 10-15% повышается мехнедожог топлива и на 2-5% снижается КПД-брутто, возрастает скорость высокотемпературной коррозии экранных поверхностей, снижается надежность эксплуатации котельного оборудования, на 30-40% увеличивается выход оксидов азота и серы, появляются выбросы канцерогенной пятиоксида ванадия.

Вышеперечисленные факторы делают весьма актуальной задачей современной теплоэнергетики разработку технологий безмазутного воспламенения углей, позволяющих снизить потребление мазута на пылеугольных ТЭС. Снижение потребления мазута в 2-3 раза для котельной позволит решить многие экологические, экономические и другие проблемы.

На основании проведенного выше обзора сформированы следующие задачи исследования:

1. Рассмотреть технологию плазменного воспламенения, как универсальную технологию высокотемпературного воздействия зажигания всех видов топлива.

2. Рассмотреть энергосберегающую электрохимическую технологию, как альтернатива плазменной технологии.

3. Провести сравнительный анализ двух технологий.

Технология плазменной активации воспламенения топлива основана на плазменной термохимической подготовке угля к сжиганию. Она состоит в нагревании электродуговой плазмой воздушно-топливной смеси (аэросмеси) до температуры выделения летучих угля и частичной газификации углеродного остатка. Вследствие этого, независимо от качества угля, из воздушно-угольной смеси получается высокорекреационное двухкомпонентное топливо (горючий газ и коксовый остаток). Когда это топливо подается в топку, то при смешении со вторичным воздухом, оно воспламеняется и устойчиво горит без сжигания дополнительных топлив (мазута или природного газа), традиционно используемых для растопки котлов и стабилизации факела низкосортных энергетических углей.

Электрохимический способ основан на воздействии постоянных и переменных электрических полей на процесс воспламенения и горения топлива, что позволяет создать условия для протекания химических реакций даже при низких температурах. Кроме того, воздействие переменных электрических полей значительно увеличивает подвижность частиц, что приводит к росту числа их взаимодействий и, как следствие к увеличению скорости протекания химических реакций.

Данные технологии позволяют сократить расход газа и мазута на ТЭЦ, повысить энергетическую эффективность в 3-4 раза перед традиционными технологиями, снизить образование оксидов азота на 40-50%, выделения оксидов серы на 30-40% и практически подавить выбросы пятиоксида ванадия.

В результате сравнительного анализа двух технологий были выявлены следующие недостатки плазменной технологии:

1. Ограниченный диапазон сжигаемых углей (содержание летучих не менее 20%); В ЭХТС используется широкая гамма энергетических углей, лигнита, горючего сланца, торфа, биомассы и их смесей.

2. Потребление электрической энергии более 100 кВт. В ЭХТС потребляемая электрическая мощность в режиме воспламенения факела не более 3 кВт, в режиме стабилизации – на уровне 100 Вт.

3. Ресурс непрерывной работы составляет около 300-400 ч. Это связано с большим эрозийным износом электродов вследствие больших токов, протекающих через катод и анод. В ЭХТС ресурс непрерывной работы без замены электродов в режиме розжига составляет 8000 ч., в режиме стабилизации ресурс непрерывной работы не ограничен.

4. Высокие массогабаритные показатели.

5. Низкий КПД, за счет необходимости интенсивного охлаждения электродов, в ЭХТС специальных мер охлаждения не требуется.

6. При тепловом воздействии на топливную аэросмесь происходит выделение летучих, испарение и дальнейшая конденсация минеральной части топлива на поверхностях горелок. Недожог топлива в начальный момент растопки топлива доходит до 80%, в ЭХТС менее 40%.

Проведенный сравнительный анализ позволил убедиться в преимуществе электрохимической технологии розжига пылеугольного котла.

Так же возможность перехода в области микронных размеров частиц топлива позволит обеспечить энергосберегающий эффект, что требует экспериментальных подтверждений.

### Список литературы:

1. Наумов Ю.И., Николаев С.Ф., Шинкарёв А.А. Электрохимическая технология факельного сжигания. – АО «Сибтехэнерго», г. Новосибирск, Россия. – 3 с.
2. Карпенко Е.И., Жуков М.Ф., Мессерле В.Е. и др. Научно-технические основы и опыт эксплуатации плазменных систем воспламенения углей на ТЭС. – Новосибирск: «Наука», СП РАН. – 1998. – 137 с.

УДК 629.7.048

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ В ТРАНСФОРМАТОРЕ С ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ОБМОТКОЙ

Чичиндаев А.В., Шенин С.Е.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Одна из актуальных задач в области энергосбережения сегодня – экономия потерь электрической энергии в трансформаторных установках, на которые приходится до 50 % потерь. Одним из способов решения данной проблемы является переход на обмотки, работающие в режиме высокотемпературной сверхпроводимости. Благодаря этому на обмотках трансформатора не выделяется теплота, следовательно, нет необходимости в сложных системах охлаждения трансформатора. В настоящее время появились соответствующие материалы, которые позволяют получать условия сверхпроводимости при температуре жидкого азота, что существенно проще и дешевле, чем при работе на жидком гелии [1...3]. Данный вид трансформатора компактен, поэтому может использоваться в военной и гражданской технике для получения постоянного или переменного тока высокого напряжения, например, на крупных морских судах, либо в электрообеспечении мегаполисов. Одной из проблем при реализации работы такой установки является разработка эффективной системы тепловой защиты обмоток и сердечника, с учетом нестационарности тепловых процессов.

Одним из вариантов теплоизоляции является создание вакуумных рубашек вокруг криоагента, однако такой подход обладает неоправданными экономическими затратами и конструктивными сложностями. В настоящей работе предлагается использовать дополнительные теплоизоляционные полости из газообразного азота, образующегося в резервуаре с жидким азотом, охлаждающем обмотки трансформатора (рис. 1).

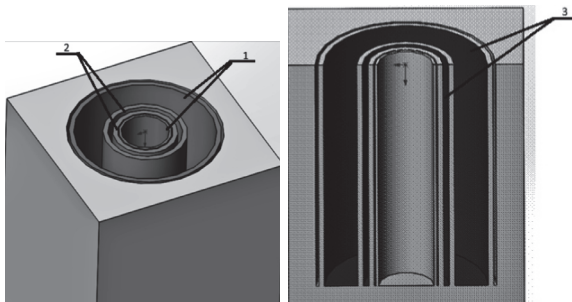


Рис. 1. 3D модель трансформатора: 1 - полипропиленовые стенки; 2 – текстолитовые стенки с обмоткой из сверхпроводника; 3 – стенки, с которыми соприкасается жидкий азот

Для оценки эффективности данного решения в работе выполнены сравнительные расчеты нестационарной теплопроводности исходной и предложенных схем теплоизоляции. В настоящей методике приняты допущения об аддитивности коэффициента теплопроводности  $\lambda$ , плотности  $\rho$  и теплоёмкости  $C_p$ , что позволяет вычислять массовые доли каждой части многослойной ци-

линдрической стенки и рассчитывать средний коэффициент температуропроводности  $a$  и другие параметры процесса теплопроводности [4].

На рис. 2 представлено сравнение эффективности внешнего слоя теплоизоляции: через 1 сек. – линия 1, через 5 мин. – линия 2, через 10 мин. – линия 3, через 20 мин. – линия 4, через 30 мин. – линия 5. Вертикальными линиями отмечены стенки слоев теплоизоляции трансформатора.

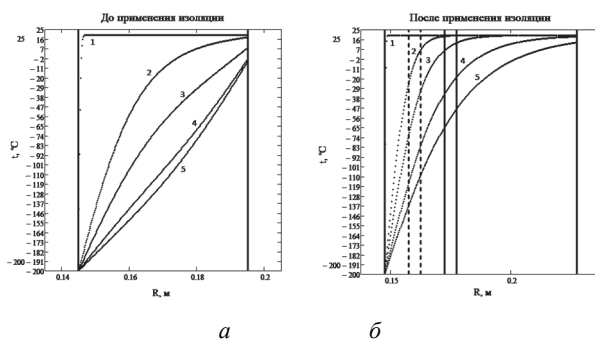


Рис. 2. Поля температур в нестационарных условиях: а – до применения, б – после применения слоев теплоизоляции из газообразного азота

Первичная оценка показала, что внедрение системы теплоизоляции в виде слоев газообразного азота значительно, в 1,5...2 раза, сокращает теплопритоки к жидкому азоту и увеличивает время работы установки.

Полученные данные позволяют проводить в дальнейшем комплексную оценку эффективности предложенной системы теплоизоляции, а также оптимизацию параметров слоев теплоизоляции. С этой целью планируется усовершенствование методики расчета процессов нестационарной теплопроводности с учетом дополнительных факторов.

### Список литературы:

1. Манусов В. З. Оценка технического состояния трансформаторов с высокотемпературной сверхпроводящей обмоткой по методу анализа иерархии [Электронный ресурс] / В. З. Манусов, Д. В. Орлов // Новое в российской электроэнергетике : науч.-техн. электрон. журн. – 2018. – № 5. – С. 17–30. – Режим доступа: <http://energo-press.info/nre>. – Загл. с экрана.
2. Манусов В. З. Анализ процессов ограничения токов короткого замыкания трансформатором с высокотемпературными сверхпроводящими обмотками = Analysis of the Processes of Short-Currents Limiting by Transformer with High-Temperature Superconducting Windings / В. З. Манусов, Д. А. Павлюченко, Д. С. Ахьёев // Проблемы региональной энергетики = Problems of regional energy. – 2017. – № 1 (33). – С. 1–7.
3. Сверхпроводимость В. Гинзбург, Е. Андрюшин, 2006 г.
4. Чичиндаев А. В. Теплообмен влажного воздуха в компактных пластинчато-ребристых теплообменниках : монография / А.В. Чичиндаев. – Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2012. – 297 с. – (Монографии НГТУ).

УДК 662.65

## СТРАТЕГИЯ СОВМЕСТНОЙ УТИЛИЗАЦИИ ПРОМЫШЛЕННЫХ И БЫТОВЫХ ОТХОДОВ СОСЕДНИМИ РЕГИОНАМИ ПУТЕМ СЖИГАНИЯ В СОСТАВЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ ТОПЛИВ НА ОБЪЕКТАХ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ

Паушкина К.К., Шабардин Д.П., Глушков Д.О.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Томск, пр. Ленина, 30

Целью работы является разработка стратегии совместной утилизации промышленных и бытовых отходов путем сжигания в составе композиционных топлив на тепловых электрических станциях. Ее реализация позволит снизить негативное воздействие от складирования отходов на окружающую среду, а также снизить объем потребления высококачественного топлива для производства тепла и электричества.

Основные положения предлагаемой стратегии разработаны на примере трех соседних регионов: Кемеровской, Новосибирской, Томской областей. В результате анализа статистических данных сделан вывод, что уже накопленные и ежегодно производимые промышленные отходы и твердые бытовые отходы (ТБО) имеют достаточно высокий уровень энергетического потенциала. Поэтому в среднесрочной перспективе такие отходы могут быть использованы для удовлетворения потребностей в энергоресурсах при выработке энергии угольными тепловыми электрическими станциями.

Ежегодный расход высококачественного угля, затрачиваемого тепловыми электрическими станциями и котельными трех регионов для производства тепловой и электрической энергии, составляет около  $10216 \cdot 10^3$  тонн (Кемеровская область –  $2664 \cdot 10^3$  тонн, Новосибирская область –  $7149 \cdot 10^3$  тонн, Томская область –  $403 \cdot 10^3$  тонн). При сжигании такого количества угля выделяется около  $21,7 \cdot 10^{16}$  Дж теплоты. Эта энергия с учетом КПД ТЭС около 70 % преобразуется в электричество и тепло. Низкий КПД ТЭС является причиной того, что достаточно большое количество энергии, выделяющейся в результате сжигания высококачественного угля, безвозвратно теряется в процессе преобразования. Таким образом, высококачественное твердое топливо используется нерационально. Замена угля на композиционное топливо из отходов углеобогащения (или низкокачественного угля), ТБО, отработанных масел (или горючих отходов нефтедобычи и нефтепереработки) позволит снизить расход высококачественных ископаемых топлив.

Вся энергия (около  $21,7 \cdot 10^{16}$  Дж), генерируемая угольными тепловыми электрическими станциями, будет производиться в результате сжигания композиционного топлива. Типичный состав такого топлива: 85 % фильтр-кек (или смесь низкосортного угля с водой) + 10 % ТБО + 5 % отработанное масло. Для замены угля эквивалентным по энергетическому количеству композиционного топлива потребность в его компонентах в первый год составит:  $11,13 \cdot 10^6$  тонн фильтр-кека;  $1,31 \cdot 10^6$  тонн ТБО;  $0,65 \cdot 10^6$  тонн отработанного масла. В соответствии с общемировыми прогнозами роста энергопотребления в каждый последу-

ющий год количество энергии, получаемой от сжигания топлива и необходимой для производства тепла и электричества, будет возрастать на 1 % по сравнению с предыдущим годом. Расход компонентов, используемых для приготовления композиционного топлива, также будет возрастать. Лимитирующим компонентом для приготовления такого состава композиционного топлива в среднесрочной перспективе является горючая жидкость. После четырех лет реализации предполагаемой энергетической программы все накопленное отработанное масло или жидкие горючие отходы нефтепереработки будут полностью утилизированы, а их ежегодное производство не будет покрывать необходимые для приготовления топлива потребности. Поэтому, начиная с пятого года, в состав композиционного топлива будет входить 85 % фильтр-кека и 15 % ТБО. Ежегодная потребность в компонентах такого топлива составит: не менее  $11,5 \cdot 10^6$  тонн фильтр-кек и не менее  $2,0 \cdot 10^6$  тонн ТБО.

В течение 25 лет реализации энергетической программы будет утилизировано  $314,39 \cdot 10^6$  тонн фильтр-кека;  $52,82 \cdot 10^6$  тонн ТБО;  $2,66 \cdot 10^6$  тонн отработанного масла. Предлагаемые мероприятия позволят полностью решить проблему утилизации накопленных до 2017 года отработанных масел, жидких горючих отходов нефтедобычи и нефтепереработки, а также проблему утилизации ежегодно производимых отходов углеобогащения и на 84 % уменьшить количество накопленных до 2017 года фильтр-кеков. Кроме этого добавление в состав композиционных топлив ТБО позволит решить проблему их утилизации и на 36 % уменьшить количество накопленных и не переработанных до 2017 года ТБО.

Таким образом, внедрение стратегии совместной утилизации промышленных и бытовых отходов путем сжигания в составе композиционных топлив обеспечит: экономию высококачественного твердого натурального топлива (более 280 млн. тонн в течение 25 лет) за счет сокращения объемов его потребления на угольных тепловых электрических станциях в результате замены эквивалентным по энергетическим характеристикам количеством (около 315 млн. тонн) композиционного топлива; снижение загрязнения окружающей среды за счет утилизации твердых отходов в рамках экологически чистой технологии производства электричества и тепла; сокращение интенсивности увеличения полигонов за счет плановой утилизации твердых бытовых отходов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта № 18-43-700001.*

## ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ПЕРСПЕКТИВНОГО ЧЕТЫРЕХВИХРЕВОГО ТОПОЧНОГО УСТРОЙСТВА

Алексеев С.В., Шадрин Е.Ю., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Бойко Е.Е.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

E-mail: evgen\_zavita@mail.ru

Сжигание ископаемого топлива, такого как уголь, в настоящее время остается основным источником получения электрической и тепловой энергии. Ограниченность запасов угля высокого качества (высокая теплотворная способность, низкая зольность и высокие экологические показатели) обуславливают необходимость использования на объектах энергетики низкосортных (непроектных) углей. Однако использование таких углей затруднено в связи с отсутствием технологий сжигания, удовлетворяющих современным энергетическим и экологическим требованиям. Одной из таких технологий является сжигание топлива в вихревом потоке. Закрутка потока позволяет добиться высокой полноты выгорания топлива за счет увеличения времени пребывания топливных частиц в камере горения. Оптимизация внутренней аэродинамики данных устройств позволяет также добиться равномерности поля температуры и уменьшения её среднего значения, что ведет к снижению уровня токсичных продуктов сгорания [1], таких как NO<sub>x</sub> и др.

В данной работе экспериментально исследуется структура потока в лабораторной изотермической модели (масштаб 1:25) перспективного топочного устройства с четырехвихревой схемой сжигания твердого топлива (рис.1).

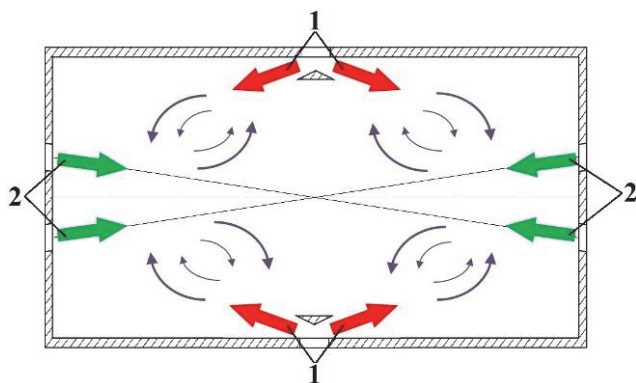


Рис. 1. Четырехвихревая схема сжигания угля:

1 – поток пылевоздушной смеси через фронтальные сопла;  
2 – поток воздуха через боковые сопла.

Данная схема разработана для усовершенствования существующей четырехвихревой топки [2]. Оценка эффективности реконструкции котлов для сжигания в них высокозольных углей выявила ряд недостатков в работе котла, требующих дальнейшей его модернизации. Для научного обоснования путей повышения технико-экономических и экологических

показателей данной топки необходимо детальное изучение её аэродинамики на лабораторных моделях.

В данной работе на основе физического моделирования проведены исследования внутренней аэродинамики модели четырехвихревой топки при различных входных параметрах. Эксперименты проведены на экспериментальном стенде, схема которого представлена на рисунке 2. С использованием современного бесконтактного оптического метода диагностики потоков (Particle Image Velocimetry, PIV) получена информация о распределении осредненной скорости и пульсаций скорости в различных сечениях модели.

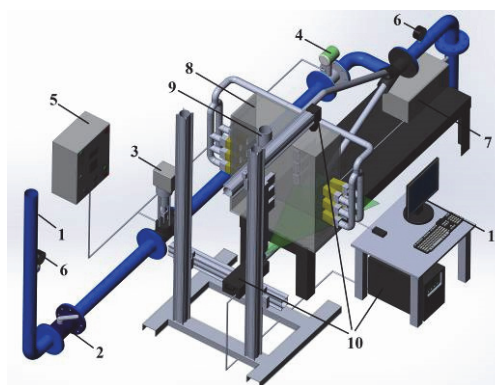


Рис. 2. Схема экспериментального стенда:

1 – магистраль подачи сжатого воздуха, 2 – шаровый кран, 3 – регулятор расхода, 4 – расходомер, 5 – шкаф управления, 6 – манометры, 7 – генератор трассеров, 8 – модель четырехвихревой топки, 9 – вентиляция, 10 – измерительная система (PIV), 11 – компьютер.

Результаты проведенных исследований могут быть использованы для верификации математических моделей с целью проведения полномасштабных численных расчетов топочных процессов.

### Список литературы:

1. Саломатов В. В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006.
2. Патент РФ № 2032853. Призматическая экранированная топка. Патентообладатель: Сибирский филиал ВТИ. Авторы: Срывков С.В., Процайло М.Я., Дектерев А.А., Козлов С.Г., Пронин М.С., Ковалевский А.М., Попов В.П. Зарегистрирован 10.04.1995. Приоритет от 01.09.1992.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00443).

УДК 532.525.3

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛА ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНОЙ СТРУЕЙ

Ануфриев И.С.<sup>1</sup>, Шадрин Е.Ю.<sup>1</sup>, Копьев Е.П.<sup>1</sup>, Шарыпов О.В.<sup>1</sup>, Лещевич В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси  
220072, Республика Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15  
E-mail: evgen\_zavita@mail.ru

Распыление жидких углеводородных топлив является одним из способов их сжигания в различных типах горелочных устройств. Диспергирование топлива обеспечивает большую площадь контакта топлива с окислителем, что интенсифицирует процесс воспламенения и горения, и как следствие обеспечивает высокие тепловые и экологические показатели. Создание газокapelных топливных потоков с заданными характеристиками (угол распыла, дисперсный состав топлива) является важной научно-технической задачей. Одним из ключевых этапов при разработке распылительного оборудования является лабораторное моделирование.

В данной работе исследуется перспективный способ распыла свободно натекающего топлива высокоскоростной газовой струей [1]. Отличительной особенностью данного способа является то, что топливо и распыляющая среда предварительно не смешаны друг с другом. Тем самым предотвращается контакт топлива с поверхностью форсунки, не происходит коксование ее поверхностей, и обеспечивается длительная безостановочная работа горелочного устройства.

С использованием интерферометрического метода измерения диаметров капел (Interferometric Particle Imaging, IPI) [2] исследован дисперсный состав газокapelного потока при распылении дизельного топлива струей подогретого воздуха (диаметр форсунки 0.5 мм). Метод IPI позволяет регистрировать мгновенные распределения диаметра частиц в плоском сечении потока. Размер сферической частицы (капли или пузыря) вычисляется по интерференционной картине, наблюдаемой на расфокусированном изображении частицы, освещенной лазерным ножом. Согласно теории рассеяния Ми [2], свет, отраженный и двукратно преломленный сферической поверхностью капли, создает на образах капел интерференционные полосы, частота которых пропорциональна диаметру капли. Цифровой анализ полученных изображений позволяет определить положение и размеры капел, взвешенных в потоке. Данный метод позволяет измерять частицы с размерами от 10 мкм.

В экспериментах использовалась IPI-система «ПОЛИС», основными элементами которой являются: CCD камера ImperX V4820-M (с разрешением 4904x3280 пикселей) макрообъектив SIGMA 105mm F2.8 DG MACRO; блок оптического сжатия для

уменьшения образов капел по одной координате; длинноходовый транслятор Edmund 59-336 для перемещения камеры; программное обеспечение ActualFlow с пакетом IPI Kit. На рисунке 1 представлено характерное инвертированное изображение, полученное методом IPI.

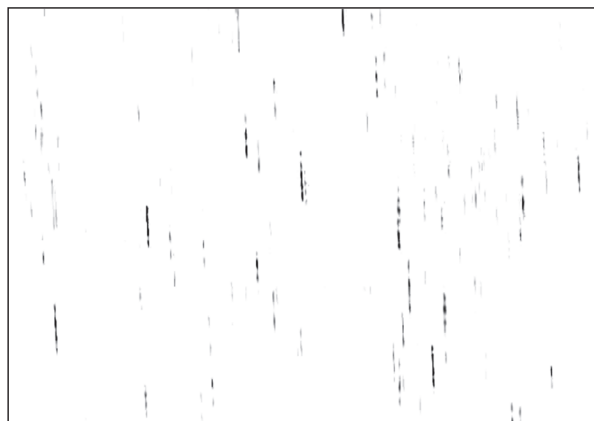


Рис. 1. Инвертированное изображение образов исследуемых капел, полученное методом IPI.

Измерения проведены при различных режимных параметрах (варьировались: температура воздуха в диапазоне 25–550 °С, избыточное давление воздуха в форсунке 5.5–7.6 бар, расход топлива 300–600 г/ч).

В результате проведения экспериментов найдены оптимальные значения параметров пара и топлива, при которых достигается наименьший преимущественный размер капел в потоке (10–30 мкм), необходимый для эффективного сжигания распыленного жидкого топлива [3].

### Список литературы:

1. Патент РФ на изобретение № 2450207, Горелочное устройство. Опубликовано 10.05.2012, приоритет от 28.10.2010, патентообладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С.
2. Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М. Интерферометрический метод измерения диаметров капел // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18. № 1. С. 1–13.
3. Danis A.M., Namer I., Cernansky N.P. Droplet size and equivalence ratio effects on spark ignition of monodisperse N-heptane and methanol sprays // Combustion and Flame. 1988. Vol. 74. No. 3. P. 285–294.

Исследования выполнены при финансовой поддержке  
РФФИ (проект № 18-58-00025-Бел\_a).



УДК 532.525.3

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛА ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУЕЙ

Ануфриев И.С.<sup>1</sup>, Шадрин Е.Ю.<sup>1</sup>, Копьев Е.П.<sup>1</sup>, Шарыпов О.В.<sup>1</sup>, Лещевич В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси  
220072, Республика Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15  
E-mail: evgen\_zavita@mail.ru

Качественное диспергирование жидкости – одна из актуальных научно-технических проблем. Генерация аэрозолей с малым разбросом параметров по концентрации и дисперсному составу является важнейшей задачей при создании различных теплоэнергетических устройств, разработке технологий нанесения покрытий, систем охлаждения и пожаротушения и многих других. Для усовершенствования и развития современных технологий необходима детальная информация о характеристиках генерируемых газокпельных потоков.

В данной работе экспериментально изучается перспективный способ распыла жидкого углеводородного топлива высокоскоростной газовой струей [1]. Отличительной особенностью данного способа является то, что топливо и распыляющая среда (не-сухая фаза) предварительно не смешаны друг с другом: газ (воздух, перегретый водяной пар) подается из форсунки в виде струи, на которую нагнетается жидкое топливо, тем самым формируя мелкодисперсный газокпельный поток. Такая схема распыла топлива имеет перспективы практического использования, поскольку нет контакта топлива с форсункой, за счет чего не происходит коксование ее поверхностей и последующие сбои в работе.

С использованием метода IPI (Interferometric particle imaging) [2] исследован дисперсный состав газокпельного потока при распылении дизельного топлива высокоскоростной газовой струей (диаметр форсунки 0.6 мм).

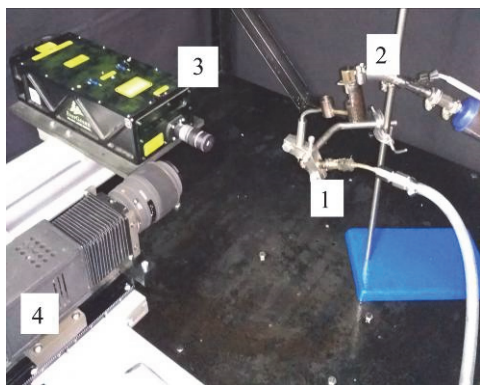


Рис. 1. Фотография экспериментального стенда: 1 – паровая форсунка, 2 – система подачи топлива, 3 – импульсный лазер, 4 – цифровая камера с блоком оптического сжатия.

Метод основан на регистрации расфокусированных образов капель с помощью цифровой камеры при освещении их лазерным светом (рис.1). Согласно теории рассеяния Ми (G. Mie, 1908), лазерный свет, отраженный и двукратно преломленный сферической поверхностью капли, создает на образах капель интерференционные полосы, частота которых напрямую зависит от диаметра капли. Цифровой анализ полученных изображений позволяет определить положение и размер капель, взвешанных в потоке. Данный метод позволяет измерять частицы с размерами от 10 мкм.

В экспериментах использовалась IPI-система «ПОЛИС» (ООО «Сигма-Про», г. Новосибирск), основными элементами которой являются: цифровая камера; макрообъектив с фокусным расстоянием 105 мм.; блок оптического сжатия для уменьшения образов капель по одной координате; подвижка для камеры – длинноходовый транслятор; программное обеспечение ActualFlow с пакетом IPI Kit.

Измерения проведены при различных режимных параметрах (варьировались: температура пара и воздуха, расход пара и воздуха; расход топлива). В результате проведения экспериментов найдены оптимальные значения параметров несущей фазы и топлива, при которых достигается наименьший преимущественный размер капель в потоке (<30 мкм), необходимый для эффективного сжигания распыленного жидкого топлива [3].

### Список литературы:

1. Патент РФ на изобретение № 2450207, Горелочное устройство. Опубликовано 10.05.2012, приоритет от 28.10.2010, патентообладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С.
2. Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М. Интерферометрический метод измерения диаметров капель // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18. № 1. С. 1–13.
3. Danis A.M., Namer I., Cernansky N.P. Droplet size and equivalence ratio effects on spark ignition of monodisperse N-heptane and methanol sprays // Combustion and Flame. 1988. Vol. 74. No. 3. P. 285–294.

*Исследование характеристик распыла дизельного топлива водяным паром выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (рег. номер НИОКТР АААА-А17-117022850029-9); исследование распыла дизельного топлива воздушной струей выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-58-00025-Бел\_a).*

УДК 621.438

## УТИЛИЗАЦИОННЫЙ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС МОЩНОСТЬЮ 1 МВт

Мильман О.О., Шифрин Б.А., Кузина Л.А.

<sup>1</sup> ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон»,  
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща, 43

Представлены основные технические решения, заложенные в проект теплоутилизационной установки на основе органического цикла Ренкина (ОЦР) мощностью 1 МВт для выработки электроэнергии для собственных нужд предприятий. Ожидается, что внедрение таких установок благодаря компактности и мобильной поставке полной заводской готовности будет сопровождаться значительным упрощением реализации по отношению к установкам, ориентированным на максимальную мощность.

Низкие температуры замерзания рабочих тел ОЦР исключают появление серьезных проблем, как в процессе работы, так и в процессе пуска и останова при низких атмосферных температурах. На их основе могут быть организованы достаточно эффективные циклы при температурах источников тепла, не превышающих 200...250°C. Это позволяет использовать промежуточные жидкие теплоносители в виде термомасла, вынести основные агрегаты из технологической зоны, располагая их в удобном месте, предотвратить опасность локального перегрева РТ в парогенераторе, если температура источника тепла высока.

Для установки, генерирующей электроэнергию только для собственных нужд, определяющим показателем должна быть минимальная стоимость ее жизненного цикла.

Значительной составляющей всех затрат является стоимость заправки РТ, которая в зависимости от типа рабочего тела изменяется в широких пределах. Комплексное исследование влияния типа РТ на эти затраты представлено в [1], оптимальным вариантом РТ с этих позиций и с позиций доступности на рынке является н-пентан.

Кроме того, конденсация н-пентана в цикле происходит при давлениях, близких к атмосферному, и перепады давлений в потенциальных местах утечек или присосов - минимальны

В качестве термомасла выбран «Термолан LT», отличающийся стабильной стойкостью, доступностью на рынке и умеренной ценой.

Обеспечение длительной безаварийной работы при минимальном объеме обслуживания с позиций стоимости жизненного цикла имеет первостепенное значение, поэтому начальная температура, равная 160°C выбрана на уровне более низком, чем обычно практикуемые для этого рабочего тела 200 °С.

Начальное давление должно быть достаточно высоким, но гарантирующим отсутствие влажного пара при расширении в турбине. Давление пара на входе в турбину выбрано равным 1.45 МПа. В таблице 1 представлены основные параметры рабочего процесса согласно ее проекту.

Таблица 1

Расход РТ, кг/с	16.4
Мощность на клеммах генератора, кВт	1260
Тепло, отводимое в конденсаторе, кВт	6849
Мощность привода конденсатного и питательного насосов, кВт	100.7
КПД $\eta$ нетто энергоблока, %	14.3
Мощность привода вентилятора ВК, кВт	100.2
Мощность привода насоса термомасла, кВт	74.4
Мощность на отпуск потребителю, кВт	985

### Основные компоновочные решения:

- турбогенераторная установка контейнерного типа без редуктора со стандартной частотой вращения 3000 об/мин. Турбина осевая 5-ступенчатая, средний диаметр 622 мм с лопаточным аппаратом на основе производственных стандартов ОАО «КТЗ»;
- установка теплоутилизатора в выхлопной тракт ГТУ с байпасным газопроводом и шибером, обеспечивающим нормальную работу ГПА при неработающем теплоутилизаторе;
- парогенератор – вертикальный кожухотрубный теплообменный аппарат, трубный пучок состоит из труб  $\varnothing 20 \times 2,5$  длиной 5850 мм, в межтрубном пространстве расположена 21 поперечная перегородка.
- воздушный конденсатор состоит из четырех теплообменных модулей, в каждом из которых с небольшим уклоном, в 6 рядов расположены теплообменные трубы  $\varnothing 32 \times 2$  с винтовым накатным оребрением высотой 5 мм. Конденсация пара организована внутри труб по двухходовой схеме, длина модулей 12000 мм;
- рекуператор выполнен по типу горизонтально расположенного кожухотрубчатого теплообменника с продольным оребрением теплообменных труб.

### Заключение

1. Проект теплоутилизационной установки мощностью 1000 кВт для выработки электроэнергии в обеспечение собственных нужд газоконденсаторной станции выполнен по схеме ОЦР на основе использования н-пентана в основном контуре и термомаслом LT в контуре промежуточного теплоносителя.
2. Основные технические решения проекта направлены на минимальные издержки при встраивании установки в существующую инфраструктуру станции, на минимальные затраты при изготовлении, в эксплуатации и на обеспечение высокой надежности.

*Научные исследования проводятся при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России; уникальный идентификатор ПНИЭР (проекта) RFMEFI57917X0148.*

УДК 621.039.53+669.296.094.3

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТРУКТУРУ ОКСИДНОГО СЛОЯ ПРИ ОКИСЛЕНИИ ЦИРКОНИЯ В СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ФЛЮИДАХ $\text{H}_2\text{O}$ , $\text{CO}_2$ И $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$

Шишкин А.В., Сокол М.Я., Востриков А.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Циркониевые сплавы широко применяются в атомной энергетике в качестве топливных оболочек и других конструктивных элементов, поэтому их коррозия исследована достаточно подробно [1]. В настоящее время разрабатываются атомные реакторы, охлаждаемые сверхкритическими флюидами  $\text{H}_2\text{O}$  [2] и  $\text{CO}_2$  [3]. Безопасность их эксплуатации требует исследований коррозии Zr в этих средах также и в присутствии электрического поля.

Эксперименты проведены на установке и по методике, описанной ранее [4]. Электроды: циркониевый (>99.7 % Zr) анод (образец) и медный (>99.9 % Cu) катод представляют собой пластины ( $49 \times 10 \times 2$  мм), которые составляют плоский конденсатор, помещённый в кварцевую ячейку. Значение напряжённости электрического поля  $E$  зависело от расстояния между электродами ( $\approx 2$  мм) и приложенного электрического напряжения величиной 600 В.

Сверхкритический флюид ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$  или  $\text{CO}_2$ ), подготовленный в сосуде, рассчитанном на высокое давление  $\approx 60$  МПа и температуру  $\approx 923$  К, впрыскивали в предварительно вакуумированный и нагретый до 823 К реактор. В результате, рабочее давление в реакторе составляло 24–39 МПа. Время окисления  $t_{\text{ок}}$  в зависимости от содержания  $\text{CO}_2$  составляло 1–4 час. Затем реактанты из реактора сбрасывали в предварительно вакуумированный коллектор, оборудованный датчиком давления. После охлаждения реактора окисленный образец взвешивали и исследовали с помощью рентгеновского дифрактометра Bruker D8 Advance и сканирующего электронного микроскопа (SEM) Hitachi S-3400N, оборудованного EDX-спектрометром. Реактанты, собранные в коллекторе, анализировали с помощью масс-спектрометра MS-7303.

Дифрактометрические исследования показали, что основу оксидного слоя составляет  $\alpha\text{-ZrO}_2$  с небольшими добавками  $\beta\text{-ZrO}_2$ . Электронно-микроскопическое исследование поперечного среза образцов выявило, что окисленный слой во всех случаях состоит из двух частей: внешнего рыхлого слоя и внутреннего плотного слоя, образующего с Zr межфазную границу.

По результатам EDX-спектрометрического исследования оксидного слоя по толщине обнаружено, что вблизи пограничной области рыхлого и плотного слоя присутствуют участки с очень низкой концентрацией кислорода вплоть до  $[\text{O}]/[\text{Zr}] \approx 0,2$ . Образование двухслойной структуры во всех случаях связано с образованием трещин при  $\beta \rightarrow \alpha$  переходе  $\text{ZrO}_2$ . Неравномерность в распределении кислорода при окислении Zr в среде, содержащей  $\text{H}_2\text{O}$ , объясняется выделением  $\text{H}_2$  и его накоплением в трещинах.

SEM и EDX-спектрометрическое исследование окисленной в  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$  поверхности, обращённой к катоду, показало присутствие фазы, содержащей  $\text{ZrO}_2$ , а

также избыток кислорода и наличие углерода со средним атомным отношением  $[\text{O}]/[\text{C}] \approx 2$ , что может быть связано с образованием карбоната циркония  $\text{ZrO}_2 \cdot \text{CO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ . В отсутствие электрического поля при содержании  $\text{CO}_2$  90 % мол. толщина внешнего рыхлого окисленного слоя оказалась в 2–3,5 раза больше, чем при других условиях.

Образование и последующее разложение карбоната циркония как интермедиата при окислении Zr в среде  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$  может приводить к разрушению оксидного слоя и ускорению окисления. Зависимость средней удельной скорости  $v$  увеличения массы образца от доли  $\text{CO}_2$   $x_{\text{CO}_2}$  в исходной смеси по данным измерения веса образца и времени  $t_{\text{ок}}$  показана на рис. 1. Видно, что в электрическом поле  $v$  линейно уменьшается с ростом  $x_{\text{CO}_2}$ , а при  $E = 0$  возрастает. Отсюда следует, что электрическое поле препятствует образованию карбоната циркония.

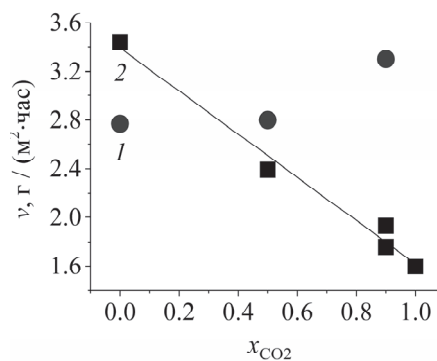


Рис. 1. Средняя удельная скорость увеличения массы образца от доли  $\text{CO}_2$  в исходной смеси: 1 –  $E = 0$ ; 2 –  $E = 300$  кВ/м (при  $x_{\text{CO}_2} = 1$  и  $E = 0$   $v = 0,13$  г/(м<sup>2</sup>·час)).

Масс-спектрометрический анализ газов при окислении Zr в среде СКФ  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$  показал, что основными летучими продуктами являются  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$  и  $\text{CH}_4$ .

### Список литературы:

- Motta T.A., Couet A., Comstock R.J. Corrosion of zirconium alloys used for nuclear fuel cladding // Annu. Rev. Mater. Res. 2015. V. 45. P. 311–343.
- Schulenberg T., Leung L.K.H., Oka Y. Review of R&D for supercritical water cooled reactors // Progr. Nucl. Energy. 2014. V. 77. P. 282–299.
- Ahn Y., Bae S.J., Kim M., Cho S.K., Baik S., Lee J.I., Cha J.E. Review of supercritical  $\text{CO}_2$  power cycle technology and current status of research and development // Nucl. Eng. Technol. 2015. V. 47. P. 647–661.
- Shishkin A.V., Sokol M.Ya., Dubov D.Yu. Fedyayeva O.N. Effect of a constant electric field on the structure of the oxide layer formed during zinc oxidation by supercritical  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$  fluids // J. Adv. Oxid. Technol. 2018. V. 21. No. 1. Article ID- 20170049. P. 1–13.



---

## СЕКЦИЯ 6

Теплофизика микро- и наноструктур,  
процессы в разреженных газах и плазме

---

## АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОНОНОВ С ГРАНИЦАМИ ОБРАЗЦА

Хвесьюк В.И., Баринов А.А.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., 5 стр. 1

На данный момент задача о распространении тепла в твердых телах является хорошо изученной. При этом в классической теории теплопроводности рассматриваются объекты, характерный размер которых  $l_{\text{хр}}$  значительно превышает длину свободного пробега переносчиков тепла,  $l_{\infty}$ . Другими словами, вводя безразмерный параметр – число Кнудсена,  $Kn = l_{\infty} / l_{\text{хр}}$ , можно утверждать, что существующая теория теплопроводности, построенная на использовании закона Фурье, применима для значений  $Kn \ll 1$  – в диффузионном режиме теплопереноса.

Текущие тенденции в развитии твердотельных полупроводниковых структур, построенных на элементах микро- и наномасштаба, требуют изучения процессов переноса тепла в условиях, когда длина свободного пробега переносчиков теплоты – фононов – оказывается во много меньше характерного размера образца,  $Kn \gg 1$  – так называемом баллистическом режиме теплопереноса, а также в переходной области,  $Kn \sim 1$ , когда имеет место диффузионно-баллистический режим [1]. Общей чертой данных режимов является то, что процессы взаимодействия фононов с границей образца начинают играть *определяющую роль* в теплопроводности, в отличие от диффузионного режима, где основными являются именно процессы взаимодействия фононов друг с другом (процессы переброса), а влияние границ ощущимо лишь при температурах во много меньше температуры Дебая [2].

Целью данной работы является комплексный анализ процессов взаимодействия фононов с границей образца на примере кремния; и выявление факторов, влияющих на процесс переноса тепла в баллистическом и диффузионно-баллистическом режимах.

Первым делом покажем, при каких температурах и характерных размерах наноструктур будут иметь место различные режимы теплопереноса. Для этого оценим длину свободного пробега для кремния на основе решения уравнения Больцмана в приближении времени релаксации и данных о динамике решетки (дисперсионные кривые и времена свободного пробега фононов) [2]. Результаты проведенных расчетов проиллюстрированы на рис. 1. Видно, что влияние границ имеет место не только в структурах микро- и наномасштаба (размерный эффект).

Анализ работ по рассеянию фононов на границах образца показал, что подавляющее большинство базируется на подходе Казимира-Займана [3], согласно которому в качестве длины свободного пробега между последовательными взаимодействиями фононов со стенками принимается характерный размер образца (диаметр для нитей, толщина для пленок и т.д.), с учетом поправочного множителя [3], который учитывает лишь вероятность зеркального/диффузного отраже-

ния от границы. Таким образом взаимодействие с границами сведено к распространению фононов по нормали к границе и их последующему диффузному рассеянию, вероятность которого определяется по нормальному распределению с учетом шероховатости границы [3]. Данная модель не принимает во внимание следующие аспекты:

во-первых, не учитывается, что фононы обладают разными энергиями. В работе [2] показано, что при одной и той же температуре фононы разных энергий имеют длины пробега, отличающиеся на порядки; поэтому разные фононы соответствуют разным режимам теплопереноса (см. рис. 1).

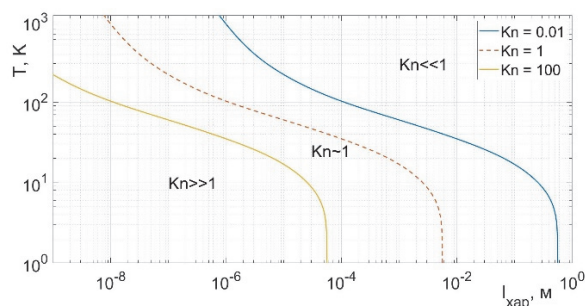


Рис. 1. Оценка режима теплопереноса для кремния:  $Kn \ll 1$  - диффузионный;  $Kn \sim 1$  - диффузионно-баллистический;  $Kn \gg 1$  - баллистический режим.

Во-вторых, направление распространения фононов определяется волновым вектором, поэтому угол падения может принимать произвольные значения.

В-третьих, в результате взаимодействия фонона с границей происходит распад акустической волны на два фонона разной поляризации.

В-четвертых, обычно параметр зеркального отражения принимается в качестве некоторой средней величины и используется для подгонки результатов расчета под экспериментальные данные; игнорируя структуру поверхности.

В работе проведен комплексный анализ влияния различных факторов на взаимодействие фононов с границами образца в диффузионно-баллистическом и баллистическом режимах теплопереноса.

### Список литературы:

1. Khvesyuk V.I., Skryabin A.S. Heat Conduction in Nanostructures // High Temp. 2017. Vol. 55. № 3. P. 428–450.
2. Оценка вкладов различных механизмов взаимодействий фононов в диффузионно-баллистических режимах / А.А. Баринов, Б. Лю, К. Чжан // Труды РНКТ-7 (22—26 октября 2018 г., Москва). Т. 3. М.: Издательский дом МЭИ, 2018. С. 209–212.
3. Khvesyuk V.I., Barinov A.A. Hierarchy of models for calculating the thermal conductivity in nanostructures // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 891. P. 012352.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект 16.8107.2017/6.7.

УДК 539.232

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕР-ГРАФЕНОВЫХ КОМПОЗИТОВ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

Бойко Е.В.<sup>1,2</sup>, Костоград И.А.<sup>1</sup>, Смовж Д.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Наночастицы благородных металлов играют важную роль в различных областях материаловедения, так как обладают уникальной комбинацией физико-химических свойств: высокая тепло- и электропроводность, химическая и термическая стабильность, а также обладают наличием эффекта плазмонного резонанса в видимом диапазоне излучения [1]. Явлением поверхностного плазмонного резонанса называют коллективные колебания электронного газа, вызванные в результате его взаимодействия с электромагнитным излучением [2].

Графен обладает схожими с металлическими наночастицами свойствами – высокая химическая стабильность, теплопроводность и электропроводность [3]. Однако, в дополнение к этим свойствам, графен имеет высокую механическую прочность и превосходит в этом любой другой органический материал. Также графен обладает высокой удельной площадью поверхности и уникальной структурой, подходящей для интеграции в нее других наноматериалов при создании электрических и фотоэлектрических устройств [4].

В последнее время, было приложено множество усилий для получения и последующего изучения композитов из графена и наночастиц благородных металлов. Данные структуры демонстрируют новые оптические свойства, начиная с усиления локального электромагнитного поля и заканчивая модуляцией оптического отклика [5]. Свойства гибридных систем графен/наночастицы благородных металлов привлекли внимания исследователей в связи с возможностью создания фотодетекторов с управляемым откликом в видимом и инфракрасном диапазонах изучения, что в перспективе, позволит создавать еще более эффективные фотоэлектрические устройства [6]. Помимо выше перечисленного, наночастицы благородных металлов и графен могут быть использованы для высокоэффективной конвертации света в тепло, что может найти свое применение в фототермической терапии раковых клеток, антибактериальных процедурах и т.д. [7].

Явление поверхностного плазмонного резонанса является очень чувствительным к структуре, размеру и форме металлических наночастиц; к структуре подложки, а также к параметрам диэлектрической среды, в которой находится сам композит графен/наночастицы благородных металлов. Изменение вышеописанных параметров может приводить как к усилению, так и ослаблению эффекта плазмонного резонанса, что напрямую влияет на эффективность устройств, работа которых основана на данном явлении [8]. В научной литературе отсутствует модель взаимодействия

наночастиц благородных металлов с графеном, поэтому необходимы дальнейшие исследования. Данная работа посвящена изучению эффекта плазмонного резонанса в системе наночастицы серебра/графен.

Металлические наночастицы были нанесены на поверхность графена с помощью метода лазерной абляции. Графен был синтезирован на подложке из меди AlfaAesar (Cu 99,8%, толщина 25 мкм) методом химического осаждения из газовой фазы при температуре 1070°C при атмосферном давлении в смеси газов Ar/H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub>. После синтеза, графеновый слой был перенесен на полимерную поверхность (ПЭТ/ЭВА) при помощи механического метода переноса, в основе которого лежит термическое прессование.

Полученные композиты были исследованы с помощью растрового электронного микроскопа: исследована степень покрытия графена наночастицами серебра при различных количествах лазерных импульсов. Показано, что средний размер наночастиц варьируется в пределах от 10 до 150 нм. Также были получены спектры ослабления в видимом диапазоне электромагнитного излучения. Показано, что максимальное ослабление излучения происходит при длине волны около 450 нм. Был определен диапазон длин волн видимого излучения, в котором возникает плазмонный резонанс: 400–500 нм.

### Список литературы:

1. P.K. Jain, X. Huang, I.H. El-Sayed and M.A. El-Sayed, *Plasmonics*, 2007, 2, 107–118.
2. J.L. Richens, P. O'Shea: «Next generation techniques for biomedical imaging» // *Biomedical Imaging*, 2014.
3. A.C. Ferrari, F. Bonaccorso, V. Fal'Ko, K.S. Novoselov, S. Roche, P. Bøggild, S. Borini, F.H. Koppens, V. Palermo and N. Pugno, *Nanoscale*, 2015, 7, 4598–4810.
4. A.K. Geim and K.S. Novoselov, *Nat. Mater.*, 2007, 6, 183–191.
5. M. Zhu, P. Chen and M. Liu, *ACS Nano*, 2011, 5, 4529–4536.
6. T.J. Echtermeyer, P. Nene, M. Trushin, R.V. Gorbachev, A.L. Eiden, S. Milana, Z. Sun, J. Schliemann, E. Lidorikis and K.S. Novoselov, *Nano Lett.*, 2014, 14, 3733–3742.
7. A.F. Zedan, S. Moussa, J. Terner, G. Atkinson and M.S. El-Shall, *ACS Nano*, 2012, 7, 627–636.
8. V. Amendola, O.M. Bakr and F. Stellacci, *Plasmonics*, 2010, 5, 85–97.

*Работа выполнена при финансовой поддержке  
Министерства образования и науки Российской  
Федерации (Уникальный идентификатор прикладных  
научных исследований (проекта)  
RFMEFI60417X0157).*

УДК 536

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ С АНАЛИЗОМ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ ВБЛИЗИ КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ

Гатапова Е.Я.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1,  
e-mail: gatapova@itp.nsc.ru

Исследование и выявление особенностей испарения тонких пленок и капель нагреваемых поверхностях необходимы для охлаждения микроэлектроники и изготовления наноструктурированных поверхностей.

В данной работе исследуется динамика испарения капли воды на поверхностях с различным краевым углом смачивания. Использовались прозрачные в видимом диапазоне поверхности кварцевое, сапфировое стекла, и другие оптическое стекла. Была применена теневая методика и метод интерферометрии с анализом изображений для измерения толщины переходного с макро к нано-пленке жидкости для углов меньших. Динамика линии контакта трех фаз и изменение краевых углов смачивания проводилось с помощью двух оптических систем: оптический микроскоп Olympus BX51 с монохромной камерой и теневой метод.

Развиты методы интерферометрии с анализом изображений для измерения профиля и толщин капель и пленок жидкостей (40 нм – 10 мкм). В предыдущей нашей работе была подробно изучена динамика испарения капель жидкости на твердых подложках в широком диапазоне размеров и краевых углов смачивания [1]. Изучено испарение плоской микрокапли на последней стадии и её взаимодействие с нанопокрывтием. Было показано, что после режима испарения с постоянным контактным радиусом может происходить переход к полному смачиванию. Доказана применимость закона  $R^2$  для осесимметрично испаряющихся тонких капель. Измерены толщины пленок до 40 нм и восстановлены краевые углы смачивания менее  $5^\circ$ .

В данной работе проводились исследования на нагреваемой подложке. Нагреватель был изготовлен с помощью нанесения тонкого слоя ИТО. Получены основные закономерности при испарении капнано- и ельпико-литрового размера на нагреваемых поверхностях.

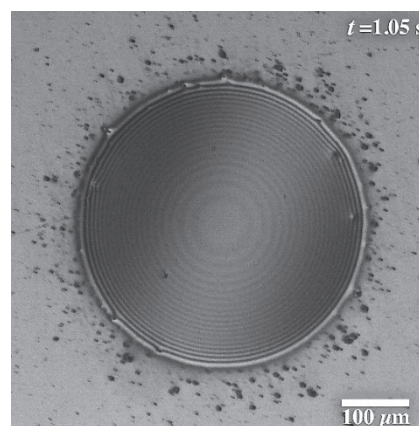


Рис. 1. Капля воды с интерференционными полосами.

### Список литературы:

1. Gatapova E.Ya., Shonina A.M., Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Kabov O.A., Evaporation dynamics of a sessile droplet on glass surfaces with fluoropolymer coatings: Focusing on the final stage of thin droplet evaporation// *Soft Matter*. 2018. V. 14. P. 1811–1821.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке  
Минобрнауки России (Соглашение 14.613.21.0067,  
(идентификатор проекта RFMEFI61317X0067).*

УДК 536.24

## РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАНОЖИДКОСТИ В ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТАХ

Гузей Д.В.<sup>1,2</sup>, Минаков А.В.<sup>1,2</sup>, Пряжников М.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободной, 79

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Интенсификация работы теплообменных устройств оказывается центральной проблемой при создании различных теплотехнических систем и технологий. Целью работы является исследование влияния добавки наноразмерных частиц на теплообмен в теплообменных аппаратах. Результаты данного исследования помогут ответить на вопрос о целесообразности применения наножидкостей в промышленных теплообменных устройствах. Эксперименты проведены на экспериментальной установке, которая представляет собой рекуперативный теплообменник типа "труба в трубе". Горячий теплоноситель из нагревателя с помощью насоса подается, через расходомер во внешний контур рабочего участка. Внутренний диаметр внешней трубы  $d_3=0,021$  м. После прохождения рабочего участка горячий теплоноситель возвращается в нагреватель. Расход теплоносителя регулируется с помощью ротаметров. В эксперименте расход во внешнем контуре был постоянным  $G_2=0,05$  кг/с. Температура воды на входе в контур была равна  $30^\circ\text{C}$ .

Во внутреннем контуре, в качестве холодного теплоносителя используется (исследуемая наносuspension), расход которой контролируется с помощью крыльчатого расходомера. Внутренняя труба рабочего участка имеет размеры: внутренний диаметр  $d_1=0,01$  м, внешний диаметр  $d_2=0,012$  м, длина  $l=1$  м. Исследуемая суспензия из сборного резервуара подается во внутренний контур, после прохождения рабочего участка охлаждается с помощью термостата и возвращается в сборный резервуар. В экспериментах температура холодного теплоносителя на входе в рабочий участок была равна  $23^\circ\text{C}$ . Экспериментальная установка оснащена термопарами для измерения температур теплоносителей на входе и выходе из обоих контуров.

Экспериментальная установка была протестирована на чистых жидкостях (дистиллированная вода и изопропиловый спирт) в диапазоне числе Рейнольдса от 600 до 11000. Полученные данные сопоставлялись с результатами проведенного на основе экспериментальных данных численного моделирования и известными эмпирическими корреляциями.

Используемые в экспериментах суспензии наноразмерных частиц готовились с помощью стандартного двухшагового метода. Вначале необходимая масса частиц добавлялась в базовую жидкость и механически перемешивалась. После полученная суспензия подвергалась ультразвуковой обработке аппаратом УЗТА «Волна». ПАВ в наножидкость не добавлялись. В качестве базовой жидкости использовался изопропиловый спирт. В экспериментах использовались

наночастицы оксида магния со средним размером частиц 50 нм. Массовая концентрация частиц в экспериментах варьировалась от 2,5 до 12%.

Проведено комплексное расчетно-экспериментальное исследование процессов теплообмена в кожухотрубном теплообменнике использования теплоносителей с добавкой наноразмерных частиц оксида магния (MgO). Были экспериментально определены коэффициенты вязкости и теплопроводности используемых в экспериментах наносuspension. При массовой концентрации частиц 2,5% вязкость возрастает на 25%. Коэффициент вязкости возрастает с ростом концентрации частиц оксида магния. При массовой концентрации 12% коэффициент вязкости возрастает в 4 раза по сравнению с базовой жидкостью (изопропанол). Коэффициент теплопроводности наножидкости возрастает с ростом концентрации наночастиц, так массовая концентрация 2,5% увеличивает коэффициент теплопроводности на 7%, в то время как 12% концентрация позволяет увеличить коэффициент теплопроводности на 20%. В ходе исследования были получены зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса. Добавка 5 массовых процентов наночастиц оксида магния позволила интенсифицировать теплообмен на 18% относительно чистого изопропанола, при постоянном числе Рейнольдса. С уменьшением концентрации наночастиц средний коэффициент теплоотдачи монотонно снижается к значениям для чистого изопропанола. В ходе работы были получены зависимости перепада давления от числа Рейнольдса при различных массовых концентрациях наночастиц. Показано что добавка наночастиц приводит к повышению перепада давления необходимого для прокачивания суспензии. Так для 2,5% частиц по массе перепад давления увеличивается 20%. Для 5% перепад давления возрастает в 1,55 раза. Исследования показали, что с точки зрения теплогидравлической эффективности необходимо использовать наносuspension с большей температурой на входе, так как при повышении температуры в следствии снижения вязкости уменьшается затрачиваемый на прокачивание перепад давления.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта: № 18-48-243016 «Разработка технологии интенсификации теплообмена с помощью наносuspension в теплообменных аппаратах».*



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

Демин Н.А., Федосеев А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Тлеющий разряд является одним из наиболее популярных типов разрядов для прикладных применений и фундаментальных исследований [1]. Серия работ по данной тематике показала, что функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в таких разрядах существенно отличается от Максвелловской [2,3]. Высокоэнергетическая часть ФРЭЭ за счет потерь в результате активных упругих и неупругих столкновений с нейтральными атомами и молекулами заметно обедняется и для её корректного определения необходимо использовать уравнение Больцмана.

Особое место в физике низкотемпературной плазмы занимает комплексная, или пылевая, плазма, которая представляет собой ионизованный газ, содержащий твердые частицы микронных размеров. Встречается пылевая плазма в виде различного размера и формы пылевых структур как в космосе (в планетарных кольцах, магнитосфере планет, пристеночных областях космических аппаратов), так и в различных плазменных промышленных установках для травления и осаждения тонких пленок. В настоящий момент комплексная плазма положительного столба тлеющего разряда активно изучается в экспериментах проекта Плазменный Кристалл-4 (ПК-4) [4].

В рамках данной работы были проведены расчеты для буферного газа гелия в отсутствие пылевой компоненты для разрядной трубки проекта ПК-4. Получены распределения параметров плазмы положительного столба тлеющего разряда, а именно напряженности электрического поля, плотности и температуры электронов, радиального распределения потенциала в зависимости от давления плазмообразующего газа и тока разряда. Давление менялось в пределах 30–70 Па. Ток разряда варьировался от 0,5 мА до 2,5 мА.

Для расчетов была использована нелокальная самосогласованная модель, основанная на одновременном решении уравнения Больцмана для нахождения функции распределения электронов по энергии и ряда получаемых из неё величин (распределения плотности электронов, скорости ионизации, радиальных потоков электронов), уравнения дрейфа-диффузии для нахождения распределения плотности ионов и уравнения Пуассона для определения электрического поля.

В результате расчетов было показано, что повышение давления буферного газа приводит к немонотонному изменению значения аксиальной компоненты электрического поля с минимумом, который достигался при значениях давления, уменьшающихся с повышением тока, ~60 Па для 0,5 мА, ~50 Па - для токов 1–2 мА и 40 Па для 2,5 мА (см. рис. 1). Рост тока при фиксированном значении давления инертного газа

также вызывает уменьшение величины электрического поля. В пределах исследуемых параметров разряда, электрическое поле изменялось от 10,9 В/см при наименьших значениях тока и давления, до 6,4 В/см при максимальных рассматриваемых значениях. Повышение давления газа и величины тока разряда приводило к монотонному повышению плотности электронов и уменьшению их температуры. Полученные зависимости качественно согласуются с результатами, представленными в работах [5,6] для неона.

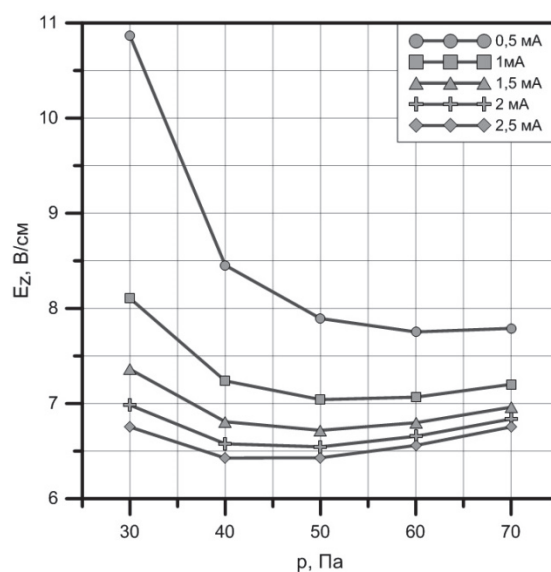


Рис. 1. Величина электрического поля в центре разрядной трубки при различных давлениях плазмообразующего газа и токах разряда.

### Список литературы:

1. I. Adamovich et al., The 2017 Plasma Roadmap: Low temperature plasma science and technology, J. Phys. D: Appl. Phys., 2017, 50, 323001.
2. V. Kolobov, V. Godyak, Nonlocal Electron Kinetics in Collisional Gas Discharge Plasmas, IEEE Trans. Plasma Sci., 1995, 23, 503–531.
3. U. Kortshagen, C. Busch, L. Tsendin, On simplifying approaches to the solution of the Boltzman equation in spatially inhomogeneous plasmas, Plasma Sources Science and Technology, 1996, 5, 1–17.
4. M.Y. Pustynnik et al. Plasmakristall-4: New complex (dusty) plasma laboratory on board the International Space Station, Review of Scientific Instruments, 2016, 87, 093505.
5. D. Uhrlandt and St. Franke, Study of a neon dc column plasma by hybrid method, J. Phys D.: Appl. Phys., 2002, 35, 680–688.
6. D. Uhrlandt, M. Schmidt, J. F. Behnke and T. Bindemann, Self-consistent description of the dc column plasma including wall interaction, J. Phys D.: Appl. Phys., 2000, 33, 2475–2482.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 533.6.011

## ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ Ar И CO<sub>2</sub> В СВЕРХЗВУКОВОМ КЛАСТИРОВАННОМ ПОТОКЕ

Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В.

Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Процессы формирования сверхзвуковых струй газов за звуковыми и сверхзвуковыми соплами на протяжении длительного времени интересуют исследователей в связи с широким кругом прикладных задач, реализуемых посредством таких течений. Это и моделирование струй из сопел космических аппаратов [1,2], и изучение неравновесных процессов, обусловленных резким падением плотности и температуры в сверхзвуковом потоке с соответственным прекращением колебательно – вращательно – поступательного энергообмена [3], и процессы конденсации в таких потоках [4]. При этом сверхзвуковые струи стали главным объектом для получения и изучения кластеров [5]. В наших работах было установлено обратное влияние кластеров на размеры и структуру сверхзвуковых потоков [6]. В предыдущей работе авторов сообщалось о первых результатах изучения механизма формирования внешнего относительно традиционной веретенообразной структуры сверхзвуковой струи потока, названного авторами «следом». Было обосновано предположение взаимосвязи возникновения «следа» с формированием в сверхзвуковом потоке кластеров большого размера в условиях истечения струй в разреженное окружающее пространство, т.е. при умеренных и малых значениях числа  $Re_L$ .

В настоящей работе продолжено изучение кластерного следа. Работа выполнена на газодинамической установке низкой плотности ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [7]. Визуализация газовых потоков осуществлялась посредством возбуждения электронным пучком излучения в потоке. Вызываемое столкновениями электронов с частицами струи свечение регистрировалось как в области первичного электронного луча, так и вверх и вниз по потоку.

Пример фотографии сверхзвуковой струи аргона со следом приведен на рис. 1. Как показали измерения, расширяющаяся вторичная струя имеет поперечный и продольный размеры, в разы превышающие размер первичной струи. Образовавшийся вторичный «след» обладает слоистой структурой и слабо угасающим свечением на протяжении всей длины течения за пределами возбуждающего электронного пучка.

Попытки регистрации «следа» при помощи масс-спектрометрии успехом не увенчались. Регистрация оптического излучения за пределами области ионизации позволила обнаружить границы вторичной структуры (рис.2), однако не на всех длинах волн. Как показал дальнейший анализ, границы вторичной структуры характеризуются большим временем жизни возбужденного состояния.

В работе приведены результаты измерений послесвечения следа в разных его зонах. Обсуждаются механизмы, подтверждающие высказанную ранее гипотезу о возбуждении свечения следа вследствие энергообмена между возбужденными кластерами и атомами фонового газа с последующей спонтанной флуоресценцией фоновых частиц.

тезу о возбуждении свечения следа вследствие энергообмена между возбужденными кластерами и атомами фонового газа с последующей спонтанной флуоресценцией фоновых частиц.

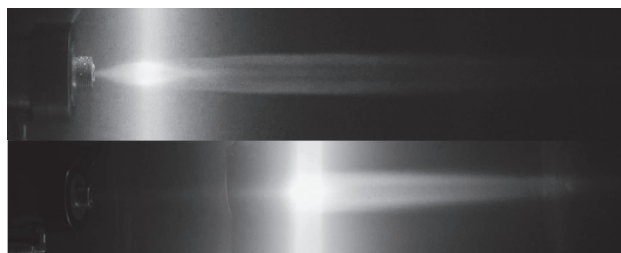


Рис. 1. Фотография струи с кластерным следом. Электронный луч в середине первичной бочки (верхний снимок) и за x-образной конфигурацией (нижний снимок).

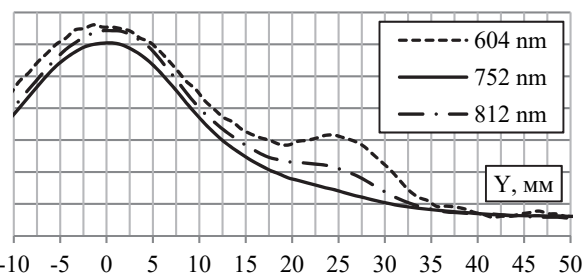


Рис. 2. Интенсивность излучения в поперечных профилях потока, зарегистрированная на разных длинах волн на расстоянии сопла – электронный пучок  $X_n = 135$  мм и электронный пучок – область измерения  $X_k = 5$  мм.

### Список литературы:

1. Yarygin V.N., Gerasimov Y.I., Krylov A.N. et al. Gas dynamics of spacecraft and orbital stations (review) // Thermophysics and Aeromechanics. 2011. V. 18. No. 3. P. 333–358.
2. Chen G., Boldarev A.S., Geng X. et al. The radial dimension of a supersonic jet expansion from conical nozzle // AIP ADVANCES 2016. V. 6. No. 115015.
3. Belikov A.E., Dubrovskii G.V., Zarvin A.E. et al. Rotational relaxation of nitrogen in a free jet of argon // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1986. V. 27. No. 5. P. 643–652.
4. Zischang J., Suhm M.A. Infrared absorption imaging of 2D supersonic jet expansions: Free expansion, cluster formation, and shock wave patterns // J. Chem. Phys. 2013. V. 139. No. 024201.
5. Khodorkovskii M.A., Artamonova T.O., Murashov S.V. et al. Electron impact ionization of Ar<sub>n</sub>, (H<sub>2</sub>O)<sub>n</sub>, Ar<sub>n</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>m</sub> clusters // Tech. Phys. 2009. V. 54. No. 1. P. 1–6.
6. Zarvin A.E., Yaskin A.S., Kalyada V.V. Effect of condensation on the length of strongly underexpanded jets exhausting into a rarefied submerged space // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2018. V. 59. No. 1. P. 86–92.
7. Zarvin A.E., Kalyada V.V., et al. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transact. Plas. Sci. 2017. V. 45. No. 5. P. 819–827.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» НГУ при финансовой поддержке грантов Министерства образования и науки РФ 3.5918.2017/ИТР и 3.5920.2017/ИТР.

УДК 621.9

## ПОСТРОЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ НА ОСНОВЕ ПРОСТОЙ МАРКОВСКОЙ МОДЕЛИ

Жерноклеев Г.А.<sup>1</sup>, Мартюшев Л.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>2</sup> Институт промышленной экологии УрО РАН, 620219, Россия, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 20а

На протяжении всего развития термодинамики наблюдался рост интереса к системам, находящимся вдали от равновесия. Большой успех в этом направлении пришел с созданием линейной неравновесной термодинамики (ЛНТ), основы которой были заложены Онзагером и Пригожиным. ЛНТ позволила описывать системы, слабо отклоняющиеся от равновесия. При произвольном отклонении от равновесия ЛНТ использовать нельзя, поэтому в последние десятилетия активно развивается нелинейная неравновесная термодинамика (ННТ), однако эта теория далека от завершения.

В данной работе авторы строят ННТ на базе простой марковской модели, которая была предложена П. и Т. Эренфестами еще в начале XX в. для разрешения парадокса Лошмидта, и впоследствии модифицирована Клейном [1]. Суть этой модели заключается в следующем: имеется две подсистемы  $A$  и  $B$ , в которых суммарно находится постоянное число частиц  $N=const$ . Одна частица из  $A$  случайным образом с вероятностью  $p$  перемещается в  $B$ , либо из  $B$  с вероятностью  $q$  перемещается в  $A$ . Очевидно, что в каждый момент времени  $t$  (дискретном шаге) существует ненулевая вероятность того, что перехода вообще не произойдет. Главным достоинством такой модели является наличие аналитического решения для переходных вероятностей наблюдать  $n$  частиц в подсистеме  $A$  в момент времени  $t$ , если в начальный момент  $t_0$  было  $n_0$  частиц.

С физической точки зрения модель Эренфестов-Клейна можно рассматривать как две энергетически неэквивалентные подсистемы  $A$  и  $B$ , находящиеся в термостате  $T=const$ , между которыми происходит обмен энергией и веществом (частицами), где энергетический барьер между подсистемами  $\Delta\epsilon$  связан с вероятностями  $p$  и  $q$  следующим образом

$$\frac{p}{q} = \exp\left(\frac{\Delta\epsilon}{T}\right)$$

В свою очередь, вся система  $A + B$  является закрытой, т.е. может обмениваться с термостатом только энергией.

Для такой системы на основе аналитического решения модели Эренфестов-Клейна были получены зависимости производства и потока энтропии от времени (шага)  $t$

$$j_s(t) = \frac{qN_{B0} - pN_{A0}}{p+q} e^{-\frac{p+q}{N}t} \ln\left(\frac{N_B^{eq}}{N_A^{eq}}\right) \quad (1)$$

$$\sigma(t) = \frac{(p+q)}{N} (N_{A0} - N_A^{eq}) e^{-\frac{p+q}{N}t} \ln\left(\frac{1 + \frac{(N_{A0} - N_A^{eq}) e^{-\frac{p+q}{N}t}}{N_A^{eq}}}{1 + \frac{(N_{B0} - N_B^{eq}) e^{-\frac{p+q}{N}t}}{N_B^{eq}}}\right)$$

где  $N_{A0}$  и  $N_{B0}$  - начальные числа частиц в подсистемах,  $N_A^{eq}$  и  $N_B^{eq}$  - равновесные числа частиц в подсистемах.

Из выражения (1) видно, что в общем случае при произвольном начальном отклонении от равновесия производство энтропии имеет неэкспоненциальный характер затухания, которому соответствует нелинейная связь термодинамической силы  $X$  и потока  $J$

$$X(J) = \ln \frac{N_B^{eq} \left( -\frac{(p+q)}{N} N_A^{eq} - J \right)}{N_A^{eq} \left( -\frac{(p+q)}{N} N_B^{eq} + J \right)}$$

На основе полученных выражений для модели Эренфестов-Клейна была осуществлена проверка флуктуационной теоремы (transient fluctuation theorem) [2], которая на протяжении последних трех десятилетий играет важную роль в развитии ННТ. Флуктуационная теорема для некоторого функционала  $\Omega$ , определенного вдоль траектории неравновесного процесса (набора значений числа частиц в подсистеме  $A$  в каждый момент времени), в такой постановке записывается следующим образом

$$\frac{P(\Omega = \Delta)}{P(\Omega = -\Delta)} = \exp(\Delta) \quad (2)$$

Было установлено, что для рассматриваемого случая функционал  $\Omega$  в (2) можно отождествить с термодинамическим производством энтропии (1). Отличительной чертой проведенного нами анализа, является учет при определении вероятностей левой части (2) вклада всех возможных траекторий, реализующих данный процесс, а не только одной выделенной. Также в явном виде была определена общая (транзитивная) для всех траекторий часть, которая отвечает за переход между двумя состояниями. Другая часть позволяет судить о масштабе флуктуаций для данной траектории.

### Список литературы:

1. Klein M. J. Entropy and the Ehrenfest urn model //Physica. 1956. Т. 22. №. 6–12. С. 569–575.
2. Evans D. J., Searles D. J. The fluctuation theorem //Advances in Physics. 2002. Т. 51. №. 7. С. 1529–1585.

УДК 538.911

## ЭЛЕКТРОДУГОВАЯ КОНВЕРСИЯ КВАРЦА

Зайковский А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В процессе дугового разряда формируется высокоэнергетическая плазма-химическая система, остывание которой приводит к образованию наноструктур. Использование различных параметров разряда приводит к формированию различных углеродных структур, таких как фуллерены [1], нанотрубки [2], графен [3], так и структур сложных композитных составов различной морфологии и фазового состояния [4]. Ранее было установлено, что введение кремния в состав плазмы, формируемой разрядом между графитовыми электродами приводит к формированию графеновой структуры и наночастиц карбида кремния [5]. Использование кварца меняет состав плазмы, что при определенных условиях изменяет состав и морфологию продуктов синтеза.

Эксперименты электродугового распыления проводились в среде гелия с использованием графитового катода и анода, также содержащего смесь порошков графита и кварца. В результате нагрева электродов дугой происходило испарение графита и кварца, при этом, температуры, реализуемые в плазме разряда, обеспечивают состав, включающий e-, C, C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub>, Si<sup>+</sup>, SiO, SiC<sub>2</sub>, Si<sub>2</sub>C, CO, He, другие компоненты составляют незначительную долю. Степень ионизации составляет порядка 10<sup>-4</sup>. Данные компоненты образуют течение из межэлектродного промежутка в пространство камеры реактора в форме неизотермической верной струи. При этом происходит турбулентное перемешивание с буферным газом. Охлаждение приводит к процессам конденсации, эндо- и экзотермическим химическим реакциям, кристаллизации и формированию наноструктур. Последующая агломерация и осаждение синтезированных структур на холодных стенках реактора позволяет осуществить их сбор и анализ.

Установлено, что использование смеси кварца с графитом в качестве забивки полости в графитовом электроде приводит к формированию графеновых структур и наночастиц карбида кремния, также, как и при использовании чистого кремния. Однако, когда полость в графитовом аноде была заполнена чистым

кварцем, были синтезированы структуры кристаллического кремния. Данные структуры формируются в виде нановискеров, растущих с поверхности наночастицы карбида кремния. Было установлено, что образованию кремниевых структур способствует увеличение скорости распыления анода, однако чрезмерно большие скорости приводят к образованию кварцевых структур.

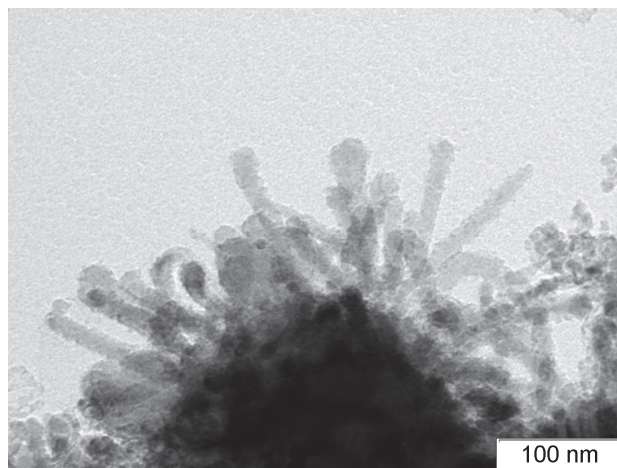


Рис. 1. Кремниевые нановискеры, растущие с поверхности частицы карбида кремния.

### Список литературы:

1. W. Krätschmer, Lowell D. Lamb, K. Fostiropoulos & Donald R. Huffman Solid C60: a new form of carbon // Nature, 1990, 347, 354–358.
2. Iijima S. Helical microtubules of graphitic carbon // Nature, 1991, 354, 56–58.
3. K.S. Subrahmanyam, L.S. Panchakarla, A. Govindaraj, C.N.R. Rao, Simple method of preparing graphene flakes by an arc-Discharge method // J. Phys. Chem. C, 2009, 113, 4257–4259.
4. John Henry J. Scott and Sara A. Majetich, Morphology, structure, and growth of nanoparticles produced in a carbon arc // Phys. Rev. B, 1995, 52, 12564–12571.
5. D.V. Smovzh, I.A. Kostogrud, S.Z. Sakhapov, A.V. Zaikovskii, S.A. Novopashin. The synthesis of few-layered graphene by the arc discharge sputtering of a Si-C electrode // Carbon, 2017, 112, 97–102.

УДК 538.9

## ВЛИЯНИЕ СТЕХИОМЕТРИИ НА СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК СУБОКСИДА КРЕМНИЯ С НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ КРЕМНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА

Замчий А.О.<sup>1,2</sup>, Баранов Е.А.<sup>1</sup>, Меркулова И.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Получение и изучение свойств систем с массивами нанокристаллов кремния (nc-Si) в широкозонных диэлектрических матрицах (в частности, в диоксиде кремния (SiO<sub>2</sub>)) в последнее время привлекают пристальное внимание исследователей. Nc-Si в матрице SiO<sub>2</sub> (SiO<sub>2</sub>:nc-Si) проявляют интенсивные люминесцентные свойства при комнатной температуре в широком спектральном диапазоне (500–1000 нм) [1, 2]. Данный факт позволяет рассматривать систему SiO<sub>2</sub>:nc-Si в качестве перспективной с точки зрения создания кремниевых опто- и нанoeлектронных приборов нового поколения.

На сегодняшний день основным методом получения тонкопленочных систем SiO<sub>2</sub>:nc-Si является высокотемпературный отжиг (ВТО) аморфного нестехиометрического оксида (субоксида) кремния (a-SiO<sub>x</sub>, 0 < x < 2) [3]. Стехиометрия исходных пленок a-SiO<sub>x</sub> существенным образом влияет на структурные, оптические свойства получаемого в процессе ВТО материала. Так в работе [4] было показано, увеличение стехиометрического коэффициента в аморфных пленках приводило к снижению степени кристалличности и размера кристаллитов в SiO<sub>2</sub>:nc-Si. Однако при этом авторы [5] показали, что рост содержания избыточного кремния в a-SiO<sub>x</sub> приводит не только к увеличению среднего размера кристаллита, но и к ослаблению люминесцентного сигнала в спектральном диапазоне 560–890 нм.

В настоящей работе пленки a-SiO<sub>x</sub> различной стехиометрии (x = 0.1 - 1.5) были получены методом газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой [3] путем изменения состава смеси газов-реагентов на подложках из монокристаллического кремния и плавленого кварца. Далее пленки были подвергнуты отжигу при температуре 900 °С в течение 4-8 часов в атмосфере аргона. Структурная сетка и состав исходных и отожженных пленок изучались методом Фурье-инфракрасной (ИК) спектроскопии. ИК спектры были записаны при помощи спектрометра Bruker IFS-113V в интервале 4000 - 400 см<sup>-1</sup> с разрешением 1 см<sup>-1</sup>. Морфология и толщина тонких пленок исследовались методом сканирующей

электронной микроскопии. Размер и форма кристаллитов – методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Кристаллические свойства отожженного материала (размер кристаллита, степень кристалличности) были получены методами комбинационного рассеяния света (КРС) и рентгеноструктурного анализа. Оптические свойства тонких пленок исследовались методом спектрофотометрии. Фотолюминесцентные (ФЛ) свойства SiO<sub>2</sub>:nc-Si были изучены при помощи He-Cd лазера с длиной волны зондирующего излучения 325 нм.

В результате исследования было показано, что степень кристалличности и средний размер кристаллита возрастает с уменьшением стехиометрии исходных пленок a-SiO<sub>x</sub>. Полученный материал проявляет ФЛ свойства в спектральном диапазоне 400–1000 нм при комнатной температуре. Данные по значению среднего размера кристаллита, найденные на основании положения максимума ФЛ [6], находятся в хорошем согласии с результатами, полученными методами КРС и рентгеноструктурного анализа.

### Список литературы:

1. Ershov A.V. et al. Annealing-induced evolution of optical properties of the multilayered nanoperiodic SiO<sub>x</sub>/ZrO<sub>2</sub> system containing Si nanoclusters // *Semiconductors*. 2011. Т. 45. №. 6. С. 731–737.
2. Михайлов А.Н. и др. Особенности формирования и свойства светоизлучающих структур на основе ионно-синтезированных нанокристаллов кремния в матрицах SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *Физика твердого тела*. 2012. Т. 54. № 2. С. 347–359.
3. Zamchiy A.O. et al. Effect of annealing in oxidizing atmosphere on optical and structural properties of silicon suboxide thin films obtained by gas-jet electron beam plasma chemical vapor deposition method // *Vac.* 2018. Vol. 152. P. 319–326.
4. Huang J. et al. Effects of chemical stoichiometry on the structural properties of Si-rich oxide thin films // *Thin Solid Films*. 2015. Vol. 595. P.79–83.
5. Coyopol A. et al. Silicon excess and thermal annealing effects on structural and optical properties of co-sputtered SRO films // *J. Lumin.* 2016. Vol. 76. P. 40–46.
6. Ledoux G. et al., Photoluminescence of size-separated silicon nanocrystals: confirmation of quantum confinement // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 80. P. 4834–4836.

*Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-638.2019.8).*

УДК 538.9

## ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОМ ОТЖИГЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК СУБОКСИДА КРЕМНИЯ

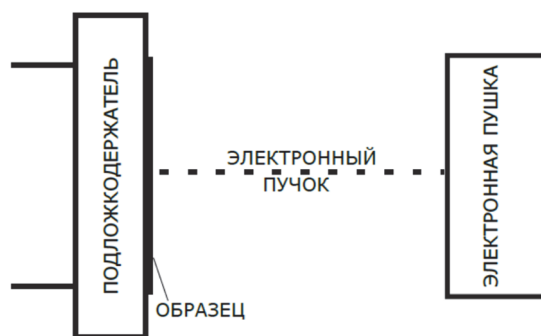
Замчий А.О.<sup>1,2</sup>, Баранов Е.А.<sup>1</sup>, Меркулова И.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Нанокристаллы кремния, встроенные в широкозонную диэлектрическую матрицу могут быть использованы для верхних ячеек много-переходных солнечных элементов [1], поскольку изменяя размер нанокристалла можно менять ширину запрещенной зоны материала. Средний размер нанокристаллов и распределение нанокристаллитов по размерам являются важными параметрами при определении оптических свойств материала и электронных транспортных свойств в фотоэлектрических устройствах. Для создания кремниевых нанокристаллитов в двух-стадийном процессе (синтез и отжиг) широко используют быстрый термический, высокотемпературный [2] или лазерный отжиг. Но эти методы отжига требуют высоких температур, большого времени на процесс и дорогостоящего оборудования, а также имеют высокие технологические затраты.

В данной работе, для кристаллизации тонких пленок аморфного гидрогенизированного оксида кремния ( $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ ) использовали электронно-пучковый отжиг. Обычно, электронно-пучковый отжиг применяется для перекристаллизации пленок аморфного кремния, где либо формируются нанокристаллиты, либо проходит полная перекристаллизация материала с образованием поликремния. Пленки  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  были получены методом газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой [3] на подложках из монокристаллического кремния и плавящего кварца. Пленки отжигали в вакуумной камере при давлении 6 Па. Электронный пучок диаметром 1 см воздействовал на поверхности образца перпендикулярно его поверхности (см. рис.).



Ток пучка составлял 100 мА, а энергия электронов изменялась в диапазоне от 500 до 1500 В. Время отжига составляло 10 мин и было одинаковым для каждого образца.

Структура и состав исходных и отожженных пленок изучались методом FTIR. Спектры пропускания в ИК диапазоне были записаны при помощи спектрометра Bruker IFS-113V в интервале  $4000\text{--}400\text{ см}^{-1}$ . Морфология и толщина тонких пленок исследовались при помощи SEM. Размер кристаллита и степень кристалличности были получены из спектров комбинационного рассеяния света (Raman). Фотолюминесцентные свойства пленок после отжига были изучены при помощи He-Cd лазера с длиной волны зондирующего излучения 325 нм.

В результате исследования было показано, что степень кристалличности и средний размер кристаллита возрастает с увеличением энергии электронов. Глубина воздействия электронного пучка на тонкие пленки  $a\text{-SiO}_x\text{:H}$  зависит от энергии электронов, как было обнаружено из анализа морфологии по снимкам SEM. Предположительно, формирование нанокристаллитов кремния идет в результате твердотельной кристаллизации исходных пленок. Было показано, что полученные в результате отжига пленки, обладают фотолюминесцентными свойствами в спектральном диапазоне 400–1000 нм при комнатной температуре.

### Список литературы:

1. Green M. A. et al. All-silicon tandem cells based on artificial semiconductor synthesised using silicon quantum dots in a dielectric matrix // Proc. 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition 2005, P. 3–7.
2. van Sebillie M. et al. Shrinking of silicon nanocrystals embedded in an amorphous silicon oxide matrix during rapid thermal annealing in a forming gas atmosphere // Nanotechnology (2016), Vol. 27 P.365601.
3. Zamchiy A.O. et al. Effect of annealing in oxidizing atmosphere on optical and structural properties of silicon suboxide thin films obtained by gas-jet electron beam plasma chemical vapor deposition method // Vac. 2018. Vol. 152. P. 319–326.

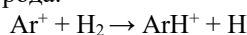
*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-08-00848.*

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОТОНИРОВАНИЯ АРГОНА В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э.

Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Аргон, как и другие инертные газы, обладает крайне низкой химической активностью. Тем не менее были обнаружены некоторые соединения с их участием. Так, с середины прошлого века велись исследования молекулярных ионов инертных газов. Согласно [1-2], молекулярный ион  $\text{ArH}^+$ , называемый также аргонием, образуется при взаимодействии иона аргона с молекулой водорода:



Этот механизм был установлен в измерениях относительного выхода протонированного аргона при низкой энергии ионизирующих электронов и постоянной напряженности запирающего ионы поля. Ионно-молекулярные реакции такого рода, которые наблюдаются как вторичные реакции в масс-спектрометрах, описываются методами современной кинетической теории [2].

Протонированные молекулярные ионы редких газов являются сравнительно стабильными. Они могут образовываться в электрических разрядах [3]. В спектральных измерениях молекула  $\text{ArH}^+$  была впервые обнаружена в 1982 году [4].

При введении положительно заряженных ионов в плотную среду инертного газа формируются ассоциаты, представляющие собой центральный ион с взаимодействующими с ним окружающими атомами. Основной моделью, описывающей процесс формирования таких комплексов, является предположение, что положительный заряд поляризует окружающие атомы и формирует некую "шубу" вокруг себя. Как показано в [3], при внедрении положительных зарядов  $\text{H}^+$  в плотных газообразных средах инертных газов могут формироваться молекулярные ионы  $\text{ArH}^+$  и  $\text{Ar}_2\text{H}^+$ . Однако авторы отметили ограничения моделей, объясняющих возникновение зарядовых комплексов исключительно поляризационными силами.

Сравнительно недавно ионы  $\text{ArH}^+$  были обнаружены при исследованиях методом масс-спектрометрии состава молекулярных пучков смесей аргона с парами воды [5].

Нас заинтересовал вопрос о возможности образования ионов протонированного аргона в сверхзвуковых кластированных потоках. Работа была выполнена на газодинамическом комплексе Новосибирского государственного университета [6]. Измерения производились как традиционным методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии, так и при ионизации газового потока непосредственно в струе хорошо сфокусированным электронным пучком с энергией электроном 10 кэВ с последующим транспортом ионов через молекулярно-пучковую систему на квадрупольный масс-спектрометр Hiden Epic 1000 (метод SIMS) [7].

Поскольку указанный способ ионизации кластированных газовых потоков непосредственно в струе находится на стадии апробации, были выполнены

предварительные методические измерения по проверке реальной разрешающей способности масс-спектрометра при использовании метода SIMS. Установлены пределы, в рамках которых масс-спектрометрия обеспечивает разрешающую способность не хуже 1 а.е.м., необходимую для достоверного определения соотношения между амплитудами пиков 40-й и 41-й масс.

Измерения в сверхзвуковом потоке производились за сверхзвуковым соплом, обеспечивающим развитую конденсацию с большим размером кластеров. Ионизирующий поток высоковольтный электронный пучок находился на расстоянии свыше 100 диаметров критического сечения сопла, т.е. в условиях низкой температуры потока. Фиксировалась зависимость амплитуды массового пика  $m/e = 41$  от параметров газового потока, и, соответственно, размеров и доли кластеров, в сравнении с амплитудой пика аргона,  $m/e = 40$ . Обнаружены условия формирования массового пика  $m/e = 41$ , т.е.  $\text{ArH}^+$ , а также пиков  $\text{Ar}_2\text{H}^+$  и  $\text{Ar}_3\text{H}^+$  от параметров эксперимента.

Для определения влияния конденсации на процесс формирования протонированного аргона результаты в сверхзвуковой струе сопоставлены с результатами, полученными при использовании того же метода диагностики (SIMS) в статических условиях, в зависимости от соотношения в разреженном фоновом газе концентраций аргона и молекулярного водорода.

## Список литературы:

1. Stevenson D.P., Schissler D.O. Reactions of gaseous molecule ions with gaseous molecules. IV. Experimental method and results // J. Chem. Phys. 1958. V. 29. No. 2. P. 282–294.
2. Gioumousis G., Stevenson D.P. Reactions of gaseous molecule ions with gaseous molecules. V. Theory // J. Chem. Phys. 1958. V. 29. No. 2. P. 294–299.
3. Потапов С.Г., Суханов Л.Н., Гудев Г.Л. Структурные особенности и молекулярные свойства зарядовых комплексов, образующихся при введении положительных ионов в инертных газах // ЖФХ. 1989. Т. 63. № 4. С. 865–876.
4. Braut, J. W.; Davis, S. P. Fundamental vibration-rotation bands and molecular constants for the  $\text{ArH}^+$  ground state ( $1\Sigma^+$ ) // Physica Scripta. 1982. V. 25. P. 268. DOI: 10.1088/0031-8949/25/2/004
5. Ходорковский М.А., Артамонова Т.О., и др. Исследование процессов ионизации кластеров  $\text{Ar}_n$ ,  $(\text{H}_2\text{O})_n$ ,  $\text{Ar}_n(\text{H}_2\text{O})_m$  электронным ударом // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 1. С. 3–9.
6. Zarvin A.E., Kalyada V.V., et al. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. No. 5. P. 819–827.
7. Chinenov S.T., Zarvin A.E., et al. Mass spectrometric study of gas clusters by a high-voltage electron beam // IOP Conf. Series: J. Phys. 2018. V. 1105. No. 012113.

*Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» НГУ при финансовой поддержке грантов Министерства образования и науки РФ 3.5918.2017/ИТР и 3.5920.2017/ИТР.*

УДК 537.525

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ АЗОТИРОВАНИЕ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ В НИЗКОЧАСТОТНОМ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ

Исупов М.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Аустенитные нержавеющие стали обладают высокой коррозионной стойкостью, и благодаря этому широко применяются во многих отраслях промышленности и энергетики. Основным недостатком нержавеющих сталей является низкая твердость и износостойкость, что существенно ограничивает область их применения. Низкотемпературное (<450 °С) ионно-плазменное азотирование позволяет существенно увеличить твердость и износостойкость поверхностного (~10 мкм) слоя нержавеющих сталей без потери коррозионной стойкости, за счет образования твердого раствора внедрения азота в аустените [1]. Однако, при использовании "традиционных" методов ионно-плазменного азотирования в тлеющем разряде, снижение температуры приводит к существенному уменьшению скорости процесса азотирования и увеличению времени обработки. Скорость азотирования может быть увеличена за счет применения современных методов ионно-плазменного азотирования, с использованием внешних источников "плотной" ( $10^{10}$ – $10^{12}$  см<sup>-3</sup>) неравновесной плазмы низкого (<0.1 Торр) давления [2].

Развитие данных методов ионно-плазменного азотирования требует разработки новых генераторов плазмы, позволяющих получать высокие концентрации ионов и радикалов азота при низком давлении плазмообразующего газа и большом ресурсе работы источника плазмы. Индукционный разряд с ферромагнитным усилением магнитной связи позволяет эффективно генерировать "плотную" неравновесную плазму низкого давления в низкочастотном радиодиапазоне (~100 кГц) [3], и представляет интерес с точки зрения разработки как новых устройств ионно-плазменной обработки в целом, так и ионно-плазменного азотирования в частности [4].

Выполнено экспериментальное исследование процесса ионно-плазменного азотирования образцов нержавеющей стали 12X18Н10Т в низкочастотном (100 кГц) индукционном разряде низкого давления. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Давление плазмообразующего газа (азот) составляло 50 мТор, плотность тока индукционного разряда 80–160 мА/см<sup>2</sup>, что соответствует концентрации ионов азота ~ $(4-8) \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, температура образцов варьировалась в диапазоне 300–400 °С. На образцы нержавеющей стали подавался потенциал смещения -300 В, для ускорения ионов азота и разрушения оксидной пленки на поверхности образца, препятствующей диффузии атомарного азота из плазмы в металл. Плотность ионного тока на поверхности образца варьировалась в диапазоне 1.8–3.2 мА/см<sup>2</sup>. Время обработки образцов составляло 2 часа. Выполнен анализ микротвердости поверхности на приборе ПМТ-3, при нагрузке инден-

тора 1–2 Н. Показано, что при увеличении температуры азотирования до 400 °С микротвердость поверхности возрастает и достигает ~10 ГПа. При азотировании нержавеющих сталей в тлеющем разряде, аналогичные значения микротвердости поверхности достигаются за 5 часов (при температуре 400 °С) [5]. Увеличение скорости азотирования достигается за счет больших значений плотности тока индукционного разряда и соответственно повышению концентрации атомарного азота в плазме разряда, отвечающего за процесс ионно-плазменного азотирования [6].

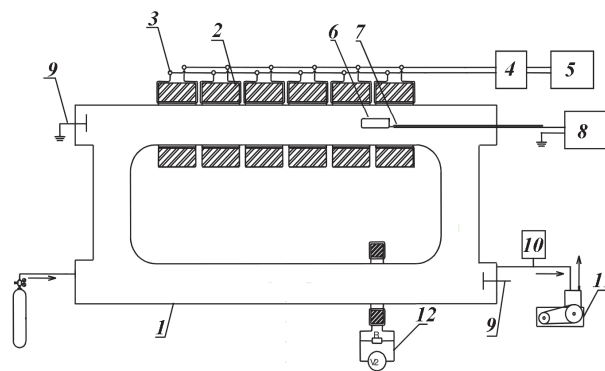


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 – кварцевая газоразрядная камера; 2 – ферритовые сердечники; 3 – первичная обмотка; 4 – блок согласования (LC цепь); 5 – источник питания (100 кГц); 6 – образцы; 7 – термомпара; 8 – высоковольтный источник питания; 9 – опорные электроды; 10 – вакуумметр; 11 – форвакуумный насос; 12 – пояс Роговского.

### Список литературы:

1. Yang W.J., Zhang M., Zhao Y.H., Shen M.L. et al. Enhancement of mechanical property and corrosion resistance of 316 L stainless steels by low temperature arc plasma nitriding // Surface and Coatings Technology. 2016. V. 298. P. 64–72.
2. Czerwiec T., Michel H., Bergmann E. Low-pressure, high-density plasma nitriding: mechanisms, technology and results // Surface and Coatings Technology. 1998. V. 108–109. P. 182–190.
3. Godyak V. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. 283001. P. 1–23.
4. Isupov M.V., Pinaev V.A. Low-frequency ferromagnetic enhanced inductively coupled plasma for plasma-assisted nitriding // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 1105. Article No. 012119.
5. Borgioli F., Galvanette E., Bacci T. Low temperature nitriding of AISI 300 and 200 series austenitic stainless steels // Vacuum. 2016. V. 127. P. 51–60.
6. Koval T.V., Manakov R.A., Hung N.B., An T.M. Numerical simulation of discharge plasma generation and nitriding the metals and alloys // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2017. V. 168. Article No. 012044.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.



УДК 621.9

## ДИНАМИКА РАЗРУШЕНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ

Кабов О.А.<sup>1</sup>, Кочкин Д.Ю.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Разрыв пленок жидкости является сложным и не до конца изученным физическим явлением. Основная сложность заключается в том, что в процессе разрыва толщина пленки жидкости изменяется на несколько порядков – от начальной толщины (~ 100-1000 мкм) до толщины адсорбированного слоя (~ 1-10 нм). На разных стадиях разрыва доминируют силы различной природы, что затрудняет построение полной модели явления. Кроме того, на разрыв пленок существенное влияние оказывают множество факторов, начиная от волнообразования в пленке [1] и заканчивая смачиваемостью подложки [2].

В настоящей работе исследуется динамика термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости с использованием скоростного Шлирен метода, а также конфокального сенсора Micro-Epsilon, позволяющего с субмикронной точностью измерять мгновенную локальную толщину пленки.

Эксперименты проводились на рабочем участке, открытом в атмосферу, представляющем собой текстолитовое основание, в центре которого впрессован медный нагревательный элемент круглой формы диаметром 12 мм, рис. 1а. В качестве рабочих жидкостей использовалась сверхчистая вода Milli-Q, а также силиконовые масла (PMS-5, PMS-100, PMS-200), обладающие различной вязкостью (кинематическая вязкость рабочей жидкости изменяется в 200 раз).

Для всех рабочих жидкостей разрыв пленки происходил по схожему сценарию, и включал в себя две основные стадии: 1) утончение пленки до тонкого плоского «остаточного» слоя; 2) разрушение и высыхание «остаточного» слоя. При помощи конфокального датчика впервые удалось измерить толщину остаточного слоя для воды, которая оказалась равной около 10 мкм. Особенностью разрыва пленки силиконового масла (рис. 1б), является то, что остаточный слой (толщиной около 245 мкм для PMS-100) может существовать достаточно долго (минуты), а сухое пятно образуется не в области нагревателя, как в случае воды, а по периметру нагревателя.

Данные по остаточному слою, полученные для разных рабочих жидкостей, были обобщены следующей корреляцией, рис. 1в:

$$\frac{h}{h_0} = 27,9Ca^{0,64},$$

где  $h$  – толщина остаточного слоя,  $h_0$  – начальная толщина пленки,  $Ca = \mu U / \sigma$  – капиллярное число.

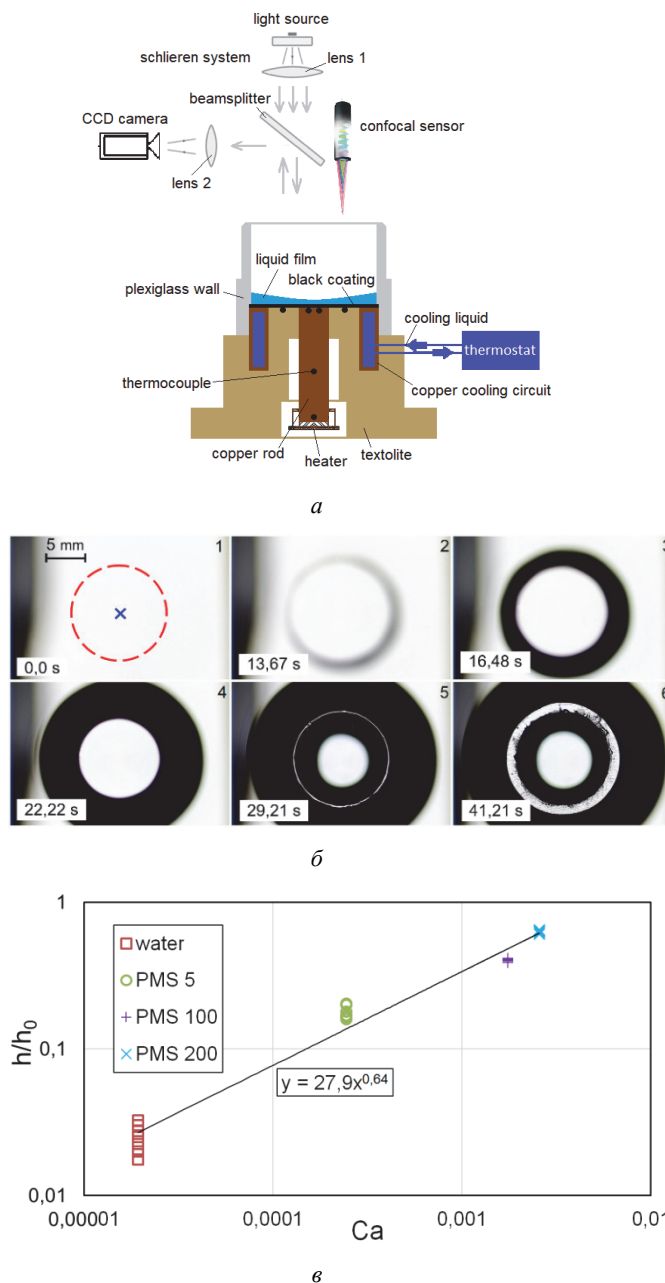


Рис. 1. Схема экспериментального стенда (а), динамика разрыва пленки силиконового масла PMS100 (показано время от включения нагрева) (б), обобщение данных для разных рабочих жидкостей (в).

### Список литературы:

- Zaitsev, D.V., Chinnov, E.A., Kabov, O.A., Marchuk, I.V. Experimental Study of the Wave Flow of a Liquid Film on a Heated Surface (2004) Technical Physics Letters, Vol. 30 (3), pp. 231–233.
- Zaitsev, D., Kirichenko, D. and Kabov, O. The effect of substrate wettability on the breakdown of a locally heated fluid film (2015) Technical Physics Letters, Vol. 41 (6), pp. 551–553.

УДК 533

**МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ-ТЕЙЛОРА В РАЗРЕЖЕННОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ AR/HE НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПРЯМОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

**Кашковский А.В., Кудрявцев А.Н., Шершнёв А.А.**

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Несмотря на то, что на возможное влияние молекулярно-кинетических процессов на возбуждение гидродинамических неустойчивостей было указано достаточно давно [1], в течение длительного времени работы, посвященные рассмотрению развития неустойчивостей в течениях с эффектами разреженности, отсутствовали. Это объясняется сложностью предмета. Численное моделирование является практически единственным теоретическим инструментом для такого рода исследований, но как метод молекулярной динамики, так и более эффективный для газовых течений метод прямого статистического моделирования (ПСМ) требуют очень большого объема вычислений из-за значительного различия молекулярных пространственных и временных масштабов и масштабов, на которых развиваются гидродинамические неустойчивости.

Положение изменилось после появления достаточно мощных компьютеров и недавно появились работы, в которых нестационарное развитие двумерных возмущений в неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, а также двумерных и трехмерных возмущений в неустойчивости Рэля-Тейлора моделируется методом ПСМ при атмосферном давлении [2, 3], т.е. в полностью континуальном режиме. В настоящей работе задача предпринята попытка численного моделирования развития двумерных возмущений в неустойчивости Рэля-Тейлора при достаточно низких числах Рейнольдса, и основное внимание уделено эффектам разреженности и неравновесности.

Рассматривалась задача о плоском слое аргона над слоем гелия в поле силы тяжести. Температура газов в области была постоянной и равнялась 300 К, распределения давления и плотности по высоте были баротропными. На верхней и нижней границах области предполагалась изотермическая стенка с диффузным отражением молекул и температурой 300 К. На боковых границах используются периодические граничные условия. Контактная поверхность между газами в начальный момент времени была параллельна оси  $x$ , при этом на нее не накладывалось никаких возмущений. Размер расчетной области составлял  $100 \times 100$  м, длины свободного пробега в гелии и аргоне на линии раздела были равны  $2.8 \times 10^{-2}$  и  $8.8 \times 10^{-3}$  м, соответственно. Для сокращения расчетного времени ускорение свободного падения в поле тяжести было увеличено до  $10000 \text{ м/с}^2$ .

Численное моделирование проводилось с помощью программного комплекса SMILE++ [4, 5], разработанного в Лаборатории вычислительной аэродинамики Института теоретической и прикладной меха-

ники им. С.А. Христиановича СО РАН. В расчетах использовалось от 12 до 60 млн. модельных частиц и 25 ядер вычислительного кластера.

На рисунке представлен результат численного моделирования, поле плотности гелия в момент времени  $t = 0.095$  с. Хорошо видны «пальцы» возмущений, развившиеся из статистических флуктуаций, присущих методу ПСМ. Полученная картина развития неустойчивости по многим параметрам напоминает, наблюдавшуюся в экспериментах.

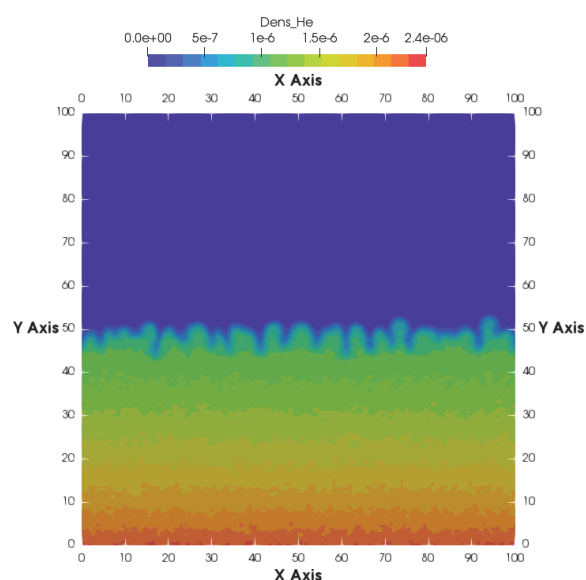


Рис. Поле плотности гелия в момент времени  $t = 0.095$  с.

Список литературы:

1. Betchov R. Thermal agitation and turbulence. // Proc. Second Intern. Symp. Rarefied Gas Dynamics. Academic Press, New York, 1961, pp. 307–321.
2. Gallis M. A., Koehler T. P., Torczynski J. R., and Plimpton S.J. Direct simulation Monte Carlo investigation of the Richtmyer-Meshkov instability // Phys. Fluids, Vol. 27, 084105, 2015, 16 p.
3. Gallis M. A., Koehler T. P., Torczynski J. R., and Plimpton S.J. Direct Simulation Monte Carlo investigation of hydrodynamic instabilities in gases // 30th Intern. Symp. Rarefied Gas Dynamics, API Conf. Proc., Vol. 1786, 050002, 8 p.
4. A.V. Kashkovsky, Ye.A. Bondar, G.A. Zhukova, M.S. Ivanov and S.F. Gimelshein, “Object-oriented software design of real gas effects for the DSMC method” // AIP Conf. Proc. 762 (2005), pp. 583–588, doi: 10.1063/1.1941599.
5. M. S. Ivanov, A. V. Kashkovsky, P. V. Vashchenkov, and Ye. A. Bondar, “Parallel object-oriented software system for DSMC modeling of high-altitude aerothermodynamic problems” // AIP Conf. Proc. 1333 (2011), p.211, doi: 10.1063/1.3562650.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 18-11-00246.

УДК 538.911

## ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СИНТЕЗ ОЛОВО-УГЛЕРОДНОГО НАНОКОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА

Козлачков Д.В.<sup>1,2</sup>, Зайковский А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Исследование процесса синтеза наночастиц олова, окруженных углеродной матрицей, имеет интерес как в научном направлении, связанном с исследованием плазмо-химических процессов, приводящих к образованию подобных структур, так и в прикладном направлении, связанном с синтезом новых материалов энергетической области [1].

В работе исследовались процессы, приводящие к формированию структуры углерод-оловянного нанокompозитного материала в плазме дугового разряда. Для этого в герметичной камере располагаются графитовый катод и анод, в котором содержится смесь порошков олова и графита с определенным массовым соотношением, которое варьируется в пределах от 0 до 30% олова. Камера реактора заполняется гелием до определенного давления, которое варьируется от 0 до 200 Торр. Между электродами зажигается дуговой разряд. Электродуговой разряд приводит к нагреванию и испарению материала анода. Частично испарившийся материал осажается на катоде, но основная часть продуктов испарения вытекает из межэлектродного промежутка и формируют сложную картину течения в камере реактора. В том числе формируется неизоотермическая веерная турбулентная струя. Происходят процессы перемешивания с буферным газом, охлаждение продуктов распыления анода, процессы гетерогенной конденсации олово-углеродного пара, формирование наноструктур, агломерация в разветвленных цепи и осаждение продуктов синтеза на внутренних поверхностях реактора.

Синтезированные материалы были исследованы при помощи просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС), рентгено-фотоэлектронной спектроскопии (РФС), дифракционного рентгено-фазового анализа (РФА), спектроскопии комбинационного исследования (СКР), инфракрасной спектроскопией (ИК).

Результаты исследований показали, что материал состоит из круглых оловянных частиц, запакованных в углеродную матрицу. Размер частиц зависит от условий синтеза. При повышении давления от 0 до 12 Торр средний размер оловянных наночастиц имеет тенденцию к уменьшению, при увеличении от 12 до 200 Торр средний размер увеличивается. Увеличение концентрации олова в загрузке также способствует увеличению размера синтезируемых оловянных наночастиц. При этом, как показали результаты СКР, уменьшение давления от 12 до 0 Торр приводит к образованию более структурированного углеродной матрицы.

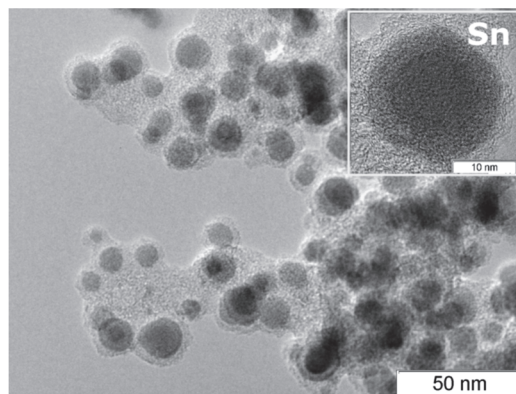


Рис. 1. ПЭМ изображение Sn-C материала, во вставке изображение высокого разрешения отдельной Sn частицы

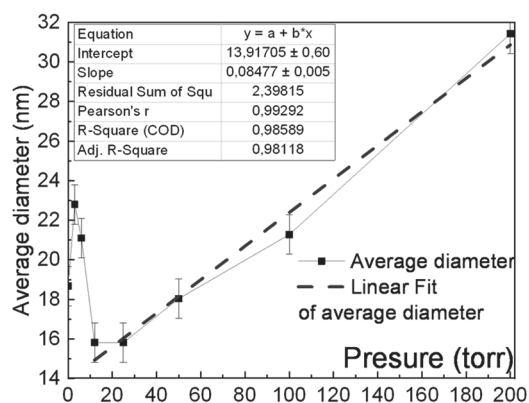


Рис. 2. Зависимость среднего размера наночастиц Sn от давления буферного газа

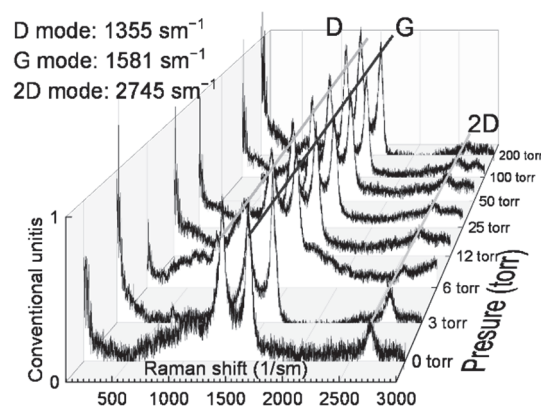


Рис. 3. СКР спектры материалов, синтезированных при разных давлениях

### Список литературы:

1. Bin Luo, Tengfei Qiu, Delai Ye, Lianzhou Wang, Linjie Zhi Tin nanoparticles encapsulated in graphene backbone carbonaceous foams as high-performance anodes for lithium-ion and sodium-ion storage // Nano Energy, 2016, 22, 232–240.

УДК 621.9

## ВЛИЯНИЕ СООТНОШЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ВОДОРОДА И МЕТАНА В ГАЗОВОЙ СМЕСИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ГРАФЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ МЕДИ В ПРОЦЕССЕ CVD СИНТЕЗА

Костоград И.А.<sup>1</sup>, Бойко Е.В.<sup>1,2</sup>, Смвж Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Графен - первый изученный материал, обладающий стабильной двумерной кристаллической структурой. Высокая электро- и теплопроводность, механическая прочность, оптическая прозрачность и другие физические свойства этого материала делают его интересным для многих приложений. Получение графена методом химического газофазного осаждения (CVD) является наиболее перспективным подходом для использования в крупномасштабных приложениях. Типичный CVD синтез включает в себя процессы адсорбции, диссоциации и диффузии углеродных частиц, полученных из углеводородных газов, на поверхности переходных металлов. Для роста графена наиболее подходящим металлическим субстратом является медная подложка, так как низкая растворимость углерода в ней ограничивает количество графеновых слоев, образующихся в процессе синтеза. Во время CVD синтеза происходит разложения прекурсора углерода, и на поверхности меди появляются участки нуклеации графена. Затем эти домены растут и превращаются в непрерывную поликристаллическую пленку. Размер кристаллических фрагментов, из которых состоит пленка графена, является важным параметром и во многом определяет её качество. Для ускорения процесса производства и достижения лучшего контроля свойств графена важно понимание кинетики CVD синтеза графена. В данной работе проведено исследование влияния соотношения концентраций водорода и метана в газовой смеси синтеза на формирование графена на поверхности меди.

CVD синтез графена производился на медной фольге AlfaAesar 99,8% толщиной 25 мкм, при температуре 1070°C, время синтеза 10 мин. В первой серии экспериментов для расхода газа CH<sub>4</sub> 0.022 ст.см<sup>3</sup>/мин (0,02% от общего расхода) использовали расход H<sub>2</sub> равный 5, 10 и 15 ст.см<sup>3</sup>/мин (4,5, 9 и 13,5% от общего расхода, соответственно). Во второй для расхода газа CH<sub>4</sub> 0.055 ст.см<sup>3</sup>/мин (0,05%) использовали расход H<sub>2</sub> равный 10, 15 и 20 ст.см<sup>3</sup>/мин (9, 13,5 и 18% от общего расхода). Анализ размера графеновых доменов и

степени покрытия меди проводился с помощью оптической микроскопии с окислением подложки. Для определения количества слоев использовали метод комбинационного рассеяния света (КР).

Полученные данные показали, что изменение концентрации H<sub>2</sub> нелинейно влияет на степень покрытия подложки графеном и соответственно скорость синтеза. Для обеих серий экспериментов наблюдается максимум скорости роста, при средних выбранных значениях концентрации H<sub>2</sub>. Для концентрации CH<sub>4</sub> равной 0,02% максимальная степень покрытия достигается при 9% H<sub>2</sub>, а для CH<sub>4</sub> 0,05% при 13,5% H<sub>2</sub> в смеси синтеза. Причем с увеличением концентрации H<sub>2</sub> уменьшается размер графеновых доменов, а с уменьшением концентрации H<sub>2</sub> домены теряют свою четко выраженную форму, и покрытие приобретает сетчатый вид. Это показывает, что влияние концентрации водорода является комплексным. При низких концентрациях водорода, его недостаточно для индуцирования эффективного разложения метана на поверхности меди. При высоких концентрациях водорода, происходит усиление травления формирующихся графеновых структур. Если рассматривать отношение H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> то максимальная скорость роста для CH<sub>4</sub> 0,02% достигается при коэффициенте 450, а для CH<sub>4</sub> 0,05% этот коэффициент равен 270. В проведенной ранее работе [1] при подобных условиях синтеза для концентрации CH<sub>4</sub> 0,1% максимальная скорость синтеза достигалась при отношении H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> равном 180. Следовательно, для достижения максимальной скорости синтеза при уменьшении расхода CH<sub>4</sub> так же необходимо уменьшать расход H<sub>2</sub>, но коэффициент H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> не сохраняется.

### Список литературы:

1. Kostograd I.A., Trusov K.V., Smovzh D.V. Influence of Gas Mixture and Temperature on AP-CVD Synthesis of Graphene on Copper Foil // Advanced Materials Interfaces. 2016, vol. 3, № 8, P. 1500823 (1–6).

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-9099/18.*

УДК 53.532.5, 53.092

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОТОК ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ МИКРОННОГО РАЗМЕРА

Кравцова А.Ю., Янко П.Е., Кашкарова М.В., Бильский А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Исследование влияния внешнего периодического воздействия на движение жидкости в каналах микронного размера является актуальным для таких практических приложений, как нефтедобывающая промышленность, машиностроение, морской транспорт, химическая, биологическая и медицинская отрасли. Как уже показано, на структуру течения и эффективность перемешивания потоков в каналах микронного размера для малых чисел Рейнольдса ( $Re < 10$ ) значительное влияние оказывает частота и амплитуда внешнего воздействия [1,2], также геометрия канала [3]. Наложение внешних пульсаций со смещением фазы позволяет незначительно варьировать эффективность перемешивания двух потоков [4]. Однако, открытым остается вопрос систематизации полученных результатов и их обобщение на более широкий диапазон чисел Рейнольдса и частот внешнего воздействия.

Исследование структуры течения проведено методом лазерной индуцированной флуоресценции; освещение потока осуществлялось лазерным пучком, длительность импульса которого составляет 10 нс. Измерения проводились в диапазоне чисел Рейнольдса от 0,3 до 400. Частота внешнего воздействия варьировалась от 100 Гц до 10 кГц. Амплитуда внешнего воздействия составляла 10, 50, 100 мкм. Внешнее воздействие осуществлялось на входах микроканала Т-формы синфазно, а также со смещением фаз на  $90^\circ$  и  $180^\circ$ . Размер микроканала составляет  $120 \times 120 \times 240$  мкм. Влияние внешнего воздействия на структуру потока исследовалось в канале смешения.

В случае реализующихся стационарных режимов течения для невозбужденного течения ( $Re < 240$ ), получено значительное изменение структуры потока при частоте внешнего воздействия 1000 Гц. На границе между двумя жидкостями в канале смешения при  $Re < 145$  развивается волновое движение. Амплитуда волны возрастает с ростом числа Рейнольдса. В случае стационарного несимметричного режима течения наблюдается развитие неустойчивости в потоке. При  $Re > 240$ , когда поток в невозбужденном состоянии является неустойчивым, наложение внешнего воздействия с частотой 2,5 кГц и 3,5 кГц для  $Re = 300$  и  $Re = 400$ , соответственно, позволяет структурировать поток. При этом амплитуда внешнего воздействия должна составлять не менее 100 мкм. Значительного изменения режима течения, реализующегося в канале смешения при наложении внешних пульсаций на два входа со смещением фазы, не зафиксировано.

### Список литературы:

1. Cheaib F, Kekejian G, Antoun S, Cheikh M, Lakkis I (2016) Microfluidic mixing using pulsating flows. *Microfluidics and Nanofluidics* 20:(70)-19. <https://doi.org/10.1007/s10404-016-1731-4>
2. Mao WB, Xu JL (2009) Micromixing enhanced by pulsating flows. *Int. J. Heat Mass Transf.* 52(21–22): 5258–5261. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.06.011
3. Karbaschi M, Javadi A, Bastani D, Miller R (2014) High frequency oscillatory flow in micro channels. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 460: 355–360. <http://dx.doi.org/10.1016/j.colsurfa.2014.03.062>
4. Gouillet A, Glasgow I, Aubry N (2005) Dynamics of Microfluidic Mixing Using Time Pulsing. *Discret. Contin. Dyn. Syst.*: 327–336. doi: 10.3934/proc.2005.2005.327

УДК 532.529.6

## ИСПАРЕНИЕ МИКРОРАЗМЕРНЫХ КАПЕЛЬ ВОДЫ НА НАГРЕВАЕМОЙ КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Куц К.А.<sup>1,2</sup>, Кириченко Д.П.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>, Кабов О.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Спрейное охлаждение [1] широко используется во многих промышленных приложениях, включающих сталепрокатную промышленность и охлаждение силовой электроники. Из-за чрезвычайной сложности этого явления, механизм спрейнгого охлаждения до сих пор до конца не изучен. Например, микрокапли могут не достигать поверхности нагрева, левитируя вблизи нее [2], что снижает охлаждающую способность. В [3] установлено, что удельная интенсивность испарения лежащих капель (потеря массы за единицу времени на единицу свободной поверхности капли) начальным размером порядка 10 мкм на конечной стадии может существенно снижаться. В [3] использовалась шероховатая подложка со среднеквадратичной шероховатостью 500 нм. В нашей работе изучается испарение микроразмерных капель на гладкой кремниевой подложке со среднеквадратичной шероховатостью 0,15 нм, Рис. 1.

Температура подложки, открытой в атмосферу и нагреваемой снизу при помощи Пельтье элемента (Рис. 2), в эксперименте варьировалась в диапазоне от 23 до 100°C при влажности воздуха 31-34%. Микрокапли создавались путем распыления из шприца. В эксперименте применялся теневой метод (Рис. 3), с использованием высокоскоростной камеры FASTCAM SA1.1 с разрешением 1024 × 1024 пикселя и частотой от 250 до 5000 кадров в секунду, и микроскопных объективов (Mitutoyo Plan Apo Infinity Corrected Objectives). Максимальное разрешение камеры в эксперименте составило 391 нм на пиксель (поле зрения камеры 400 мкм<sup>2</sup>).

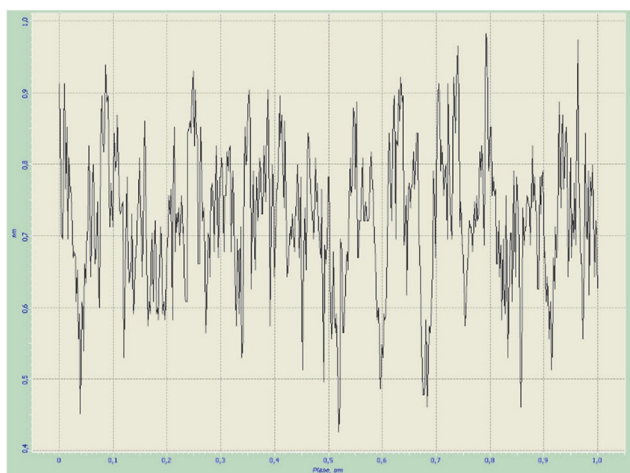


Рис. 1 Профиль поверхности кремниевой подложки.

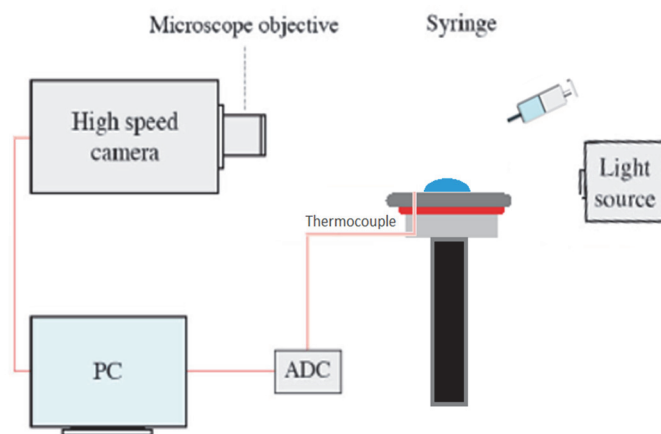


Рис. 2 Схема экспериментальной установки.

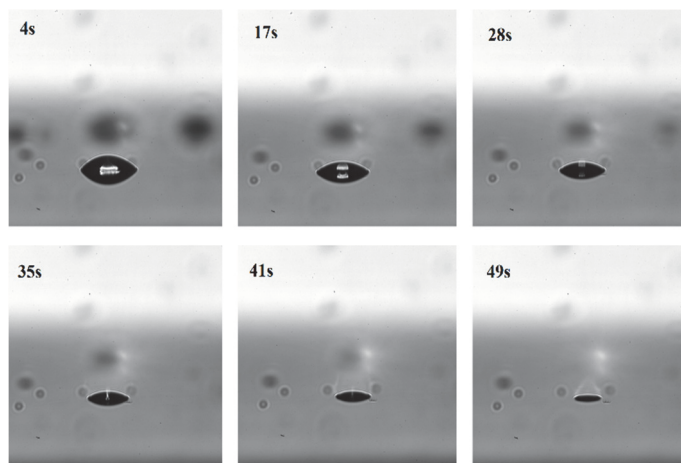


Рис. 3 Испарение капли воды начальным диаметром 150 мкм при комнатной температуре 23°C.

### Список литературы:

1. J. Kim, International Journal of Heat and Fluid Flow (2007) 28 753
2. Zaitsev, D.V., Kirichenko, D.P., Ajaev, V.S., Kabov, O.A. Levitation and Self-Organization of Liquid Microdroplets over Dry Heated Substrates (2017) Physical Review Letters, 119 (9), art. no. 094503
3. Kirichenko, D.P., Zaitsev, D.V., Kabov, O.A. Experimental investigation of picoliter liquid drops evaporation on a heated solid surface (2017) Journal of Physics: Conference Series, 925 (1), art. no. 012026.

УДК 577.352.4+576.314.63

## КИНКИ-СОЛИТОНЫ – ВОЗМОЖНЫЕ ПЕРЕНОСЧИКИ МОЛЕКУЛ ГАЗА ЧЕРЕЗ ЛИПИДНЫЙ БИСЛОЙ

Мокрушников П.В.

ФГБОУ ВПО «Новосибирский Государственный Архитектурно-Строительный Университет (Сибстрин)»

630008, г. Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

e-mail: pwm64@ngs.ru

Обсуждается гипотеза переноса молекул газа через мембрану эритроцита кинками-солитонами. Ранее уже высказывалась гипотеза о возможности переноса молекул газа через липидный бислой кинками. Считается, что кинки могут образовываться за счёт тепловых колебаний. Но как хаотичные тепловые колебания могут создавать бегущие вдоль углеводородной цепи кинки оставалось неясным. В предложенной гипотезе кинки-солитоны возникают в результате одновременного действия сжимающих мембрану поперечных механических напряжений и растягивающих продольных механических напряжений. Энергия упругого сжатия углеводородной цепи фосфолипида преобразуется в энергию кинка-солитона, бегущего вдоль этой цепи и толкающего перед собой молекулу газа.

Эритроциты сворачиваются в цилиндрики при своём прохождении через микрокапилляры. При этом в их плазматических мембранах возрастают продольные механические растягивающие напряжения  $G$  и механические напряжения сжатия  $P$  в поперечном к плоскости мембраны направлении. Под действием механического напряжения сжатия  $P$  углеводородный хвост теряет устойчивость, в углеводородном хвосте образуется кинк-солитон. В результате сжатия мембраны её толщина уменьшается на  $h=0.127$  нм. Перемещение кинка-солитона происходит одновременным поворотом двух  $CH_2$ -групп номер  $i$  и  $i+1$  вокруг мгновенной оси вращения  $OA$  на угол  $\Psi_i$  (рис. 1).

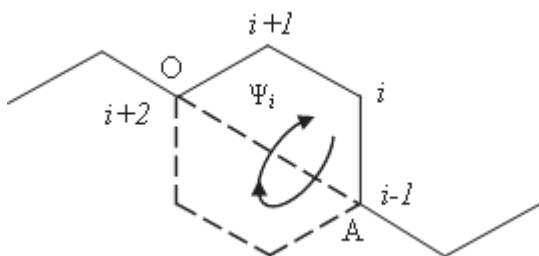


Рис. 1. Перемещение кинка-солитона вдоль углеводородной цепи происходит одновременным поворотом двух  $CH_2$ -групп номер  $i$  и  $i+1$  вокруг мгновенной оси вращения  $OA$  на угол  $\Psi_i$ .

Уравнение движения для группы из трёх звеньев, соседних с  $CH_2$ -группой номер  $i$ :

$$J \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial t^2} = N_{i1} + N_{i2} + N_{i3} \quad (1)$$

где  $t$  – время,  $J$  – момент инерции двух  $CH_2$ -групп номер  $i$  и  $i+1$  вокруг мгновенной оси вращения  $OA$  (рис. 1),  $N_{i1} = -K_F \cdot \sin 2\Psi_i$  – момент силы, создаваемый взаимодействием между двух  $CH_2$ -групп номер  $i$  и  $i+1$  и углеводородными цепями соседних молекул фосфолипидов при вращении вокруг мгновенной оси вращения  $OA$ ;  $N_{i2} = 2K_T \cdot \sin 2\Psi_i$  – момент силы, создающийся

из-за стерического взаимодействия атомов водорода при вращения двух  $CH_2$ -групп номер  $i$  и  $i+1$  вокруг связей  $C-C$ ;  $N_{i3} = K_E \cdot \sin 2\Psi_i$  – момент силы, создающийся взаимодействием электрического поля мембраны и индуцированными дипольными моментами трёх  $C-C$  связей. Совершим предельный переход в уравнении (1). Направим ось  $OX$  вдоль углеводородных хвостов. Уравнение движения, определяющее конформационную динамику цепочки, получаем из (1) в континуальном приближении (уравнение синус-Гордона):

$$J \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - (2K_T - K_F + K_E) \cdot \sin 2\Psi = 0 \quad (2)$$

Ищем решение в виде функции  $f(\xi)$  от переменной  $\xi = x \pm V \cdot t$ , где  $x$  – координата оси  $OX$ , направленной вдоль углеводородной цепи,  $V$  – скорость распространения кинка-солитона. Подставим в (2), после преобразований получим:

$$\frac{JV^2}{2} \cdot \left( \frac{\partial f}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{(2K_T - K_F + K_E)}{2} \cdot \cos 2f = W \quad (3)$$

где  $W$  – энергия солитона. Это уравнение осциллятора, движущегося в потенциальной яме  $U(f) = 0.5 \cdot (2K_T - K_F + K_E) \cdot \cos 2f$ . При  $W = 0.5 \cdot (2K_T - K_F + K_E)$  решение описывает уединённое возмущение, стремящееся к постоянным значениям на бесконечности:  $\lim_{\xi \rightarrow \pm\infty} f(\xi) = \text{const}$ . Решением уравнения (3) в этом

случае является:

$$\text{tg} \left( \frac{f}{2} \right) = \exp \left\{ \sqrt{\gamma} \cdot (\xi \pm \xi_0) \right\} \quad \text{где}$$

$$\gamma = \frac{4W}{J \cdot V^2}; \xi_0 = \text{const}.$$

В данной работе теоретически показана возможность возникновения кинков-солитонов в липидном бислое мембран. Эта модель объясняет резкое увеличение проницаемости мембраны для газов при прохождении эритроцита через микрокапиллярную сеть, когда сжимающие поперечные механические напряжения резко увеличиваются. Модель согласуется с экспериментально установленным ранее фактом, что нативные мембраны эритроцита в кровяном русле находятся в состоянии структурного перехода, когда небольшие изменения рН крови, концентрации гормонов, температуры резко изменяют конформацию биомембран, её функции с помощью изменения поля механических напряжений в биомембране.

УДК 544.558+538.971

## ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ КТР ПРИ ОБРАБОТКЕ ИОННО-КЛАСТЕРНЫМ ПУЧКОМ АРГОНА

Николаев И.В., Коробейщиков Н.Г., Роевко М.А.

Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поверхностные самоорганизующиеся наноструктуры представляют широкий интерес для различных практических приложений [1]. Ранее было показано, что такие структуры можно формировать на поверхности различных материалов, применяя ионные [2–5] и ионно-кластерные пучки [6].

В данной работе в качестве мишени использовались монокристаллы полированного титанил-фосфата калия (КТР,  $\text{KTiPO}_4$ ). Описание экспериментального стенда приведено в [7]. Учитывая тот факт, что наиболее низкая удельная энергия способствует меньшему нарушению подповерхностного слоя [8], поверхность монокристалла КТР обрабатывалась ионно-кластерным пучком, сформированным из сверхзвуковой струи аргона, при энергии  $E = 10$  кэВ со средним размером кластеров  $N_{\text{mean}} = 800$  атомов/кластер. Таким образом, энергия на атом в кластере составляла всего  $E/N_{\text{mean}} = 12,5$  эВ/атом. Обработка поверхности мишени проводилась при различных углах падения ионно-кластерного пучка:  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ . Максимальная доза облучения составляла  $3,5 \times 10^{15}$  ионов/ $\text{см}^2$ .

Для изучения морфологии поверхности использовался атомно-силовой микроскоп Ntegra Prima HD. Для полного описания шероховатости поверхности использовалась функция спектральной плотности мощности шероховатости (СПМ или power spectral density, PSD), которая определяет распределение высот в зависимости от пространственной частоты  $\nu$ . Т.к. формирующая наноструктура различима только при высокочастотных перепадах высот ( $\nu \approx 1\text{--}100$   $\text{мкм}^{-1}$ ), размер области сканирования составлял  $2 \times 2$   $\text{мкм}^2$ . Было показано, что на поверхности монокристалла КТР, аналогично металлам, полупроводникам, однокомпонентному монокристаллу  $\text{Si}$ , в результате облучения пучком кластерных ионов формируется периодическая волновая структура (ripple patterning), характерный вид которой приведен на рис. 1. Изменяя угол облучения, можно эффективно изменять характеристики формируемой поверхностной структуры.

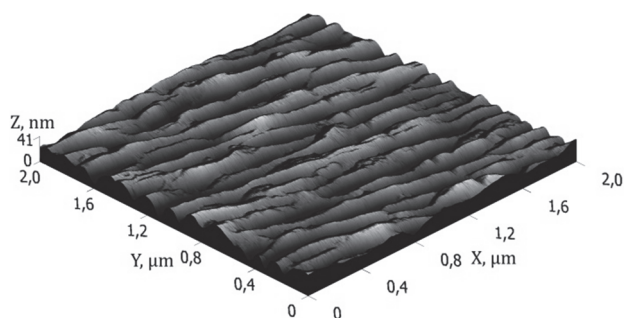


Рис. 1. 3D АСМ-изображение поверхности КТР при падении ионно-кластерного пучка под углом  $45^\circ$ .

На рисунке 2 приведены СПМ функции, характеризующие поверхность кристалла КТР после обработки ионно-кластерным пучком. Как видно из рисунка 2, при малых наклонных углах ( $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ) шероховатость поверхности увеличивается в узком диапазоне  $\nu \approx 4,5\text{--}30$   $\text{мкм}^{-1}$ , структуры не формируются. При дальнейшем увеличении угла падения на поверхности образца наблюдается формирование ярко выраженной волновой структуры с одинаковой частотой (указано стрелками на рисунке 2). При этом шероховатость поверхности резко (на  $1,5\text{--}2$  порядка) возрастает во всем диапазоне пространственных частот. Продемонстрировано, что при увеличении угла падения характерный период наноструктуры значительно увеличивается и составляет 167, 200 и 334 нм для углов  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $70^\circ$ , соответственно.

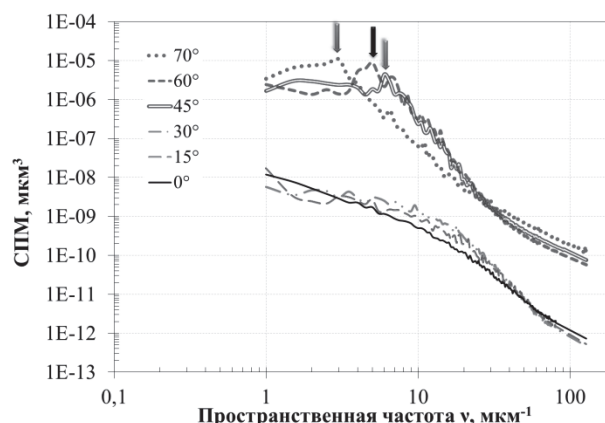


Рис. 2. Функция СПМ после обработки при различных углах падения ионно-кластерного пучка

### Список литературы:

1. Barth J.V., Costantini G., Kern K. Engineering atomic and molecular nanostructures at surface // Nature. 2005. V. 437. P. 671–679.
2. Pohl K., e.a. Identifying the forces responsible for self-organization of nanostructures at crystal surface // Nature. 1999. V. 397. P. 238–241.
3. Frost F., e.a. The shape and ordering of self-organized nanostructures by ion sputtering // Nucl. Instr. Meth. B. 2004. V. 216. P. 9–19.
4. El-Atwani O., e.a. Formation of silicon nanodots via ion beam sputtering of ultrathin gold films // Nanos. Res. Lett. 2011. V.6. 403
5. Ziberi B., e.a. Ion-induced self-organized dot and ripple patterns on Si surfaces // Vacuum. 2006. V. 81. P. 155–159.
6. Sumie K., Toyoda N., Yamada I. Surface morphology and sputtering yield of  $\text{SiO}_2$  with oblique-incidence gas cluster ion beam // Nucl. Instr. Meth. B. 2013. V. 307. P. 290–293.
7. Korobeishchikov N.G., e.a. Features of formation of gas cluster ion beams // Vacuum. 2015. V. 119. P. 256–263.
8. Korobeishchikov N.G., e.a. Precise sputtering of silicone dioxide by argon cluster ion beams // Appl. Phys. A. 2018. V. 124. 833.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 11.1402.2017/4.6).



УДК 533.17: 541.64

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАТЕРИАЛА АКТИВАТОРА НА МОРФОЛОГИЮ И СКОРОСТЬ РОСТА ФТОРПОЛИМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ ПРИ ОСАЖДЕНИИ МЕТОДОМ HW CVD

Сафонов А.И.<sup>1</sup>, Панин Д.Ю.<sup>1,2</sup>, Тимошенко Н.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Применение покрытий с гидрофобными и супергидрофобными свойствами широко используется на практике. Например, такие покрытия могут интенсифицировать теплообмен при фазовых переходах [1,2]. Эффективность интенсификации теплообмена зависит от свойств смачивания покрытия. Свойства смачивания в свою очередь зависят от шероховатости поверхности и её свободной энергии [3]. Таким образом, управление структурой поверхности приводит к управлению её свойствами. Перспективным материалом для получения гидрофобных покрытий с различными свойствами смачивания является фторполимер, благодаря его уникальным свойствам: высокой гидрофобности, химической инертности, термостойкости и биосовместимости [4,5]. Одним из современных методов для получения фторполимерных покрытий с различной структурой поверхности является метод HW CVD. В работе [6] было показано, как изменением газодинамических параметров процесса осаждения в этом методе можно управлять строением покрытия. Ключевым элементом метода HW CVD является горячая металлическая нить активатора с каталитическими свойствами, с помощью которой активируют газ-предшественник фторполимерного покрытия. Использование различных материалов нити оказывает существенное влияние на структуру осаждаемого фторполимерного покрытия.

В представленной работе исследовалось влияние материала активатора на морфологию, скорость роста и свойства фторполимерных покрытий при осаждении методом HW CVD. При этом использовались: никром, молибден и вольфрам, в качестве газа – предшественника - окись гексафторпропилена (C<sub>3</sub>F<sub>6</sub>O).

Для выполнения поставленной задачи была проведена серия экспериментов по определению зависимости строения и скорости роста фторполимерного покрытия для различных материалов активирующей нити при фиксированных основных параметрах: температуре активатора и подложки, давления газа-предшественника, времени осаждения. Морфология, толщина и элементный состав полученных покрытий определялись методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с помощью прибора JEOL JSM6700F. На Рис. 1 представлены зависимости скорости роста фторполимерных покрытий от температуры и материала активатора. Свойства смачиваемо-

сти полученных фторполимерных покрытий определялись путём измерения контактного угла смачивания (КУС) покрытий водой на приборе DSA-100 KRUSS.

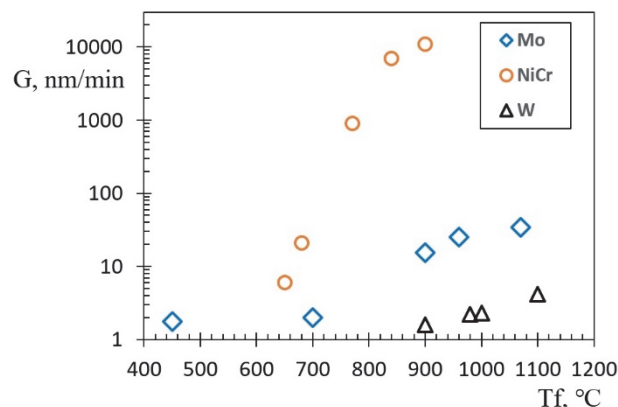


Рис. 1. Зависимость скорости роста фторполимерного покрытия от температуры и материала нити активатора

В результате проделанной работы были получены тонкие фторполимерные покрытия с различной структурой на поверхности кремния при применении различных материалов катализатора. Были определены оптимальные параметры обеспечивающие осаждения стойких гидрофобных фторполимерных покрытий.

### Список литературы:

1. Betz A. R., Jenkins J., Kim C. J., Attinger D. Boiling heat transfer on superhydrophilic, superhydrophobic, and superbiphilic surfaces // *IJHMT*. 2013. V. 57. P. 733–741.
2. Miljkovic N., Enright R., Wang E.N. Effect of Droplet Morphology on Growth Dynamics and Heat Transfer during Condensation on Superhydrophobic Nanostructured Surfaces // *ASC Nano*. 2012. V. 6. P. 1776–1785.
3. Boinovich, L.B. and Emelyanenko, A.M. Hydrophobic materials and coatings: principles of design, properties and applications // *Russ. Chem. Rev.* 2008. V. 77. P. 583–600.
4. Expanded PTFE Applications Handbook: Technology, Manufacturing and Applications / S. Ebnesajjad. Elsevier, 2017. 300 p.
5. Бузник В.М. Новые наноразмерные и микроразмерные объекты на основе политетрафторэтилена. // *Российские нанотехнологии*. 2009. Т. 4, № 11–12. С. 35–42.
6. Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Gatapova E.Ya., Starinskiy S.V., Timoshenko N.I., Kabov O.A. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // *Thin Solid Films*. 2018. V. 653. P. 165–172.

Работа выполнена при государственной поддержке.

УДК 621.9

## ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТРУКТУРУ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ

Перепелица Б.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Микроструи представляют собой струи, по меньшей мере, один размер которых меньше 1 мм. Их изучение и использование становятся все более популярными из-за их широкого использования. Исследование микрогидродинамики в мини- и микроканалах на фоне общей миниатюризации технологических устройств играет определяющую роль при создании различных новых технологий. Появилась возможность использования мини и микроструй в таких процессах как микроохлаждение электронных устройств, микрообработка и т.д. [2]. Опубликованы первые эксперименты по изучению ламинарно-турбулентного перехода в дозвуковых [4, 5] и сверхзвуковых микроструях. Одним из важных параметров при практическом использовании микроструй является дальность таких течений и процесс их турбулизации [1]. Считается, что затопленные дозвуковые струи вследствие сильной неустойчивости имеют числа Рейнольдса перехода не более 10–20. Однако визуализация и опыты многих исследований показали, что струя может оставаться ламинарной на довольно протяженных участках даже при числах  $Re$  в несколько сотен. Одни из первых работ, посвященных экспериментальному изучению устойчивости макро и микроструй при различных числах  $Re$  и влиянию акустики, являются работы [3–5].

Показаны особенности развития данных течений в зависимости от изменений начальных условий на срезе сопла и акустического воздействия. Цель акустического воздействия на струю дать основу для решения различных задач, включающих взаимодействие между различными вихревыми структурами для того, чтобы специфические механизмы такого взаимодействия могли быть исследованы в деталях. Целью данной работы является экспериментальное изучение структуры микроструи под действием акустического поля (продолжение работ Перепелица Б.В. 2017, 2018).

В опытах использовалась осесимметричная микроструя истекающая из стеклянного микросопла с внутренним диаметром 500 мкм. В качестве рабочего газа использовался воздух. Развитие структуры струи, визуализированной светорассеивающими частицами (дымом), снималось на фото-видеокамеру [5].

Анализ отдельных фотографий картины течения показал образование характерных крупно- и мелко-масштабных структур в струе под воздействием акустического поля. Действие акустики на струю при различных числах Рейнольдса приводит к образованию различных режимов течения и множества разнообразных вихревых и когерентных структур. В некоторых случаях на выходе из сопла струя колеблется, деформируется приобретая локально уплощенную форму. Дальнейшая эволюция струи и ее разрушение приобретает определенную закономерность. Происходят колебания струи с образованием вихревых структур

перед ее турбулизацией. Можно также наблюдать бифуркацию струи, ее разделение на два потока. При истечении струи из 500 микронного сопла получена пространственная картина формирования и распада ламинарной части струи и перехода к турбулентности.

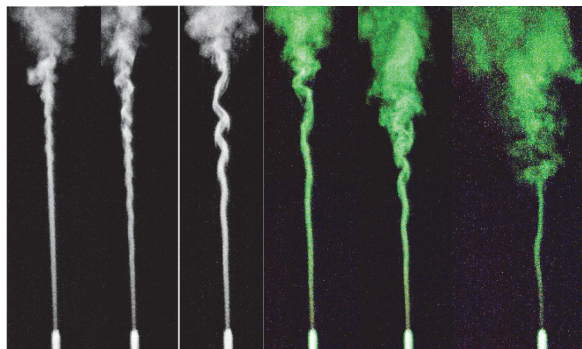


Рис. 1. Кадры фотосъемки различных режимов течения струи под воздействием акустического поля

Установлено, что длина ламинарной зоны струи может достигать сотни калибров. Дальнейшая эволюция струи и ее разрушение приобретает определенную закономерность. Происходят колебания струи с образованием вихревой структуры перед ее турбулизацией. Следует отметить, что наблюдаются заметные колебания струи в фрактальной плоскости. Колебания струи в поперечном направлении практически отсутствуют. По краям потока может образовываться ряд вихревых структур, сложным образом связанных между собой. Ниже по потоку вихри разрушаются и происходит турбулизация струи. Возможны и другие варианты течения струи. На выходе из сопла возникает синусоидальная неустойчивость. Струя приобретает асимметричную форму, затем переплетается определенным образом и разветвляется. По бокам струи образуются регулярные сложные вихревые структуры, связанные между собой.

### Список литературы:

1. Reynolds A.J. Observations of a liquid-to-liquid jet // J. Fluid Mech. – 1962. – Vol. 14. – P. 552 – 556.
2. Chie Gau, Shen C. H., Wang Z. B. Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. № 092001. P. 1.
3. Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A., Kozlov G.V., Litvinenko M.V. Round and plane jets in a transverse acoustic field // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. Vol. 20. № 3. P. 1–18.
4. Анискин В.М., Леманов В.В., Маслов Н.А., Мухин К.А., Терехов В.И., Шаров К.А. Экспериментальное исследование течения дозвуковых плоских мини-и микроструй воздуха. Письма в ЖТФ 2015, том 41, вып. 1.
5. Perepelitsa B.V. Effect of Acoustic Field on the Structure of a Round Minijet, Journal of Engineering Thermophysics, 2018 27(2), 196–201.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 537.525

## НЕЛОКАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Пинаев В.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Нелокальный характер неупругих процессов в области отрицательного свечения тлеющего разряда обуславливает актуальность исследования механизмов формирования и распространения по длине разряда, немногочисленной группы быстрых электронов, которые набрали свою энергию в сильном электрическом поле катодного падения и являются практически единственным источником обуславливающим рождение заряженных частиц и формирующим излучение спектральных линий в области отрицательного свечения (ОС) тлеющего разряда. В работе [1], показано, что локальное значение электрического поля в области ОС не способно привести к значительному нагреву основной группы электронов, которые в свою очередь оказываются не в состоянии скомпенсировать потери заряженных частиц в следствии рекомбинации и объяснить наблюдаемое свечение спектральных линий. Отсутствие группы высокоэнергичных электронов при моделировании распределения электрических характеристик по длине тлеющего разряда (ТР) способно привести к заведомо неверному результату – отсутствию области ОС [2]. Ввиду того, что решение кинетического уравнения Больцмана является сложной и трудоемкой задачей [3], большее распространение при описании ТР получили так называемые гибридные модели [4], в которых основная группа электронов описывается в приближении сплошной среды в соответствии с локальным значением электрического поля, а вклад высокоэнергичных электронов учитывается методами прямого статистического моделирования.

В данной работе рассматриваются механизмы образования пучка быстрых электронов и его распространения по длине катодных областей ТР низкого давления (~ 5–100 Па). Методом Монте-Карло выполнено моделирование образования быстрых электронов и рассматривается его дальнейшее распространение по длине разряда, с учетом процессов упругого рассеяния (потери на стенках) и диссипации энергии из-за неупругих столкновений (возбуждение и ионизация). В приближение линейного падения электрического поля в катодном слое (КС) [5] и экспериментально измеренных значений падения напряжения на разряде и протяженности КС задается соответствующее распределение потенциала. В области ОС потенциал считается постоянным.

Выполнен одномерный расчет функции распределения быстрых электронов по энергиям в зависимости от координаты разряда  $x$ . Метод определения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) заключался в многократном нахождении траектории

движения электрона, запущенного с поверхности катода (плоскость  $(y, z)$  при  $x = 0$ ) с учётом столкновений. Момент наступления столкновений разыгрывался случайным образом в зависимости от веса сечения рассматриваемых процессов. В случае ионизационного столкновения энергия первичного электрона уменьшалась на величину потенциала ионизации и энергии вторичного электрона, которая определялась случайным образом в зависимости от веса дифференциального сечения. ФРЭЭ определялась в процессе расчёта траектории движения электронов, и заключалось в определении количества пересечений, которое электроны с энергией из интервала  $(\epsilon, \epsilon + \Delta\epsilon)$  пересекут плоскость  $(y, z)$ . Траектория движения электрона между столкновениями вычислялась в соответствии со вторым законом Ньютона для заданного распределения потенциала. Отслеживание траектории движения электрона при вычислении ФРЭЭ прекращалось, если его энергия (потенциальная и кинетическая) становилась меньше, чем потенциал возбуждения  $1s2p\ ^1P$  уровня  $I_{ext} = 21.21$  эВ. Подробное описание используемого в работе метода можно найти в [6].

Используя полученные данные о распределении ФРЭЭ по длине разряда сделан расчет профилей возбуждения 396.5, 396.5 и 501.6 линий He. Расчёт выполнен для случая возбуждения атомов He из основного состояния прямым электронным ударом. Было показано, что в рассматриваемом диапазоне давлений от 20 Па до 70 Па и плотности тока разряда 65–650 мкА/см<sup>2</sup> рассчитанные профили излучения совпадают с экспериментально измеренными.

### Список литературы:

1. Rafatov I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A. Account of nonlocal ionization by fast electrons in the fluid models of a direct current glow discharge // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19. P. 093503.
2. Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д. Роль нелокальной ионизации в формировании коротких тлеющих разрядов // *ЖТФ*. 2008. Т. 78. № 8. С. 71.
3. Di Carlo J.V., Kushner M. J. Solving the spatially dependent Boltzmann's equation for the electron-velocity distribution using flux corrected transport // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66 P. 5763.
4. Kutasi K., Donko Z. Hybrid model of a plane-parallel hollow-cathode discharge // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000. V. 33. P. 1081.
5. Kuraica M.M., Konjevic N. Electric field measurement in the cathode fall region of a glow discharge in helium // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 70. P. 1521.
6. Pinaev V.A. Formation and energy relaxation of a fast electron beam in cathode regions of a glow discharge in helium // *High Temperature* 2017. V. 55. № 3. P. 339–345.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.*

УДК 537.525

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НИЗКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ

Пинаев В.А., Исупов М.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Индукционные разряды низкого давления широко применяются в различных областях науки и техники в качестве источника ионов и химически активных частиц (ионная имплантация, плазменное травление, осаждение пленок, модификация поверхности и т.д.). К основным недостаткам индукционных разрядов можно отнести плохую магнитную связь между индуктором и плазмой ( $k \approx 0.2-0.7$ ) и высокую частоту генерации разряда ( $\sim 10$  МГц). Использование ферромагнитных материалов для улучшения магнитной связи между индуктором и плазмой позволяет существенно повысить КПД индукционного разряда, а также снизить частоту генерации индукционного разряда на два-три порядка [1]. Низкая частота генерации индукционного разряда в свою очередь позволяет применять дешевые и массово выпускаемые источники питания для индукционного нагрева металлов, с частотой тока 10–100 кГц. Таким образом, низкочастотный (НЧ) индукционный разряд с ферромагнитным усилением представляет интерес с точки зрения разработки новых плазменных источников ионов и радикалов, в частности, для проведения процессов ионно-плазменного азотирования [2].

Одним из основных электрофизических параметров газового разряда является величина приведенной напряженности электрического поля  $E/N$ , где  $E$  – напряженность электрического поля,  $N$  – концентрация нейтральных частиц. Для определения величины  $N$  в свою очередь нужно знать давление и температуру плазмообразующего газа ( $N = p/kT$ ). Ввиду достаточно больших плотностей тока НЧ индукционного разряда ( $\sim 0.1-1$  А/см<sup>2</sup>) температура плазмообразующего газа может быть существенно выше комнатной температуры даже при низких давлениях плазмообразующего газа ( $\sim 1-10$  Па). Таким образом, при определении электрофизических характеристик НЧ индукционного разряда нужно учитывать нагрев плазмообразующего газа.

В работе исследована зависимость температуры нейтральных молекул азота от плотности тока НЧ индукционного разряда и давления азота, в диапазоне плотностей тока разряда 20–85 мА/см<sup>2</sup> и давлений плазмообразующего газа 5–60 Па. Для определения температуры плазмообразующего газа был использован оптический метод, основанный на определении вращательной температуры молекул по неразрешенной вращательной структуре излучения 0-0 полосы второй положительной системы азота [3]. Высокая эффективность энергообмена между вращательными и поступательными степенями свободы с достаточно большим временем жизни возбужденных состояний

терма  $S^3P_u$  способствует установлению термического равновесия между распределением молекул по вращательным подуровням электронно-возбужденных состояний и газовой кинетической температурой, что позволяет использовать переход  $S^3P_u-V^3P_g$  для определения газовой температуры НЧ индукционного разряда [4].

Для определения вращательной температуры были рассчитаны длины волн и соответствующие интенсивности линий трех подветвей R, P и Q ветвей, после чего каждая линия локализовалась в заданном спектральном диапазоне, согласно экспериментально измеренной аппаратной функции используемого в работе спектрального прибора (Avantes AvaSpec 2048 FT). Варьируя величину вращательной температуры, определялось искомое значение температуры, которое согласно методу наименьших квадратов лучшим образом позволяет описать измеренный спектр излучения 0-0 полосы второй положительной системы азота [5].

Было показано, что при увеличении давления азота от 5 до 60 Па и увеличении плотности тока НЧ индукционного разряда от 20 до 85 мА/см<sup>2</sup> температура плазмообразующего газа возрастает от 480 до 630 К. На основе измеренной температуры плазмообразующего газа были рассчитаны концентрации нейтральных частиц и определены характерные значения приведенной напряженности электрического поля НЧ индукционного разряда. Установлено, что при постоянной плотности тока разряда 85 мА/см<sup>2</sup> изменение давления в диапазоне 5–60 Па приводит к уменьшению величины  $E/N$  от 170 до 50 Тд.

### Список литературы:

1. Godyak V. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. 283001. P. 1–23.
2. Isupov M.V., Pinaev V.A. Low-frequency ferromagnetic enhanced inductively coupled plasma for plasma-assisted nitriding // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 1105. Article No. 012119.
3. Губанов А.М. Исследование наблюдаемой интенсивности электронно-колебательных полос двухатомных молекул с неразрешенной вращательной структурой // Оптика и спектроскопия. 1971. Т. 30. № 2. С. 211–219.
4. Davis G.P., Gottscho R.A. Measurement of spatially resolved gas phase plasma temperatures by optical emission and laser-induced fluorescence spectroscopy // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 3080–3086.
5. Donnelly V.M., Malyshev M.V. Diagnostics of inductively coupled chlorine plasmas: Measurements of the neutral gas temperature // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 2467–2469.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.*

УДК 533.5

## ПРЯМОЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИССОЦИИ ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОЛОЧКИ В ПОКОЯЩЕЙСЯ ГАЗЕ

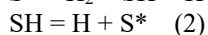
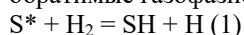
Плотников М.Ю.<sup>1</sup>, Шкарупа Е.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

Атомарный водород широко применяется во многих технологических приложениях [1], в частности, при осаждении алмазных структур из газовой фазы [2,3]. Одним из способов его получения является диссоциация молекулярного водорода на горячих металлических поверхностях. Исследования особенностей диссоциации водорода на нагретых металлических поверхностях имеют более чем столетнюю историю, начиная с работ Ленгмюра и Макау [4]. Одной из важных особенностей диссоциации водорода является экспериментальная зависимость диссоциации от давления, заключающаяся в замораживании роста скорости образования атомарного водорода при увеличении давления выше 20 торр.

В работах [5,6] в рамках континуального подхода предложена численно-экспериментальная двухступенчатая модель диссоциации водорода при взаимодействии с поверхностью нагретого тантала, позволившая учесть эту зависимость. Рассматриваются две обратимые газофазно-поверхностные реакции:



Здесь через  $S^*$  обозначен свободный поверхностный центр на поверхности твердого тела,  $H_2$  и  $H$  – молекула и атом водорода в газовой фазе,  $SH$  – атом водорода, присоединенный к поверхностному центру. Особенностью этой модели является уменьшение вероятности диссоциации водорода с увеличением давления вследствие увеличения заселенности активационных центров поверхности. Двухступенчатая модель разработана с использованием экспериментальных данных по диссоциации водорода на танталовой проволоке. При этом для оценки констант скоростей реакций использовались масс-спектрометрические измерения состава газа и тепловая модель проволоки.

Метод прямого статистического моделирования (ПСМ) в настоящее время наиболее востребованный численный метод для моделирования течений разреженного газа [7]. Первоначально разрабатываемый для решения задач, связанных с высотной аэродинамикой, он нашел применение в широкой области задач, где важен учет изменения состояния газа на нескольких длинах свободного пробега. Одной из перспективных областей его применения является моделирование взаимодействия газа с поверхностями, как в целях модификации их, так и в целях использования каталитических свойств поверхностей для «активации» газа. При этом встает проблема моделирования в рамках метода ПСМ гетерогенных реакций.

В представленной работе разработан алгоритм метода ПСМ для моделирования реакций диссоциации-рекомбинации водорода на основе двухступенчатой модели [5,6]. Для моделирования рассматриваемой

двухступенчатой модели использован подход к моделированию каталитических реакций методом ПСМ [8].

Проведена верификация алгоритма на примере бесконечной нагретой проволоки, помещенной в атмосферу водорода. Предполагалось, что цилиндр диаметра  $D$  бесконечной длины помещен в газовую атмосферу. Температура цилиндра  $T_w$ . На расстоянии  $H$  от поверхности цилиндра располагалась цилиндрическая поверхность, на которой моделировалось невозмущенное состояние газа (давление  $P_0$ , температура  $T_0$ ).

В ходе численного исследования изучено влияние расстояния  $H$ , состава газа на внешней границе и коэффициентов аккомодации на процессы, происходящие вблизи цилиндра, в частности, на скорость получения атомарного водорода. Проведено сравнение полученных с численными и экспериментальными данными работ [5,6,9].

### Список литературы:

1. Lukas C.B. Atomic and Molecular Beams. Production and Collimation, CRC Press, 2014.
2. May P.W. Diamond thin films: a 21st-century material// Phil Trans R Soc Lond A 2000. V. 358. P. 473–495.
3. Ребров А.К. Возможности газофазного синтеза алмазных структур // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 2. С. 193–200.
4. Langmuir I., Mackay G.M.J. The dissociation of hydrogen into atoms. Part I. Experimental // J. Am. Chem. Soc. 1914. V.36. P. 1708–1722.
5. Comerford D.W., Smith J.A., Ashfold M.N.R., Mankelevich Yu.A. On the mechanism of H atom production in hot filament activated  $H_2$  and  $CH_4/H_2$  gas mixtures // J. Chem. Phys. 2009. V.131. 044326.
6. Mankelevich Yu.A., Ashfold M.N.R., Umemoto H. Molecular dissociation and vibrational excitation on a metal hot filament surface // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V.47. 025503.
7. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford: Clarendon Press, 1994.
8. Molchanova A.N., Kashkovsky A.V., and Bondar Y.A. Surface recombination in the direct simulation Monte Carlo method// Phys. Fluids. 2018. 30, 107105.
9. Redman S.A., Chung C., Rosser K.N. and Ashfold M.N.R. Resonance enhanced multiphoton ionisation probing of H atoms in a hot filament chemical vapour deposition reactor// Phys. Chem. Chem. Phys. 1999. V.1. P.1415–1424.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 18-08-00295) и бюджетных грантов (АААА-А17-117030110017-0 и 20315-2016-0002).*

УДК 539.231

## ОСАЖДЕНИЕ ОКСИДНЫХ СТРУКТУР ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ КРЕМНИЯ В КИСЛОРОДСОДЕРЖАЮЩЕМ ФОНОВОМ ГАЗЕ

Родионов А.А.<sup>1,2</sup>, Старинский С.В.<sup>1,2</sup>, Шухов Ю.Г.<sup>1</sup>, Булгаков А.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

<sup>3</sup> HiLASE Centre, Institute of Physics of the Czech Academy of Sciences,  
25241, Czech Republic, Dolní Břežany, Za Radnicí 828

Изучение методов синтеза тонких пленок субоксида кремния ( $\text{SiO}_x$ ) является перспективным направлением для исследований. Это обусловлено тем, что пленки  $\text{SiO}_x$  находят широкое применение для целого ряда задач [1-3]. Одним из перспективных методов синтеза тонких пленок является импульсная лазерная абляция (ИЛА) [4]. Ключевыми преимуществами ИЛА являются инвариантность по отношению к выбору материала мишени, составу фонового окружения, а также высокая чистота синтезируемого материала.

Несмотря на длительное использование ИЛА для синтеза материалов сложной стехиометрии, полного понимания всех механизмов роста пленок пока не достигнуто. Так, дискуссионным остается вопрос о характере взаимодействия продуктов абляции с химически активным фоновым окружением, что препятствует оптимизации методики для осаждения пленок с равномерным химическим составом.

В работе был исследован состав тонких пленок синтезированных методом ИЛА кремния фоновом газе. Облучение проводилось второй гармоникой Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм и длительностью импульса 8 нс. Абляция проводилась как в воздухе с давлением от  $10^{-5}$  до 60 Па, так и в чистых аргоне и кислороде при 60 Па. Полученные образцы изучались с применением методов сканирующей электронной микроскопии (SEM), инфракрасной Фурье спектроскопии (FTIR) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX).

Анализ образцов с помощью SEM показал, что пленки, полученные при идентичном фоновом давлении, но разной концентрации кислорода, имеют схожую морфологию, за исключением увеличения пористости с ростом парциального давления  $\text{O}_2$ . При низких плотностях энергии на поверхности подложки зарегистрировано большое количество микрокапель. Состав капель был проанализирован с использованием EDX метода. Установлено, что капли состоят из чистого кремния. Это свидетельствует о том, что унос капель происходит с поверхности мишени. Установлено, что избежать осаждения микрокапель можно проводя синтез при плотностях энергии свыше  $15 \text{ Дж/см}^2$

С помощью метода FTIR была определена зависимость локальной степени окисления пленок [5] от фонового давления газа и от парциального давления кислорода в фоновом газе. Показано, что с увеличением фонового давления от  $10^{-3}$  Па до 1 Па стехиометрический коэффициент возрастает от 0 до 1,5. При этом окисление пленки происходит не равномерно (Рис.1).

Содержание кислорода возрастает на ее периферии. На основании полученных данных предложена гипотеза о неравномерном окислении лазерного факела. В результате на подложке образуются области, обогащенные кислородом.

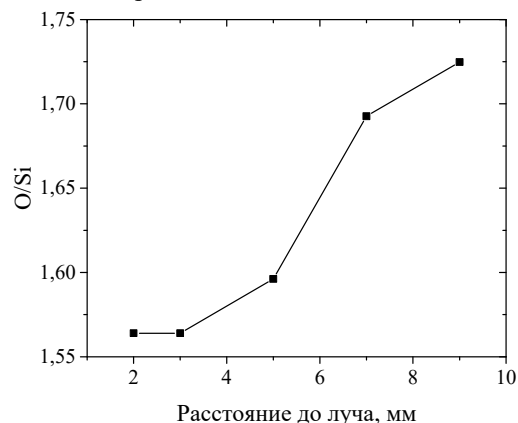


Рис. 1 Стехиометрический коэффициент пленки вдоль поверхности подложки. Плотность энергии  $18 \text{ Дж/см}^2$ . Давление фонового воздуха 2 Па.

### Список литературы:

1. Harrop P.J., Campbell D.S. Selection of thin film capacitor dielectrics // Thin Solid Films 1968. V.2. P. 273–232.
2. Blum S. E., Brown K. H., and Srinivasan R. Photo-oxidation of silicon monoxide to silicon dioxide with pulsed far-ultraviolet (193 nm) laser radiation // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 1026.
3. Wakayama Y., Inokuma T., Hasegawa S. Nanoscale structural investigation of Si crystallites grown from silicon suboxide films by thermal annealing // Journal of Crystal Growth. 1998. V. 183. P. 124–130.
4. Bäuerle D. Laser Processing and Chemistry // Springer Science & Business Media. 2011. 851 P.
5. Baranov E.A., Zamchiy A.O., Khmel S. Ya. Synthesis of  $\alpha\text{-SiO}_x$ : H thin films by the gas-jet electron beam plasma chemical vapor deposition method // Technical Physics Letters. 2015. V. 41. P. 1013–1015.

Работа выполнена благодаря гранту  
Президента РФ МК-2404.2019.8.

УДК 6-022.532

## НАНОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ ОЛОВА В ВАКУУМЕ И ФОНОВОМ ГАЗЕ

Родионов А.А.<sup>1,2</sup>, Старинский С.В.<sup>1,2</sup>, Шухов Ю.Г.<sup>1</sup>, Булгаков А.В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

<sup>3</sup> HiLASE Centre, Institute of Physics of the Czech Academy of Sciences,  
25241, Czech Republic, Dolní Břežany, Za Radnicí 828

Олово обладает уникальной комбинацией теплофизических свойств – низкая температура плавления и высокая температура кипения – что делает его перспективным модельным материалом для изучения механизмов импульсного лазерного воздействия на металлы в различных средах, поскольку позволяет независимо исследовать плавление и испарение. Несмотря на это лазерная абляция олова изучена слабо [1–5].

В данной работе исследовалось наносекундное лазерное воздействие на олово в вакууме и в воздухе. Материал облучался основной гармоникой Nd:YAG лазера с длиной волны 1064 нм и длительностью импульса 9 нс. С помощью прямого взвешивания материала до и после лазерного воздействия была определена уносимая с поверхности мишени масса. Выявлено, что в вакууме при интенсивностях свыше 0,15 ГВт/см<sup>2</sup> с поверхности мишени систематически уносится больше вещества (Рис.1). Это обусловлено тем, что в воздухе, во-первых, увеличивается обратный поток продуктов абляции на мишень, во-вторых, повышается эффективность плазменной экранировки поверхности. Обнаружен скачок полученной зависимости унесенной массы от интенсивности излучения при значениях 0,33 и 0,38 ГВт/см<sup>2</sup> в вакууме и воздухе соответственно.

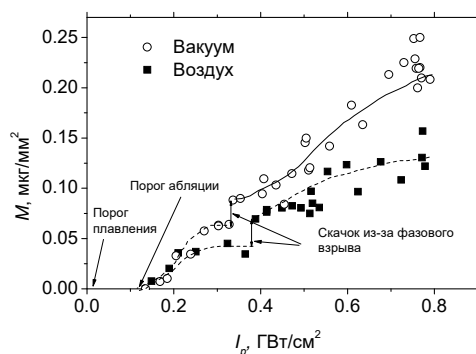


Рис.1. Зависимость уносимой массы с единицы площади поверхности оловянной мишени от интенсивности лазерного воздействия в воздухе и вакууме.

Проведено моделирование лазерной абляции олова с помощью решения нестационарного уравнения теплопроводности [6]. Несмотря на учет в модели испарения материала прямое сопоставление результатов расчета с массовыми измерениями невозможно, поскольку с поверхности мишени эмитируется большое количество микрокапель во всем исследуемом диапазоне интенсивностей. Микрокапли были зарегистрированы с помощью СЭМ анализа продуктов абляции олова, осажденных в вакууме на поверхность подложки. Тем не менее достигнуто согласие между расчетными и экспериментальными значениями порогов плавления и абляции олова. Также установлено, что при интенсивности излучения 0,33 ГВт/см<sup>2</sup> поверхность материала разогревается до критической температуры. Таким образом, наблюдаемый скачок (см. Рис.1) связан с взрывным вскипанием материала. Данные результаты также подтверждаются СЭМ анализом поверхности материала после лазерного воздействия (Рис.2). Лазерный кратер имеет морфологию характерную для взрывного вскипания, когда паровая фаза формируется в результате гомогенно зародышеобразования в приповерхностном слое расплава [6].

стрированы с помощью СЭМ анализа продуктов абляции олова, осажденных в вакууме на поверхность подложки. Тем не менее достигнуто согласие между расчетными и экспериментальными значениями порогов плавления и абляции олова. Также установлено, что при интенсивности излучения 0,33 ГВт/см<sup>2</sup> поверхность материала разогревается до критической температуры. Таким образом, наблюдаемый скачок (см. Рис.1) связан с взрывным вскипанием материала. Данные результаты также подтверждаются СЭМ анализом поверхности материала после лазерного воздействия (Рис.2). Лазерный кратер имеет морфологию характерную для взрывного вскипания, когда паровая фаза формируется в результате гомогенно зародышеобразования в приповерхностном слое расплава [6].

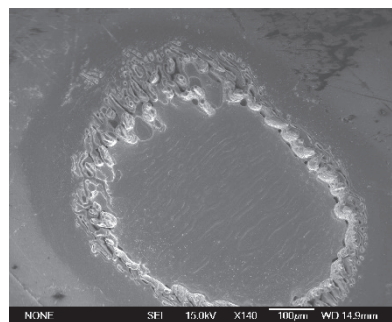


Рис.2. Поверхность лазерного кратера после лазерного воздействия с интенсивностью 0,35 ГВт/см<sup>2</sup>

### Список литературы:

1. Timm R., Willmott P.R., Huber J.R. Ablation and blow-off characteristics at 248 nm of Al, Sn and Ti targets used for thin film pulsed laser deposition // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 80, № 3. P. 1794–1802.
2. Reid S.A., Ho W., Lamelas F.J. Pulsed Laser Ablation of Sn and SnO<sub>2</sub> Targets: Neutral Composition, Energetics, and Wavelength Dependence // J. Phys. Chem. C. 2000. Vol. 104. P. 5324–5330.
3. Torrisi L., Margarone D. Investigations on pulsed laser ablation of Sn at 1064 nm wavelength // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. Vol. 15, № 4. P. 635–641.
4. Harilal S.S. et al. Ambient gas effects on the dynamics of laser-produced tin plume expansion // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 99, № 8.
5. Benavides O. et al. Experimental study on reflection of high-intensity nanosecond Nd:YAG laser pulses in ablation of metals // Opt. Lasers Eng. Elsevier, 2015. Vol. 68. P. 83–86.
6. Bulgakova N.M., Bulgakov A.V. Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion // Applied Physics A Materials Science & Processing. 2001. Vol. 73, № 2. P. 199–208.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (мол\_а № 18-38-00057).

УДК 533.9:629.78.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТЕНЦИАЛА ВБЛИЗИ БЕСКОНЕЧНОЙ ОДНОМЕРНОЙ ЦЕПОЧКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Сальников М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Твёрдые частицы микронного размера, будучи помещёнными в плазму, приобретают существенный отрицательный заряд ( $Z_d = 10^3 - 10^5 e$ ). Ионы начинают накапливаться и orbitировать вокруг таких частиц, формируя ионное облако, экранирующее заряд частицы. На данный момент такие системы изучены самым тщательным образом [1]. С большой долей уверенности можно заявить, что задача по определению самосогласованного распределения ионов и электронов вокруг изолированной пылевой частицы решена полностью. Однако с решением данной проблемы, возникает новая: как с помощью численного расчёта определить самосогласованное распределение плотности и потенциала плазмы вокруг кластеры пылевых частиц.

При помощи модификации кода, использованного в работе [2], авторы данной работы на качественном уровне рассмотрели распределение самосогласованной плотности и потенциала вокруг одномерной бесконечной цепочки из пылевых частиц, ориентированной в пространстве согласно оси  $z$ , при различных значениях внешнего электрического поля. Как и в работе [2], плотность ионов определяется при помощи накопления статистике, моделируя движения ионов уравнениями Рунге-Кутты. Формула же для самосогласованного потенциала следующая:

$$U(r, \theta) = -\frac{\tilde{Q}}{r} - \sum_k \frac{\tilde{Q}}{r_{k,2}} - \sum_k \frac{\tilde{Q}}{r_{k,1}} + \int \frac{n(r', \theta') d^3 r'}{|r - r'|} +$$

$$+ \sum_k \int \frac{n(r', \theta') d^3 r'}{|r_{k,1} - r'|} + \sum_k \int \frac{n(r', \theta') d^3 r'}{|r_{k,2} - r'|} - \tilde{E} r \cos \theta,$$

$$r_{k,1}^2 = (D^2 + r^2 - 2kdz), \quad r_{k,2}^2 = (D^2 + r^2 + 2kdz),$$

где  $\tilde{Q}$  - безразмерный заряд пылевой частицы,  $\tilde{E}$  - безразмерное внешнее электрическое поле,  $D$  - межчастичное расстояние/

В качестве результатов получены самосогласованные распределения потенциала и объёмного заряда вокруг двумерной цепочки пылевых частиц, а также зависимость заряда пылевой частицы от межчастичного расстояния.

Из результатов видно, что системе удалось самосогласованным образом воссоздать периодически повторяющийся потенциал вокруг цепочки пылевых частиц. Период такого повторения равен двум межчастичным расстояниям. Второй результат гласит, что заряд частицы, при сближении пылевых частиц падает, что согласуется с общими выводами экспериментов, проводимых с разрядами пылевых частиц.

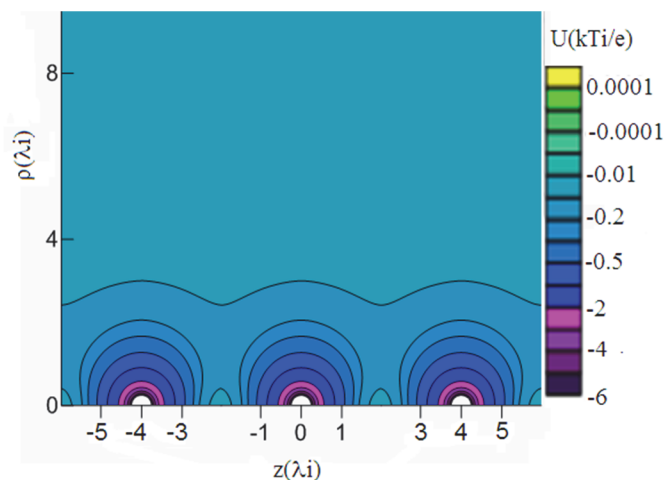


Рис.1. Распределение потенциала вблизи цепочки пылевых частиц для  $D = 4\lambda_i$ ,  $\tilde{E} = 40$ .

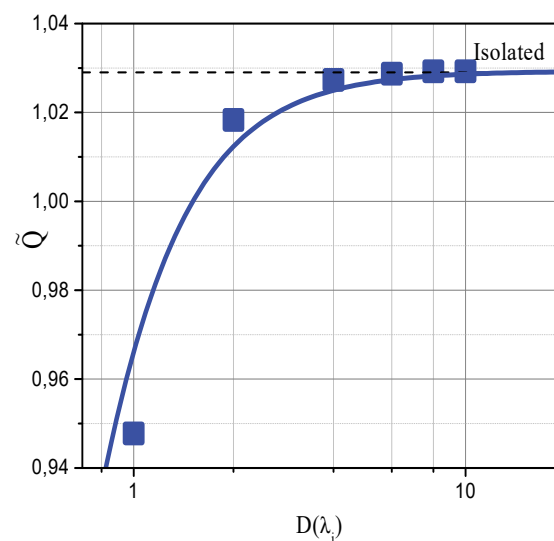


Рис.2. Измерение заряда пылевой частицы  $\tilde{Q}$  в зависимости от межчастичного расстояния.

### Список литературы:

1. P. Ludwig, W. J. Miloch, H. Kahlert, and M. Bonitz, On the wake structure in streaming complex plasmas// New J. Phys Vol 14. pp. 053016, 2012.
2. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Sahnikov M.V., Effect of ion mean free path length on plasma polarization behind a dust particle in an External Electric Field // Contributions to Plasma Physics, e201800152, 2019.



УДК 533.17: 541.64

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОТОКЕ ГАЗА ДО И ПОСЛЕ ЕГО ПРОХОЖДЕНИЯ СЕТОЧНОГО АКТИВАТОРА В МЕТОДЕ HW CVD

Сафонов А.И.<sup>1</sup>, Панин Д.Ю.<sup>1,2</sup>, Тимошенко Н.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Метод HW CVD находит широкое применение для получения тонких покрытий из различных материалов [1–4]. Особый интерес представляет получение фторполимерных покрытий, которые находят широкое применение благодаря своим уникальным свойствам. Однако, обнаруженный ранее не тривиальный эффект влияния расхода газа предшественника (окись гексафторпропилена - C<sub>3</sub>F<sub>6</sub>O) на процесс осаждения фторполимерных покрытий данным методом [5] потребовал более детального рассмотрения процесса активации газа. Оценочные расчёты показали, что одной из возможных причин, влияющих на скорость роста покрытия, может являться снижение температуры в потоке активированного газа предшественника при его движении от активатора до поверхности осаждения.

Основной целью представленной работы было подтвердить это предположение с помощью измерения температуры газового потока путем ввода термопар непосредственно в поток газа. Это позволило измерить распределение температуры в потоке газа при режимах соответствующих процессу осаждения методом HW CVD в широком диапазоне параметров.

Для этих целей был создан экспериментальный участок на базе вакуумной установки по осаждению фторполимерных покрытий. Схема экспериментального участка представлена на Рис. 1. Первая сетка термопар 2 размещалась над сеткой активатора, а вторая сетка термопар 4 размещалась под ним. Такая схема измерений позволяла исключить вклад радиационной составляющей от нитей активатора в измеряемую термопарой температуру. Кроме того, при формировании фторполимерных покрытий происходит экзотермическая реакция полимеризации. Чтобы оценить и исключить этот вклад тепла в измеряемую термопарой температуру в экспериментах наряду с газом предшественником C<sub>3</sub>F<sub>6</sub>O использовались воздух и инертный газ аргон.

Были проведены серии экспериментов по измерению температуры газа в потоке при различных его расходах. Используя полученные данные были построены поля температур потока модельных газов (воздух, аргон и газ-предшественник) в зависимости от их расходов.

В результате проделанной работы было обнаружено снижение температуры в потоке активированного газа в области между активатором и поверхностью осаждения при увеличении расхода газа-предшественника. Были установлены оптимальные пара-

метры, при которых над поверхностью подложкодержателя с закрепленными на нем образцами формируется область с однородным по температуре потоком. Полученные результаты позволят получать фторполимерные покрытия методом HW CVD с равномерным распределением по поверхности.

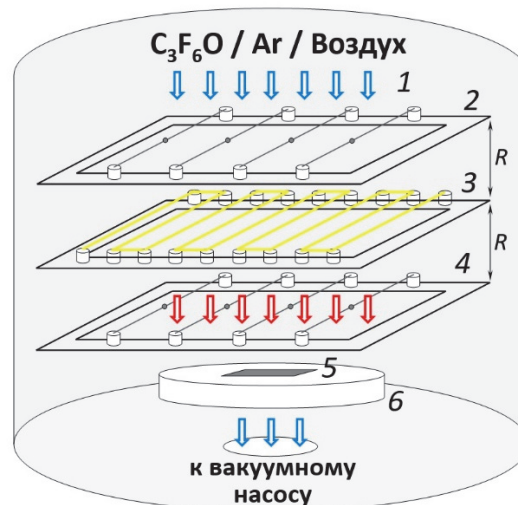


Рис. 1. Схема экспериментального участка:  
1 - поток газа; 2 - первая сетка термопар;  
3 - активатор; 4 - вторая сетка термопар;  
5 - образец; 6 - подложкодержатель.

### Список литературы:

- Schropp R.E.I. Industrialization of Hot Wire Chemical Vapor Deposition for thin film applications // *Thin Solid Films*. 2015. V. 595. P. 272–283.
- Martina T.P., Lau K.K., Chan K., Mao Y., Gupta M., O'Shaughnessy W. S., Gleason K.K. Initiated chemical vapor deposition (iCVD) of polymeric nanocoatings // *Surface and Coatings Technology*. 2007. V. 201. P. 9400–9405.
- Yasuoka H., Yoshida M., Sugita K., Ohdaira K., Murata H., Matsumura H. Fabrication of PTFE thin films by dual catalytic chemical vapor deposition method // *Thin Solid Films*. 2008. V. 516. P. 687–690, 2008.
- Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Gatapova E.Ya., Starinskiy S.V., Timoshenko N.I., Kabov O.A. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // *Thin Solid Films*. 2018. V. 653. P. 165–172.
- Сафонов А. И., Суляева В.С., Богословцева А.Л., Тимошенко Н.И. Влияние расхода газа-предшественника на скорость роста фторполимерного покрытия при осаждении методом HWCVD // *ПМТФ*. 2018. Т. 59. В. 5. С. 87–92.

Работа выполнена при государственной поддержке.

УДК 533.9...1

## ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ С МАЛЫМ АНОДОМ

Сахапов С.З., Зайковский А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Одним из широко используемых и эффективных методов физического осаждения из паровой фазы для выращивания тонких пленок является магнетронное распыление. Этот метод основан на распылении твердой мишени энергичными ионами из тлеющего разряда усиленного магнитным полем. Одной из отличительных особенностей магнетронного разряда является приложенное магнитное поле с напряженностью примерно 0.1 Тл, которое служит для удержания вторичных электронов вблизи катода. В результате возникает замкнутый дрейф электронов в небольшой области катодного слоя, который приводит к относительно высокой плотности плазмы. Распыление ионов на поверхности мишени играет роль поставщика исходных материалов - распыленные атомы и молекулы, имеющие кинетическую энергию до 10 эВ, летят в направлении подложки, где происходит рост пленки [1-2]. Метод магнетронного напыления широко используется для получения пленок различных материалов, в том числе пленок сложных многокомпонентных оксидов [3], пленок на подложках сложной формы [4].

Магнетронное распыление постоянного тока имеет ряд недостатков. Во-первых, при распылении может образовываться материал, не имеющий хорошего электрического контакта с поверхностью, что может стать источником дуги. Во-вторых, часть продукта может осаждаться на мишени, снижая скорость осаждения. Для усовершенствования систем магнетронного распыления используют различные подходы: изменение глубины эрозии; толщина катода; давление, состав и способ напуска буферного газа; величина магнитного поля; расстояние между анодом и катодом, а так же их конструкция [5].

В настоящей работе используется система для магнетронного распыления с дополнительным анодом малого размера [6]. Были исследованы параметры плазмы магнетронного распыления с малым цилиндрическим анодом электрическими методами и зондом Ленгмюра. Эксперименты были проведены на установке для изучения плазмохимических процессов в газовом разряде сферической геометрии. Была подготовлена стальная цилиндрическая заземленная вакуумная камера высотой 60 см и диаметром 50 см с окнами для визуального, фото и видео наблюдения газового разряда, перемещаемым электрическим зондом и вводом лазерного луча. В центр камеры помещен подвижный графитовый электрод, имеющий форму цилиндра 7 мм в диаметре. На центральный электрод подавалось напряжение от высоковольтного источника с выходным напряжением до 7 кВ, с максимальной силой тока до 1 А. В камеру также был помещен вакуум-

ный магнетрон с независимым высоковольтным источником напряжения мощностью 600 Вт. Напротив магнетрона установлена медная заземленная подложка размером 4x4 см.

Эксперименты проведены следующим образом. После обезгаживания стенок камеры и очистки подложки, в нее добавлялся рабочий газ так, что в режиме протока давление в камере составляло 1 Па. На магнетрон и дополнительный анод подавалось напряжение - зажигался разряд (см. рис. 1). Были измерены вольт-амперные характеристики разряда, распределение плавающего потенциала, а также наличия в плазме пылевых частиц.

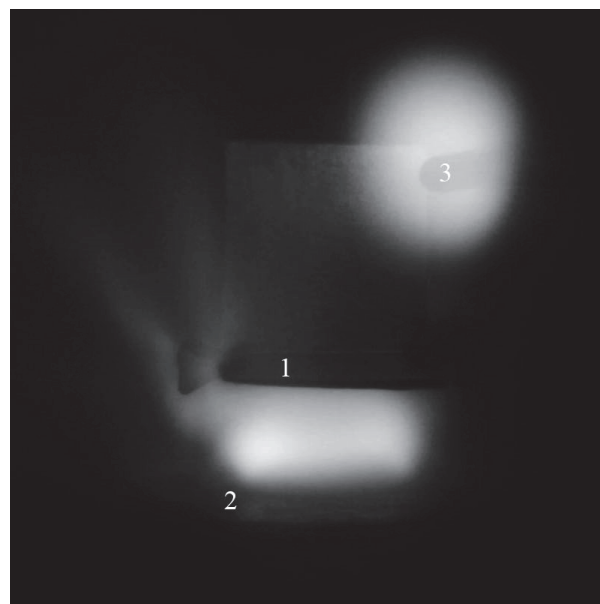


Рис. 1. Фотография разряда магнетронного распыления с дополнительным анодом: 1 - подложка; 2 - магнетрон; 3 - дополнительный цилиндрический анод.

### Список литературы:

1. Vacuum deposition onto webs, films and foils / C.A. Bishop; UK: William Andrew, 2016. 602 p.
2. Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing / Donald M. Mattox; UK: William Andrew, 2010. 792 p.
3. Dhage S.R., Badgajar A.C. Transparent conducting Al:ZnO thin films on large area by efficient cylindrical rotating DC magnetron sputtering // J. Alloys Compd. 2018. V. 763. P. 504–511.
4. Verbeno C.H. Tungsten self-organization nanowires prepared by DC magnetron sputtering // Appl. Surf. Sci. 2019. Vol. 464 P. 360–366.
5. Рогов А.В., Капустин Ю.В., Мартыненко Ю.В. Факторы, определяющие эффективность магнетронного распыления. Критерии оптимизации // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 2. С. 126–134.
6. Sakhapov S.Z., Fedoseev A.V., Sukhinin G.I. Influence of magnetron sputtering on composition of spherical gas discharge plasma // J. Phys: Conf. Ser. 2018. Vol. 1105 P. 012111.

УДК 532.529.6, 536.246

## ИСПАРЕНИЕ МИКРОКАПЕЛЬ ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ И ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Семенов А.А.<sup>1,2</sup>, Кабов О.А.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследование испаряющихся капель жидкости является весьма актуальной задачей в связи с многочисленными приложениями в медицинской диагностике, производстве наноструктурированных поверхностей, охлаждении микроэлектронного оборудования, а также для понимания механизмов, происходящих в сложных системах (облака, туман, и т.д.). Наибольший интерес вызван тем, что испарение с капель жидкости существенно интенсифицирует теплообмен и влияет на течение внутри капли. В литературе для исследования испарения капли жидкости на нагреваемой подложке использовались, как правило, достаточно крупные капли, имеющие начальный объем порядка 100 мкл [1-3]. В настоящей работе изучается процесс испарения капель жидкости, имеющих начальный объем примерно 2 мкл.

Цель работы заключается в исследовании влияния покрытия из нанотрубок на динамику и испарение капель жидкости при квазистационарном теплообмене, когда нагрев осуществляется со стороны подложки. В данной работе используется одна подложка с покрытием из вертикально ориентированных многостенных углеродных нанотрубок, другая с покрытием из одностенных углеродных нанотрубок расположенных в плоскости поверхности (горизонтальная ориентация). Морфология поверхностей была проанализирована с использованием сканирующего электронного микроскопа, а также с помощью атомно силового микроскопа. На рис. 1 представлены фотографии поверхностей, покрытых нанотрубками, полученные на сканирующем электронном микроскопе. Подложки были изготовлены из меди. Для сравнения исследовалось также испарение капель на отполированной медной подложке без покрытия (среднеквадратичная шероховатость около 20 нм).

Для анализа формы капли жидкости использовался прибор DSA-100 и программное обеспечение производства фирмы Kruss. Данный прибор позволял реализовать теневую съемку в диффузионном свете в процессе испарения капли жидкости, а также обрабатывать полученные теневые картины профиля капли в реальном времени (рис. 2). Кроме того, DSA-100 имеет высокоточную систему дозирования жидкости, что обеспечивало хорошо контролируемый начальный объем капли жидкости. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная деионизированная наночистая вода фирмы Milli-Q. Для изменения температуры исследуемой поверхности использовалась специальная Пельтье камера, с помощью которой удалось исследовать испарение капли жидкости в диапазоне от комнатной температуры, равной 24°C, до 100°C. Температура контролировалась несколькими термомпарами К типа.

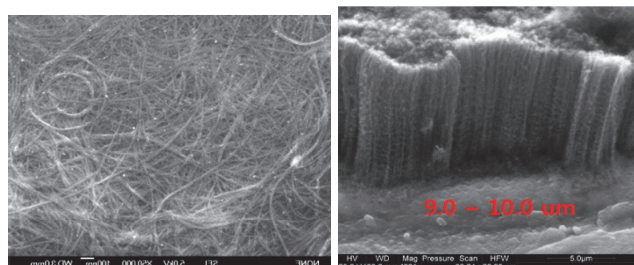


Рис. 1. СЭМ изображения покрытий из одностенных углеродных нанотрубок с ориентацией вдоль поверхности медной подложки (слева, вид сверху) и многостенных углеродных нанотрубок с ориентацией перпендикулярно поверхности медной подложки (справа, вид сбоку).

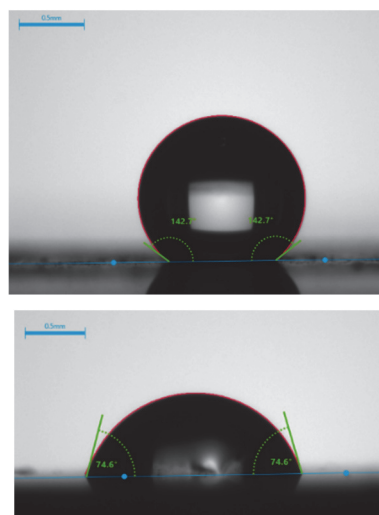


Рис. 2. Фотографии капли воды на покрытии из многостенных углеродных нанотрубок (сверху) и на покрытии из одностенных углеродных нанотрубок (снизу).  $T_w=60^\circ\text{C}$ ,  $V=1.0$  мкл.

### Список литературы:

1. Е.Я. Гапачова, А.А. Семенов, Д.В. Зайцев, and О.А. Кабов, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2014, Vol. 441, P. 776–785.
2. Semenov A.A., Feoktistov D.V., Zaitsev D.V., Kuznetsov G.V., and Kabov O.A., Experimental investigation of liquid drop evaporation on a heated solid surface, Thermophysics and Aeromechanics, Vol. 22, No. 6, pp. 771–774, 2015.
3. O. Kabov, E. Gatapova, A. Semenov, M. Jutley, V. Ajaev, E. Kirichenko, D. Feoktistov, G. Kuznetsov, and D. Zaitsev, Interfacial Phenomena and Heat Transfer, vol. 6, issue 4, 421–435, 2018.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Субъекта РФ в рамках научного проекта № 18-48-543040. Авторы благодарны компании OCSiAl за предоставленные подложки с покрытиями из одностенных углеродных нанотрубок.

УДК 536.24

## ДИНАМИКА МИКРОМАСШТАБНЫХ СУХИХ ПЯТЕН И КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ НАГРЕВЕ

Ткаченко Е.М.<sup>1,2</sup>, Зайцев Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В работе [1] показана возможность отведения тепловых потоков до  $q=1$  кВт/см<sup>2</sup> при помощи тонкой пленки жидкости, движущейся под действием потока газа в микрочанале. В настоящей работе, при помощи высокоскоростной визуализации, исследуется динамика образования и эволюции сухих пятен на нагревателе.

Рабочий участок представляет собой герметичный плоский канал высотой 1 мм. Нижняя часть канала – пластина из нержавеющей стали, в которую впрыснут медный стержень, выполняющий роль нагревателя. Нагрев осуществляется за счет пропускания тока через нихромовую ленту, намотанную на нижнюю часть медного стержня. Поверхность медного стержня представляет собой квадратную область размером  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>. Верхняя стенка канала – оптическое стекло. В качестве рабочей жидкости использовалась вода с начальной температурой  $\approx 24^\circ\text{C}$ . В качестве рабочего газа использовался воздух. Для изучения динамики сухих пятен экспериментальный стенд был оснащен системой высокоскоростной визуализации, в которой использовалась высокоскоростная камера FASTCAM SA1.1 (съемка производилась со скоростью до 300 000 кадров/сек).

При температурах поверхности нагревателя  $T_w < 100^\circ\text{C}$  на нагревателе наблюдались единичные сухие пятна термокапиллярной природы размером  $\sim 1$  мм с характерным временем жизни  $\sim 10$  мс, рис. 1 (слева). При  $T_w > 100^\circ\text{C}$  на нагревателе наблюдались множественные сухие пятна размером  $\sim 100$  мкм с характерным временем жизни  $\sim 1$  мс, рис. 1 (справа). Механизм образования микромасштабных сухих пятен – прорыв паровых пузырей через тонкую пленку жидкости, при этом время жизни пузыря на порядок меньше времени жизни сухого пятна, рис. 2. Было установлено, что  $q=400$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности нагревателя (1 см<sup>2</sup>) за 1 секунду образуется и замывается несколько сотен тысяч микромасштабных сухих пятен.

С ростом  $q$  общая площадь сухих пятен на нагревателе, как правило, увеличивается, но, при достижении  $T_w \approx 100^\circ\text{C}$ , площадь сухих пятен начинает уменьшаться и непосредственно перед кризисом принимает минимальное значение, рис. 3. При этом, с ростом  $q$ , суммарная длина контактной линии возрастает и перед кризисом достигает максимального значения (рис. 4). Как известно, вблизи контактной линии существует регион сверхинтенсивного испарения [2]. В наших экспериментах, за счет массового образования микромасштабных сухих пятен, длина контактной линии может достигать десятков см (рис. 4), что, по-видимому, и обуславливает фиксируемые рекордные тепловые потоки (до 1 кВт/см<sup>2</sup>) и рекордные коэффициенты теплоотдачи (до 250 кВт/м<sup>2</sup>К).

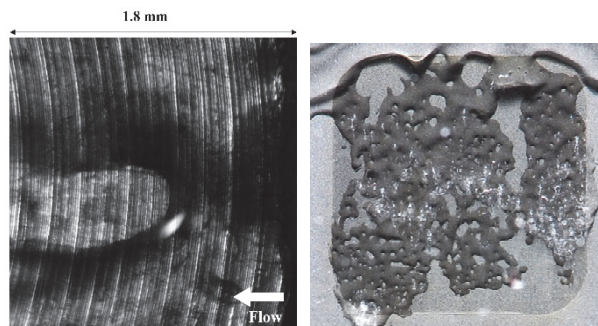


Рис. 1. Сухие пятна при  $T_w=95^\circ\text{C}$  (слева) и  $126^\circ\text{C}$  (справа).

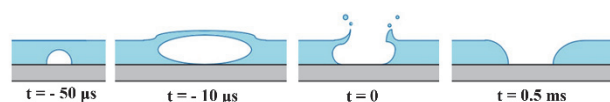


Рис. 2. Схема образования микромасштабного сухого пятна.

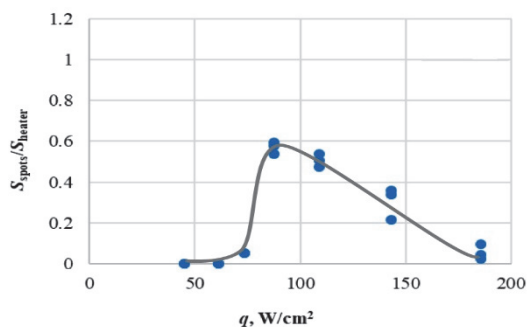


Рис. 3. Относительная площадь сухих пятен на нагревателе,  $Re_l=45$ ,  $U_{sg}=7,4$  м/с.

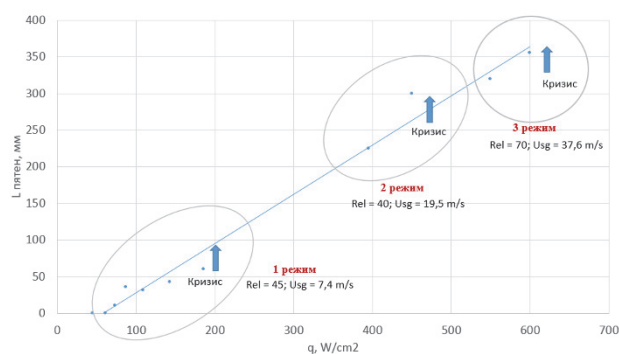


Рис. 4. Суммарная длина контактной линии на нагревателе (3 серии экспериментов).

### Список литературы:

1. Zaitsev D., Tkachenko E. and Kabov O. An experimental study of high heat flux removal by shear-driven liquid films // EPJ Web of Conferences, 2017, V. 159, 0054.
2. Kabov O.A., Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Ajaev V.S. Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region // Nanoscale and microscale thermophysical engineering, 2017, Vol. 21 (2), pp. 60–69.

## MOTION OF DROPLETS OF A LEVITATING CLUSTER UNDER THE ACTION OF AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

Fedorets A.A.<sup>1</sup>, Dombrovsky L.A.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> University of Tyumen,  
625003, Russia, Tyumen, Volodarskogo St, 6

<sup>2</sup> Joint Institute for High Temperatures,  
111116, Russia, Moscow, Krasnokazarmennaya St, 17A

The self-assembled clusters of regularly positioned small droplets were observed for the first time in 2004 [1]. The recent studies on stabilization of droplet clusters makes it possible to proceed to the laboratory study of specific parameters of some chemical and biochemical reactions in the microdroplets. However, the studies of the cluster behavior under the action of external factors are also continued. Some new experimental results on behavior of a cluster of water droplets levitating over the locally heated water surface have been recently presented in the paper [2]. It was shown that an external electric field leads to a significant increase in the rate of a condensational growth of droplets in the cluster. In addition, a relatively early coalescence of small droplets with water layer was observed. The latter effect is explained by the attraction force arising between the electrically polarized droplets and closely spaced water surface. The difference in size of droplets just before their coalescence with water layer in the case of the electric field of opposite directions was used to estimate an electrical charge of single droplets at the experimental conditions. It was shown in [2] that this electric charge does not change the aerodynamic nature of the main forces responsible for both the self-arranging and levitation of small water droplets.

In the case of a non-uniform external electric field, one can observe another interesting effect. In recent laboratory experiments with the upper electrode in the form of a vertical needle placed just above the center of droplet cluster, the relatively high levitating light droplets [3] moved toward the electrode as shown in Fig. 1. The image was obtained by superimposing several frames taken at intervals of 0.04 s. Under each of the droplets, one can see its reflection from the surface of the water layer, which enables us to determine the height,  $H$ , of the droplet levitation.

Figure 1 indicates that the trajectories of droplets are curvilinear and the droplet speed increases along the trajectory. For example, the vertical component of the velocity of drop 1 increases from zero to about 3.5 mm/s.

The results obtained are expected to be useful for both the theoretical modeling of the phenomenon and also the potential applications of droplet clusters.

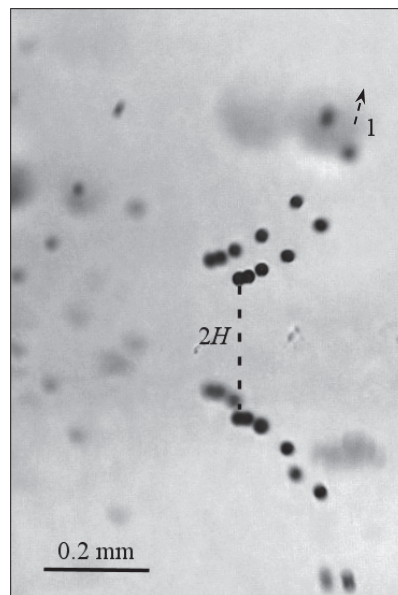


Fig. 1. Moving the microdroplets of a cluster under the action of an inhomogeneous external electric field (side view).

### References:

1. Fedorets A.A. Droplet cluster // JETP Letters. 2004. V. 79. P. 372–374.
2. Fedorets A.A., Dombrovsky L.A., Bormashenko E., Nosonovsky M. On relative contribution of electrostatic and aerodynamic effects to dynamics of a levitating droplet cluster // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. V. 133. P. 712–717.
3. Fedorets A.A. Mechanism of stabilization of location of a droplet cluster above the liquid-gas interface // Technical Physics Letters. 2012. V. 38. P. 988–990.

*The authors are grateful to the Russian Ministry of Education and Science (project no. 3.8191.2017/БЧ) for the financial support of the present study.*

## РАСЧЕТ СОПРОТИВЛЕНИЯ КАПИЦЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН НА ИНТЕРФЕЙСАХ

Хвесьюк В.И., Лю Б., Баринов А.А.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., 5 стр. 1

Сопротивление Капицы является важной темой в области охлаждения электроники, криогенных сверхпроводящих тонких пленок и является важным параметром при разработке электронных устройств, таких как термоэлектрические материалы, сверхпроводящие тонкие пленки, тонкие полупроводниковые пленки, конструкция микросхем высокой мощности и т. д. [1] Исследование сопротивления Капицы ставит своей целью не только изучение макроскопических характеристик, но также учет размерного эффекта и механизма рассеяния фононов в процессах теплообмена.

Тепловая проводимость Капицы  $\sigma_K$  определяется как отношение чистого теплового потока  $q$  через интерфейс к разности температур  $\Delta T$  на интерфейсе:  $\sigma_K = q/\Delta T$ , и сопротивление Капицы  $R_K = 1/\sigma_K$ .

С развитием микроэлектроники и нано-микромасштабной теплопередачи исследования сопротивлений Капицы были углублены, и на данный момент существуют две теории [2]: 1) теория акустического несоответствия (АММ), которая не предполагает рассеяния, и 2) модель диффузного несоответствия (ДММ) [3], которая предполагает, что все фононы, падающие на интерфейс, будут рассеиваться. Для интерфейсов между двумя твердыми телами эффект диффузного рассеяния незначителен, порядка 10%, поэтому в работе будет обсуждаться АММ.

Сопротивление Капицы в модели акустического несоответствия определяется рассеянием упругих акустических волн различных поляризаций (продольные и поперечные) на интерфейсе. Таким образом, мы должны записать отдельно уравнения тепловых потоков, переносимых продольными волнами и поперечными волнами

$$q^j = q_{1 \rightarrow 2}^j - q_{2 \rightarrow 1}^j, j = l, t$$

здесь  $j$  – поляризация волны фононов,  $l$  – продольная волна,  $t$  – поперечная волна. Стрелками в индексах указано направление распространения фононов.

Основываясь на отражении и преломлении упругой волны на интерфейсе между двумя твердыми телами [4], мы можем получить амплитуды отраженных волн и преломленных волн, а также отношение энергий преломленной волны к падающей волне для различных углов падения  $\Pi_{1 \rightarrow 2}(\theta_0)$ . Таким образом получаем коэффициенты передачи энергии фонона через интерфейс.

$$\Pi_{1 \rightarrow 2}(\theta_0) = \left(\frac{A_3}{A_0}\right)^2 \frac{\lambda^B + 2\mu^B c_L \cos\theta_3}{\lambda + 2\mu c_L^B \cos\theta_0} + \left(\frac{A_4}{A_0}\right)^2 \frac{\mu^B c_L \cos\theta_4}{\lambda + 2\mu c_L^B \cos\theta_0}$$

Общая картина рассеяния и проникновения продольной (поперечной) волны представлена на рис. 1.

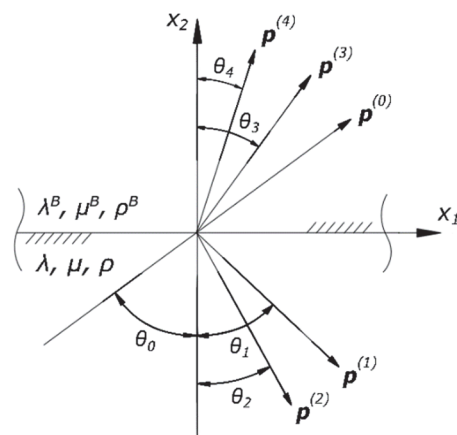


Рис. 1. Общая картина падения упругой волны на интерфейс: (0) падающая продольная или поперечная волна; (1) отражённая продольная волна; (2) отражённая поперечная волна; (3) преломленная продольная волна; (4) преломленная поперечная волна.

На следующем этапе определяются тепловые потоки, переносимые акустическими волнами через контактную поверхность, на основе чего получается величина сопротивления Капицы для фононов разных поляризаций:

$$R_K^j = \frac{30\hbar^3 T^{-3}}{\pi^2 k_B^4 \Gamma_{1 \rightarrow 2, j} c_j^{-2}}$$

В отличие от работ Халатникова [5], Питерсона и Андерсона [6], в данной работе анализируются 1) коэффициенты передачи энергии фононов при падении с обеих сторон интерфейса и 2) сопротивления Капицы фононов трёх поляризаций. В работе впервые получены проводимости Капицы при протекании тепловых потоков с обеих сторон. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными и учитывают особенности рассеяния упругих волн на интерфейсе, которые не учитывались в предшествующих моделях.

### Список литературы:

4. Khvesyuk, V.I. Heat Conduction in Multilayer Nanostructures // Tech. Phys. Let. 2016. Vol. 42(10). P. 985–987.
5. Zhang Z.M. Nano/Microscale Heat Transfer. N.Y.: Mc Grow Hill, 2007. 479 p.
6. Swartz E. and Pohl R. Thermal boundary resistance // Rev. Mod. Phys. 1989. Vol. 61. № 3. P. 605–668.
7. Achenbach J.D. Wave Propagation in Elastic Solids. N.Y.: American Elsevier Pub. Co., 1973. 425 p.
8. Халатников И.М. Теплообмен между твердым телом и гелием-II // ЖЭТФ. 1952. Т. 22(6). С. 687–704.
9. Peterson R.E. and Anderson A.C. The Kapitza thermal boundary resistance // J. Low Temp. Phys. 1973. Vol. 11. P. 639–665.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект 16.8107.2017/6.7.*

## ПРОЦЕССЫ ДИФФУЗИИ В ФОНОННОМ ГАЗЕ

Хвесьюк В.И., Цяо В., Баринов А.А.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., 5 стр. 1

Перенос тепла в диэлектриках и полупроводниках осуществляется безмассовыми квазичастицами – фононами. Детальный анализ кинетических процессов в фононном газе является сложной задачей и требует учета большого количества факторов, от которых зависят взаимодействия фононов друг с другом [1]. Это приводит к необходимости введения в кинетическую модель для расчёта теплофизических свойств твёрдых тел (неметаллов) ряда упрощений [2].

Наиболее прогрессивным методом расчета в данной области является класс методов Монте-Карло для изучения самодиффузии фононов. Так в известных работах для расчёта теплопроводности методом Монте-Карло [3,4] вынужденно используются серьёзные упрощения. Анализ процессов самодиффузии фононов приведен в статьях [5,6], при этом совсем не рассматривались температурные зависимости: в [5] использована сильно упрощённая модель, в [6] описание алгоритмов расчета отсутствует.

В связи с этим в данной работе предпринята попытка практически полностью учесть все особенности взаимодействия фононов друг с другом при изучении процессов самодиффузии фононов методом Монте-Карло с целью определить характер диффузионных процессов и оценить коэффициенты диффузии и теплопроводности в кремнии.

Авторами развита модель расчёта диффузионных процессов с учетом следующих особенностей. Учитываются 1) трехфононные процессы слияния и распада, 2) нормальные процессы взаимодействия и процессы с перебросом. Рассматриваются 3) процессы с участием поперечных,  $TA$ , и продольных,  $LA$ , акустических фононов; 4) времена между последовательными взаимодействиями фононов, рассчитанные из первых принципов, *ab initio* [7]; 5) дисперсионные соотношения, полученные из эксперимента [8]. 6) Принимается, что газ находится в состоянии равновесия, поэтому функция распределения Бозе – Эйнштейна. 7) Развита модель расчёта диффузии фононов в  $2D$  и  $3D$  приближении.

На основе разработанного программного кода определены: 1) зависимости квадратов расстояний между начальной точкой отсчёта и точкой нахождения квазичастицы от времени. 2) Зависимости коэффициентов диффузии от температуры. 3) Доли нормальных процессов и процессов с перебросом для разных температур. 4) Вклад различных процессов взаимодействия фононов в зависимости от температуры и 5) от энергии фононов.

Таким образом, из анализа полученных результатов можно заключить, что зависимости квадратов пробега квазичастицей от начальной точки до точки, достигнутой в момент времени,  $\tau$ , оказались пропорциональны  $\tau$  в первой степени, то есть, несмотря на существенные особенности взаимодействий фононов друг

с другом, имеет место аналог броуновского типа диффузии. Дело в том, что времена между последовательными взаимодействиями фононов друг с другом стремятся к бесконечности при стремлении к нулю энергии,  $\hbar\omega$ , квазичастиц. Если вести расчет в диапазоне частот от нуля до максимального значения (граница зоны Брюллиэна), то имеют место относительно редкие случаи аномально длинных пробегов, достигающих одного метра и более. Поэтому необходимо ограничивать минимальное значение частоты (энергии) квазичастицы (иными словами, вводить ограничение на характерный размер образца). Стоит отметить, что необходимость введения данного ограничения отмечается в работах [5,6].

Получен ряд данных, представляющих практический интерес. К примеру, установлен вклад нормальных процессов и процессов переброса в зависимости от температуры. В частности, показано, что доля процессов с перебросом не может превышать примерно 0,6 от общего количества процессов даже при высоких температурах (в работе [5] принято, что эти процессы составляют 100%).

Принципиальным является факт метода расчёта кинетики фононного газа на основе прямого Монте-Карло моделирования. Метод может быть применён при решении задач, связанных с процессами переноса теплоты в наноструктурах, в условиях очень больших скоростей нарастания тепловых потоков (до фемтосекундных продолжительностей импульсов).

### Список литературы:

1. Диффузия фононов / В.И. Хвесьюк, В. Цяо, А.А. Баринов // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22–26 октября 2018 г., Москва). Т. 3. М.: Издательский дом МЭИ, 2018. С. 293–296.
2. Khvesyuk V.I., Barinov A.A. Hierarchy of models for calculating the thermal conductivity in nanostructures // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 891. P. 012352.
3. Mazumder S., Majumdar A. Monte Carlo Study of Phonon Transport in Solid Thin Films Including Dispersion and Polarization // J. Heat Transfer, 2001. Vol. 123. P. 749–759.
4. Lacroix D., Joulain K., Lemonnier D. Monte Carlo transient phonon transport in silicon and germanium at nanoscales // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 064305.
5. Kukita K., Kamakura K. Monte Carlo simulation of phonon transport in silicon including a realistic dispersion relation // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 114. P. 154312.
6. Vermeersch B. et al. Superdiffusive heat conduction in semiconductor alloys. I. Theoretical foundations / B. Vermeersch, J. Carrete, N. Mingo, A. Shakouri // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 91. P. 085202.
7. Ward A., Broide D.A. Intrinsic phonon relaxation times from first-principles studies of the thermal conductivities of Si and Ge // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 085205.
8. Nilsson G., Nelin G. Study of the Homology between Silicon and Germanium by Thermal-Neutron Spectrometry // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. P. 3777–3786.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект 16.8107.2017/6.7.*

УДК 536.423.4

## КОАЛЕСЦЕНЦИЯ И БРОУНОВСКАЯ ДИФфуЗИЯ В ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ МИКРОННОЙ КАПЛЕ РАСТВОРА

Фисенко С.П., Ходыко Ю.А.

Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси,  
220072, Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 15

В одном из наиболее производительных методов получения наночастиц из жидкой фазы – распылительном пиролизе, ключевую роль в процессе формирования агрегаций различных морфологий из ансамбля наночастиц играют броуновская диффузия, коалесценция и скорость испарения капли [1], что графически показано на рис. 1. Из обзора экспериментальных работ [2] следует, что при распылительном пиролизе часто используются водные растворы солей и кристаллогидратов, из которых получают наночастицы различных оксидов металлов или чистых металлов.

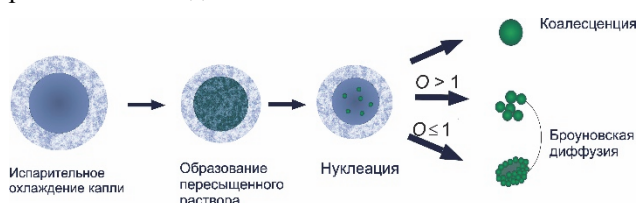


Рис. 1. Морфология ансамбля наночастиц в распылительном пиролизе

В настоящей работе представлены результаты исследования взаимосвязи кинетических процессов внутри капли с такими макроскопическими параметрами как: временем жизни капли в аэрозольном реакторе и скоростью ее испарения. Показано, что в случае выполнения неравенства

$$\tau > 2R_d^2 / \pi^2 D,$$

где  $D$  - коэффициент диффузии растворенного вещества в растворителе (при комнатных температурах принимает значения  $10^{-8}$ - $10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с),  $R_d$  - радиус капли, в результате коалесценции наночастиц, образовавшихся в результате гомогенной нуклеации, внутри капли остается одна субмикронная частица [1].

Для более коротких временах жизни капли (в случае реактор небольшой длины или высокой скорости несущего капли газового потока) показано, что существует критерий подобия  $O$  [3]

$$O = D_b / (R_d v),$$

где  $D_b$  - коэффициент броуновской диффузии наночастиц, зависящий от радиуса наночастиц и вязкости раствора,  $v$  - скорость изменения радиуса капли.

Если критерий  $O > 1$ , то происходит медленное испарение капли (скорость испарения  $v \sim 10^{-6}$  м/с), в этом случае влиянием испарения на броуновскую диффузию наночастиц можно пренебречь. На временах несколько  $\tau_b$  внутри капли наночастицы достигают своего равновесного положения, где характерное время броуновской диффузии может быть оценено по формуле

$$\tau_b \sim \frac{R_d^2 R_n \eta}{kT},$$

где  $R_n$  - радиус наночастиц,  $\eta$  - вязкость раствора капли,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура раствора. В этом случае равновесное распределение наночастиц является равномерным по объему капли, что ведет к образованию ансамбля примерно одинаковых частиц. При этом средний радиус-вектор положения равен  $0.75 R_d$ .

Впервые показано, что в случае быстрого испарения капли  $O \leq 1$  ( $v \sim 10^{-4}$  -  $10^{-5}$  м/с), броуновская диффузия не успевает «растачить» наночастицы по объему капли и вблизи ее поверхности возникает повышенная концентрация наночастиц. В конечном счете эта повышенная концентрация наночастиц приводит к образованию субмикронных дупел (hollow) из сросшихся между собой наночастиц. Такие дупла неоднократно получались многими исследователями в экспериментах по получению наночастиц при помощи распылительного пиролиза (spray pyrolysis).

Список литературы:

1. Fisenko S.P., Khodyko Yu.A., Saverchenko V.I., Penyazkovo G. Nanoparticles formation via low pressures spray pyrolysis - physical fundamentals and puzzles // *Advances in nanotechnology*. Novascience. 2015. Vol. 14. Chapter 6.
2. Okuama K., Lenggono I.W. Preparation of nanoparticles via spray-route // *Chem. Eng. Sci.* 2003. Vol. 58. P. 537–547.
3. Фисенко С.П., Ходыко Ю.А. Броуновская диффузия наночастиц внутри сферической капли переменного радиуса // *ДАН Беларуси*. 2016. Т. 60, № 6. С. 123–128.



УДК 532.5

## РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧАСТОТЫ ПУЛЬСАЦИЙ РАСХОДА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СМЕШЕНИЯ В АКТИВНОМ МИКРОМИКСЕРЕ Т-ТИПА

Шебелева А.А.<sup>1,2</sup>, Шебелев А.В.<sup>1,2</sup>, Лобасов А.С.<sup>1,2</sup>, Минаков А.В.<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Сибирский федеральный университет

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В течение последних двух десятилетий были рассмотрены различные способы повышения производительности микросмесительного оборудования. Среди различных форм микромиксеров распространены так называемые микромиксеры Т-типа, в которых жидкости поступают в два противоположных канала, а их смесь вытекает из третьего канала (канала смешения). Такая форма микромиксера является наиболее простой в изготовлении и достаточно эффективной. Существует большое количество исследований процессов смешения в микросистемах [1-4], однако в этих работах рассматривается пассивное смешение, когда жидкости подаются во входные каналы с постоянным расходом без пульсаций. При этом, достаточно интересным представляется технология смешения в микромиксерах, которая получила название «активное смешение». В таком режиме расход одной или обеих жидкостей изменяется по какому-либо периодическому закону, тем самым создавая пульсации этой жидкости. Понятно, что в таком режиме эффективность смешения двух жидкостей должна быть выше по сравнению с пассивным смешением. Таким образом, исследования в данной предметной области чрезвычайно актуальны, позволят создать основу новых технологий производства энерго-сберегающих систем транспортировки, распределения и потребления тепла и интенсификации процессов смешения в микроскопических системах.

В данной работе проведено численное исследование эффективности смешения двух жидкостей в микромиксере Т-типа при различных частотах пульсаций:  $\omega = 1; 10; 50$  Гц для чисел Рейнольдса  $Re = 100$  и  $180$ . Сечение входных каналов –  $200 \times 200 \times 3400$  мкм, канала смешения –  $200 \times 400 \times 4900$  мкм. В качестве жидкости используется вода с плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$  и вязкостью  $0,001 \text{ Па/с}$ . На одном из входов в микромиксер была установлена постоянная скорость потока с установившемся профилем скорости, соответствующая расходу  $Q_0$ . На другом входе задавался закон расхода  $Q = Q_0 \cdot (1 + A \sin[\omega t])$ ,  $A = 0, 2$ . Количественная характеристика эффективности смешения  $M = 1 - (\sigma/\sigma_0)^{0,5}$ ;  $\sigma = V^{-1} \int_V (f - \langle f \rangle)^2 dV$  - среднеквадратичное отклонение концентрации компонента  $f$  от его среднего значения  $\langle f \rangle$ , максимальное среднеквадратичное отклонение:  $\sigma_0 = \langle f \rangle \cdot (1 - \langle f \rangle)$ . На выходе из канала смешения задавались условия Неймана, производная всех скалярных величин, нормальных к поверхности выхода равна нулю. На стенках каналов за-

давались условия прилипания. Для расчетов использовалась равномерная тетрагональная сетка, состоящая из 500 тыс. узлов, с шагом  $1 \cdot 10^{-5}$  (временной шаг подбирался исходя из условия  $CFL \sim 1$ ). Предварительные расчеты показали, что такой детализации сетки достаточно.

На рис.1 представлена зависимость относительной эффективности смешения (относительно эффективности смешения для идентичного миксера без пульсаций на входе) от частоты колебаний при числах Рейнольдса  $Re = 100$  и  $180$ .

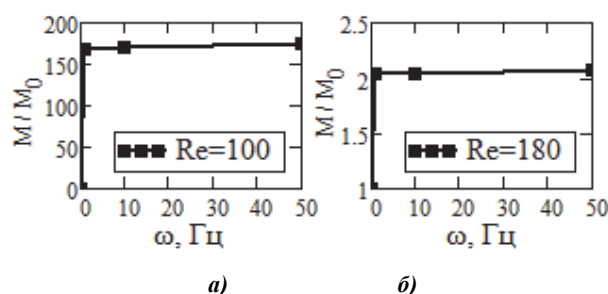


Рис.1 Зависимость относительной эффективности смешения от частоты колебаний: а)  $Re=100$ ; б)  $Re=180$ .

В результате расчетов было установлено, что активные микромиксеры намного эффективнее, чем пассивные. При этом во втягивающем режиме эффективность смешения увеличивается в 2 раза, а в области до наступления втягивающего режима эффективность смешения увеличивается примерно в 170 раз. Кроме того, было обнаружено, что прирост эффективности смешения практически не зависит от частоты пульсаций.

## Список литературы:

1. Lobasov A.S., Shebeleva A.A., Minakov A.V. The Study of Ethanol and Water Mixing Modes in the T-shaped Micromixers // J. Siberian Federal University. Math. & Phys. 2019. V. 12. Is. 2. P. 1–11.
2. Lobasov A.S., Minakov A.V. Analyzing mixing quality in a T-shaped micromixer for different fluids properties through numerical simulation // Chem. Eng. Process.: Process Intensification, 2018. V. 124. P. 11–23.
3. Lobasov, A.S., Minakov, A.V., Kuznetsov, V.V., Rudyak, V.Y., Shebeleva, A.A. Investigation of mixing efficiency and pressure drop in T-shaped micromixers // Chem. Eng. & Process.: Process Intensification, 2018. V. 134. P. 105–114.
4. Lobasov A.S., Minakov A.V., Rudyak V.Ya. Viscosity effect on the flow patterns in T-type micromixers // Fluid Dyn. 2016. V. 53. Is. 3. P. 381–388.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-48-243011: «Расчетное исследование способов повышения эффективности микрофлюидных реакторов».

УДК 533.5

## ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛОЖЕНИЯ МЕТАНА НА ГАЗОСТРУЙНЫЙ СИНТЕЗ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР

Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Юдин И.Б.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Метод газозонового осаждения с использованием термической активации (HWCVD) основан на использовании смесей водорода и углеродсодержащих газов, активированных на горячих металлических поверхностях и взаимодействующих с относительно холодной поверхностью подложки. При заданных условиях на подложке скорость осаждения алмазных структур определяется соотношением концентраций сталкивающихся с поверхностью подложки атомарного водорода и фрагментов развала исходных углеродсодержащих газов (в нашем случае – метана). В последние годы активно развивается газоструйная модификация метода [1-4].

В работах [2-4] смесь водорода с метаном подавалась через центральный цилиндрический канал, нагретый до 2400 К. При этом происходило разложение метана вследствие газозоновых реакций. Размер граней, синтезируемых таким образом алмазов, не превышал 30 мкм. В [1] в центральный канал подавался только водород, а газовая смесь  $H_2+CH_4$  подавалась через боковую вольфрамовую трубку в пространство перед подложкой. Температура боковой трубки на расстоянии 5 мм от среза была 1300К. Отсутствие высокотемпературного разложения метана позволило получить алмазы с размером граней до 60 мкм [1]. Полученные экспериментальные результаты и численные исследования [5] явились основанием для разработки подачи метана через охлаждаемый водой зонд (рис. 1).

$L_{sub}$  составляло 10 мм. Диаметр молибденовой подложки 4 равнялся 30 мм. Длина охлаждаемого водой цилиндрического зонда 5 была 30 мм. В зонд 5 подавалась смесь  $H_2+CH_4$ , в водородный канал – только водород. Температура в канале 7 устанавливалась на уровне 2400К. Диаметр выходного отверстия зонда составлял 1 мм. Расстояние между срезами зонда 5 и канала 7 менялось от 2 до 22 мм. Основные параметры эксперимента: время синтеза 3 часа, давление в камере осаждения 20 торр, расход водорода в оба канала по 1500 сссм, метана - 8 сссм.

Представленная работа посвящена численно-экспериментальному исследованию влияния условий разложения метана на рост алмазных структур. Для получения более полного представления о течении газов использовался алгоритм метода прямого статистического моделирования (ПСМ) в осесимметричной постановке [5]. Для оценки изменения состава смеси вследствие газозоновых реакций использовался одномерный подход [5]. Численный анализ течения газа через активирующий реактор показал, что при используемых расходах водорода в условиях эксперимента степень диссоциации водорода на выходе мало зависит от длины канала. В тоже время разложение метана зависит от длины трубки и ее температуры. Проведена серия экспериментов по исследованию влияния длины зоны разложения метана  $X_z$  на синтез алмазных структур. Проведенные исследования показали, что при зондовой подаче охлажденного метана в зону разложения и определенном времени пребывания в зоне высоких температур удастся получить более высокие скорости роста алмазных структур.

### Список литературы:

1. Rebrov A., Emelyanov A., Kosolobov S., and Yudin I. Diamond crystals deposited from interacting jets // Phys. Status Solidi C. 2015. V. 12. N. 7. P. 931–933.
2. Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б. Осаждение алмазных структур из взаимодействующих газовых струй // Журнал Технической Физики. 2016. Т. 86. № 12. С. 56–59.
3. Rebrov A.K., Andreev M.N., Bieiadovskii T.T., Kubrak K.V. Growth of diamond structures using high speed gas jet deposition activated in heated tungsten channels // Surface & coatings technology. 2017. V. 325. P. 210–218.
4. Emelyanov A.A., Plotnikov, Yudin I.B. Influence of the conditions of methane decomposition on gas-jet synthesis of diamond structures // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – Vol. 1105–012120.
5. Rebrov A., Plotnikov M., Mankelevich Yu. and Yudin I. Analysis of flows by deposition of diamond-like structures // Phys. Fluids. 2018. V. 30. P. 016106.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 18-08-00295 и 19-08-00533) и гос. задания (гранты АААА-А17-117022850029-9 и АААА-А17-117030110017-0).

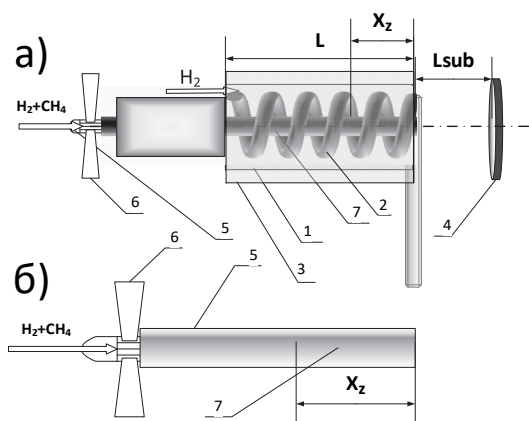


Рис. 1. Схема зондового активатора (а); схема зонда для подачи метана (б). 1 - водородный канал, 2 – вольфрамовая спираль, 3 – тепловой экран, 4 – молибденовая подложка, 5 – водоохлаждаемый зонд для подачи смеси  $H_2+CH_4$ , 6 – охлаждаемый зонд, 7 – защитная трубка для зонда.

Водородный канал 1 диаметром 13 мм и трубка 7 диаметром 4 мм выполнены из вольфрамовой фольги. Внутри водородного канала коаксиально расположена цилиндрическая спираль 2, выполненная из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм. Диаметр теплового экрана 3 – 17 мм. Горячая часть активатора  $L$  в экспериментах имела длину 22 мм, расстояние до подложки

УДК 533.5

## СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ КОНТИНУАЛЬНОГО И МОЛЕКУЛЯРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПРИ ОСАЖДЕНИИ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР

Горбачев Ю.Е.<sup>1</sup>, Лещев Д.В.<sup>2</sup>, Плотников М.Ю.<sup>3</sup>, Ребров А.К.<sup>3</sup>, Юдин И.Б.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ООО Коддан Текнолоджис, 197342, Россия, Санкт-Петербург, Белоостровская ул., 22, оф. 430.

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

<sup>3</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Метод газофазного осаждения с использованием термической активации (Hot-Wire Chemical Vapor Deposition (HWCVD)) газов-предшественников широко применяется для синтеза алмазных структур [1-3]. Этот метод основан на использовании смесей водорода и углеродсодержащих газов, активированных на горячих металлических поверхностях и взаимодействующих с относительно холодной поверхностью подложки. В последние годы активно развивается модификация метода [3-6], основанная на термической активации смеси водорода и метана при течении через нагретый вольфрамовый канал.

Описание процесса газофазного осаждения представляет собой многопараметрическую задачу [1-3]. Поэтому при постановке экспериментов и их анализе важно проведение газодинамического моделирования. Формирование алмазных и углеродных структур определяется составом и функцией распределения скоростей и энергий углеродсодержащих молекул в газовом окружении подложки.

Постановка задачи была выбрана близкой к экспериментам [4-6]. В цилиндрический канал подавалась смесь молекулярного водорода с метаном. Температура стенок канала равнялась 2400 К, температура подложки — 1200 К. Расход молекулярного водорода составлял 1500 сссм, расход метана — 15 сссм. Длина канала варьировалась от 11 мм до 33 мм, диаметр канала — 3 мм. Расстояние от среза канала до подложки — 10 мм. Диаметр подложки — 16 мм.

В представленной работе для численного исследования использованы два подхода: метод прямого статистического моделирования (ПСМ) [7] в осесимметричной постановке и решение уравнений Навье-Стокса для смеси реагирующих газов.

Метод ПСМ в настоящее время занимает лидирующие позиции в области моделирования течений разреженного газа. Он заключается в моделировании движения и столкновений отдельных частиц между собой и окружающими поверхностями. В используемом алгоритме метода ПСМ течение смеси газов моделировалось также с учетом гетерогенных химических реакций на поверхности канала и подложки. Детальное описание используемого алгоритма ПСМ приведено в [8]. Для анализа изменения состава смеси вследствие газофазных реакций использовался одномерный подход [8] на основе решения системы урав-

нений равновесной химической кинетики. Рассматривалась смесь из 11 компонентов:  $H_2$ ,  $H$ ,  $CH_4$ ,  $CH_3$ ,  $CH_2$ ,  $CH_2(s)$ ,  $CH$ ,  $C$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_3$ ,  $C_2H$ . В расчете учитывалось 13 пар газофазных химических реакций (прямых и обратных).

Расчеты на основе решение уравнений Навье-Стокса выполнены с тем же набором газофазных и поверхностных реакций и соответствующих скоростей реакций. Термодинамические характеристики рассчитывались через JANNAF коэффициенты. Для учета диффузии решаются уравнения Стефана-Максвелла. Проанализировано влияние размера расчетной области.

Проведено сравнение макропараметров течения, полученных рассматриваемыми подходами, проанализировано влияние газофазных реакций на течение водорода. Проведенный анализ показал, что при используемых расходах водорода в условиях эксперимента степень диссоциации водорода на выходе мало зависит от длины канала. В тоже время разложение метана существенным образом зависит от длины.

### Список литературы:

1. Спицын Б.В., Алексеенко А.А. Химическая кристаллизация алмаза и нанесение алмазных покрытий из газовой фазы // Защита металлов. 2007. Т. 43. № 5. С. 456–474.
2. Хмельницкий Р. А. Перспективы выращивания монокристаллического алмаза большого размера // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 2. С. 143–159.
3. Ребров А.К. Возможности газофазного синтеза алмазных структур // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 2. С. 193–200.
4. Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б. Осаждение алмазных структур из взаимодействующих газовых струй // Журнал Технической Физики. 2016. Т.86. № 12. С. 56–59.
5. Rebrov A.K., Andreev M.N., Bieiadovskii T.T., Kubrak K.V. Growth of diamond structures using high speed gas jet deposition activated in heated tungsten channels // Surface & coatings technology. 2017. V. 325. P. 210–218.
6. Emelyanov A.A., Plotnikov M.Yu., Yudin I.B. Influence of the conditions of methane decomposition on gas-jet synthesis of diamond structures // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – V. 1105. – 012120.
7. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford: Clarendon Press, 1994.
8. Rebrov A., Plotnikov M., Mankelovich Yu. and Yudin I. Analysis of flows by deposition of diamond-like structures // Phys. Fluids. 2018. V.30. P. 016106.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-08-00533) и Министерства образования и науки России (проект № 16.7002.2017/БЧ).*

УДК 533.5

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СТРУЙНЫХ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ

Вязов Ю.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

При экспериментальном моделировании теплофизических и газодинамических процессов, сопровождающих работу различных технических устройств и аппаратов весьма часто возникают вопросы об определении пространственной структуры течения капельной фазы в свободных газодинамических струях. В данной работе эта задача рассматривается на примере исследования пространственной структуры течения капельной фазы, формирующейся при совместном истечении пристенной пленки жидкости со спутным газовым потоком из сверхзвукового сопла в вакуум.

Измерение пространственных распределений капельной фазы в сверхзвуковом газодинамическом потоке, истекающем в вакуум, является важной и в то же время достаточно трудной задачей. Основная трудность состоит в быстром испарении капель рабочей жидкости при попадании в вакуум. Одним из способов обойти эту трудность является добавление в рабочую жидкость красителя, не сублимирующегося в вакууме. В этом случае пространственное распределение капельной фазы определяется по количеству красителя (сухого остатка), оставшегося на подложке, установленных в поле течения капель, после испарения жидкости. В качестве такого красителя в нашей работе использовался краситель Родамин 6Ж ( $C_{28}H_{31}ClN_2O_3$ ) с весовой концентрацией 0,065%, который растворим в этаноле, а указанная концентрация не меняет физические свойства рабочей жидкости. В качестве подложки использовалась матовая фотобумага для струйных принтеров плотностью 200 г/м<sup>2</sup>, которая способна поглощать относительно большое количество капель жидкости, не допуская их растекания по поверхности. После окончания эксперимента полоски бумаги снимались с каркаса, после чего на первом этапе проводилось их сканирование и дальнейшая компьютерная обработка и целью получения качественных данных о пространственном распределении капельной фазы за срезом сопла. На втором этапе указанные окрашенные бумажные полоски разрезались на части, и с помощью спектрофотометра ПЭ-5400В проводились измерения с целью получения количественных данных по пространственному распределению капельной фазы. Для этого разрезанные на части полоски помещались в кюветы объемом 2 мл с 40% раствором этанола в воде на 30 минут при постоянном перемешивании, после чего полоски извлекались из кювет, а количество красителя в растворе определялось по коэффициенту поглощения света на длине волны 529 нм с помощью спектрофотометра. Для исследования газодинамической струи на рабочем участке за срезом сопла был установлен пронизываемый для газового потока каркас в виде сферы радиусом 75 мм, при этом центр сферы совпадал с центром выходного сечения сопла. На внутренней стороне каркаса крепились четыре узкие бумажные полоски.

Эксперименты проводились на крупномасштабной вакуумной газодинамической установке ВИКИНГ ИТ СО РАН, использовалось сверхзвуковое коническое сопло с геометрическим числом Маха  $M=4$ , в качестве рабочей жидкости для создания пристенной пленки жидкости использовался этанол, а качестве рабочего газа для создания спутного потока - воздух. Диапазон расходов жидкости составлял от 0,6 до 1,8 г/с (числа Рейнольдса пленки - от 5,5 до 15,8), расходов газа - от 5 до 22 г/с (числа Рейнольдса газа - от  $1,1 \cdot 10^4$  до  $4,9 \cdot 10^4$ ), начальные температуры газа и пленки были комнатными, а начальное давление в вакуумной камере составляло около 0,1 Па.

На рис. 1а приведен пример окрашенной родамином бумажной полоски после извлечения из вакуумной камеры, а на рис. 1б - полученные в результате обработки с помощью сканера и спектрофотометра данные по пространственному распределению капельной фазы.



Рис. 1а. Бумажная полоска со следами капель

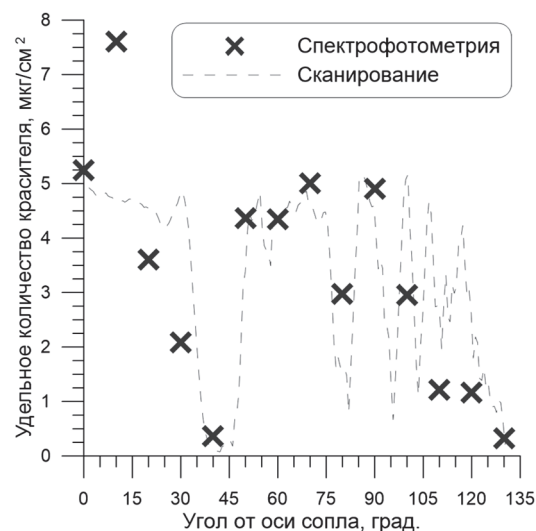


Рис. 1б. Пространственное распределение капельной фазы

Можно видеть, что за срезом сопла формируются пространственно-неоднородная структура течения капельной фазы, состоящая из двух характерных областей - приосевой и периферийная. Это связано с особенностями взаимодействия спутного газового потока с пристенной пленкой жидкости при течении внутри сопла (волнообразование, срыв капель с поверхности пленки, их дробление и ускорение в спутном потоке) и на выходной кромке сопла (распад на капли, разворот в обратном газовом потоке).

УДК 533.5

## ПРОБЛЕМА ЗАГРЯЗНЕНИЯ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ СТРУЯМИ ДВИГАТЕЛЕЙ ОРИЕНТАЦИИ: ЭКСПЕРИМЕНТЫ В КОСМОСЕ И НА ЗЕМЛЕ

Герасимов Ю.И.<sup>1</sup>, Ярыгин В.Н.<sup>2</sup>, Приходько В.Г.<sup>2</sup>, Ярыгин И.В.<sup>2</sup>, Сковаров А.Ю.<sup>1</sup>, Балакин А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ракетно-космическая корпорация ЭНЕРГИЯ им. С.П. Королева,  
141070, Россия, Королев Московской обл., ул. Ленина, 4А

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время в качестве двигателей управления и ориентации (ДО) космических кораблей и орбитальных станций, включая Международную космическую станцию (МКС), используются жидкостные ракетные двигатели малой тяги (ЖРДМТ). Эти двигатели работают на агрессивных компонентах топлива – азотный тетраоксид (амил) и несимметричный диметилгидразин (гептил) и при работе оказывают силовое, тепловое и загрязняющее воздействие на элементы конструкции, попадающие в поле течения выхлопного факела двигателя. Кроме того, существует опасность попадания контаминантов внутрь станции на скафандрах космонавтов в сеансах их выхода в открытый космос. Минимизация загрязняющего воздействия выхлопных факелов ДО является важной научно-технической проблемой.

В докладе представлены результаты модельных и натуральных исследований струй ДО применительно к решению проблемы загрязнения внешней поверхности МКС.

Обсуждаются вопросы моделирования натуральных струй ДО в вакуумных камерах. Предложена и обоснована концепция моделирования по характерному углу расширения струи, определяемому через относительный импульс струи. При таком подходе в эксперименте необходимо воспроизвести величину относительного импульса ЖРДМТ комбинацией отношения удельных теплоемкостей и числа Маха. Дано описание вакуумного газодинамического комплекса ИТ СО РАН, методов диагностики и результатов исследования газокапельной структуры течения, возникающей за срезом сверхзвукового сопла в вакууме. Показано возникновение в газокапельном потоке двух характерных областей течения капельной фазы – центральной и периферийной. Указанные области существенно отличаются как по условиям возникновения, так и по локальным характеристикам капель. Именно из периферийной области формируются обратные (при углах более 90° относительно оси струи) потоки, являющиеся причиной внешнего загрязнения МКС. Для снижения загрязняющих потоков предложены газодинамические защитные устройства (ГЗУ), устанавливаемые на выходную часть сопла и позволяющие существенно, на порядки, уменьшить величину обратных потоков капельной фазы.

На основе результатов модельных исследований в РКК Энергия были разработаны, изготовлены защитные устройства для ДО МКС, в дальнейшем доставленные на станцию и установленные на Служебный модуль Звезда. В рамках космического эксперимента «Кромка-1» (2002-2006 гг.) был выполнен цикл исследований по эффективности ГЗУ в условиях реального полета МКС. Полученные результаты космического

эксперимента подтвердили предложенную концепцию и показали высокую эффективность (уменьшение загрязнения на несколько порядков) защитных устройств, установленных на МКС. Эти результаты хорошо согласуются с результатами ранних модельных экспериментов, подтверждая как адекватность подходов к моделированию, так и работоспособность ГЗУ для решения проблемы загрязнения космических кораблей струями двигателей ориентации.

С августа 2017 г. на МКС проводится космический эксперимент «ИМПАКТ», целью которого является исследование параметров выбросов из сопел ДО Служебного модуля загрязняющих фракций, при реализации циклограммы работы двигателей в режиме «Pulse Train». Этот режим работы ДО был разработан в НАСА для минимизации нагрузок на элементы панелей солнечных батарей Американского сегмента и реализован на МКС в декабре 2013 г. Циклограммы режима «Pulse Train» характеризуются тем, что ДО работают только короткими импульсами длительностью 0,2-0,4 с при значении скважности включений равной ~0,3. Фактически это означает, что в новых циклограммах работы ДО Служебного модуля отсутствуют длительные импульсы непрерывной работы, которые имели место ранее при управлении ориентацией станции. При таких длительностях работы удельный импульс ДО уменьшается на 40-50 с относительно значений, реализуемых при длительной непрерывной работе. Это в свою очередь приводит к неизбежному увеличению процентного содержания в струе продуктов неполного сгорания топлива, вылетающих из сопла вместе с газовой фазой, а также срывающихся с кромки сопла в виде капель в периферийную область течения. Косвенно факт увеличения массы выброса капель подтверждается фотографиями ГЗУ, сделанными космонавтом Г.И. Падалкой во время выхода в космос в августе 2015 г., и его сообщением в ЦУП-М о значительном загрязнении ручней около блоков ДО Служебного модуля МКС.

Сказанное выше явилось основанием для уточнения вида функции пространственного распределения выбросов в струе ДО, полученной по результатам эксперимента «Кромка-1». В ходе выполнения космического эксперимента «ИМПАКТ» используется аппаратура и методика, отработанные ранее в четырех этапах эксперимента «Кромка-1». В докладе приведены результаты модельных экспериментов и результаты предварительного анализа фотографий планшета «ИМПАКТ» №1, полученных в серии регулярных сеансов фотографирования. Демонтаж планшета и его возвращение на Землю для лабораторных исследований запланированы на середину 2019 г.

УДК 533.17+533.9.082+537.534.74

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КЛАСТЕРОВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

Яскин А.С., Чиненов С.Т., Каляда В.В., Зарвин А.Е.

Новосибирский государственный университет  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изучение плазмохимических реакций, инициируемых в сверхзвуковых струях газовых смесей с участием ионов газовых кластеров, затрудняется из-за проблем с транспортировкой реагентов и продуктов реакций к детектору масс-спектрометра. В традиционной схеме генератора молекулярного пучка [1] скиммер и коллиматор являются заземлёнными электродами, движение ионов через которые отличается от траекторий нейтральных частиц. Детектор масс-спектрометра также неадекватно реагирует на пучок ионов, проходящих через стандартную систему ионизатора. В потоке с кластерами к этим проблемам добавляются также особенности регистрации мономеров и кластеров в зависимости от апертуры детектора [2]. В работе рассмотрено применение масс-спектрометрии для анализа состава ионов, формируемого в сверхзвуковых газовых струях в условиях конденсации.

Работа выполнена на установке ЛЭМПУС-2 отдела прикладной физики физического факультета НГУ [3]. Сверхзвуковая струя формировалась при адиабатическом расширении газа из форкамеры через звуковое либо сверхзвуковое сопло в вакуумную камеру. Молекулярный пучок вырезался из кластеризованной струи скиммером и через послескиммерную секцию, коллимирующую диафрагму и детекторную секцию поступал на входную щель квадрупольного масс-спектрометра Hiden Analytical EPIC 1000. Молекулярный пучок формировался в области отсутствия как скиммерного влияния, так и влияния уплотнения струи в окрестности диска Маха, что позволило получить поток, практически не искажённый газодинамически.

Анализировались и сопоставлялись два варианта ионизации частиц газа сверхзвуковой струи. В первом, традиционном, молекулярный пучок, отобранный из первой регулярной структуры сверхзвуковой струи, ионизовался в секции детектора собственным ионизатором масс-спектрометра при энергии электронов 70 эВ (режим SEM). Во втором газовый поток ионизовался в камере расширения вблизи сопла в пределах первой регулярной структуры высоковольтным (примерно 10 кэВ) электронным лучом, источником которого служила электронно-оптическая система с полым плазменным катодом (режим SIMS). Во втором варианте скиммер и коллиматор наряду с формированием молекулярного пучка использованы в качестве электростатических линз ионно-оптической системы с целью минимизации ионных потерь при транспорте заряженных частиц на детектор.

Эксперименты проводились с хорошо конденсирующимся аргоном и относительно плохо конденсирующимся азотом, а также в смеси метана с аргоном и гелием при давлениях  $P_0$  в форкамере сопла

20÷500 кПа. Температура газа в форкамере сопла была комнатной. Кластеризованная сверхзвуковая струя формировалась при истечении газа из звукового ( $d^* = 0,5$  мм) и сверхзвукового ( $d^* = 0,215$  мм;  $d_a = 3,8$  мм) сопел в камеру расширения с фоновым давлением  $P_{i1} = 1 \div 5$  Па.

Пример сравнения максимальных амплитуд зарегистрированных ионов масс, кратных 40 в струе за звуковым соплом при нескольких значениях давления торможения  $P_0$  и, соответственно, оцененных по [4] средних значениях размера кластеров  $\langle N \rangle$  представлен на рис. 1

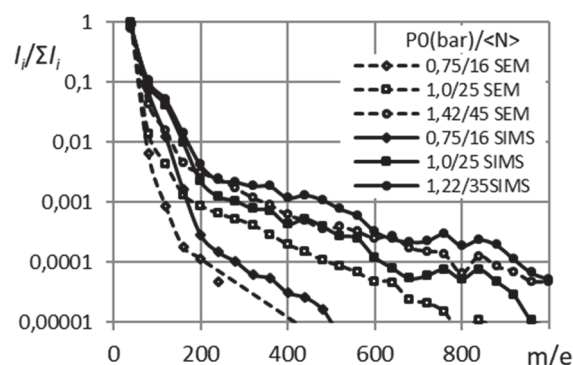


Рис. 1. Зависимость состава фрагментных кластеров аргона от давления. Звуковое сопло.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР.

### Список литературы

1. Anderson J.B., Andres R.P., Fenn J.B. Supersonic nozzle beams; In: Advances in Chemical Physics: Molecular beams, V. 10. Ed. J. Ross. John Wiley & Sons, Inc. 1966. P. 275–317.
2. Zarvin A.E., Kalyada V.V., V.E. Khudozhitkov. Features of molecular-beam mass spectrometry registration of clusters in under-expanded supersonic jets // Thermophysics and Aeromechanics. 2017. Vol. 24. No. 5. P. 671–681.
3. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Z., et al. Condensable Supersonic Jet Facility for Analyses of Transient Low-Temperature Gas Kinetics and Plasma Chemistry of Hydrocarbons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819–827.
4. Hagen O. F. Nucleation and growth of clusters in expanding nozzle flows // Surf. Sci. 1981. V. 106. No. 1–3. P. 101–116.



---

## СЕКЦИЯ 7

Теплофизические свойства веществ  
и лучистый теплообмен

---

УДК 536.223: 669.765'885

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СПЛАВА РУБИДИЙ–ВИСМУТ ЭКВИАТОМНОГО СОСТАВА

Агажанов А.Ш., Абдуллаев Р.Н., Самошкин Д.А., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Интерметаллические соединения в системах «щелочной металл – висмут» обладают рядом специфических физико-химических свойств. На концентрационных зависимостях удельного электросопротивления жидких систем «щелочной металл – висмут» экспериментально обнаружены острые пики, при которых электросопротивление жидких сплавов в 15–40 раз превышает электросопротивление жидкого висмута [1, 2]. Еще одним интересным явлением является так называемый эффект «химического сжатия», наблюдаемый при образовании таких соединений. Так, например, молярные объемы твердых фаз некоторых составов висмутидов щелочных металлов меньше молярного объема идеального раствора на 30–45% [3, 4]. В литературе такие особенности объясняют тем, что компоненты, входящие в данные системы, сильно различаются по электроотрицательности. По этой причине в висмутидах щелочных металлов помимо металлического типа межатомного взаимодействия в значительной степени проявляется ионная связь [3, 5], что ведет к образованию в расплавах интерметаллических комплексов с частично ионным характером межатомного взаимодействия. Существование таких комплексов в расплавах подтверждается лишь косвенными экспериментальными данными. Развитие теоретических представлений о структуре расплавов висмутидов щелочных металлов сдерживается, в частности, из-за недостатка экспериментальной информации об их термодинамических и, в том числе, транспортных свойствах.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование коэффициента теплопроводности ( $\lambda$ ) сплава Rb–Bi эквивалентного состава в широком интервале температур. Измерение  $\lambda$  проводилось методом лазерной вспышки [6] на экспериментальной установке LFA-427 с использованием герметичной измерительной ячейки из нержавеющей стали. Погрешность измерений составила 4–6%. Исходные компоненты рубидий и висмут имели чистоту 99,9 масс. % и 99,98 масс. %, соответственно. Операции по приготовлению сплава и заполнению измерительной ячейки проводились в перчаточном боксе с высокочистым аргоном (99,992 об. %), оснащенном аппаратом электрической дуговой сварки и электронными аналитическими весами.

Результаты измерений теплопроводности  $\lambda$  жидкого сплава Rb–Bi представлены на рис. 1. Обработка первичных данных проводилась по трехслойной модели (тигель – расплав – крышка) на основе разработанного пакета программ [6]. Решалась двумерная задача в цилиндрических координатах. Подгоночными параметрами для расчета служили теплопроводность расплава и степень черноты внешних границ ячейки. При обработке свойства материала ячейки, а также плотность и теплоемкость исследу-

емого сплава считались заданными. Изменение толщины слоя расплава учитывалось через тепловое расширение материала ячейки.

Аппроксимация полученных результатов в интервале температур 610–1174 К методом наименьших квадратов дала уравнение:

$$\lambda(T) = -0,586 + 0,0034 T - 5,868 \times 10^{-7} T^2, \quad (1)$$

где  $\lambda$  в Вт/(м К),  $T$  – температура в К.

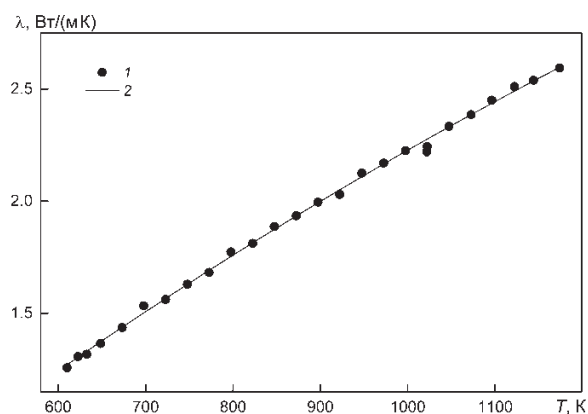


Рис. 1. Коэффициент теплопроводности жидкого сплава Rb–Bi (50 ат. % Bi). 1 – экспериментальные данные, 2 – аппроксимация (1)

Как видно по рис. 1, интерметаллический сплав имеет низкие значения теплопроводности, характерные для жидких солей [7]. Величина  $\lambda$  при 1000 К меньше значения  $\lambda_{ид}$  для идеального раствора ( $\lambda_{ид} = 0,5\lambda_{Rb} + 0,5\lambda_{Bi}$ ) более чем в 9 раз, что подтверждает существующие представления об интерметаллических комплексах в расплавах рубидий–висмут.

### Список литературы:

- Meijer J.A., van der Lugt W. Resistivity of Liquid K–Bi and Cs–Bi Alloys// J. Phys.: Condens. Matter. 1989. Vol. 1. P. 9779–9784.
- Xu R., Kinderman R., van der Lugt W. Electrical Resistivities of Liquid Na–Bi and Rb–Bi Alloys// J. Phys.: Condens. Matter. 1991. Vol. 3. P. 127–133.
- Висмутиды / Г.В. Самсонов, М.Н. Абдусалымова, В.Б. Черногоренко. Киев: Наукова думка, 1977. 184 с.
- Леонова М.Е., Бдикин И.К., Гулиш О.К. и др. «Сильносжатое» состояние вещества в системе M–Bi// Вестник Московского университета. Сер. 2. Химия. 2000. Т. 41. № 5. С. 334–337.
- van der Lugt W. Polyanions in Liquid Ionic Alloys: a Decade of Research// J. Phys.: Condens. Matter. 1996. V. 8. P. 6115–6138.
- Агажанов А.Ш., Абдуллаев Р.Н., Самошкин Д.А., Станкус С.В. Теплопроводность жидкого рубидия в интервале 312–873 К// Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 955–960.
- An X.H. et al. Thermal conductivity of high temperature fluoride molten salt determined by laser flash technique// Int. J. Heat Mass Transf. 2015. Vol. 90. P. 872–877.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10023).



УДК 544.034.23:[669.765'885+669.765'886]

## ВЗАИМНАЯ ДИФФУЗИЯ В ЖИДКИХ СПЛАВАХ ТЯЖЕЛЫХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ С ВИСМУТОМ

Абдуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Жидкие сплавы щелочных металлов с висмутом относятся к системам, в которых, помимо металлического типа химической связи, в той или иной степени проявляется ионная связь. Концентрационные зависимости термодинамических свойств этих жидких систем (мольный объем, коэффициенты теплового расширения, термодинамическая активность, энтропия смешения, свободная энергия смешения Гиббса) демонстрируют сильные отклонения от законов идеального раствора в районе 25–50 ат. % Вi [1-3]. В той же области составов наблюдаются либо острые пики (вблизи 25 ат. % Вi) либо широкие максимумы на концентрационной зависимости удельного электросопротивления [3]. Согласно современным представлениям, эти эффекты связаны с существованием в расплаве ассоциированных ионных комплексов [3, 4]. Концентрация этих комплексов достигает максимума при определенных стехиометрических составах. Аналогичные аномалии обнаружены на концентрационных зависимостях свойств жидких сплавов щелочных металлов с оловом, индием, свинцом [4]. Теория этого явления (называемого иногда «концентрационный переход металл – неметалл») на настоящий момент разработана недостаточно полно. В первую очередь это обусловлено отсутствием подробных и надежных экспериментальных данных по многим структурно-чувствительным и, в частности, переносным свойствам жидких сплавов, в которых проявляется ионный характер межатомного взаимодействия. Так, по нашим сведениям, коэффициенты вязкости, теплопроводности и взаимной диффузии жидких сплавов Rb–Bi и Cs–Bi до настоящего времени не измерялись.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование взаимной диффузии в расплавах рубидий–висмут и цезий–висмут в широком интервале концентраций и температур. Кинетика гомогенизации жидких сплавов исследовалась методом просвечивания образцов узким пучком гамма-излучения [5]. Для приготовления образцов сплавов использовались рубидий и цезий чистотой 99,9 масс. % и висмут марки Ви00 (чистота не менее 99,98 масс. %). Операции по приготовлению сплавов и заполнению измерительных ячеек проводились в перчаточном боксе с высокочистым аргоном (99,992 об. %), оснащенном аппаратом электрической дуговой сварки и электронными аналитическими весами.

На основании полученных результатов построены концентрационные зависимости коэффициента взаимной диффузии  $D(X)$  в жидких сплавах рубидий–висмут и цезий–висмут (см. рис. 1). Построенная зависимость для системы Rb–Bi коррелирует с поведением функции стабильности Даркена [2] и демонстрирует максимумы в районе 25 и 50 ат. % Вi (см.

рис. 1). То есть, ускорение диффузионного массопереноса в расплавах рубидий–висмут наблюдается в тех областях концентраций, где проявляется существенное изменение структуры расплавов. На зависимости  $D(X)$  для жидкой системы цезий–висмут также обнаружен максимум в окрестности 25 ат. % Вi (см. рис. 1).

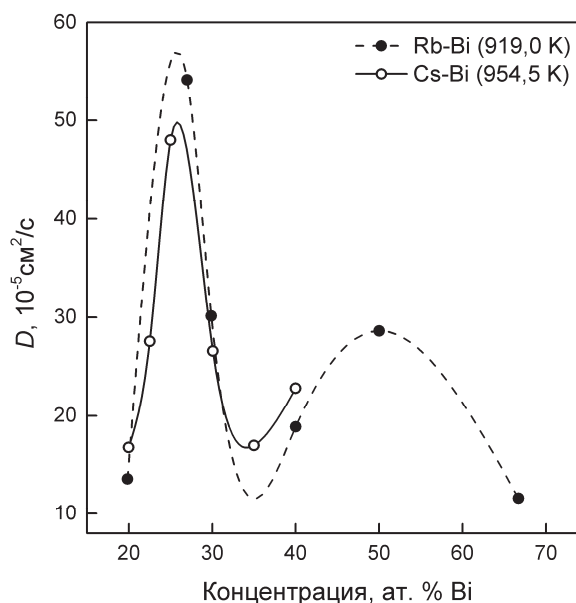


Рис. 1. Концентрационные зависимости коэффициента взаимной диффузии в расплавах Rb–Bi и Cs–Bi.

Таким образом, в данной работе впервые получены экспериментальные данные по коэффициентам взаимной диффузии для жидких систем Rb–Bi и Cs–Bi в широких интервалах концентраций и температур. Анализ полученных результатов подтверждает существующие представления о расплавах рубидий–висмут и цезий–висмут, как об ассоциированных растворах.

### Список литературы:

1. Stankus S.V., Abdullaev R.N., Khairulin R.A. Density of rubidium-bismuth melts// ИТНП. 2018. Vol. 47. No. 5. P. 403–415.
2. Cao Z.M., Xie W., Chartrand P. et al. Thermodynamic assessment of the Bi-alkali metal (Li, Na, K, Rb) systems using the modified quasichemical model for the liquid phase// Calphad. 2014. Vol. 46. P. 159–167.
3. Van der Lugt W. Zintl ions as structural units in liquid alloys// Phys. Scripta. 1991. Vol. T39. P. 372–377.
4. Van der Lugt W. Polyanions in liquid ionic alloys: a decade of research// J. Phys. Condens. Mat. 1996. Vol. 8. No. 34. P. 6115–6138.
5. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Кошелева А.С. Взаимная диффузия в расплавах системы олово–свинец эвтектического и околоэвтектического составов// ТВТ. Т. 46. № 2. С. 239–245.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 16-19-10023).

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА INCONEL 718

Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Жаропрочный сплав Inconel 718 широко применяется в современном производстве для авиакосмической и атомной промышленности. В частности, сплав активно используется для изготовления частей газовых турбин, элементов и узлов ракетных и авиационных двигателей, космических аппаратов и ядерных реакторов. Однако его теплофизические свойства в настоящее время исследованы недостаточно подробно. Для материаловедения большую ценность представляют данные по теплофизическим свойствам сплавов, полученные на образцах из одного исходного слитка. В этом случае устраняется неопределенность, связанная с различным составом и структурой металла. Такие данные дают возможность проследить корреляцию свойств и создают основу для прогнозирования эксплуатационных характеристик сплавов по минимальному набору экспериментальных данных. В этой связи целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование транспортных, calorических и термических свойств сплава Inconel 718, выполненное на образцах, изготовленных из общей заготовки.

Коэффициенты тепло- и температуропроводности ( $\lambda, a$ ) исследуемых образцов определялись методом лазерной вспышки на автоматизированной установке LFA-427, коэффициент линейного расширения ( $\alpha$ ) – на dilatометре DIL-402C, удельная теплоемкость и энтальпия фазовых превращений ( $C_p, \Delta H$ ) – на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 404 F1. Эксперименты были выполнены в широком интервале температур 298–1373...1673 К в атмосфере аргона (99,998 об. %) или гелия (99,995 об. %) с использованием арматуры из спеченной окиси алюминия. Оцениваемые погрешности полученных данных, подтвержденные опытами на эталонных материалах, составили 2–4%, 3–5%, 2–3% и  $(1,5–2,0) \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$  для  $a, \lambda, C_p$  и  $\alpha$ , соответственно.

Термический анализ на калориметре показал, что при температурах выше 820 К в сплаве имеет место фазовый переход первого рода. На ДСК-сигнале наблюдались два пика. По их общей площади была определена энтальпия фазового перехода  $\Delta H$ , которая составила примерно 27,70 Дж/г. На кривых охлаждения обратный фазовый переход проявлялся уже в виде одного большого по амплитуде и менее протяженного пика с площадью 21,10 Дж/г. Энтальпия плавления сплава составила 196,85 Дж/г.

На рис. 1 и 2 представлены результаты измерений температуропроводности и удельной теплоемкости в сравнении с литературными данными. Как видно, наши результаты получены в наиболее широком интервале температур и согласуются с большинством работ в пределах суммарных погрешностей измерений. Для изученных свойств наблюдался гистерезис данных в циклах нагрева-охлаждения. Скачки и изломы на температурной зависимости  $a(T)$  связаны с

указанным выше фазовым превращением сплава, которое протягивается в интервале от  $T_S = 980 \text{ K}$  до  $T_I = 1173 \text{ K}$ .

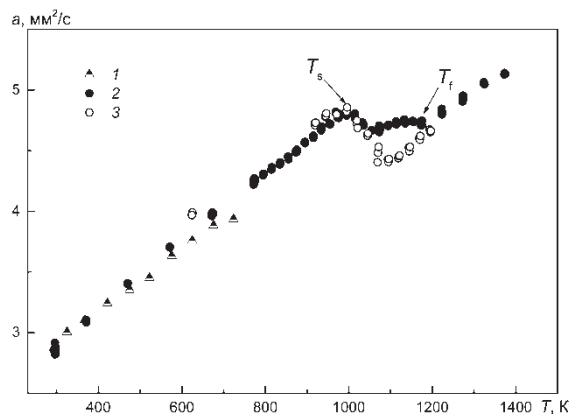


Рис. 1. Коэффициент температуропроводности. 1 – [1], 2 – наши данные при нагреве, 3 – наши данные при охлаждении.

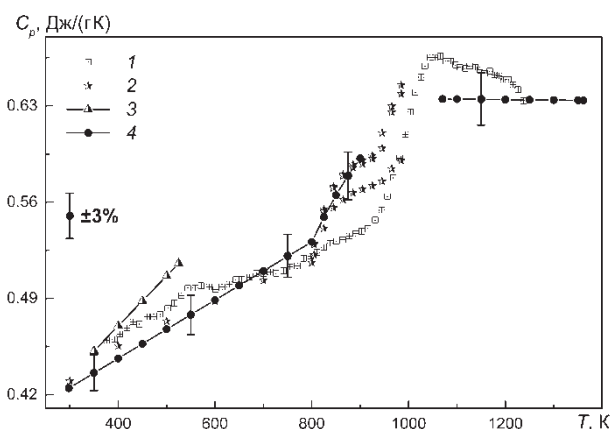


Рис. 2. Удельная теплоемкость. 1 – [2], 2 – [3], 3 – [4], 4 – наши рекомендованные данные.

Для всех исследованных свойств получены аппроксимационные уравнения и разработаны таблицы рекомендуемых значений.

Список литературы:

1. Sweet J.N., Roth E.P., Moss M. Thermal conductivity of Inconel 718 and 304 stainless steel// Int J Thermophys. 1987. Vol. 8. No. 5. P. 593–606.
2. Basak D., Overfelt R.A., Wang D. Measurement of Specific Heat Capacity and Electrical Resistivity of Industrial Alloys Using Pulse Heating Techniques// Int J Thermophys. 2003. Vol. 24. No. 6. P. 1721–1733.
3. Lee S.H., Kim S.W., Kang K.H. Effect of Heat Treatment on the Specific Heat Capacity of Nickel-Based Alloys// Int J Thermophys. 2006. Vol. 27. No. 1. P. 282–292.
4. Tanda G., Misale M. Measurement of Total Hemispherical Emissivity and Specific Heat of Aluminum and Inconel 718 by a Calorimetric Technique// J. Heat Transfer. 2006. Vol. 128. No. 3. P. 302–306.

УДК 536.2.023,536.212.3,536.413.2,536.631

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НИТРИДА БОРА В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР

Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

На сегодняшний день бинарное соединение нитрид бора BN, т.н. «белый графит», широко используется в производстве и технике в качестве электрического и теплового изолятора, высокотемпературной смазки и разделяющей среды в разнообразных процессах с керамикой, металлами и стеклом. Однако данные по его теплофизическим свойствам фрагментарны и сильно варьируются от партии к партии, поскольку они в существенной степени зависят от происхождения исходного сырья, дисперсности материала и способа получения BN. В настоящей работе исследованы транспортные ( $\alpha$ ,  $\lambda$ ), calorические ( $C_p$ ) и термические свойства ( $\alpha$ ,  $\varepsilon$ ) нитрида бора гексагональной модификации в широком интервале температур. Эксперименты выполнялись на образцах, изготовленных из одного исходного материала с плотностью  $1,64 \text{ г/см}^3$  при комнатной температуре.

Коэффициенты тепло- и температуропроводности ( $\lambda$ ,  $a$ ) исследуемых образцов определялись методом лазерной вспышки на автоматизированной установке LFA-427, коэффициент линейного расширения и относительное удлинение ( $\alpha$ ,  $\varepsilon$ ) – на dilatометре DIL-402C, удельная теплоемкость ( $C_p$ ) – на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 404 F1. Эксперименты были выполнены в широком интервале температур 293–1273...1474 K в атмосфере инертного газа (аргон чистотой 99,998 об. % или гелий чистотой 99,995 об. %). Оцениваемые погрешности полученных данных, подтвержденные опытами на эталонных материалах, составили 2–4%, 3–5%, 2–3% и 2% для  $a$ ,  $\lambda$ ,  $C_p$  и  $\alpha$ , соответственно.

Эксперименты показали, что во всем исследованном интервале температур свойства BN изменяются монотонно, без скачков или изломов, а также хорошо воспроизводятся в циклах нагрева-охлаждения (рис. 1–3). Это указывает на неизменность фазового состояния и структуры исследуемого материала.

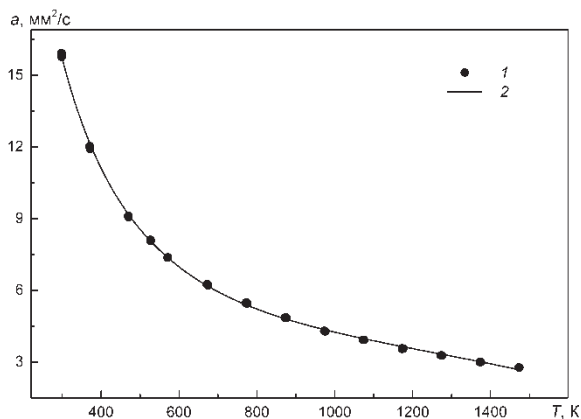


Рис. 1. Коэффициент температуропроводности BN. 1 – экспериментальные данные, 2 – аппроксимация.

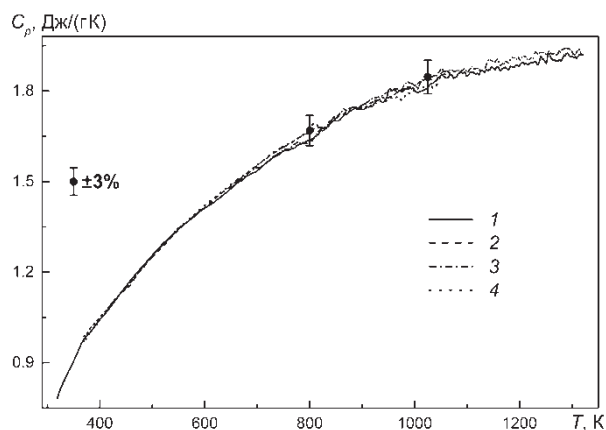


Рис. 2. Удельная теплоемкость BN: 1 – 1-й нагрев, 2 – 1-е охлаждение, 3 – 2-й нагрев, 4 – 2-е охлаждение.

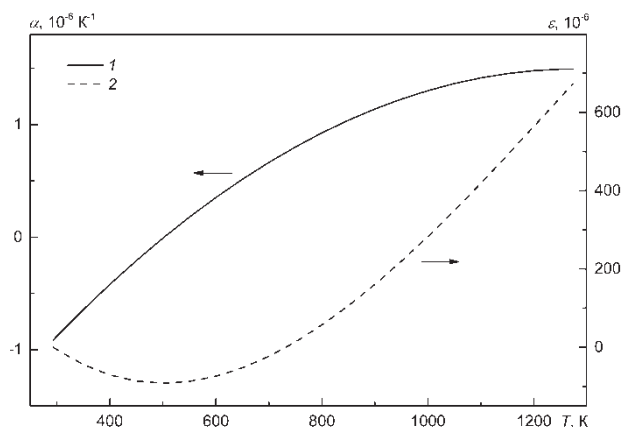


Рис. 3. Рекомендуемые данные по тепловому расширению и относительному удлинению BN. 1 – коэффициент линейного расширения; 2 – относительное удлинение.

Коэффициент теплопроводности BN рассчитывался по измеренным значениям температуропроводности  $a$ , удельной теплоемкости  $C_p$  и плотности ( $\rho$ ) по формуле  $\lambda = a \rho C_p$ . Плотность находилась по результатам измерения относительного удлинения и плотности при комнатной температуре. Для всех исследованных свойств получены аппроксимационные уравнения и разработаны таблицы рекомендуемых значений, которые можно использовать для различных научных и практических приложений, а также для включения в базы данных.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9)

УДК 536.7

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ РАЗМЕРОВ КРУПНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУКТУР В ПЛАМЕНИ

Агафонцев М.В., Лобода Е.Л., Матвиенко О.В.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Многokратные изменения температуры в пламени при диффузионном горении многих видов топлив известны давно и связаны с турбулентным характером течения в пламени. В спектре изменения температуры присутствуют выраженные максимумы, которые для разных горючих материалов имеют разные частоты [1]. Эти частотные максимумы связаны непосредственно с химическими реакциями в пламени и режимом течения продуктов химических реакций в нем. В [1, 2] утверждается, что эти пульсации температуры связаны с движением разогретых областей в пламени.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований полей температуры в пламени при горении ряда топлив, численного моделирования диффузионного горения дизельного топлива и сравнение с экспериментальными оценками масштабов турбулентности по частотным спектрам изменения температуры и по размерам температурных неоднородностей.

Методика оценки масштабов турбулентности в пламени с применением методов термографии для разных видов топлив подробно изложена в [3]. В качестве исследуемых видов топлив применялись жидкие топлива: бензин, керосин, дизельное топливо и этанол. Масса топлива варьировалась от 20 до 50 г, диффузионно сжигалось в емкости диаметром 0.15 м. В качестве регистрирующего оборудования применялся тепловизор JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2.5–2.7 мкм. Выбор фильтра произведен на основе анализа спектра излучения пламени [4].

Коэффициент излучения пламени корректировался по сравнению с излучением АЧТ и с измерениями, температуры в пламени с помощью типа ВР с диаметром спая 50 мкм постоянной времени 0.1 с.

Используя подход, описанный в [1] с применением быстрого преобразования Фурье были получены спектры изменения температуры в пламени. С применением методики расчета масштабов турбулентности по спектру изменения температуры, описанному в [3] были определены по ярко выраженной частоте следующий масштабы турбулентности.

Аналогично описанному в [3] также были измерены размеры температурных неоднородностей на мгновенных термограммах факела пламени.

Для математической постановки задачи предполагалось, что течение в рассматриваемой области является осесимметричным; движение горючей смеси характеризуется наличием областей ламинарного, переходного и полностью турбулентного режима течения; скорость горения в турбулентных диффузионных пламенах определяется как химической кинетикой, так и процессами турбулентного смешения.

Сравнивая изолинии масштабов турбулентности, полученные в результате численного моделирования со значениями  $b \pm \Delta b = 0.025 \pm 0.0055$  м (безразмерные характеристики течения:  $Rit = 0.1846$ ,  $Fr_t = 5.4183$ ) и  $b_{exp} \pm \Delta b_{exp} = 0.019 \pm 0.006$  м можно сделать вывод о том, что для оценок масштабов турбулентности в реальных пламенах можно с хорошей достоверностью применять методику [3]. Кроме того, было получено хорошее согласование изотерм, полученных в результате математического моделирования, и термограмм.

### Выводы

1. В спектрах пульсаций температуры при горении жидких углеводородов присутствуют особые максимумы амплитуды в диапазоне  $4 \pm 1$  Гц. Процесс горения носит циклический характер, который возможно зафиксировать только с применением скоростных тепловизоров, работающих в узких спектральных интервалах среднего ИК-диапазона.

2. Сравнение масштабов турбулентности, полученных экспериментально, с результатами численного моделирования дает хорошее количественное согласование, что дает возможность используя методику [3] производить оценку масштабов турбулентности в реальных пламенах.

3. Пульсации температуры связаны с турбулентностью течения в пламени и характерные частоты в спектре изменения температуры обусловлены масштабами турбулентных вихрей.

### Список литературы:

1. Loboda E.L., Reyno V.V., Vavilov V.P. The Use of Infrared Thermography to Study the Optical Characteristics of Flames from Burning Vegetation // *Infrared Physics and Technology* 67 (2014). P. 566–573.
2. Лобода Е.Л., Рейно В.В. Влияние коэффициента излучения пламени на измерение температур ИК – методами при горении лесных и степных горючих материалов при различном влагосодержании. Частотный анализ изменения температуры // *Оптика атмосферы и океана*, 2011, No 11. С. 1002–1006.
3. E.L. Loboda, O.V. Matvienko, V.P. Vavilov, V.V. Reyno, Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared Physics & Technology* 72 (2015) 1–7. <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2015.07.001>
4. Лобода Е.Л., Рейно В.В., Агафонцев М.В. Выбор спектрального интервала для измерения полей температуры в пламени и регистрации экранированных пламенем высокотемпературных объектов с применением методов ИК-диагностики // *Известия вузов. Физика*, 2015. № 2. Т. 58. С. 124–128.

*Работа выполнена при финансовой поддержке  
Научного фонда Д.И. Менделеева Томского  
государственного университета,  
проект № 8.2.15.2018.*

УДК 536.7

## РЕЗУЛЬТАТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУР И СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ В ПЛАМЕНИ ПРИ ДИФФУЗИОННОМ ГОРЕНИИ НЕКОТОРЫХ ВИДОВ ТОПЛИВ

Агафонцев М.В.<sup>1</sup>, Климентьев А.С.<sup>1</sup>, Луценко А.В., Рейно В.В.<sup>2</sup>, Лобода Е.Л.<sup>1</sup>, Лобода Ю.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет,  
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

<sup>2</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН,  
634021, Россия, г. Томск, пл. Акад. Зуева, 1

При диффузионном горении происходит многократные изменения температуры во времени. Это связано с движением газообразных продуктов горения [1] вверх по потоку и их дальнейшему сгоранию [2]. В [3] представлена модель пламени, где предполагается, что в результате турбулентности факел пламени меняет форму и превращается в комбинацию ламинарных фронтов, разделяющих зоны несгоревшей и полностью сгоревшей смеси.

Существуют перспективные методы, которые позволяют управлять физико-химическими процессами, за счет внешнего воздействия. Видами такого воздействия могут служить звуковые волны и электромагнитное поле.

В работе [4] приведен обзор литературы посвященных изучению влияния акустических волн на процесс горения газообразного топлива. В [5] говорится о наличии обратной связи, которая определяет воздействие колебаний давления на зону горения и наличии фазового сдвига между колебаниями давления и скоростью горения. Кроме того, для потери устойчивости необходимо, чтобы работа зоны горения при изменении давления была положительной, т.е. выполнялся критерий Рэлея, т.е. выделение теплоты было согласовано с колебаниями давления [5]. Учитывая [6], выделение теплоты происходит в отдельных микрообъемах и соответственно размеры этих микрообъемов должны быть согласованы с колебаниями давления. Следует отметить, что в [5] утверждается, что взаимодействие акустических колебаний с когерентными вихревыми структурами при возникновении и развитии турбулентности в сдвиговых слоях оказывает заметное воздействие на процесс горения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований поля температуры пламени при воздействии на него пульсациями давления малой амплитуды с частотами пульсации до 13 Гц.

Оценка масштабов турбулентности в пламени с применением термографии для разных видов топлив подробно изложена в [1]. В качестве горючего топлива рассматривался бензин и керосин, который диффузионно сжигался в емкости диаметром 0.15 м. Масса топлива составляла 10 г. В качестве регистрирующего оборудования применялся тепловизор JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм. Выбор фильтра произведен на основе анализа спектра излучения пламени [7]. Дополнительно, с использованием точных весов AND GF 3000, производился контроль убыли массы с частотой регистрации 5 Гц. Генератором пульсаций давления служил низкочастотный динамик 25-ГД-26 с мягким

подвесом на который подавался синусоидальный сигнал, сформированный генератором сигналов специальной формы Г6-28, предварительно усиленный при помощи усилителя LV 103. Расстояние от источника колебаний до пламени составляло 0,2 м.

Установлено, что при появлении внешнего воздействия в виде пульсаций давления малой амплитуды наблюдалось изменение высота факела пламени и появлялись изменения в спектре изменения температуры. Очевидно изменение амплитуды колебаний температуры на характерных частотах, которые хорошо видны при отсутствии внешних воздействий. Следует отметить, что воздействие с частотой более 5 Гц вызывают появление локальных амплитудных максимумов в спектре изменения температуры с частотой воздействия. Анализируя данные по убыли массы горючего при его горении было замечено, что влияние акустического воздействия приводит к интенсификации процесса горения, что приводит к уменьшению времени сгорания.

### Список литературы:

1. Loboda E.L., Reyno V.V., Vavilov V.P. The use of infrared thermography to study the optical characteristics of flames from burning vegetation // *Infrared Physics&Technology*. V. 67. 2014. Pp. 566–573. doi: 10.1016/j.infrared.2014.09.041
2. Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V. Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared Physics&Technology*. V. 72. 2015. Pp. 1–7. doi:10.1016/j.infrared.2015.07.001
3. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen // *Zs. Elektrochem*. 1940. V. 46. P. 601.
4. Ильющонок А.В., Гончаренко И.А., Лешенок Н.С., Кулешов В.К., Терешенков В.И. О влиянии звуковых волн на процессы горения // *Вестник Университета гражданской защиты МЧС Беларуси*, 2017. Т. 1. № 1. С. 26–34. URL: [https://www.researchgate.net/publication/315067144\\_On\\_the\\_influence\\_of\\_acoustic\\_waves\\_on\\_combustion\\_processes](https://www.researchgate.net/publication/315067144_On_the_influence_of_acoustic_waves_on_combustion_processes)
5. В.В. Афанасьев, Н.И. Кидин Диагностика и управление устойчивостью горения в камерах энергетических установок. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.
6. Spalding, D. B., Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames // *Thirteenth Symposium (International) on Combustion*, pp. 649–657, 1971.
7. Е.Л. Лобода, В.В. Рейно, М.В. Агафонцев Выбор спектрального интервала для измерения полей температуры в пламени и регистрации экранированных пламенем высокотемпературных объектов с применением методов ИК – диагностики // *Известия высших учебных заведений. Физика*, 2015. Т. 58, № 2. С. 124 – 128. DOI: 10.1007/s11182-015-0493-x.

*Работа выполнена при финансовой поддержке  
Научного фонда Д.И. Менделеева Томского  
государственного университета, проект  
№ 8.2.15.2018.*

УДК 532

## ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ И РАБОТА ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ РАСТВОРА КИСЛОРОД–АЗОТ

Андбаева В.Н., Байдаков В.Г., Каверин А.М.

Институт теплофизики УрО РАН,  
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Для описания процессов тепло- и массообмена в криогенных системах требуются надежные данные о теплофизических свойствах хладагентов, в частности, о поверхностном натяжении  $\sigma$ , температуре достижимого перегрева  $T_n$ .

Экспериментальные исследования кинетики фазовых переходов в растворах криогенных жидкостей могут дать новых материал для развития представлений о физике фазовых превращений в сложных термодинамических системах. Они важны для совершенствования технологий получения, транспортировки и использования криогенных жидкостей, построения новых термодинамических моделей и теорий.

В данной работе представлены результаты измерения поверхностного натяжения [1] и температуры достижимого перегрева растворов кислород–азот. Имеющиеся в литературе данные по поверхностному натяжению [2,3] относятся к области низких температур. Измерения  $\sigma$  проведены в интервале температур 80–132 К при давлениях до 4 МПа. Результаты измерения представлены на рис. 1.

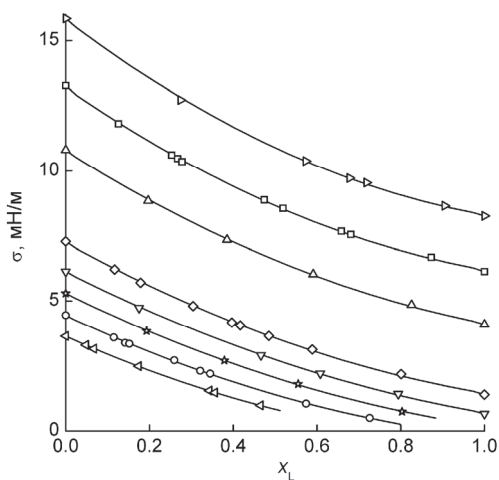


Рис. 1. Концентрационная зависимость поверхностного натяжения растворов кислород–азот по изотермам (сверху вниз):  $T = 80$  К; 90; 100; 115; 120; 124; 128; 132.

В опыты по перегреву растворов кислород–азот по данным о среднем времени жизни  $\bar{\tau}$  перегретой жидкости определена частота нуклеации согласно соотношению:

$$J\bar{\tau}V = 1,$$

где  $J$  – частота зародышеобразования,  $V$  – объем исследуемой жидкости. Температура достижимого перегрева это температура, соответствующая некоторому фиксированному значению частоты нуклеации. Времена жизни перегретых жидких растворов кислород–азот измерены при двух фиксированных значениях давления: 0.5 и 1.0 МПа и различных концентрациях

азота в жидкой фазе. Данные по среднему времени жизни и поверхностному натяжению использовались для нахождения работы зародышеобразования.

Поверхностное натяжение и работа зародышеобразования были также рассчитаны в рамках градиентной теории капиллярности Ван-дер-Ваальса. Теория Ван-дер-Ваальса позволяет определить работу образования зародыша новой фазы  $W_*$  без привлечения сведений о поверхностном натяжении [4]. На рис. 2 представлена температурная зависимость числа Гиббса  $G = W_*/k_B T$ .

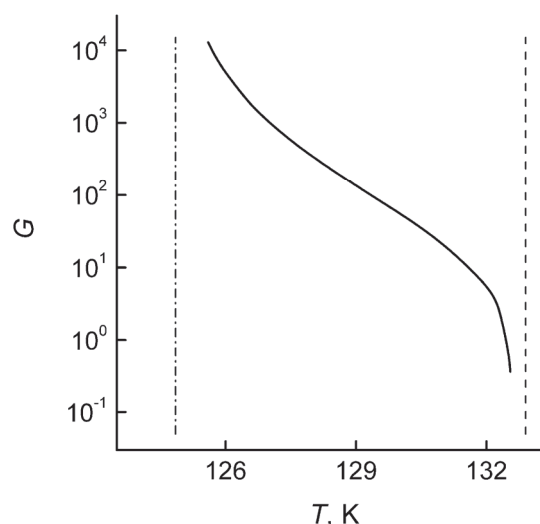


Рис. 2. Температурная зависимость числа Гиббса в растворе кислород–азот при давлении в жидкости  $p=2.2$  МПа и концентрации азота в жидкой фазе 0.5 мол.дол. Пунктирная линия – спинодаль, штрихпунктирная – бинодаль.

### Список литературы:

1. Baidakov V.G., Andbaeva V.N. The liquid-gas interface of oxygen-nitrogen solutions 2: Description in the Framework of the van der Waals gradient theory // Fluid Phase Equilib. 2009. V. 286. P. 175–181.
2. Остромоухов В.Б., Остронов М.Г. Поверхностное натяжение жидких растворов O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> при 55–77 К // ЖФХ. 1994. Т. 68. С. 39–43.
3. Благой Ю.П. Исследование термодинамических свойств охлажденных газов и их растворов : дис. докт. физ.-мат. наук : 01.04.14 / Благой Юрий Павлович. – Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1970. 462 с.
4. Baidakov V.G., Boltachev G. Sh., Schmelzer J.W.P. Comparison of different approaches to the determination of the work of critical cluster formation // J. Coll. Int. Sci. 2000. V. 231. P. 312–321.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-08-00403) и комплексной программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 18-2-2-13).*

УДК 541.11:54

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ РАСПЛАВА ВІ-РВ-SN-CD ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ**

Тикина И.В.<sup>1</sup>, Барбин Н.М.<sup>1</sup>, Терентьев Д.И.<sup>1</sup>, Алексеев А.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Уральский институт ГПС МЧС России,  
620000, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 22

<sup>2</sup> Независимый исследователь

Жидкие металлы и их сплавы находят широкое применение в самых различных областях науки и техники. Одним из перспективных направлений применения жидких металлов является применение их в качестве теплоносителей в ядерной энергетике [1].

Температуропроводность и теплопроводность являются двумя из наиболее важных параметров веществ и материалов, поскольку они описывают процессы переноса теплоты и изменение температуры в них. Знания по величине теплопроводности необходимы для проведения инженерных расчетов.

Теплопроводность и температуропроводность определена с использованием программного комплекса TERRA. Достоверность полученных данных подтверждается апробированием на хорошо изученной системе Pb-Bi [2]. В таблице 1 представлены термодинамические характеристики расплава системы при  $P=10^5$  Па в атмосфере Ar

Таблица 1 – Термодинамические характеристики системы (масс %) 42,0 Bi+40,6 Pb+10,0 Sn+7,4Cd при 300-1500K и  $P=10^5$  Па в атмосфере Ar

T, K	$C_p$ , кДж/(кг*К)	$\lambda$ , Вт (м*К)	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$a$ , 10 <sup>-6</sup> м <sup>2</sup> /с
300	0,152	0,018	9720	12,18
400	0,17	0,022	9610	13,47
500	0,169	0,026	9480	16,23
600	0,17	0,029	9260	18,42
700	0,173	0,032	9140	20,24
800	0,168	0,035	9020	23,10
900	0,17	0,038	8900	25,12
1000	0,171	0,041	8770	27,34
1100	0,173	0,043	8650	28,74
1200	0,175	0,046	8510	30,89
1300	0,177	0,048	8390	32,32
1400	0,179	0,049	8270	33,10
1500	0,181	0,049	8140	33,26

На рисунке 1, 2 представлены изменения коэффициента теплопроводности и температуропроводности для различных давлений в атмосфере Ar.

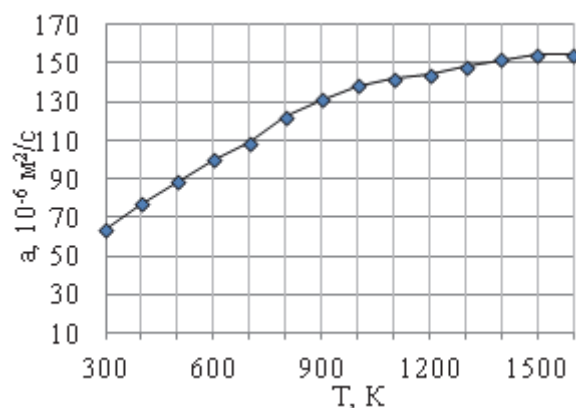


Рис. 1 Зависимость температуропроводности расплава от температуры в атмосфере Ar при  $P=10^5$  Па

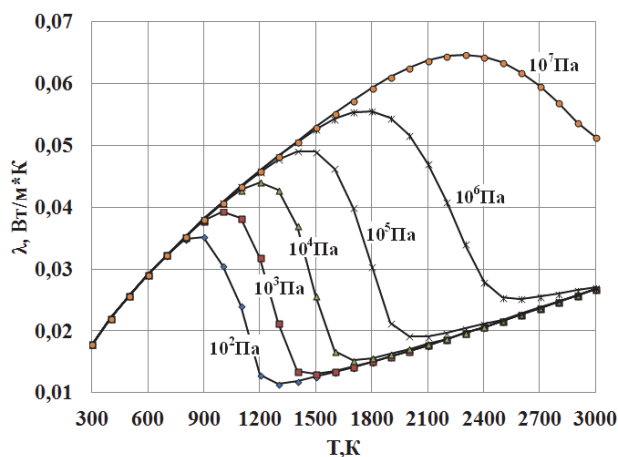


Рис. 2 Изменение теплопроводности расплава от температуры в атмосфере Ar при различных давлениях

Список литературы:

1. Кириллов П.Л. Жидкие металлы в ядерной энергетике (взгляд инженера в прошлое и будущее) // Атомная энергия. 2018. Т. 124. № 3. С. 132–138.
2. Барбин Н.М., Тикина И.В., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г., Порхачев М.Ю. Определение теплофизических свойств сплава 45% Pb – 55% Bi. Термодинамическое моделирование // ТВТ. 2017. Т. 55. № 4. С. 518–522.

УДК 536.223

## ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТОДОМ НЕСТАЦИОНАРНОГО НАГРЕВА ПРОВОЛОЧНОГО ЗОНДА. ПОСТОЯННЫЙ ТОК ИЛИ ПОСТОЯННАЯ МОЩНОСТЬ?

Галкин Д.А., Рютин С.Б.

Институт теплофизики УрО РАН,  
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Измерение коэффициента теплопроводности, а если точнее, расчет величины коэффициента теплопроводности из результатов эксперимента, является совершенно необходимым в рамках комплексного изучения процессов переноса. Поскольку объектами в наших опытах являются сложные жидкие среды, в качестве наиболее подходящего метода был выбран метод нестационарного нагрева тонкого проволочного зонда (Transient Hot Wire Method в англоязычной литературе, коротко - THW).

Ранее нами был реализован метод управления мощностью, рассеиваемой на нагревателе-зонде [1], который было решено адаптировать для создания собственной установки, реализующей THW [2,3]. Обзор научной литературы, касающейся реализации THW метода, показал, что в широко известных коммерческих установках не выполняется ключевое требование модели - поддержание постоянства плотности теплового потока. Упомянутое требование эквивалентно поддержанию постоянства мощности на нагревателе-зонде в ходе импульса нагрева. Выполнение этого требования является сложной задачей, т.к. сопротивление зонда зависит от температуры и задача получения постоянства мощности ранее так и не была решена [4]. Соответственно, в известных реализациях THW метода прибегают к разного рода пересчетам и схемотехническим ухищрениям, что делает эти установки сложными и весьма дорогими.

Нам удалось успешно адаптировать созданную ранее методику постоянной мощности применительно к задачам THW - малые значения температурных напоров (единицы К) и большие длительности греющего импульса (единицы секунд). Точность поддержания установленного значения мощности составляет при этом величину не хуже 99,95%. Проверка на эталонных жидкостях показала хорошее согласие получаемых данных со справочными данными.

В настоящее время, созданная нами установка является лабораторной, поскольку на ней обкатывается предлагаемый подход и работа с ней требует высокой квалификации. Тем не менее, уже можно сформулировать преимущества предлагаемого подхода. При смене зонда калибровка установки сводится к измерениям на эталонных жидкостях. Для получения данных, необходимых для расчета значения коэффици-

ента теплопроводности (для одного значения температуры и давления) требуется однократный импульс. При этом, в отличие от мостовых схем, где выходным файлом является напряжение разбаланса моста, наблюдается непосредственно зависимость температуры зонда от текущего времени импульса. Построив график зависимости температуры зонда в логарифмической шкале времени, находим тангенс угла наклона прямолинейного участка и рассчитываем значение коэффициента теплопроводности. В работе [5] содержится подробный анализ разного типа погрешностей, в том числе имеется оценка ошибки, возникающей только от применения режима постоянного тока. По данным авторов она составляет величину около 6%. В связи с этим была сделана установка, обеспечивающая создание режима постоянного тока.

Поскольку нельзя исключить, что простейшие реализации THW метода вполне могут представлять из себя генератор тока, специально было проведено сравнение результатов, получаемых в режиме постоянной мощности и постоянного тока на одном и том же зонде с одинаковым набором веществ. В докладе будут представлены установки, особенности методики и полученные результаты. Также проведено сравнение полученных результатов для режимов постоянной мощности и тока. Показано, что режим постоянного тока действительно приводит к систематическому сдвигу данных по теплопроводности.

### Список литературы:

1. S.B. Rutin, P.V. Skripov. Apparatus for studying heat transfer in nanofluids under high-power heating // J. Eng. Thermophys. 2012. V. 21, № 2. P. 144–153.
2. Rutin S.B., Galkin D.A., Skripov P.V. Returning to classic conditions of THW-technique: A device for the constant heating power mode // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 115, P. 769–773.
3. Rutin S.B., Galkin D.A., Skripov P.V. Comments on “Low cost and new design of transient hot-wire technique for the thermal conductivity measurement of fluids” (Appl. Therm. Eng. 105 (2016) 142)// Applied Thermal Engineering. 2018. V. 129, P. 145–147.
4. Hakansson B., Andersson P., Backstrom G. Improved hot-wire procedure for thermophysical measurements under pressure // Rev. Sci. Instrum. 1988. V. 59, № 10. P. 2269–2276.
5. U. Hammerschmidt, W. Sabuga. Transient Hot Wire (THW) Method: Uncertainty Assessment // Int. J. Thermophys. 2000. V. 21, № 6. P. 1255–1278.

*Работа выполнена при поддержке Российского  
научного фонда, проект № 19-19-00115.*



УДК 536.12

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В МАТЕРИАЛЕ ВЕДУЩЕГО УСТРОЙСТВА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ РАЗГОНЕ

Зубашевский К. М., Гуськов А. В., Милевский К.М., Хребтова М. С.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Цель работы – исследовать изменение температуры поверхностного слоя материала ведущего устройства (ВУ) в условиях высокоскоростного разгона. Объектом исследования является температурное распределение в медном и стальном ВУ.

При функционировании материал ВУ подвергается интенсивным воздействиям – давлению, необходимому для пластической деформации и нагреву из-за трения ВУ по направляющей [1, 2].

Распределение температуры в контактном слое материала ВУ может быть получено с помощью теории Х. Блока («температуры вспышки») [3, 4]:

$$T_{max} = 2\mu P \left( \frac{BV}{\rho k c s} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где  $\mu$  – коэффициент трения, определенный экспериментально;

$P$  – среднее контактное давление ВУ;

$k$  – теплопроводность материала ВУ;

$\rho$  – плотность материала ВУ;

$s$  – удельная теплоемкость материала ВУ;

$B$  – длина источника в направлении скольжения, равная длине пути, которую ВУ прошло в данный момент времени;

$V$  – скорость скольжения ВУ.

Для расчетов использовались давления, зависящие от точности изготовления ВУ с целью определить влияние допусков на изменение температурного распределения в материале ВУ. По итогам расчетов были построены зависимости температуры на поверхности ВУ от пройденного расстояния.

Расчет показывает, что материал медного ВУ достигает температуры плавления  $1356^\circ$  на расстоянии около 1,5 м от начала движения, а материал стального ВУ достигает температуры плавления  $1500^\circ\text{C}$  в 2 метра от начала движения. Кроме того, разностью температур при давлениях, зависящих от точности изготовления ВУ, можно пренебречь.

На основе полученных данных проведено математическое моделирование процесса теплопередачи:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right),$$

где  $\rho$  – плотность материала ВУ, кг/м<sup>3</sup>;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала ВУ, Вт/(м·К);

$C_p$  – удельная теплоемкость, соответственно, материала ВУ Дж/(кг·К);

$t$  – время, с.

Для решения использовалось программное обеспечение PascalABC.NET с написанным на языке Pascal решением на основе материалов [5]. В результате моделирования определено распределение температуры в исследуемых материалах в моменты времени 0,0063, 0,0126 и 0,0252 с от начала движения (Рис. 1, 2).

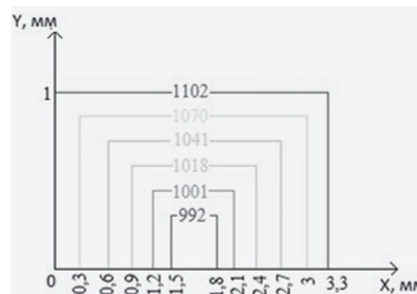


Рис. 1. Распределение температуры медного ВУ в момент времени  $t = 0,0252$  с

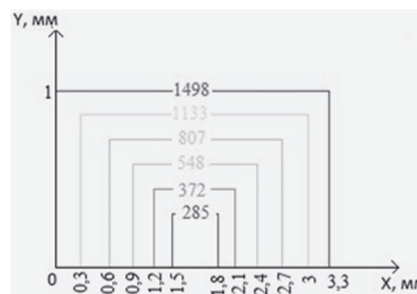


Рисунок 3 – Распределение температуры стального ВУ в момент времени  $t = 0,0252$  с.

По результатам численного моделирования можно сделать следующие выводы:

1) Толщина прогретого слоя до температуры плавления у медного ВУ составляет 0,3 мм в момент времени 0,0252 с, а у стального же поверхностный слой не достигает температуры плавления;

2) На расстоянии 0,9 мм от контактной поверхности температура медного ВУ составляет  $1018^\circ\text{C}$ , что выше температуры рекристаллизации, а температура стального ВУ составляет  $548^\circ\text{C}$ , что не превышает температуру рекристаллизации стали.

### Список литературы:

- Guskov A. V. Heat and mass transfer during high-speed acceleration of steel reference node through the channel of ballistic booster complex / A. V. Guskov, A. M. Lider, V. I. Maksimov, K. E. Milevsky // Journal of Engineering Thermophysics. – 2018. – Vol. 27, iss. 3. – P. 369–377.
- Guskov A. V. Experimental studies of the physical process for forming the profile of a friction unit in a ballistic installation / A. V. Guskov, M. A. Kormushkin, K. E. Milevskii // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 919. – Art. 012011 (7 p.).
- Влияние тепловых эффектов на трение при высоких скоростях скольжения / С. М. Эттлс // Проблемы трения. – 1986. – № 1. – С. 71 – 78.
- Blok, H. Theoretical study of temperature rise at surfaces of actual contact under oiliness lubricating conditions / H. Blok // Proc. Inst. Mech. Eng. – 1937. – № 2. – pp 222 – 235.
- Гурский Б.Э., Чичинадзе А.В. Тепловая задача трения и ее развитие. Часть 1. Модель Блока и её совершенствование // Трение и износ. – 2007. – № 3. – С. 311 – 324.

УДК 532.13 533.16+536.71

## МАЛОПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ФЛЮИДА МЕТАНА

Каплун А.Б., Дутова О.С., Мешалкин А.Б.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Метан является основным компонентом природных газов большинства месторождений и важным сырьевым источником химической промышленности, где его используют для производства водорода, спиртов, синтетического каучука, ряда растворителей и многих других продуктов. Его широко используют как бытовое и промышленное топливо. Таким образом, для удовлетворения запросов современной техники необходимы надежные сведения о физико-термодинамических и транспортных свойствах газообразного и жидкого метана в широких интервалах давлений, как при низких, так и при высоких температурах.

Анализ экспериментальных и табличных данных показал, что наибольшие расхождения лежат в области низких температур и высоких давлений. Так расхождение между табличными данными разных авторов при температурах около 100 К и ниже и давлениях до 50 МПа достигает  $\pm 8\%$ . Поэтому для наших расчетов мы использовали наиболее точные экспериментальные и табличные данные в интервале температур от 100 до 620 К и давлений до 50 МПа.

С помощью установленной ранее зависимости избыточной вязкости  $\Delta\eta$  от плотности внутренней энергии  $\Delta U/V$  [1] (см. рис.1) получено уравнение для расчета избыточной вязкости метана в области «смешанного» механизма передачи импульса при сдвиговом течении. Получено простое единое малопараметрическое уравнение для описания коэффициента вязкости в широкой области параметров состояния [2]

$$\eta_{cal}(T, P) = Ax \exp\left(\alpha \frac{x_0}{x_0 - x}\right) + B \left(\frac{T}{T_c}\right)^{0.25} \left(\frac{x}{x_0}\right)^{0.5} \exp(-\beta x/x_0) + \eta_{en}, \quad (1)$$

где первый член обусловлен переносом импульса за счет межмолекулярного взаимодействия ("полевой" механизм), второй - "смешанный" механизм, а третий дает вклад в перенос импульса при "столкновениях" частиц,  $\eta_{en}(T, p) = \eta_0(T)\Psi(bp)$  – вязкость системы твердых сфер по Энскогу;  $\eta_0(T)$  – вязкость разреженного газа,  $\Psi(bp)$  – функция плотности;  $x = \Delta U/V$ ;  $x_0 = H_0^0/V_0$ ,  $H_0^0$  – энтальпия испарения при абсолютном нуле температуры и давлении, равном нулю,  $V_0$  – гипотетический объем переохлажденной до абсолютного нуля жидкости;  $T_c$  – температура в критической точке. Это уравнение содержит 4 индивидуальных эмпирических коэффициента ( $A, \alpha, B, \beta$ ), которые

необходимо найти из экспериментальных или табличных данных по вязкости и два, которые определяются из термодинамических свойств вещества. Подчеркнем, что для того, чтобы воспользоваться уравнениями (1) для расчета коэффициента вязкости, необходимо располагать достаточно точными термическими и калорическими уравнениями состояния для расчета термических и калорических свойств вещества. Вся исходная информация по этим свойствам взята из [3]. Коэффициент  $V_0$  найден по правилу Филиппова – Тиммерманса  $V_0/V_c = Z_c$ ,  $Z_c$  – фактор сжимаемости.

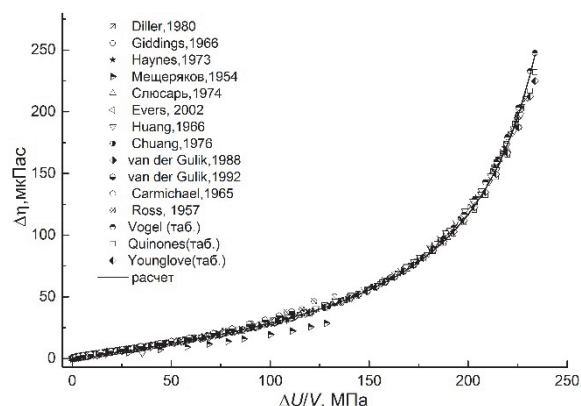


Рис.1. Зависимость избыточной вязкости  $\Delta\eta$  метана от плотности внутренней энергии  $\Delta U/V$ . Экспериментальные, табличные и расчетные данные.

Уравнение описывает вязкость жидкого и газообразного метана при температурах от 91 К до 620 К и давлениях до 50 МПа. Показано, что рассчитанные по уравнению (1) значения вязкости метана согласуются с наиболее надежными экспериментальными и табличными данными в пределах экспериментальных погрешностей  $\pm 2\%$ .

### Список литературы:

1. Каплун А.Б. Единое уравнение для коэффициента вязкости жидкости и газа// ТВТ.1989. Т. 27, № 5. С. 884–888.
2. Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С. Единое малопараметрическое уравнение для расчета коэффициента вязкости аргона// Теплофизика и Аэромеханика. 2017. Т.24. № 2. С. 209–219.
3. Lemmon E.W., McLinden M.O. and Huber M.L. 2002 Nist Standart Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties- REFPROP Version 8.0 Standart Reference Data Program, Gaithersburg, United States: National Institute of Standards and Technology.

УДК 536.413, 536.42, 538.911

## ТЕРМИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ ЖЕЛЕЗА В ТЕМПЕРАТУРНОМ ИНТЕРВАЛЕ 130–1180 К

Козловский Ю.М., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Работа направлена на исследование теплового расширения чистого карбонильного железа. Опыты проведены на dilatометре горизонтального типа DIL-402C (NETZSCH, Германия). В экспериментах использовались держатели образца, изготовленные из плавленого кварца или спеченного корунда. Регистрация удлинения осуществлялась индуктивным датчиком перемещения (LVDT) с разрешением до 0,125 нм, а температуры – термопарами (тип E или S), одна из которых располагалась в непосредственной близости от боковой поверхности образца, а другая – в печи. Измерения проведены в интервале температур 130–1180 К при нагреве–охлаждении печи со скоростью 0,5 или 2 К/мин в статической атмосфере гелия (99,995 об. %). Систематическая погрешность измерений определялась в экспериментах с образцами высокочистых алюминия и платины. Сопоставление результатов измерений с наиболее достоверными литературными данными [1, 2] показало отличие не более 3% во всем температурном интервале. Для проведения экспериментов использовался образец длиной 25 мм и диаметром 6 мм, полученный путем переплавки исходного материала чистотой 99,95 мас. %. Торцы шлифовались с соблюдением плоскопараллельности относительно друг друга. Перед экспериментом образец был отожжен в высоком вакууме в течение двух часов.

Анализ полученных данных показал, что в области высоких температур на графике температурной зависимости термического коэффициента линейного расширения ( $\alpha$ , ТКЛР) наблюдается резкий скачок с минимумом в точке  $T_C$ , связанный с переходом железа из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Первичные данные ТКЛР железа приведены на рис. 1.

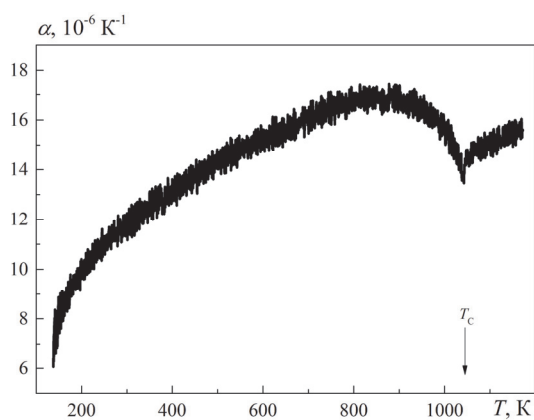


Рис. 1. Первичные данные ТКЛР железа.

Вне температурных интервалов, прилегающих к точке Кюри, обработка проводилась методом наименьших квадратов. В критической области – с использованием скейлинговых зависимостей [3].

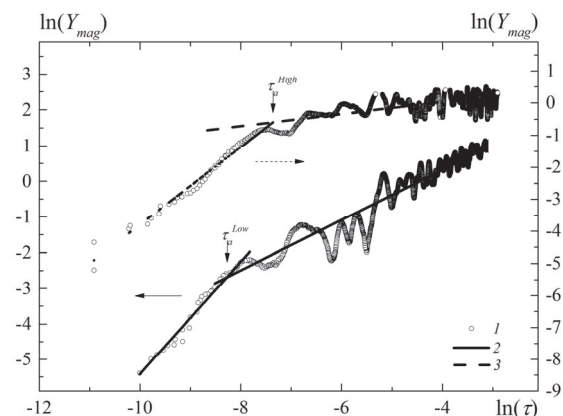


Рис. 2. Обработка скейлинговыми зависимостями. 1 – экспериментальные точки; 2, 3 – аппроксимация.

На рис. 2 видно, что изменения ТКЛР железа в этой области описываются двумя линейными уравнениями как ниже, так и выше магнитного перехода. Данная процедура позволила уточнить температуру Кюри –  $T_C = 1042,7$  К, а также рассчитать критические индексы теплового расширения в ее окрестности.

Сравнение наших данных с работами других авторов показало, что в области низких температур до 700 К результаты настоящей работы имеют хорошее согласие с [4–6]. Данные в области точки Кюри в литературе практически отсутствуют. Работа [7] имеет сопоставимые с нашими результаты. Однако малое количество экспериментальных точек не дает исчерпывающую информацию о поведении ТКЛР в этой области.

По результатам проведенной работы получены аппроксимационные уравнения ТКЛР в широком интервале температур и разработаны таблицы рекомендуемых значений объемных свойств.

### Список литературы:

1. Kroeger F.R., Swenson C.A. Absolute linear thermal expansion measurements on copper and aluminium from 5 to 320 K // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48, No. 3. P. 853–864.
2. Kirby R.K. Platinum. a Thermal Expansion Reference Material // Int. J. Thermophys. 12 (1991) 679.
3. Dolejsi D.A., Swenson C.A. Experimental thermal expansivities for single crystal gadolinium near the Curie temperature // Phys. Rev. B: Condens. Matter. 24 (1981) 6326–6335.
4. Carr R.H. Use of Mutual Inductance Techniques to Measure Thermal Expansion at Low Temperatures // Iowa State University, Ph.D. Thesis. (1963) 105.
5. Andres K. Giant Thermal Expansion Coefficients in Rare Earth Metals at Low Temperatures // Phys. Rev. Lett. 10(6) (1963) 223.
6. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука. (1974) 294.
7. Honda K. and Okubo Y. On the Measurement of the Coefficients of Thermal Expansion for Aluminium Alloys and Alloys of Nickel-Iron and Cobalt-Iron // Sci. Reports Tohoku Imp. Univ. 13 (1924) 101.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850029-9).

УДК 532.133+538.931+544.773

## МОЛЕКУЛЯРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЯЗКОСТИ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ВОДЫ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

Краснолуцкий С.Л.<sup>1</sup>, Рудяк В.Я.<sup>1,2</sup>, Белкин А.А.<sup>1</sup>, Лежнев Е.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Наножидкости активно изучаются уже более 20 лет. В настоящее время надёжно установлено, что их свойства переноса (теплопроводность, вязкость, диффузия и термодиффузия) не описываются классическими теориями, основу которых заложили Максвелл и Эйнштейн: вязкость и теплопроводность наножидкостей зависят не только от объёмной концентрации наночастиц, но также от их размера и материала. Хотя свойства наножидкостей надёжно установлены экспериментально [1], эксперимент не позволяет установить механизмы процессов переноса, так как полученные данные являются интегральными характеристиками исследуемых объектов. Однако с этой целью можно использовать метод молекулярной динамики (МД). Для МД моделирования воды ещё в 80-е годы XX в. были разработаны специальные достаточно сложные межмолекулярные потенциалы. Однако с их помощью до сих пор не удается достаточно хорошо моделировать ни вязкость, ни теплопроводность воды в широком диапазоне температур и давлений. Не решает эту проблему и использование квантово-механического моделирования *ab initio* (из первых принципов).

В нашей работе [2] было показано, что вязкость воды и самодиффузию ее молекул при атмосферном давлении (а это обычно и соответствует реальной экспериментальной ситуации) удается хорошо моделировать методом МД, используя потенциал Леннарда-Джонса. Правда для этого необходимо использовать достаточно много молекул и проводить усреднение полученных данных по большому числу независимых траекторий. Так точность порядка экспериментальной была получена при использовании 64000 молекул, а усреднение проводилось по 1000 независимым траекториям.

Целью данной работы является МД моделирование сдвиговой вязкости наножидкостей на основе воды с частицами меди. В качестве потенциалов взаимодействия наночастица-молекула и наночастица-наночастица используются потенциалы [3]. Коэффициент вязкости рассчитывался на основе флуктуационно-диссипационной теоремы по формуле Грина-Кубо.

Зависимость безразмерного коэффициента вязкости  $\eta_r$  от объёмной концентрации наночастиц меди в дистиллированной воде при температуре  $T = 25$  °C представлена на рис. 1. Здесь ● и штрихпунктирная линия соответствуют данным для наножидкости с частицами диаметром 2 нм, ▲ и пунктирная линия – диаметром 4 нм, штриховая линия – зависимости, вы-

веденной Бэтчелором [4]. Сопоставление представленных данных показывает, что во всех случаях коэффициент вязкости оказывается существенно больше, чем для обычных дисперсных жидкостей. Таким образом, эффективный коэффициент вязкости наножидкости даже при малых концентрациях частиц не описывается теорией Эйнштейна. При увеличении диаметра наночастиц вязкость наножидкости падает. Это согласуется с данными расчётов других наножидкостей и экспериментов [1].

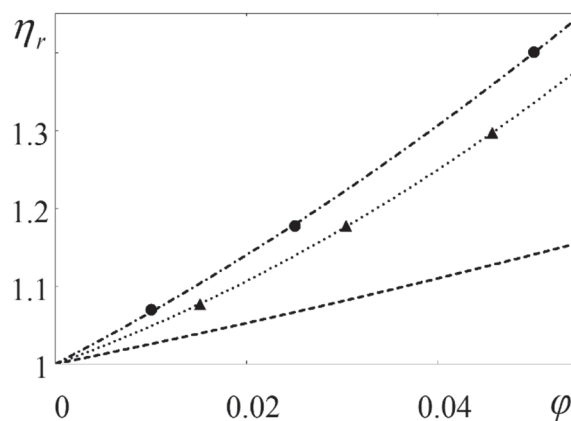


Рис. 1. Зависимость безразмерного коэффициента вязкости наножидкостей от объёмной концентрации наночастиц меди

В работе представлены также данные расчета парных функций распределения для чистой воды и наножидкости. Показано, что жидкость вблизи наночастицы гораздо сильнее структурирована, нежели в свободном объёме. Эта большая упорядоченность наножидкости является одним из факторов её большей вязкости по сравнению с чистой водой.

### Список литературы:

1. Minakov A.V., Rudyak V.Ya., Pryazhnikov M.I. Rheological behavior of water and ethylene glycol based nanofluids containing oxide nanoparticles // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2018. V. 554. P. 279–285.
2. Краснолуцкий С.Л., Лежнев Е.В., Рудяк В.Я. Моделирование коэффициентов переноса воды методом молекулярной динамики // *Труды НГАСУ*. 2018. Т. 21. № 1(67). С. 6–16.
3. Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л. Потенциалы взаимодействия полых наночастиц между собой и с молекулами несущей среды // *ДАН ВШ РФ*. 2017. № 2(35). С. 32–42.
4. Batchelor G.K. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles // *J. Fluid Mech.* 1977. V. 83, pt. 1. P. 97–117.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 17-01-000040, № 17-58-45023).

УДК 620.9

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В ОБМУРОВКЕ ЦИКЛОННО-ВИХРЕВОГО ПРЕДТОПКА

Кулик А.В., Дорогов Е.Ю., Соловьёва Т.А., Бибииков Д.Р.

ДВФУ, 690091, Россия, Приморский край, г. Владивосток, ул. Суханова, 8

На Дальнем Востоке более 60 единиц котельных агрегатов модернизированы на циклонно-вихревую технологию сжигания мазута и газа.[1].

С целью уточнения теплового баланса котлов оснащённых ЦВП проводятся исследования процессов теплообмена в камерах сгорания ЦВП. Объектом исследований является водогрейный котёл КВГМ 116,3-150 МЦ Владивостокской ТЭЦ 1 ОАО "ДГК" филиал ПТС. Данный котёл оборудован 2-я газо-мазутными ЦВП встречной компоновки мощностью 65 МВт каждый.

В ремонтный период период 2018 г. в кирпичной обмуровке (одного из двух ЦВП) были вмонтированы 15 хромель-алюмелевых термопар. Схема ЦВП с расположением термопар представлена на рисунке 1. Для исследований объёмного теплонапряжения и плотности теплового потока термопары (номера термопар 1, 2, 5, 8, 11-15)) монтировались по длине ЦВП и по глубине обмуровки (номера термопар 5-7, 8-10) и между сопловыми вводами (номера термопар 3, 4, 5).

Длина камеры сгорания предтопка  $L=1460$  мм, диаметр  $D=1800$  мм.

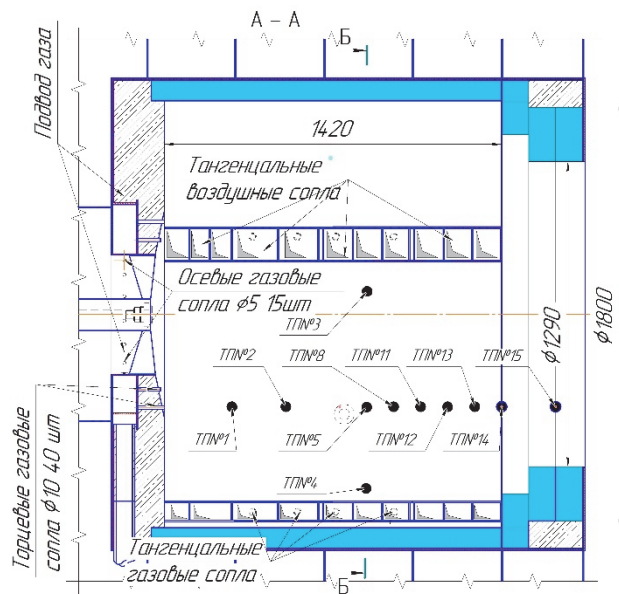


Рис. 1. Схема расположения термопар.

Исследования проводились в диапазоне нагрузок от 50 до 100 МВт.

На рисунке 2 представлен график распределения температур по длине камеры сгорания (КС) на различных нагрузках котла.

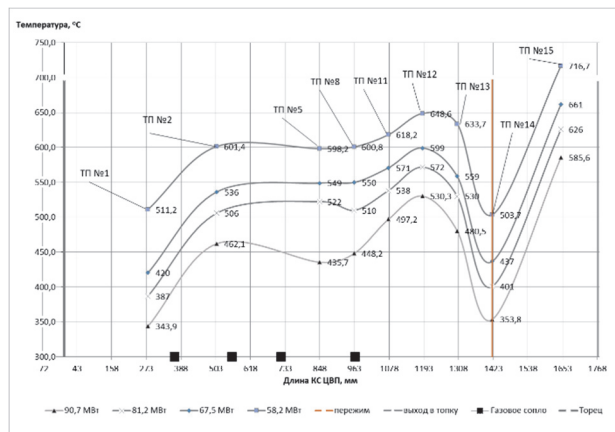


Рисунок 2. Температура обмуровки ЦВП

Минимальные температуры зафиксировала ТП№ 14 и ТП№ 1, это объясняется наличием приторцевых перетоков. С 1-й по 12-ю термопару наблюдается постепенное увеличение разницы температур.

С ростом нагрузки наблюдалось снижение температуры обмуровки и повышение неравномерности распределения температур в КС.

Это связано с тем, что по мере увеличения нагрузки происходит перераспределение топлива и соответственно тепловыделений между КС и топкой.

Данные выводы так же подтверждаются ранее проведёнными измерениями температур газового потока в КС предтопка. [2]

Результаты исследований теплообмена в ЦВП, позволят уменьшить толщину обмуровки, усовершенствовать конструкцию ЦВП и в перспективе перейти к без обмуровочной модели ЦВП.

### Список литературы:

1. Штым А. Н., Штым К. А., Дорогов Е. Ю. Котельные установки с циклонными предтопками. – 2012
2. Лесных А.В., Штым К.А., Соловьёва Т.А. Методы снижения эмиссии оксидов азота пох при циклонно-вихревом сжигании топлив. В сборнике: Труды Международной научной конференции молодых ученых и специалистов «Экология энергетики-2017» 2017. С. 24–27.

УДК 536.6

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ МОЛИБДАТА ЛИТИЯ: ТЕПЛОЕМКОСТЬ, СТАБИЛЬНОСТЬ, ЭФФЕКТЫ ЗАМЕЩЕНИЯ

Мацкевич Н.И.<sup>1</sup>, Станкус С.В.<sup>2</sup>, Шлегель В.Н.<sup>1</sup>, Седнев А.Л.<sup>3</sup>, Самошкин Д.А.<sup>1,2</sup>, Пищур Д.П.<sup>1</sup>, Новиков А.Ю.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>3</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

В настоящее время молибдаты и вольфраматы одновалентных и двухвалентных металлов широко используются как сцинтилляционные материалы, ионные проводники, а также как материалы для физики высоких энергий [1]. Так,  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ , как материал для сцинтилляционных криогенных болометров, имеет ряд преимуществ: высокая концентрация молибдена (55 мас. %), отсутствие долгоживущих изотопов лития, довольно высокая радиопрозрачность, эффективная способность различать  $\alpha$  и  $\beta$  ( $\gamma$ ) события, довольно низкая конгруэнтная температура плавления и отсутствие фазовых переходов [1]. Для перспективного развития технологий получения таких материалов, как  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  и  $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$ , необходимо выполнить детальное физико-химическое, в частности, термодинамическое исследование системы молибдат лития – вольфрамат лития. В литературе практически отсутствуют термодинамические данные для монокристаллов в системе  $\text{Li}_2\text{MoO}_4 - \text{Li}_2\text{WO}_4$ .

В настоящей работе мы выполнили термодинамические исследования для монокристаллов  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  и  $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$  ( $x = 0.1; 0.15$ ). Три экспериментальных метода были использованы для получения термодинамических данных: метод реакционной калориметрии в растворах [2], метод высокотемпературной реакционной калориметрии в расплавах молибдата натрия и метод дифференциальной сканирующей калориметрии [3]. Монокристаллы  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  и  $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$  ( $x = 0.1; 0.15$ ) были выращены низкоградиентным методом Чохральского (LTG Cz) [4] из расплавов карбоната лития, оксида молибдена ( $\text{MoO}_3$ ) и оксида вольфрама ( $\text{WO}_3$ ). Полученные кристаллы имеют структуру фенакита.

Метод калориметрии растворения, используемый для получения стандартных энтальпий образования монокристаллов, подробно описан в работе [2]. Автоматизированный калориметр представлял собой стеклянный сосуд Дьюара (250 мл). В качестве растворителя использовали  $0.4 \text{ моль} \cdot \text{дм}^{-3}$  КОН. Эксперименты проводились при температуре 298.15 К. Термохимический цикл был построен таким образом, что энтальпии растворения монокристаллов  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  и  $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$  ( $x = 0.1; 0.15$ ) сравнивались с энтальпиями растворения карбоната лития, оксида молибдена и вольфрамата калия. Далее, с использованием литературных данных, были рассчитаны стандартные энтальпии образования вышеуказанных кристаллов, а на

их основе – энергии решеток с использованием цикла Борна-Габера.

В методе высокотемпературной калориметрии термохимический цикл был построен так, что энтальпии растворения монокристаллов в расплавах молибдата натрия сравнивались с энтальпиями растворения  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ ,  $\text{MoO}_3$  и  $\text{WO}_3$ . Стандартные энтальпии образования рассчитывали на основе стандартных энтальпий образования карбоната лития, оксидов молибдена, вольфрама и двуокиси углерода. Полученные двумя методами стандартные энтальпии образования монокристаллов  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  и замещенных молибденом  $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$  ( $x = 0.1; 0.15$ ) в пределах погрешности совпадали. Так, для молибдата лития энтальпия образования составляла  $-1518 \pm 10 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$  по данным калориметрии растворения и  $-1530 \pm 5 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$  по данным высокотемпературной калориметрии.

Теплоемкости монокристаллического молибдата лития и монокристаллов  $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$  ( $x = 0.1; 0.15$ ) были измерены методом ДСК в интервале температур 200–800 К. Для измерений использовались калориметры DSC 204 F1 Phoenix и DSC 404 F1 Pegasus (фирма Netzsch).

$\text{Al}_2\text{O}_3$  был использован в качестве стандарта для расчета теплоемкостей. На основании сглаженных значений теплоемкостей были рассчитаны энтальпии и энтропии.

### Список литературы:

1. Development of  $^{100}\text{Mo}$ -containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless double-beta decay search / A.S. Barabash, V.D. Grigorieva, V.N. Shlegel, Y.V. Vasiliev et al. // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 785.
2. Preparation, ionic conductivity and thermochemistry of new phase  $\text{Bi}_{12.5}\text{Lu}_{1.5}\text{ReO}_{24.5}$  / N.I. Matskevich, Th. Wolf, C. Greaves, A.N. Bryzgalova // J. Alloys Comp. 2014. V. 582. P. 253–256.
3. Heat capacity on data of DSC calorimetry and thermodynamic functions of barium cerate doped by holmium and indium oxides in the temperature range of 200–700 K / N.I. Matskevich, Th. Wolf, M. Le Tacon, P. Adelman, S.V. Stankus, D.A. Samoshkin, E.N. Tkachev // J. Therm. Anal. Calorim. 2017. V. 130. P. 1125–1131.
4. BGO crystal grown by a low thermal gradient Czochralski technique / Y.V. Vasiliev, Y.A. Borovlev, D.N. Grigoriev, V.N. Shlegel et al. // J. Cryst. Growth. 2001. V. 229. P. 305–311.

*Настоящая работа поддержана РФФ (проект 19-19-00095).*

УДК 536.6

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ВИСМУТА: ЭНТАЛЬПИИ, ТЕПЛОЕМКОСТИ, ЭНЕРГИИ РЕШЕТОК

Мацкевич Н.И., Пищур Д.П., Семерикова А.Н., Ткачев Е.Н.,  
Мацкевич М.Ю., Ануфриева О.И.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Твердые оксидные электролиты представляют интерес для использования в топливных элементах, газовых сенсорах, газоразделительных мембранах, электрокатализе и др. Особо интересно развитие электролитов, которые показывают высокую ионную проводимость при низких и средних температурах. Известно, что дельта форма оксида висмута ( $\delta$ - $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ) обладает наиболее высокой ионной проводимостью, но стабильна в узком температурном интервале (1000–1100 К) [1]. Изовалентные и неизовалентные замещения  $\text{Vi}^{3+}$  другими катионами могут приводить к стабилизации флюоритной структуры до комнатных температур. В случае замещения  $\text{Nb}^{5+}$  было получено соединение  $\text{Vi}_3\text{NbO}_7$ . Однако это соединение обладает низкой ионной проводимостью по сравнению с  $\delta$ - $\text{Bi}_2\text{O}_3$ . В то же время система  $\text{Vi}_2\text{O}_3$ – $\text{Er}_2\text{O}_3$  обладает наиболее высокой ионной проводимостью из систем на основе оксида висмута, замещенных редкоземельными элементами. В связи с этим представляется интересным изучить оксиды висмута, замещенные ниобием и редкоземельными элементами.

В настоящей работе мы представляем термодинамические характеристики новых соединений на основе ниобата висмута состава  $\text{Vi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{R}_{0.8}\text{O}_{6.2}$  ( $\text{R} = \text{Er}, \text{Dy}$ ). Соединения были получены методом твердофазного синтеза из  $\text{Vi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{R}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  при температуре 1073 К. Прекурсоры смешивались в планетарной мельнице и отжигались в течение 70 часов. Полученные соединения имели кубическую структуру флюорита, пространственная группа  $\text{Fm-3m}$ .

Для определения стандартной энтальпии образования был выбран метод калориметрии растворения. Калориметр растворения и процедура проведения опытов подробно описаны в работе [2]. Термодинамический цикл для определения стандартной энтальпии образования  $\text{Vi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}$  был построен таким образом, что энтальпия растворения в 4 моль ·  $\text{дм}^{-3}$  соляной кислоте сравнивалась с энтальпиями растворения оксида висмута, оксида диспрозия и хлорида ниобия. Проверочная схема включала хлорид диспрозия в качестве источника диспрозия. В схеме термодинамических реакций для определения стандартной энтальпии образования ниобата висмута, замещенного эрбием, энтальпия растворения  $\text{Vi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Er}_{0.8}\text{O}_{6.2}$  сравнивалась с энтальпиями растворения оксида висмута, хлорида ниобия и металлического эрбия. Стандартные энтальпии образования  $\text{Vi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{R}_{0.8}\text{O}_{6.2}$  ( $\text{R} = \text{Er}, \text{Dy}$ ) были рассчитаны на основании экспериментальных данных и стандартных энтальпий образования  $\text{Vi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Dy}_2\text{O}_3$ ,  $\text{NbCl}_5$  и др. литературных величин, взятых из справочника [3].

Анализ полученных значений стандартных энтальпий образования показал, что энтальпии образования увеличиваются по абсолютной величине при уменьшении радиуса лантаноида, то есть от ниобата висмута, замещенного диспрозием к ниобату висмута, замещенному эрбием. Энтальпии решетки для вышеуказанных соединений были рассчитаны на основании стандартных энтальпий образования с использованием цикла Борна-Габер. Энтальпии решеток также увеличиваются по абсолютной величине с уменьшением радиуса лантаноида, что находится в полном согласии с выведенной ранее авторами модифицированной формулой Капустинского [4].

Исследование зависимости теплоемкости соединений  $\text{Vi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{R}_{0.8}\text{O}_{6.2}$  ( $\text{R} = \text{Er}, \text{Dy}$ ) от температуры было выполнено с использованием дифференциально-сканирующей калориметрии. Калориметр и процедура измерения теплоемкости детально описана в работе [5]. Теплоемкость определяли путем сравнения со стандартным веществом, в качестве которого служил  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Скорость нагрева составляла 6 К/мин. Измерения были выполнены в интервале температур 200–600 К.

На основании сглаженных значений теплоемкости были рассчитаны энтальпии и энтропии. Как показал анализ экспериментальных данных, для соединений  $\text{Vi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{R}_{0.8}\text{O}_{6.2}$  ( $\text{R} = \text{Er}, \text{Dy}$ ) отсутствуют фазовые переходы в интервале температур 200–600 К. Отсутствие фазовых переходов делает эти соединения более перспективными для применения по сравнению с соединениями, имеющими фазовые переходы при  $T = 200$ –600 К.

### Список литературы:

1. Preparation, ionic conductivity and thermochemistry of new phase  $\text{Bi}_{12.5}\text{Lu}_{1.5}\text{ReO}_{24.5}$  / N.I. Matskevich, Th. Wolf, C. Greaves, A.N. Bryzgalova // J. Alloys Comp. 2014. V. 582. P. 253–256.
2. Thermochemistry of  $\text{Gd}_2\text{BaCuO}_5$  and  $\text{LuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  / N.I. Matskevich, Th. Wolf, Y.I. Pochivalov // Inorg. Chem. 2008. V. 47. P. 2581–2584.
3. Термические константы веществ / В.А. Медведев, Г.А. Бергман, В.П. Васильев и др.; Под ред. В.П. Глушко. М.: ВИНТИ, 1978.
4. Barium cerate co-doped by rare-earth elements and indium: Formation enthalpies, stabilization energies, lattice energies / N.I. Matskevich, Th. Wolf, A.N. Semerikova, M.Yu. Matskevich, O.I. Anyufrieva // J. Chem. Thermodynam. 2019. V. 135. P. 143–148.
5. Heat capacity on data of DSC calorimetry and thermodynamic functions of barium cerate doped by holmium and indium oxides in the temperature range of 200–700 K / N.I. Matskevich, Th. Wolf, M. Le Tacon, P. Adelman, S.V. Stankus, D.A. Samoshkin, E.N. Tkachev // J. Therm. Anal. Calorim. 2017. V. 130. P. 1125–1131.

*Настоящая работа поддержана РФФ  
(проект 19-19-00095).*

УДК 536.6

## ПЛОТНОСТЬ ФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$

Мусихин А.Е., Беспятов М.А.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

В настоящее время в современной электронике и в прикладной химии активно развивается направление, связанное с разработкой эмиссионных материалов для изготовления органических светодиодов (OLED – Organic Light Emitting Diodes) [1–2]. Бета-дикетонаты лантаноидов являются перспективными эмиссионными материалами в OLED технологиях [3–4]. В настоящей работе на основе результатов экспериментального исследования теплоемкости бета-дикетоната  $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$  были рассчитаны изобарные и изохорные термодинамические функции до температуры плавления, получена плотность фононных состояний  $g(\omega)$ , характеристические температуры, связанные с моментами  $g(\omega)$  и энергия нулевых колебаний.

Димерный комплекс трис(2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионато) европия был синтезирован по методике, тщательно описанной в работе [5]. Чистота образца была не ниже 99,9 %. Его термическая стабильность и температура плавления были исследованы с помощью сканирующего калориметра Netzsch DSC 204 F1 Phoenix в интервале 298–500 К. Температура плавления  $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$  равна 464 К.

Восстановление плотности фононных состояний из теплоемкости проводилось с использованием оригинального численного метода [6], который позволяет описывать форму  $g(\omega)$  с правильным соотношением числа колебательных мод на разных частотных интервалах. В качестве исходных данных использовалась экспериментальная теплоемкость  $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ , полученная адиабатическим методом [7] в интервале температур 7–312 К. Экспериментальные данные были сглажены методом Рундского и экстраполированы к 0 К. Относительная суммарная стандартная неопределенность для теплоемкости составляла 1,3 % ниже 20 К и 0,2 % при более высоких температурах. Выше 250 К присутствует аномалия, связанная с фазовым переходом 2-го рода. Ниже 250 К аномального поведения в теплоемкости не обнаружено, вклад ангармонической компоненты не превышает экспериментальную неопределенность. Перед вычислением плотности состояний была учтена компонента теплоемкости, связанная с валентными колебаниями атомов водорода (аналогично работе [8]). Таким образом, для восстановления плотности состояний исследуемого объекта использовалась теплоемкость в интервале 7–250 К, свободная от вклада валентных колебаний атомов водорода.

Метод восстановления плотности фононных состояний  $g(\omega)$  реализуется в три этапа: 1 – выбор нулевого приближения  $g_0(\omega)$ ; 2 – получение серии отдельных решений  $g^{(k)}(\omega)$  с помощью пошагового процесса перераспределения колебательных мод по частотам; 3 – усреднение полученных на предыдущем шаге решений. В качестве нулевого приближения выбрана

функция, имеющая постоянную плотность мод ниже граничной частоты. Оценка граничной частоты  $\omega_c$  проводилась с использованием одномерной модели Тарасова, далее уточнялась в процессе вычисления  $g(\omega)$ . На втором этапе выполнена серия расчетов  $g^{(k)}(\omega)$  с одинаковым шагом по частоте, равным 32 К. Решения  $g^{(k)}(\omega)$  были получены независимо исходя из выбранного нулевого приближения с разными параметрами проведения итерационного процесса. Далее было сделано усреднение серии решений  $g^{(k)}(\omega)$  и учтена компонента, отражающая валентные колебания атомов водорода. Так была получена итоговая плотность состояний  $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ .

Используя экспериментальную теплоемкость и результаты восстановления  $g(\omega)$ , для  $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$  были вычислены как изобарные термодинамические функции (энтропия, энтальпия и приведенная энергия Гиббса), так и изохорные теплоемкость и термодинамические функции (энтропия, внутренняя энергия и приведенная энергия Гельмгольца) вплоть до температуры плавления 464 К. Используя полученное значение первого момента плотности состояний, вычислена с высокой точностью молярная энергия нулевых колебаний  $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ .

### Список литературы:

1. Thejo Kalyani N., Dhoble S.J. Novel materials for fabrication and encapsulation of OLEDs // *Renew. Sust. Energ. Rev.* 2015. V. 44. P. 319–347.
2. Kim E.H., Cho S.H., Lee J.H., Jeong B., Kim R.H., Yu S., Lee T.-W., Shim W., Park C. Organic light emitting board for dynamic interactive display // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. P. 14964.
3. Lima P.P., Paz F.A., Brites C.D.S., Quirino W.G., Legnani C., Costa e Silva M., Ferreira R.A.S., Junior S.A., Malta O.L., Cremona M., Carlos L.D. White OLED based on a temperature sensitive  $\text{Eu}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$  beta-diketonate complex // *Org. Electron.* 2014. V. 15. P. 798–808.
4. Martins J.P., Martin-Ramos P., Coya C., Alvarez A.L., Pereira L.C., Diaz R., Martin-Gil J., Ramos Silva M. Lanthanide tetrakis-beta-diketonate dimers for solution-processed OLEDs // *Mater. Chem. Phys.* 2014. V. 147. P. 1157–1164.
5. Stabnikov P.A., Korol'kova I.V., Pervukhina N.V., Antonova O.V., Plyusnina P.E., Prokhorova S.A., Larionova S.V. Synthesis, Structure, Thermal, and Photoluminescent Properties of Europium(III) and Terbium(III) Dipivaloylmethanates with N-Heterocyclic Compounds // *Russ. J. Gen. Chem.* 2015. V. 85. P. 135–143.
6. Naumov V. N., Musikhin A.E. The numerical solution of the inverse problem of reconstructing phonon density of states from experimental heat capacity // *Phys. B.* 2015. V. 476. P. 41–49.
7. Naumov V.N., Nogteva V.V. Calorimeter with dismountable seal for low-temperature research // *Instrum. Exp. Tech.* 1985. V. 28. P. 1194–1199.
8. Musikhin A.E., Cherniaikin I.S., Naumov V.N., Bespyatov M.A. Thermodynamic characteristics up to the melting point and phonon density of states of  $\text{Al}(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_3$  // *J. Therm. Anal. Calorim.* 2018. V. 131. P. 529–536.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке  
РФФИ (научный проект № 19-03-00385).*



УДК 536.6

**ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТРИС(2,2,6,6-ТЕТРАМЕТИЛ-3,5-ГЕПТАНДИОНАТО) ЛАНТАНА (III)****Беспятов М.А., Мусихин А.Е., Кузин Т.М.**Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Бета-дикетонаты редкоземельных металлов являются перспективными материалами для OLED-технологий [1-2]. Трис(2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионато) лантана (III) ( $\text{La}(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_3$  или  $\text{La}(\text{thd})_3$ ) принадлежит к данному классу соединений. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования теплоемкости  $\text{La}(\text{thd})_3$  в интервале температур от 6 до 310 К. На основе полученных данных проведен расчет термодинамических функций (теплоемкости, энтропии и энтальпии) во всей области существования твердой фазы.

Синтезированный образец  $\text{La}(\text{thd})_3$  представляет собой кристаллический порошок белого цвета со средним размером кристаллитов  $\sim 0,3$  мкм. Образец был тщательно охарактеризован методами рентгенофазового анализа (Shimadzu XRD-700), ИК-спектроскопии (Scimitar FTS2000), химического анализа на состав C, H (vario MICRO cube). Результаты дифрактометрического исследования показали, что образец однофазен. Полученные ИК-спектры соответствуют установленным в литературе [3]. Химический анализ очищенного соединения показал, что его состав по C и H соответствует расчетному в пределах точности анализа (C, H – 0,3%) [4]. Чистота образца составляет не менее 99,7%. Исследование термической стабильности образца было проведено с помощью сканирующего калориметра DSC 204 F1 Phoenix (Netzsch). Температура плавления  $\text{La}(\text{thd})_3$  равна 536 К. Ниже температуры плавления обнаружен фазовый переход, связанный с изменением кристаллической структуры в интервале 440–470 К с максимумом при  $\sim 460$  К.

Теплоемкость измерялась адиабатическим методом на установке, описанной в работах [5-6]. Температура калориметра измерялась эталонным платиновым термометром сопротивления марки ТСПН-2В. Стандартная неопределенность температуры равна 0,01 К. Система адиабатического контроля обеспечивала температурную стабильность калориметрической ампулы в пределах  $1 \cdot 10^{-5}$  К·мин<sup>-1</sup>. Измерение теплоемкости проводилось импульсным методом нагрева. Калориметрическая ампула с образцом заполнялась газообразным гелием ( $p = 1,0$  кПа) для улучшения теплопередачи. Перед началом проведения измерения теплоемкости образца проводилась градуировка установки. Результаты проведенной градуировки по стандартному веществу (бензойной кислоте) показывают хорошее согласие с принятыми в качестве эталона данными [7]. Отклонения полученных данных теплоемкости бензойной кислоты от стандартных данных [7] менее чем на 1,0% в интервале 5–

20 К, менее чем на 0,3% в интервале 20–80 К и менее чем на 0,15% в интервале 80–300 К.

Теплоемкость  $\text{La}(\text{thd})_3$  была измерена в интервале 6–310 К. При температуре 310 К теплоемкость соединения  $\text{La}(\text{thd})_3$  достигает лишь  $\sim 40\%$  от предельного значения закона Дюлонга и Пти, указывая на тенденцию дальнейшего роста. Это свидетельствует о высокой граничной частоте и значительной плотности мод в высокочастотной области фононного спектра.

На основе низкотемпературных данных о теплоемкости, полученных адиабатическим методом в интервале 6–310 К, для  $\text{La}(\text{thd})_3$  вычислены термодинамические функции (теплоемкость, энтропия, энтальпия) во всей области существования твердой фазы. При этом использовался метод эффективной суммы (МЭС) [8,9], который основан на высокотемпературном разложении теплоемкости в рамках гармонического приближения.

## Список литературы:

1. Wang J., Zhang F., Zhang J., Tang W., Tang A., Peng H., Xu Z., Teng F., Wang Y. Key issues and recent progress of high efficient organic light emitting diodes // J. Photochem. Photobiol. C. 2013. V. 17. P. 69–104.
2. Jou J., Kumar S., Agrawal A., Lia T., Sahoo S. Approaches for fabricating high efficiency organic light emitting diodes. J. Mater. Chem. C. 2015. V. 3. P. 2974–3002.
3. Belova N.V., Sliznev V.V., Christen D. Infrared and Raman spectra of tris(dipivaloylmethanato) lanthanides,  $\text{Ln}(\text{thd})_3$  (Ln = La, Nd, Eu, Gd, Tb, Ho, Er, Tm, Yb, Lu). J. Mol. Struct. 2017. V. 1132. P. 34–43.
4. Fadeeva V.P., Tikhova V.D., Nikulicheva O.N. Elemental analysis of organic compounds with the use of automated CHNS analyzers. J. Anal. Chem. 2008. V. 63. P. 1094–1106.
5. Naumov V.N., Nogteva V.V. Calorimeter with dismantable seal for low-temperature research. Instrum. Exp. Tech. 1985. V. 28. P. 1194–1199.
6. Bespyatov M.A., Kuzin T.M., Naumov V.N., Zharkova G.I., Gelfond N.V., Dorovskikh S.I., Morozova N.B., Low-temperature thermodynamic properties of  $\text{Pt}(\text{C}_5\text{H}_7\text{O}_2)_2$ . J. Therm. Anal. Calorim. 2016. V. 123, P. 899–903.
7. N.P. Rybkin, M.P. Orlova, A.K. Baranyuk, N.G. Nurullaev, L.N. Rozhnovskaya, Precision calorimetry at low temperatures, Meas. Tech. 17 (1974) 1021–1026.
8. Naumov V.N. Electron heat capacity and moments of the phonon density of states for metals and superconductors. Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 13247–13250.
9. Naumov V.N. Frolova G.I. Atake T. The extraction of phonon and electron properties from experimental heat capacity with new approximation based on high temperature expansion. Thermochim. Acta. 1997. V. 299. 101–108.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (научный проект № 19-03-00385).*

УДК 519.63

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА НА ОСНОВЕ ГИБРИДНОГО МЕТОДА РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

Ни А.Э.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Исследования термоконвективных течений в условиях лучистого теплообмена играют важную роль в науке и технике. Всемирный интерес ученых к задачам конвективно-радиационного теплопереноса обусловлен такими практическими приложениями, как гелиотермальная энергетика и строительная теплофизика. При анализе закономерностей теплообмена в большинстве случаев используются традиционные численные методы (конечных разностей FDM, контрольного объема FVM, конечных элементов FEM). В то же время зарубежными учеными активно развивается альтернативный подход [1-3] к моделированию гидродинамики и теплопереноса, основанный на решении решеточных уравнений Больцмана (LBM).

Основным недостатком LBM является сложность постановки мезоскопических граничных условий для функции распределения частиц при решении уравнения энергии. Таким образом, целью работы является разработка гибридной LBM-FDM модели для анализа процесса совместного переноса теплоты естественной конвекцией и излучением.

Область решения представлена в виде дифференциально подогреваемой квадратной полости (рис. 1), заполненной диатермической средой. При постановке задачи предполагается, что теплофизические свойства газа не зависят от температуры. На твердых стенках задавались условия прилипания потока. Рассматривается плоское течение вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Теплообмен излучением между серыми диффузными стенками рассчитывался методом результирующих потоков. При этом угловые коэффициенты излучения определялись методами поточной алгебры.

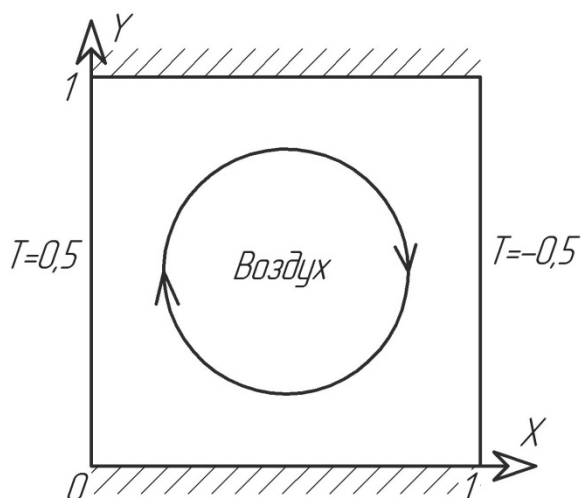


Рис. 1. Область решения

В разработанном гибридном подходе к анализу термоконвективных течений, осложненных лучистым

теплообменом, гидродинамика разрешается при помощи двумерной девятискоростной LBM модели (D2Q9), а уравнение энергии - методом конечных разностей. Для оператора столкновения в уравнении Больцмана применялась Bhatnagar-Gross-Krook аппроксимация [4].

Математическое моделирование проведено при следующих значениях безразмерных параметров: число Рэлея  $Ra = 10^6$ , число Прандтля  $Pr = 0,71$ , кондуктивно-радиационный параметр  $N_r = 100$ , степени черноты  $\varepsilon = 0,5$ . На рисунке 2 приведены стационарные распределения безразмерных температур в сечении  $Y=0,5$ .

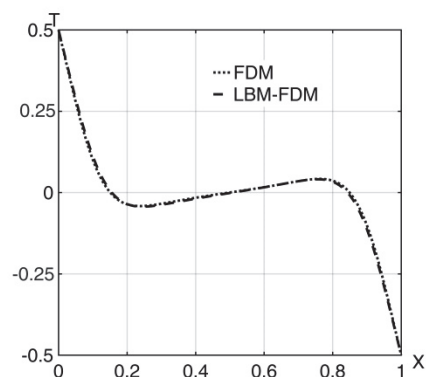


Рис. 2. Распределения температур в характерном сечении

Хорошо видно, что отклонения температур, полученных при помощи FDM и LBM-FDM, не превышают 1%. Можно сделать вывод, что сформулированный подход хорошо воспроизводит локальные характеристики теплообмена в условиях совместного переноса энергии естественной конвекцией и поверхностным излучением.

### Список литературы:

1. Куперштох А.Л. Трехмерное моделирование двухфазных систем типа жидкость – пар методом решеточных уравнений Больцмана на GPU // Вычислительные методы и программирование: Новые вычислительные технологии. 2012. Т. 13. № 1. С. 130–138.
2. Кривовичев Г.В. Кинетические уравнения для моделирования диффузионных процессов методом решеточных уравнений Больцмана // Компьютерные исследования и моделирование. 2017. Т. 9. № 6. С. 919–936.
3. Frapolli N., Chikatamarla S.S., Karlin I.V. Entropic lattice Boltzmann simulation of thermal convective turbulence // Computers and Fluids. 2018. Vol. 175. P. 2–19.
4. Fei, L., Luo, K.H. Cascaded lattice Boltzmann method for thermal flows on standard lattices // International Journal of Thermal Sciences. 2018. Vol. 132. P. 368–377.

УДК 536.2

## УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НЕСТАЦИОНАРНЫМ МЕТОДОМ

Архипов В.А., Жарова И.К., Засадная И.С., Перфильева К.Г., Романдин В.И.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

При эксплуатации теплозащитных материалов (ТЗМ) в условиях высоких температур необходимо учитывать вклад лучистой составляющей в суммарный теплообмен. Для определения вклада излучения необходимо расширение базы данных по коэффициентам излучения поверхности материалов [1]. Данные по интегральным коэффициентам излучения и их зависимости от температуры требуются для оценки пожароопасности объектов, расположенных вблизи нагретых при взрыве стенок трубопроводов и резервуаров, а также для организации мероприятий по подавлению очагов пожара.

В настоящей работе представлены результаты отработки экспериментальной установки для измерения интегрального коэффициента ТЗМ модифицированным нестационарным методом [2,3]. Методика основана на измерении температуры образца в процессе его остывания в вакуумированной камере и использовании аппарата обратных задач теплопроводности. Повышение точности определения интегрального коэффициента теплопроводности и снижение времени измерений обеспечиваются за счет нагрева образца непосредственно в вакуумированной камере и учета неравномерности температурного поля в образце. Общий вид экспериментальной установки представлен на рис. 1.

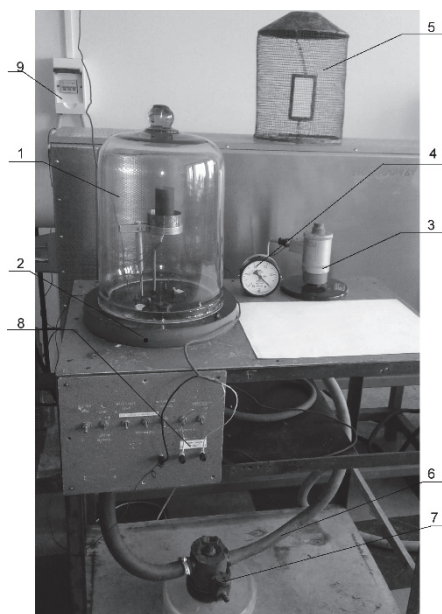


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки.  
1 – вакуумная камера; 2 – изолирующее основание;  
3 – нагреватель; 4 – вакуумметр; 5 – защитная сетка;  
6 – вакуумные шланги; 7 – вакуумный кран;  
8 – клеммы термопары; 9 – розетка подключения нагревателя.

На удерживающее устройство устанавливают цилиндрическую подложку с возможностью совмещения ее сквозного отверстия с керамической трубкой

выводов термопар. На подложке размещают исследуемый образец, затем на всю сборку из подложки и образца закрепляют съемный нагреватель. Включают систему регистрации температуры и нагреватель. После запуска программы начинается процесс сбора данных по нагреву исследуемого образца. После достижения заданной температуры образца отключают нагреватель и убирают его с удерживающего устройства. После этого устанавливают стеклянный колпак на изолирующее основание и выравнивают его точно по центру прокладки. Производят вакуумирование камеры, а качество вакуума контролируют по показаниям вакуумметра. Проводят измерение температуры образца в процессе его остывания.

Проведено сравнение расчетной и экспериментальной зависимости температуры от времени остывания образца на боковой поверхности и на оси симметрии в вакуумной камере (рис. 2).

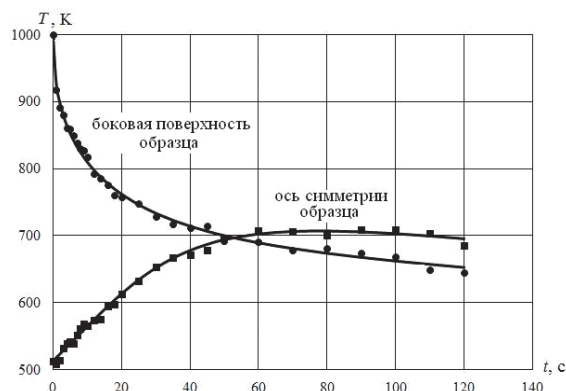


Рис. 2. Зависимости температуры от времени остывания образца на боковой поверхности и на оси симметрии:  
● – эксперимент; — – расчет.

Интегральный коэффициент излучения определялся из решения обратной задачи теплопроводности. Представлены результаты измерения коэффициента излучения для ряда ТЗМ (пирографит, углепластик, муллитовый огнеупорный материал).

### Список литературы:

1. Тепловая защита / Ю.В. Полежаев, Ф.Б. Юревич. М.: Энергия, 1976. 390 с.
2. Теплообмен излучением: справочник / А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Л.Н. Рыжков. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.
3. Заявка на патент РФ № 2018126729 с приоритетом от 19.07.2018. Способ измерения интегрального коэффициента излучения поверхности твердого материала, МПК G01N 25/18, G01K 7/02 / В.А. Архипов, А.С. Жуков, И.К. Жарова, В.Д. Гольдин, К.Г. Перфильева, В.И. Романдин, Е.А. Маслов, В.Т. Кузнецов.

Работа проведена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

УДК 536.22, 532.13, 544.77

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА СУСПЕНЗИЙ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОМАТЕРИАЛАМИ

Пряжников М.И.<sup>1</sup>, Минаков А.В.<sup>1,2</sup>, Гузей Д.В.<sup>1</sup>, Лобасов А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В работе представлены результаты экспериментального исследования суспензий с углеродными материалами. В качестве наноматериалов рассмотрены ультрадисперсные наноалмазы, алмазографитовый порошок и одностенные углеродные нанотрубки. Основой для суспензий выступала дистиллированная вода, этиленгликоль, изопропиловый спирт.

Представлены результаты экспериментальных исследований свойств водных наносуспензий с ультрадисперсными алмазами УДА-С и УДП-А, а также алмазографитового порошка УДП-АГ. Проведено исследование коэффициентов вязкости, теплопроводности, электропроводности, рН, дзета-потенциала, размерного фактора и спектров поглощения рассматриваемых суспензий при различной концентрации частиц, которая изменялась от 0.5 до 5% масс.

Данные по электропроводности так же, как и данные по дзета-потенциалу, рН и вязкости показывают, что суспензия УДА-С по своим свойствам гораздо ближе к суспензии алмазографитовых частиц, чем суспензия УДП-А. Обнаруженное существенное отличие в свойствах рассматриваемых суспензий обусловлено различной технологией и степенью очистки исходной алмазографитового порошка от неалмазных компонентов.

В выполненных ранее исследованиях [1-5] было показано, что используемые методы очистки наноалмазов от неалмазных примесей играют определяющую роль в формировании состава функциональных групп на поверхности частиц ультрадисперсных алмазов. Ультрадисперсные алмазы (УДП-А), извлеченные из продуктов синтеза с использованием борного ангидрида, отличаются более высоким содержанием кислорода (до 15%, по сравнению с 9% для УДА-С) и значительным количеством бора (2.3%) [4-5]. Содержание легирующей добавки бора приводит к появлению у УДП-А дополнительных полезных свойств, например, повышенная стойкость к слеживаемости и устойчивость водных суспензий к расслоению. Очистка УДА-С серно-азотной смесью ведет к повышению содержания азота и серы. Исследования поверхности также показали наличие углеводородных фрагментов (метильных и ароматических), а также кислородосодержащих групп (карбонильных, карбоксильных и гидроксильных). При этом анализ поверхностных функциональных групп показал [4-5], что поверхность УДА-С содержит меньшую долю сильноокислотных карбоксильных групп – около 30% от общего количества, в то время как для УДП-А доля

сильноокислотных карбоксильных групп доходит до 60%. Влияние способа выделения УДА на их состав обусловлено высокой долей поверхностных атомов и образованием химических связей с соединениями в процессе извлечения. Условия окисления неалмазного углерода влияют также на содержание кислорода в функциональном покрове. Соответственно, способ очистки УДА значительно влияет на их физико-химические свойства получаемых суспензий.

Исследованы суспензии с нанотрубками. Установлено, что добавление нанотрубок приводит к значительному увеличению теплопроводности суспензии. С увеличением концентрации нанотрубок коэффициент теплопроводности суспензий нелинейно возрастает. Было показано, что очень малые добавки УНТ позволяют существенно повысить теплопроводность жидкости (в 1.5 раза для массовой концентрации 0.25%). Абсолютное значение приращение коэффициента теплопроводности суспензии с УНТ на порядок выше, чем у суспензии с аналогичной концентрацией наноалмазов. При этом сами значения коэффициента теплопроводности частиц алмаза и УНТ отличаются не очень существенно. Анализ результатов измерений ротационным вискозиметром и анализатором микрореологических характеристик Rheolaser Master показал, что нанотрубки оказывают значительное влияние на вязкость и реологию суспензии.

Установлено, что приращение коэффициента теплопроводности суспензии при добавлении в нее частиц тем выше, чем ниже теплопроводность базовой жидкости.

Представлены данные о влиянии времени обработки ультразвуком на свойства суспензии с углеродными нанотрубками.

### Список литературы:

1. Долматов В.Ю. // Успехи химии. 2001. Т. 70. С. 687–708.
2. Jiang T., Xu K. // Carbon. 1995. V. 33. P. 1663–1671.
3. Кошечев А.П. // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). 2008. Т. 52. С. 88–96.
4. Чиганова Г.А. // Коллоид. журн. 1994. Т. 56, № 2. С. 266–268.
5. Чиганова Г.А. // Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. хим. наук / Красноярский государственный технический университет. Красноярск: Изд-во КГТУ, 1995. 22 с.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства Образования и Науки РФ Сибирскому федеральному университету в 2018 (проект номер 16.8368.2017/БЧ).*

УДК 536.23

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПАРОВ СМЕСИ R-125 (84,6 МАС.%)–R-134А (15,4 МАС.%)

Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Актуальность составления новых смесей и исследования их теплопроводности обосновывается постоянным поиском составов с оптимальным сочетанием высокой эффективности, ценовой доступности, экологической безопасности и удобства использования. Для перехода к использованию таких смесей необходимо знание их теплофизических свойств. В работе предложена озонобезопасная смесь 84,6 мас. % пентафторэтана (R-125) и 15,4 мас. % 1,1,1,2 – тетрафторэтана (R-134а) и представлены результаты измерений теплопроводности в паровой фазе. Смесь с составом R-125/R-134а (85±1%/15±1%) зарегистрирована под маркой R-421В, но в литературе экспериментальных данных для этой смеси обнаружить не удалось.

Состав R-125/R-134а был приготовлен в лаборатории весовым методом. В качестве компонентов были использованы образцы хладагентов R-125 (Китай) чистотой 99,5% и R-134а производства Fogane (Франция) чистотой 99,9%. Взвешивание выполнялось на лабораторных весах AND GX-6100 с разрешением 10 мг и абсолютной погрешностью 50 мг. Погрешность определения концентрации составляла 0,05–0,08 мас. %.

Измерения теплопроводности были выполнены стационарным методом коаксиальных цилиндров в интервалах температур от 305 до 412 К и давлений от 0,1 МПа до 1,7 МПа. Подробное описание методики измерений и проведения эксперимента содержат работы [1, 2]. Измерительная ячейка состояла из двух вертикально расположенных соосных никелевых цилиндров: внешний – длиной 140 мм, внутренний – 101,3 мм. Ширина кольцевого зазора между цилиндрами составляла  $0,366 \pm 0,005$  мм. Для измерения температуры цилиндров и перепада температуры между ними использовались медь-константановые термопары. Влияние свободных концов на значения теплопроводности учитывалось введением соответствующих поправок [1]. Установка тарировалась на аргоне чистотой 99,998 об. %. Расхождение со справочными данными не превышало 1%. Перед началом эксперимента установка вакуумировалась до давления 1,5–2,5 Па. Заполнение измерительной ячейки исследуемой смесью происходило из жидкой фазы, что позволило избежать изменения в составе смеси [2]. Погрешность экспериментальных данных по теплопроводности составляла 1,5–2,5%, по температуре – 0,05 К, давлению – не более 4 кПа.

Обработка результатов измерений выполнялась эмпирической зависимостью от температуры и давления:

$$\lambda(T, p) = a_0 + a_{10} \frac{T}{100} + a_{20} \frac{100}{T} + p \left( a_{11} \frac{T}{100} + a_{21} \frac{100}{T} \right) + p^2 \left( a_{12} \frac{T}{100} + a_{22} \frac{100}{T} \right), \quad (1)$$

где  $T$  – в К,  $p$  – в МПа,  $\lambda$  – в мВт/(м·К).

На рис. 1 представлены экспериментальные данные, приведенные к одинаковым температурам (изотермам), и сглаженные зависимостью (1) значения. Среднеквадратичное отклонение полученных экспериментальных значений от сглаженных по (1) не превышает 0,5 %. Из рисунка видно, что теплопроводность исследуемой смеси на изотермах практически линейно увеличивается с ростом давления.

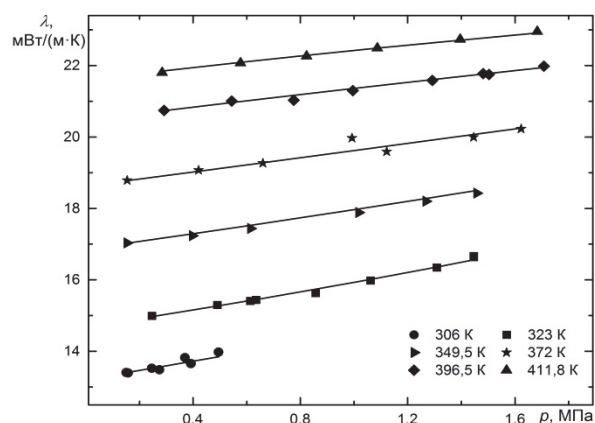


Рис. 1. Изотермы теплопроводности пара смеси R-125 (84,6 мас. %)–R-134а (15,4 мас. %); точки – экспериментальные значения, линии – уравнение (1).

В работе показано, что зависимость (1) можно применить в широкой области параметров от атмосферного давления ( $\lambda_0$ ) до давления на линии конденсации ( $\lambda_d$ ). Получены температурные зависимости для  $\lambda_0$  и  $\lambda_d$ . Данные по давлению пара на линии конденсации были взяты из [3]. Установлено, что в идеально-газовом состоянии теплопроводность двухкомпонентной смеси можно рассчитать по правилу аддитивности. Используя (1) рассчитаны справочные таблицы температурных и барических зависимостей теплопроводности смеси R-125 (84,6 мас.%)–R-134а (15,4 мас.%) и определены их погрешности.

### Список литературы:

1. Верба О.И., Груздев В.А. Теплопроводность гептафторпропана HFC 227ea // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9. № 3. С. 467.
2. Верба О.И., Расчектаева Е.П., Станкус С.В. Экспериментальное исследование теплопроводности хладагента R-407C в паровой фазе // ТВТ. 2012. Т. 50. № 2. С. 218.
3. Lemmon E.W., McLinden M.O., Huber M.L. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP. Version 8.0. Standard Reference Data Program. Gaithersburg, Maryland: National Institute of Standards and Technology, 2002.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850029-9).

УДК 536.2.023, 536.212.2, 536.413.2, 536.631

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Никелид титана (нитинол) является наиболее известным металлом с эффектом памяти формы, основанным на термоупругом мартенситном превращении. Сплавы на его основе обладают высокой демпфирующей способностью, имеют превосходную коррозионную стойкость, хорошие прочностные характеристики, а также высокий коэффициент восстановления формы. Благодаря этому, в настоящее время никелид титана и его сплавы широко распространены во многих отраслях промышленности и медицины (стоматология, сосудистая хирургия), машиностроении и робототехнике, аэрокосмической области и др. К примеру, такие сплавы используются в устройствах противопожарной защиты, в качестве расцепителей токовых сетей, для герметизации стыков летательных аппаратов, подводных лодок и для предотвращения утечки на атомных электростанциях, а также в космической промышленности для создания «самораскрывающихся компактных антенн». Исследованию свойств этого сплава посвящено достаточно много теоретических и экспериментальных работ, однако все они проводились в узком температурном диапазоне и в основном были посвящены изучению механических и акустических свойств. В этой связи целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование транспортных, калорических и термических свойств никелида титана (56,6 мас.% Ni, 43,4 мас.% Ti) в широком интервале температур твердого состояния, включая область фазового перехода.

Коэффициенты тепло- и температуропроводности ( $\lambda$ ,  $a$ ) исследуемых образцов определялись методом лазерной вспышки на установке LFA-427, удельная теплоемкость ( $C_p$ ) – методом дифференциальной сканирующей калориметрии на установке DSC-404 F1, коэффициент линейного расширения ( $\alpha$ ) – на dilatометре DIL-402C. Эксперименты были выполнены в широком интервале температур 298–870...960 К в атмосфере аргона (99,992 об.%) или гелия (99,995 об.%). Оцениваемые погрешности полученных данных, подтвержденные опытами на эталонных материалах, составили 2–4%, 3–5%, 2–3% и  $(1,5–2,0) \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$  для  $a$ ,  $\lambda$ ,  $C_p$  и  $\alpha$ , соответственно.

Проведенные эксперименты показали, что в высокотемпературной области на температурных зависимостях  $C_p$  (рис. 1) и  $\alpha$  (рис. 2) регистрируется их аномальное изменение, по всей видимости, связанное с термоупругим мартенситным превращением, протекающим в никелиде титана [1]. Как видно из рис. 1, в циклах нагрева-охлаждения наблюдается гистерезис удельной теплоемкости никелида титана, причем, аномальное изменение  $C_p(T)$  проявляется только при нагреве образца. Как можно заметить, в области 540–740 К теплоемкость уменьшается (с минимумом при

$T_{PM} = 667.8 \text{ K}$ ), а в области 750–875 К – возрастает (с максимумом в точке  $T_M = 808.3 \text{ K}$ ). На рис. 2 в интервале 680–850 К значение  $\alpha$  имеет ярко выраженный максимум (11%), температура которого  $T_M = 810.0 \text{ K}$  совпадает с данными по теплоемкости в пределах оцениваемых погрешностей.

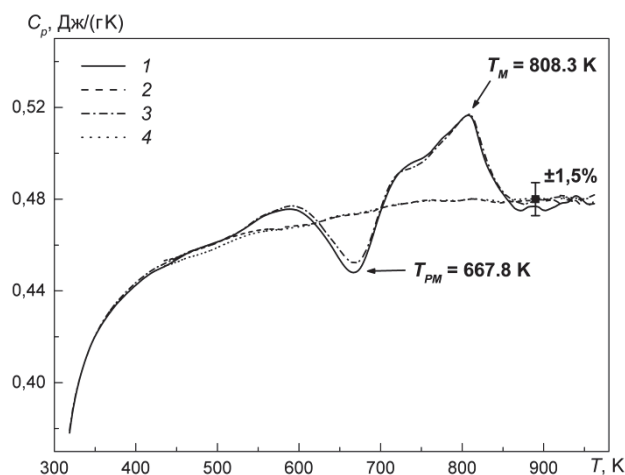


Рис. 1. Удельная теплоемкость никелида титана:  
1 – первый нагрев, 2 – первое охлаждение,  
3 – второй нагрев, 4 – второе охлаждение.

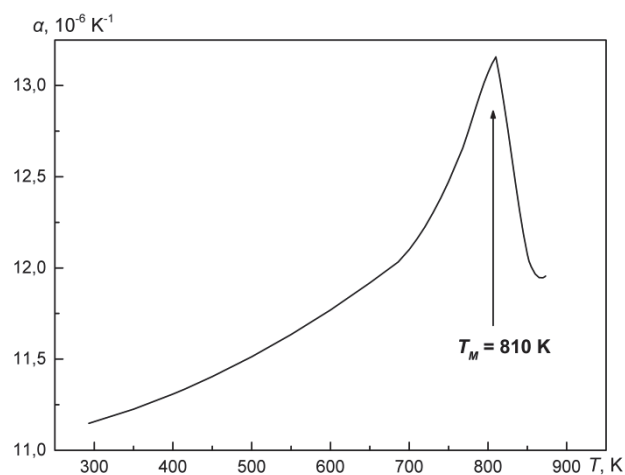


Рис. 2. Рекомендуемые данные по тепловому расширению никелида титана.

По результатам проведенных измерений были получены аппроксимационные уравнения и составлены таблицы рекомендуемых значений для всех исследованных свойств.

### Список литературы:

1. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч. I. Структура, фазовые превращения и свойства / В.Г. Пушин, С.Д. Прокошкин, Р.З. Валиев и др.; Под науч. ред. В.Г. Пушина. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 438 с.

УДК 536.2.023,536.212.2,536.221

## КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА ПРАЗЕОДИМА В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

Самошкин Д.А., Агажанов А.Ш., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Активное изучение свойств лантаноидов началось с конца 50-х годов прошлого столетия, когда были разработаны методики их очистки и получены металлы со сравнительно малым содержанием примесей. Тем не менее, до настоящего времени многие свойства редкоземельных металлов (РЗМ) экспериментально не исследованы, либо изучены недостаточно подробно. Теплопроводность и температуропроводность лантаноидов наиболее тщательно изучена в низкотемпературной области и области умеренных температур (вблизи 293 К). В области высоких температур, соответствующих твердой фазе, данные по теплофизическим характеристикам РЗМ являются фрагментарными, а в ряде случаев противоречивыми. Анализ литературы показал, что данные по тепло- и температуропроводности легких РЗМ в жидком состоянии малочисленны, малоинформативны, противоречивы (характер изменения теплопроводности с температурой не воспроизводится), а также результаты измерений могут существенно расходиться за пределы суммарных погрешностей. Исходя из этого, целью данной работы являлось экспериментальное исследование коэффициентов переноса тепла празеодима в широком интервале температур твердого и жидкого состояний.

Теплопроводность и температуропроводность измерены методом лазерной вспышки [1] на экспериментальной установке LFA-427 фирмы NETZSCH. Опыты проводились на образцах празеодима марки ПрМ-2, чистотой 99,91 мас.% в интервале температур 295–1625 К. Результаты химического анализа методами атомно-эмиссионной спектроскопии и масс-спектропии показали наличие в исходном празеодиме следующих примесей: Ca – 0.001%, Ce – 0.04%, Cr – 0.0014%, Cu – 0.0028%, Eu – 0.0003%, Fe – 0.007%, La – 0.0006%, Mo – 0.0002%, Nb – 0.00076%, Nd – 0.021, Ni – 0.0014%, Pd – 0.00073%, Sm – 0.009%, Ta – 0.0004%. Анализ на неметаллические примеси не проводился.

При температурах ниже 1000 К опыты выполнялись по стандартной методике, уже отработанной нами для твердых РЗМ [2]. Использовался образец, имеющий форму диска диаметром 12,6 мм и толщиной около 2,5 мм, который перед началом измерений механически очищался от окислов. Эксперименты проводились в вакууме  $\sim 2 \times 10^{-5}$  мбар.

Высокая пластичность празеодима в высокотемпературной фазе не позволяла проводить измерения на "свободных" образцах. По этой причине эксперименты выше 1000 К были выполнены на образцах, заплавленных в танталовую ячейку. Герметизация ячейки осуществлялась аргоно-дуговой сваркой в защитной атмосфере перчаточного бокса. Атмосферой

бокса являлся аргон с чистотой 99,992 об.%, который в процессе подготовки образца дополнительно доочищался, непрерывно прогоняясь через губчатый титан, нагретый до 900–1000 К. Для получения значений теплопроводности и температуропроводности использовалась расчетная модель, подробно описанная в [3]. Оцененная по методике [3] погрешность измерения температуропроводности и теплопроводности "свободных" образцов составила 2–3%, а заплавленных – 4–6%.

Первичные результаты измерения коэффициента температуропроводности празеодима представлены на рис. 1.

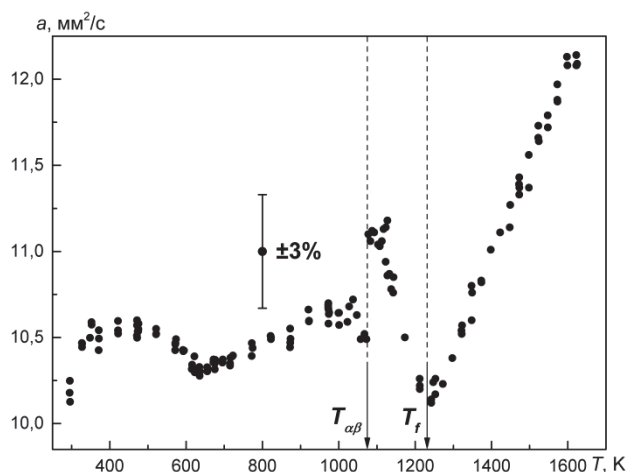


Рис. 1. Температуропроводность празеодима.

$T_{\alpha\beta}$  – температура ГПВ–ОЦК-перехода,  
 $T_f$  – температура плавления.

Подробно исследовано поведение температурной зависимости измеренных переносных свойств празеодима в широком интервале температур твердого и жидкого состояний, включая области фазовых переходов. Проведено сопоставление результатов с имеющимися литературными данными. Получены аппроксимационные уравнения и составлены таблицы рекомендуемых значений для использования в различных научных и практических приложениях, а также для включения в базы данных.

### Список литературы:

1. Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. No. 9. P. 1679–1684.
2. Samoshkin D.A., Agazhanov A.Sh., Savchenko I.V., Stankus S.V. Thermal diffusivity of gadolinium in the temperature range of 287–1277 K // High Temp. 2017. Vol. 55. No. 2. P. 221–225.
3. Stankus S.V., Savchenko I.V. Laser flash method for measurement of liquid metals heat transfer coefficients // Thermophysics and Aeromechanics. 2009. Vol. 16. No. 4. P. 585–592.

УДК 536.3+536.42

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТАЯНИЯ ЛЬДА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СЕЛЕКТИВНЫМ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Слепцов С.Д.<sup>1</sup>, Саввинова Н.А.<sup>2</sup>, Гришин М.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова,  
677000, Россия, Якутск, ул. Белинского, 58

В связи с освоением Арктики угрозой глобального потепления прогноз ледового состояния ледников и ледяных полей является актуальным. Моделирование таяния льда необходимо для понимания процессов, протекающих как в природе, так и для обеспечения безопасности строительных конструкций, техники и населения в северных широтах.

Постановки задач, моделирующие нагрев и последующее таяние льда, формулируются как задачи Стефана в полупрозрачной среде. Численные и экспериментальные исследования теплообмена в полупрозрачных средах с учетом теплового излучения при использовании двух и трехфазных постановок задачи Стефана широко описаны. Математическое моделирование радиационно-кондуктивного теплообмена с использованием однофазной постановки задачи Стефана рассматривалось в работе [1], но экспериментальных работ, где можно было бы верифицировать постановку и метод решения крайне мало.

Одной из них является расчетно-экспериментальная работа [2], где в климатической камере при постоянной температуре 0 °С, на вертикальной непрозрачной подложке находился лед под излучением от двух видов ламп. В математической модели процесса авторы проводили расчеты в однофазной постановке задачи Стефана. Они сравнивали темпы таяния и нагрева не облучаемой стороны льда и получили удовлетворительные согласования, используя подгоночные параметры и прямое интегрирование переноса излучения по закону Бугера. При этом показано влияние коротковолнового излучения на появление сильно шероховатых поверхностей во льду.

В данной работе представлена математическая модель экспериментальной части работы [2] для последующей верификации однофазной постановки задачи Стефана [1], учитывающее объемное селективное поглощение излучения слоем льда и селективный характер источника излучения.

Задача представляет собой слой чистого, нерассеивающего льда толщиной  $L_0$  приклеен к подложке и находится в климатической камере с постоянной температурой  $T_\infty$ . На правую сторону льда от лампы с температурой накаливания нити 3200 К исходит излучение с постоянным падающим потоком. Диапазон излучения данной лампы приходится большей частью на участок спектра до 1.2 мкм, поэтому необходимо учесть селективность источника излучения.

Комплексная сопряженная задача состоит из двух этапов. На первом этапе рассматривается радиационно-кондуктивный теплообмен, продолжающийся

до момента достижения правой границей льда температуры фазового перехода  $T_f$ . На втором этапе, с фиксированным значением  $T_f$ , рассматривается задача Стефана, в котором возникающая тонкая пленка воды стекает под влиянием сил тяготения, оказывая при этом дополнительную тепловую нагрузку в виде конвекции и излучения. Положение границ раздела фаз определяется из решения краевой задачи.

На рис. 1 представлен рост температуры на левой, не облучаемой поверхности льда со временем. Удовлетворительное согласие с экспериментом показывает правильность математической модели.

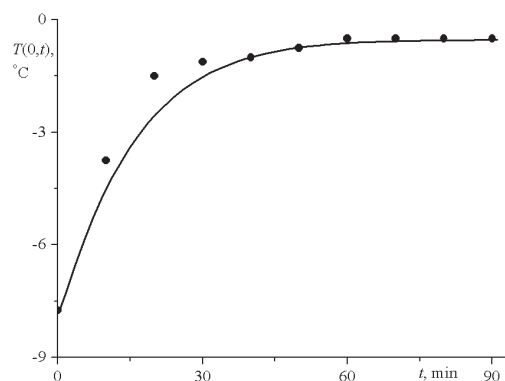


Рис. 1. Рост температуры левой границы со временем (линия – расчет, ● – данные [2])

В данной работе создана эффективная математическая модель этой задачи. Учтены селективный характер среды и источника излучения, опосредованно учтено появление шероховатости на льду при облучении галогеновой лампой. Сравнение расчетов темпа таяния льда и роста температуры на левой границе с экспериментом показывает хорошее согласие и, тем самым, создана верификация однофазной задачи Стефана в полупрозрачной среде.

### Список литературы:

1. N. A. Rubtsov, N. A. Savvinova, and S. D. Sleptsov Simulation of the One-Phase Stefan Problem in a Layer of a Semitransparent Medium // J. Engng Thermophys. 2015. Vol. 24, No. 2. P. 123–138.
2. N. Seki, M. Sugawara, S. Fukusaki Radiative Melting of Ice Layer Adhering to a Vertical Surface // Wärme- und Stoffübertragung. 1979. Vol. 12. Iss. 2. P. 137–144

*Исследование таяния льда выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (проект АААА-А17-117022850029-9), исследование РКТ во льду выполнена РФФИ (проект № 18-48-140011 p\_a).*



УДК 536.1+523.2+531.3

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНОГО ТЕПЛА ПО ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Смульский И.И.

Институт криосферы Земли ТюмНЦ СО РАН Федеральный Исследовательский Центр,  
625026, Тюмень, ул. Малыгина, 86,

В связи с глобальным потеплением перед наукой возникла проблема установления его причины. Все теории глобального потепления должны асимптотически согласовываться с долгопериодическими изменениями климата. Поэтому без выяснения причины последних изменений нельзя установить причины короткопериодических изменений климата. За последние два десятилетия в результате решения ряда сложных задач небесной механики причина долгопериодических колебаний климата была установлена [1]. Они обусловлены эволюцией орбитального и вращательного движений Земли.

Распределение солнечного тепла по поверхности Земли в современную эпоху  $T = 0$ , показано на рис. 1 линиями 1. Количество тепла за год  $Q_T$  по широте Земли  $\varphi$  изменяется симметрично относительно экватора  $\varphi = 0$ : наибольшее количество тепла поступает на экваторе и наименьшее – на полюсах  $\varphi = \pm 90^\circ$ . Тепла за летнее полугодие  $Q_s$  (пунктирные линии) поступает больше на широте тропиков  $\varphi = \varepsilon$ , где  $\varepsilon = 23.44^\circ$  – наклон плоскости экватора Земли к плоскости ее орбиты. При этом тепло распределено не одинаково по полушариям, например, экваториальный минимум находится в Северном полушарии. Количество тепла за зимнее полугодие  $Q_w$  на полюсах равно нулю и монотонно увеличивается к экватору. Оно также не одинаково по полушариям: максимум  $Q_w$  находится в Северном полушарии.

Это распределение тепла (рис. 1) создает современный климат на Земле. Он обусловлен параметрами орбиты Земли и ее оси вращения. В результате взаимодействия тел Солнечной эти параметры меняются, и распределение солнечного тепла становится другим.

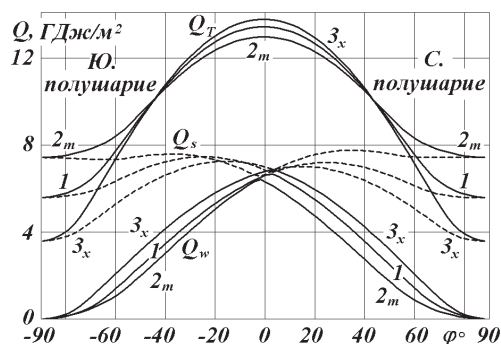


Рис. 1. Распределение по широте  $\varphi$  летних  $Q_s$ , зимних  $Q_w$  и годовых  $Q_T$  количества тепла за три эпохи: 1 – современная,  $T = 0$ ;  $Q_s^{65N} = 5.9$  ГДж/м<sup>2</sup>; 2<sub>m</sub> – самая теплая,  $T = 31.28$  т.л.н.,  $Q_s^{65N} = 7.4$  ГДж/м<sup>2</sup>; 3<sub>x</sub> – самая холодная,  $T = 46.44$  т.л.н.,  $Q_s^{65N} = 5.9$  ГДж/м<sup>2</sup>;  $T$  – время от 30.12. 1949 г.

На рис. 1 линиями 2<sub>T</sub> и 3<sub>x</sub> показаны изменение тепла по широте  $\varphi$  в самую теплую  $T = 31.28$  тысяч лет назад (т.л.н.) и в самую холодную  $T = 46.44$  т.л.н.

эпохи за 200 т.л.н. Эти эпохи характеризуются количествами тепла за летнее полугодие  $Q_s^{65N}$  на северной широте  $\varphi = 65^\circ$ . Углы наклона в три эпохи (1, 2<sub>T</sub>, 3<sub>x</sub>) равны  $\varepsilon = 23.44^\circ$ ;  $32.10^\circ$ ;  $14.8^\circ$ , соответственно.

От холодной эпохи (линия 3<sub>x</sub>) к теплой 2<sub>T</sub> количество тепла за летнее полугодие  $Q_s$  на полюсах увеличивается в 2.07 раза. На широте  $65^\circ$   $Q_s$  изменяется в 1.57 раза. В теплую эпоху 2<sub>T</sub>  $Q_s$  имеет экваториальный минимум в Северном полушарии, а в холодную эпоху 3<sub>x</sub> – в Южном полушарии.

Количество тепла за зимнее полугодие  $Q_w$  от холодной эпохи 3<sub>x</sub> к теплой 2<sub>T</sub> больше всего изменяется на средних широтах. При этом на широте  $\varphi = 40^\circ$ , в 1.38 раза больше Северном полушарии, чем в Южном. Величина  $Q_w$  в холодную эпоху 3<sub>x</sub> на всех широтах больше, чем в теплую эпоху 2<sub>T</sub>. То есть, зимы на всей Земле в холодные эпохи теплее, нежели в теплые.

Количество тепла за год  $Q_T$  от холодной эпохи 3<sub>x</sub> к теплой 2<sub>T</sub> на полюсах увеличивается во столько же раз, как и  $Q_s$ , т.е. в 2 раза. С уменьшением широты разница между  $Q_T$  уменьшается, и на широте  $\varphi \approx 45^\circ$   $Q_T$  не изменяется. В экваториальной области изменения  $Q_T$  обратные изменениям на высоких широтах: в холодную эпоху 3<sub>x</sub> тепла за год больше, чем в теплую 2<sub>T</sub>. При этом изменение  $Q_T$  в 4 раза меньше чем в высокоширотной области. Поэтому основные изменения количества тепла за год происходят в высоких широтах.

Во время таких похолоданий, как в эпоху  $T = 46.44$  т.л.н., лето на широте  $\varphi > 54^\circ$  холоднее чем сейчас на полюсе, снег не успевает растаять, и на Земле наступает ледниковый период. А во время теплых периодов, как в эпоху  $T = 31.28$  т.л.н., лето в высоких широтах теплее, чем сейчас на экваторе. Поэтому происходит таяние ледников Гренландии и Антарктиды, и уровень мирового океана повышается. Периоды этих колебаний порядка 26 тысяч лет. Однако их амплитуда становится большой только при определенном сочетании параметров орбитального и вращательного движений Земли. Поэтому значительные потепления и похолодания происходят в нерегулярном порядке. В результате сопоставления этих колебаний тепла с палеоклиматическими данными за последние 50 тыс. лет установлено, что все они согласуются с палеоклиматом как по эпохам наступления, так и продолжительности и интенсивности [2].

Список литературы:

1. Смульский И.И. Новая Астрономическая теория ледниковых периодов. "LAP LAMBERT Academic Publishing, Riga, Latvia, 2018. 132 С. ISBN 978–613–9–86853–7.
2. Смульский И.И. Новые результаты по инсоляции Земли и их корреляция с палеоклиматом Западной Сибири в позднем плейстоцене // Геология и Геофизика, 2016, т. 57, № 7, С. 1393–1407. <http://dx.doi.org/10.15372/GiG20160709>.

УДК 534.2: 621.564

## ЛИНИЯ КОНДЕНСАЦИИ, ПЛОТНОСТЬ И СКОРОСТЬ ЗВУКА ХЛАДАГЕНТОВ СИСТЕМЫ R134A – R227EA В ПАРОВОЙ ФАЗЕ

Комаров С.Г., Станкус С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время смесевые хладагенты находят широкое применение в качестве теплоносителей холодильного и теплонасосного оборудования. Несмотря на ряд недостатков (фракционирование), их преимущество перед индивидуальными веществами состоит в возможности подбором состава оптимизировать свойства рабочего тела под конкретные условия эксплуатации установок для получения холода или тепла. Решение этой задачи требует наличия разработанных методов предсказания свойств хладагентов в зависимости от состава и параметров состояния, а также достоверных экспериментальных данных по теплофизическим свойствам.

Цель данной работы состояла в измерении  $p, V, T$ -свойств, скорости звука и температурной зависимости давления на линии конденсации смесевых хладагентов системы R134A – R227ea в паровой фазе в неисследованной ранее области составов, а также определении точности термодинамического описания их свойств по программе REFPROP [2].

Методом пьезометра постоянного объема в интервале температур от 293 до 373 К и при давлениях от 0,45 до 3,1 МПа исследованы давление пара на линии конденсации и плотность газообразного хладагента 69,18 масс.% R134a / 30,82 масс.% R227ea, также с использованием ультразвукового интерферометра измерена скорость звука в паре смеси 70,12 масс.% R134a / 29,88 масс.% R227ea (323–373 К, 1,2–1,5 МПа). Погрешности измерения температуры, давления, плотности и скорости звука составили соответственно  $\pm 20$  мК,  $\pm 4$  кПа,  $\pm(0,15–0,25)\%$  и  $\pm(0,2–0,3)\%$  [3–5].

Смесевые хладагенты системы R134a/R-227ea приготавливались весовым методом с погрешностью состава не более 0,05 масс.%. Исходные фреоны производства Forane, France (R134a) и РНЦ «Прикладная химия» (Санкт-Петербург) R227ea имели чистоту 99,9% и 99,99%, соответственно.

Первичные данные по плотности перегретого пара (рис.1) аппроксимировались восьмипараметрическим уравнением состояния Бенедикта–Вебба–Рубина, а давление на линии конденсации хладагента 69,18 масс.% R134a / 30,82 масс.% R227ea определялось по положению "излома" на температурной зависимости давления в пьезометре и обрабатывалось уравнением Риделя. Среднее абсолютное отклонение экспериментальных точек от аппроксимаций составило 0,015% и 0,04%, соответственно.

Сопоставление полученных данных с результатами расчетов по программе REFPROP (версия 8.0)

показывает, что значения плотности лежат в среднем на 0,8% выше, а давления пара на линии конденсации и скорости звука – на 1,3% и 0,4% ниже, чем в [2]. Такое расхождение превышает оцениваемые погрешности наших измерений, поэтому полученные результаты могут быть использованы для уточнения программы REFPROP.

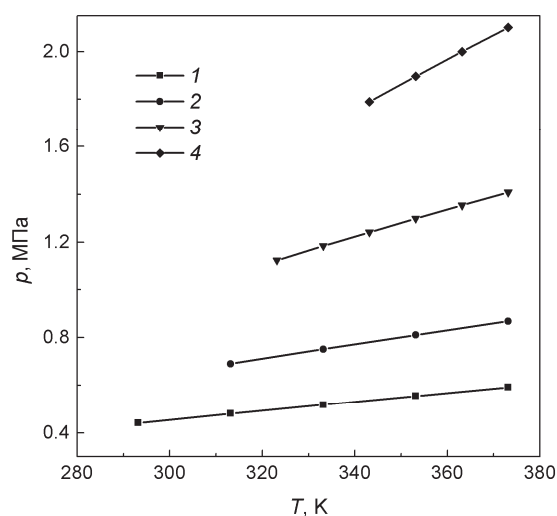


Рис. 1. Экспериментальные квазиизохоры плотности пара хладагента 69,18 масс.% R134a / 30,82 масс.% R227ea: 1 – 23,6 кг/м<sup>3</sup>, 2 – 35,7, 3 – 61,8, 4 – 101,0.

### Список литературы:

1. Lemmon E.W., Jacobsen T.R. A New Functional Form and New Fitting Techniques for Equations of State with Application to Pentafluoroethane (HFC-125) // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2005. Vol. 34. P. 69–108.
2. Lemmon E. W., McLinden M. O., Huber M. L. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 8.0, National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, Maryland (2002).
3. Gruzdev V.A, Khairulin R.A, Komarov S.G, Stankus S.V. Thermodynamic properties of HFC-227ea // Inter. J. Thermophys. 2002. Vol. 23. P. 809–824.
4. Комаров С. Г., Станкус С. В. Экспериментальное исследование скорости звука в жидком и газообразном хладагенте R-407C // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 1. С. 141–143.
5. Комаров С. Г., Станкус С. В. Плотность и скорость звука хладагента R-406A в паровой фазе // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54, № 2. С. 314–316.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).

УДК 536.63

## ЭНТАЛЬПИЯ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ СПЛАВА $Cs_{72.9}Bi_{27.1}$ С ЧАСТИЧНО ИОННЫМ ХАРАКТЕРОМ МЕЖАТОМНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

Станкус С.В., Савченко И.В., Хайрулин А.Р., Яцук О.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Сплавы цезия с висмутом относятся к уникальному и плохо изученному классу материалов, которые в жидком состоянии склонны к образованию ассоциатов с частично ионным характером межатомного взаимодействия. Это приводит к сильным отклонениям свойств расплавов от их расчетов по законам идеальных растворов, а при некоторых составах наблюдаются экстремумы на концентрационных зависимостях свойств [1-2]. Обзор опубликованных работ показал отсутствие достоверных экспериментальных данных по энтальпии и теплоемкости сплавов системы цезий-висмут в конденсированном состоянии. В то же время калорические свойства позволяют судить об энергетическом взаимодействии компонентов в растворах, поэтому цель настоящей работы состояла в измерении энтальпии одного из сплавов системы цезий-висмут в твердом и жидком состояниях и определении изменения теплоемкости с температурой.

Измерения энтальпии сплава  $Cs_{72.9}Bi_{27.1}$  выполнены с использованием массивного изотермического калориметра смешения ИТ СО РАН, конструкция которого и методика обработки первичных данных подробно описаны в [3]. Образец сплава  $Cs_{72.9}Bi_{27.1}$  приготавливался из компонентов чистотой 99.94 мас. % (Cs) и 99.98 масс. % (Bi). Из-за высокой химической активности цезия, все операции по подготовке сплава и герметизации ампулы (дуговой сваркой) проводились в перчаточном боксе с аргонной атмосферой чистотой 99.992 об.%. Аргон дополнительно очищался пропусканием через реакторы с титаном, нагретым до 870-970 К. Химический состав находился в весовом методе и составил  $X_{Cs} = 72.9 \pm 0.005$  ат. %. при массе образца  $m = 23.918$  г. Рассчитанная молекулярная масса сплава  $M_{Alloy} = 153.521$  г/моль.

Термический анализ сплава  $Cs_{72.9}Bi_{27.1}$  показал наличие одного теплового эффекта. Он был связан с началом кристаллизации расплава, сопровождался незначительным переохлаждением (0.4-0.07К) и высокой (0.02 К) воспроизводимостью его температуры:  $T_L = 927.3\text{К} \pm 1.5$  К.

Первичные данные по инкременту энтальпии (рис. 1) аппроксимировались степенными полиномами. Для твердого состояния:

$$H_{298}(t) = 25.815 t + 0.02077 t^2 - 3.0244 \times 10^{-5} t^3 + 1.630 \times 10^{-8} t^4,$$

где  $H_{298}$  – Дж/моль,  $t = T - 298.15$ ,  $T$  – в К, среднее абсолютное отклонение точек – 38 Дж/моль; для жидкого состояния:

$$H_{298}(t_1) = 27453 + 45.38 t_1,$$

где  $t_1 = T - 927.3$  К, среднее абсолютное отклонение точек – 0.075% или 25.4 Дж/моль. Определенный по

рекомендуемым значениям скачок энтальпии при плавлении составил:

$$\Delta H_f = 7968 \pm 46 \text{ Дж/моль.}$$

Относительные отклонение экспериментальных значений энтальпии и теплоемкости сплава  $Cs_{72.9}Bi_{27.1}$  в жидком состоянии от их аддитивных значений достигают 25% и 55%, соответственно. Значительное превышение значений калорических свойств от расчетов по законам для идеальных растворов косвенно подтверждает предположение о существовании в расплаве комплексов с частично ионным характером межатомного взаимодействия.

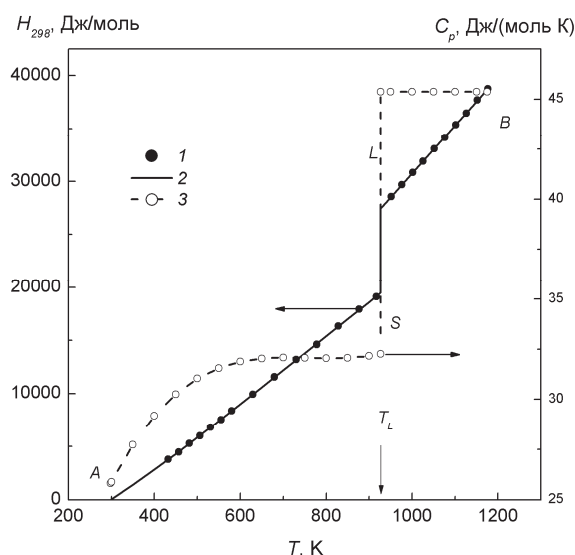


Рис.1. Измеренные значения инкремента энтальпии (1), ее аппроксимация (2) и температурная зависимость теплоемкости (3) сплава  $Cs_{72.9}Bi_{27.1}$  в твердом (AS) и жидком (LB) состояниях.

### Список литературы:

1. Леонова М.Е., Бдикин И.К., Гулиш О.К., Севастьянова Л. Г., Семенов К. Н. «Сильноожатое» состояние вещества в системе  $M - Bi$  // Вестник Московского университета. Сер. 2. Химия. 2000. Т. 41, № 5. С. 334–337.
2. Meijer J.A., van der Lugt W. Resistivity of Liquid  $K-Bi$  and  $Cs-Bi$  Alloys // J. Phys.: Condens. Matter. 1989. Vol. 1. P. 9779–9784.
3. Станкус С.В., Савченко И.В., Яцук О.С. Высокотемпературный калориметр смешения для исследования веществ и материалов в твердом и жидком состояниях // Приборы и техника эксперимента // 2017. № 4. С. 150–156.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-10023).



---

## СЕКЦИЯ 8

Теплообмен и гидродинамика в технологических процессах  
и защита окружающей среды

---

УДК 532; 536.25; 548.25; 621.315.592

## ОСОБЕННОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В РЕЖИМАХ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО ПРИ РАЗЛИЧНОМ ВЛИЯНИИ СИЛ ПЛАВУЧЕСТИ И ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО ЭФФЕКТА

Бердников В.С.<sup>1,2</sup>, Винокуров В.А.<sup>1</sup>, Винокуров В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Метод Чохральского - один из основных методов получения монокристаллов для силовой и микроэлектроники, лазерной техники [1–3]. Этот метод многовариантен и модифицируется при выращивании материалов с различными теплофизическими свойствами. Для решения вопроса о корреляции условий роста кристалла и его объемных кристаллографических характеристик, необходимо понимать, как меняются режимы течения расплава в объеме и в пограничном слое на фронте кристаллизации (ФК) при изменениях режимов подогрева тиглей и угловых скоростей вращения кристаллов. В технологических условиях практически невозможно исследовать гидродинамику расплавов и теплообмен. Наиболее эффективный метод исследований рассматриваемых процессов – сочетание физического и численного моделирования. Трудности в управлении гидродинамикой расплава в методе Чохральского возникают из-за принципиально неустранимой и плохо управляемой тепловой гравитационно-капиллярной конвекции, возникающей из-за перепада температуры между фронтом кристаллизации и стенками тигля и наличия свободной поверхности расплава [1–3]. В существующих технологиях применяется простой способ управления гидродинамикой и конвективным теплообменом в системах «тигель – расплав – кристалл» – подбор скорости вращения кристалла. Но при снижении уровня расплава по мере роста кристалла изменяется относительный вклад термокапиллярного эффекта и сил плавучести в процессы перехода от режима свободной конвекции к технологически оптимальным режимам смешанной конвекции при увеличении угловой скорости вращения кристалла при различных числах Прандтля расплавов.

В наших исследованиях обнаружена зависимость от высоты слоя расплава перехода от ламинарных стационарных режимов смешанной конвекции к нестационарным периодическим и квазипериодическим режимам течений. Обнаружено так же наличие гистерезисных явлений (рис.1) в режимах монотонного изменения угловых скоростей вращения кристаллов.

Численные исследования выполнены методом конечных разностей (программа собственной разработки) и с использованием пакета Ansys Fluent. При заданных значениях чисел Прандтля  $Pr$  ( $Pr = 10,78; 16; 45,6$ ), Грасгофа  $Gr$  и Марангони  $Ma$  добавлялось равномерное вращение кристалла и исследовалась эволюция структуры течения и теплообмен с ростом числа Рейнольдса  $Re$ . Экспериментально изучено влияние конвективного теплообмена на форму фронта кристаллизации гептадекана с  $Pr = 45,6$ .

Исследована эволюция пространственной формы течения с ростом чисел  $Re$ . Показано, что большое значение числа Марангони приводит к существенным изменениям радиальных распределений локальных тепловых потоков, особенно на кромках кристаллов. Это влияет и на интегральные потоки тепла на ФК. Результаты расчетов при фиксированных значениях чисел  $Gr$  и  $Ma$  обобщены в виде зависимостей числа Нуссельта  $Nu$  ( $Re$ ) (рис.1).

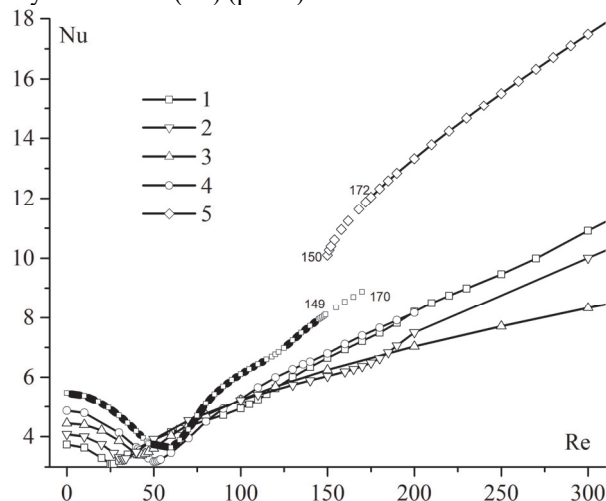


Рис. 1. Зависимости безразмерного коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса при  $H/RT = 0,7$ ,  $RT/RK = 2,76$ : 1 –  $Pr = 10,78$ ,  $Gr = 230$ ,  $Ma = 5280$ ; 2 –  $Pr = 10,78$ ,  $Gr = 462$ ,  $Ma = 10561$ ; 3 –  $Pr = 10,78$ ,  $Gr = 924$ ,  $Ma = 21120$ ; 4 –  $Pr = 16$ ,  $Gr = 2000$ ,  $Ma = 1669$ ; 5 –  $RT = 0,7$ ,  $RT/RK = 1,94$ ,  $Pr = 45,6$ ,  $Gr = 3280$ ,  $Ma = 3165$

### Список литературы:

1. Бердников В.С., Винокуров В.В., Панченко В.И., Соловьев С.В. Теплообмен в классическом методе Чохральского // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 4. С. 122–127.
2. Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В. Влияние нестационарных режимов свободной и смешанной конвекции расплавов на теплообмен и формы фронтов кристаллизации в методе Чохральского // Известия РАН. Серия Физическая. – 2017. Т. 81. № 10. С. 1395–1402.
3. Бердников В.С., Митин К.А., Григорьева А.М., Клещенко М.С. Зависимость полей температуры в кристаллах от их теплофизических параметров и свойств окружающей среды в методе Чохральского при различных режимах теплообмена. // Известия РАН. Серия Физическая. – 2017. – № 9. – С. 1198 – 1204.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3).

УДК 532.135

**УСТАНОВИВШЕЕСЯ ТЕЧЕНИЕ СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ В КОАКСИАЛЬНОМ КАНАЛЕ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ РЕОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ**

**Борзенко Е.И., Шрагер Г.Р.**

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Рассматривается неизотермическое течение степенной жидкости в коаксиальном канале под действием перепада давления, обеспечивающего заданный расход, с учетом вязкой диссипации механической энергии и зависимости реологических параметров от температуры. Течение предполагается ламинарным. Математическую постановку задачи образуют уравнения движения и энергии, которые с учетом сделанных предположений в безразмерной форме записываются следующим образом:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \eta \frac{du}{dr} \right) = \delta p, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\theta}{dr} \right) + \eta \left( \frac{du}{dr} \right)^2 = 0.$$

Используется реологический закон Оствальда - де Виля, согласно которому выражение для эффективной вязкости имеет вид

$$\eta = e^{-c\theta} \left| \frac{du}{dr} \right|^{n-1}.$$

Здесь  $r$  – радиальная координата,  $\eta$  – эффективная вязкость,  $u$  – скорость,  $\delta p$  – перепад давления,  $\theta$  – температура,  $n$  – степень нелинейности. В качестве масштабов обезразмеривания длины и скорости используются внешний радиус канала  $R_0$  и среднерасходная скорость  $U_0$ . Безразмерная температура определяется выражением

$$\theta = \lambda \frac{T - T_w^o}{\eta_0 U_0^2},$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $T_w^o$  – размерная температура внешней стенки,  $\eta_0$  – масштаб обезразмеривания вязкости. На стенках канала выполняются условия прилипания и заданы температуры

$$r = \alpha: u = 0, \theta = Br;$$

$$r = 1: u = 0, \theta = 0.$$

Безразмерная координата внутренней стенки определяется выражением  $\alpha = R_i / R_0$ , где  $R_i$  – размерный радиус внутреннего канала. В постановку задачу входят два безразмерных критерия

$$C = \frac{\beta \eta_0 U_0^2}{\lambda}, \quad Br = \lambda \frac{T_w^i - T_w^o}{\eta_0 U_0^2}.$$

Здесь  $\beta$  – параметр реологического закона,  $T_w^i$  – размерная температура внутренней стенки,  $\eta_0 = k_w^o (U_0 / R_0)^{n-1}$ ,  $k_w^o$  – консистенция жидкости при температуре внешней стенки. Величина  $\delta p$  выбирается так, чтобы объемный расход жидкости через единицу площади равнялся единице

$$2 \int_{\alpha}^1 u r dr = 1 - \alpha^2.$$

Поставленная задача решается численно с использованием метода конечных разностей для дискретизации уравнений и метода прогонки для решения полученной системы алгебраических уравнений.

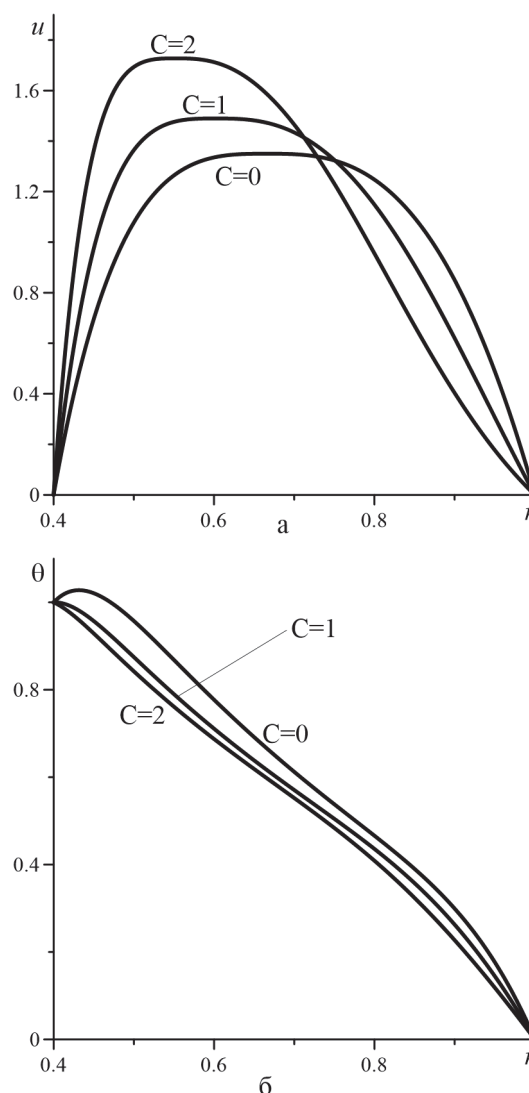


Рис. 1 Распределение скорости (а) и температуры (б) при  $Br=1, \alpha=0.4$

Выполнены параметрические исследования распределения кинематических, динамических и теплофизических характеристик потока. Характерные распределения скорости и температуры в зависимости от параметра  $C$  представлены на рис.1.

*Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 18-08-00412).*

УДК 621.181

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ОРГАНИЗАЦИИ СТУПЕНЧАТОГО СЖИГАНИЯ

Воронцова Е.С., Гиль А.В., Кокшарев О.М.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

На современном этапе развития энергетики к ТЭС предъявляются высокие экологические требования по мимо обеспечения надежной и экономичной работы. Основным источником выбросов вредных веществ на ТЭС является котельный агрегат. Соответственно необходимо рассматривать возможность организации сжигания органических топлив с достижением минимального значения выбросов вредных веществ.

Высокие экологические показатели котельного агрегата могут достигаться установкой систем доочистки уходящих дымовых газов за котельным агрегатом, которые очень дорогие, либо посредством внутритопочных технологий снижения выбросов [1].

В данной работе рассматривается возможность организации ступенчатого сжигания, посредством установки сопел третичного дутья выше основных горелок, в топочной камере котельного агрегата БКЗ-420-140.

Котельный агрегат БКЗ-420-140 запроектирован на сжигание экибастузских углей. Топочная камера открытого типа, с твердым шлакоудалением, полностью экранирована трубами  $60 \times 5,5$  мм с шагом 64 мм. Боковые экраны в нижней части образуют скаты «холодной воронки». Объем топочной камеры, составляющий 1957 м<sup>3</sup>, конструктивно разделен на две части: верхняя в горизонтальном сечении по осям труб противоположных экранов имеет размеры  $15744 \times 3776$  мм, а нижняя –  $15744 \times 9024$  мм [2].

Вихревые (лопаточно-лопаточные) горелки расположены на отметке 10800 мм встречно в один ярус по 6 штук на боковых стенах топки, с чередованием левой и правой крутки потока, что обеспечивает дополнительное перемешивание соседних струй каждой пары горелок.

Сопла третичного дутья с сечением  $750 \times 300$  мм в количестве пяти штук с каждой стороны. Сопла расположены встречно, между горелочными устройствами и выше их на 2,9 м (рис. 1).

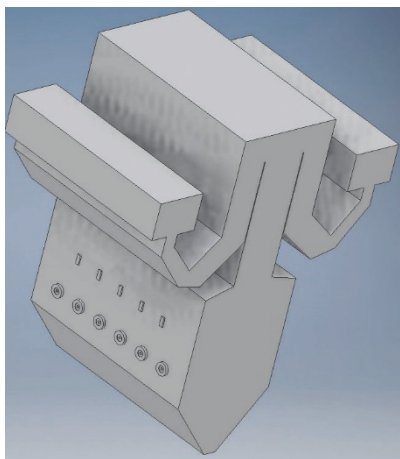


Рис. 1 Геометрическая модель топочной камеры

Численные исследования с различным количеством дискретных объемов выполнены с использованием пакета прикладных программ FIRE 3D [3]. В данном пакете аэротермохимические процессы описываются на основе Эйлера-Лагранжевого подхода, где теплообмен и горение в газовой фазе представляются на основе Эйлера-Лагранжевого способа описания, т.е. используются стационарные пространственные уравнения баланса массы, импульса, концентрации газовых компонентов и энергии для газовой смеси. Лагранжев подход применяется для описания движения и теплообмена одиночных частиц топлива и золы вдоль их траекторий с учетом обратного влияния дисперсной фазы на несущую среду. Турбулентные характеристики газа рассчитываются с использованием двухпараметрической «к-ε» модели турбулентности, также учитывающей влияние движущихся частиц [4]. Радиационный теплообмен в двухфазном потоке представляется в рамках Р1 приближения метода сферических гармоник, который показывает хорошие результаты применения к пылеугольным топкам.

Установка сопел третичного дутья с организацией сжигания топлива в ядре горения с избытком воздуха  $\alpha = 1$  позволило достичь снижения температуры в зоне активного горения в среднем на 150 К, в пережиге температуры отличаются незначительно, а на выходе из топочной камеры около 100 К.

### Список литературы:

1. Алехнович А.Н., Богомолов В.В. Конструкции топочно-горелочных устройств для снижения оксидов азота и шлакования, сжигания низкорекционных углей (обзор) // Минеральная часть топлива, шлакование, очистка котлов, улавливание и использование золы: V науч.-практ. конф., Челябинск, 7–9 июня 2011. В 3 т. Т.3. – Челябинск, 2011. – С.72–89. Суржилов С.Т. Перенос излучением в неоднородном слое// ТВТ. 1997. Т. 35. № 3. С. 1–2.
2. Котельные агрегаты большой мощности: каталог-справочник 18–6-74 / Научно-исследовательский институт экономики, организации производства и технико-экономической информации в энергетическом машиностроении (НИИЭИНФОРМЭНЕРГОМАШ). – М. Ниинформтяжмаш, 1975. – 116 с.
3. Гиль А.В., Старченко А.В. Математическое моделирование физико-химических процессов сжигания углей в камерных топках котельных агрегатов на основе пакета прикладных программ FIRE 3D // Теплофизика и аэромеханика, 2012. – том 19, № 5.
4. Spalding D.B. Mathematical models of turbulent flames: a review // Combustion Science and Technology. – 1976. – Vol. 13, N. 1–6. – P. 3–22.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект No. 18-38-00775\_мол\_а).

УДК 536.2; 004.942

## МОДЕЛЬ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В СТОЯКЕ ОТОПИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Каледин В.О., Вячкин Е.С., Гилёва А.Е., Вячкина Е.А., Галдин Д.А., Ульянов А.Д.

<sup>1</sup>Новокузнецкий институт (филиал) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Кемеровский государственный университет»  
654000, Россия, Кемеровская область, г. Новокузнецк, ул. Циолковского, 23

В работе рассматривается получение математической модели распределения температуры по стояку отопления для оценки фактических параметров отопительной системы по результатам замеров температур.

Особенностью системы отопления является сезонность и недопустимость продолжительных выключений в зимний период из-за опасности выхода из строя трубопроводов. Поэтому большое значение имеет диагностика текущего состояния и прогнозирование изменения температурного режима здания, направленное на рациональный выбор корректирующих мероприятий (замена и промывка стояков и приборов отопления) по окончании отопительного сезона. Для этого необходимо построение модели, позволяющей определить температуру на каждом участке стояка отопления.

Во всем здании отопительные конвекторы связаны одной прямой и одной обратной прямой с теплоносителем.

Конвекторы шунтируются параллельно присоединённой трубой. Зашунтированные конвекторы связаны стояком (трубой обратной подачи) последовательно. Теплоноситель поступает в трубу обратной подачи сверху, начиная с самого верхнего этажа. В качестве переменных состояния каждого стояка отопления примем температуру теплоносителя на входе в первый конвектор (непосредственно перед точкой разветвления трубопровода на шунт и конвектор) и температуру теплоносителя на выходе из конвектора (непосредственно после точки схождения выходной трубы конвектора и шунта).

Мощность, отдаваемая конвектором, определяется так

$$N = h \int_{S_k} (T_0 - T_1) dS_k = h \cdot S_k (T_0 - T_1), \quad (1)$$

где  $h$  – коэффициент свободной конвекции в воздух, Вт/м<sup>2</sup>/К,

$S_k$  – площадь отопительного конвектора,

$T_0$  – средняя интегральная температура конвектора,

$T_1$  – температура воздуха в помещении.

В этом выражении средняя интегральная температура  $T_0$  зависит от температуры на входе и выходе из конвектора. Учитывая реальное распределение скорости теплоносителя по конвектору, примем эту зависимость в виде:

$$T_0 = \alpha T_{\text{вход}} + \beta T_{\text{выход}}, \quad (2)$$

где  $\alpha, \beta$  – постоянные коэффициенты,

$T_{\text{вход}}$  и  $T_{\text{выход}}$  – температуры на входе и выходе из конвектора,

С другой стороны, мощность, отдаваемая конвектором, выражается через приращение энтальпии теплоносителя на входе и выходе:

$$N = c\rho Q (T_{\text{вход}} - T_{\text{выход}}), \quad (3)$$

где  $c$  – удельная теплоемкость,

$\rho$  – плотность,

$Q$  – объемный расход теплоносителя.

Таким образом, получаем балансное соотношение:

$$c\rho Q (T_{\text{вход}} - T_{\text{выход}}) = h S (\alpha T_{\text{вход}} + \beta T_{\text{выход}} - T_1). \quad (4)$$

Это соотношение приводится к уравнению, определяющему температуру теплоносителя:

$$(-c\rho Q + \alpha h S) T_{\text{вход}} + (c\rho Q + \beta h S) T_{\text{выход}} = h S T_1. \quad (5)$$

Для стояка, расход теплоносителя и температура на входе которого известны, с  $n$  зашунтированными конвекторами получаем разностную систему уравнений:

$$(-c\rho Q + \alpha_i h_i S_i) T_{i-1} + (c\rho Q + \beta_i h_i S_i) T_i = h_i S_i T_{\infty i}. \quad (6)$$

Решением этой системы является распределение температуры теплоносителя по стояку. Температура в помещениях находится из решения уравнений теплопроводности.

Дифференциальное уравнение теплопроводности будет иметь вид:

$$\frac{\partial T(x, y, z, \tau)}{\partial \tau} - \alpha \nabla^2 T = \frac{q}{c\rho} \delta(x - x_0, y - y_0, z - z_0), \quad (7)$$

где  $\alpha$  – коэффициент температуропроводности,

$\tau$  – время,

$c$  – теплоемкость,

$\rho$  – плотность.

Решение уравнения (7) найдем численно. Для этого оно дискретизируется методом конечных элементов и приводится к уравнению с матричными коэффициентами:

$$CT' + KT = Q, \quad (8)$$

где  $C$  – матрица теплоемкости,

$K$  – матрица теплопроводности,

$Q$  – матрица-столбец узловых мощностей.

Найдем решение уравнения (8) методом конечных разностей. Заменим производную от температуры по

времени правой разностью  $T' = \frac{T^{t+1} - T^t}{\tau}$ , получим:

$$CT^{t+1} - CT^t + \tau KT^{t+1} = \tau Q^t. \quad (9)$$

Сгруппировав выражение (9), получим:

$$(C + \tau K) T^{t+1} = CT^t + \tau Q^t. \quad (10)$$

Уравнение (10) позволяет на каждом шаге по времени найти температуру.

Поддержана НФИ КемГУ (грант № 3-05/ИГР-18).



УДК 536.2; 004.942

## МОДЕЛЬ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА ОГРАЖДАЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ

Каледин В.О., Галдин Д.А., Вячкин Е.С., Гилёва А.Е., Вячкина Е.А., Ульянов А.Д.

<sup>1</sup>Новокузнецкий институт (филиал) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Кемеровский государственный университет»  
654000, Россия, Кемеровская область, г. Новокузнецк, ул. Циолковского, 23

Рассматривается получение общей системы уравнений теплового баланса зданий для прогноза теплового режима отапливаемых зданий в условиях нарушения температурного графика и сверхнормативных тепловых потерь.

Модель теплового баланса ограждающих конструкций здания строится на основе метода конечных элементов. Ключевое место занимает тополого-геометрическая модель здания, которая задаёт размеры, форму и топологию помещений, стен и проёмов. В тополого-геометрической модели здания выделим структурные составляющие: стены, помещения и отопительные элементы.

Стену (с окнами и дверьми) представим в виде набора пространственных элементов шестигранной формы, связанных в общих узлах – вершинах элементов, так, что температуры в совпадающих узлах соседних элементов одинаковы. Это относится как к элементам стены, так и к элементам остекления. Стена имеет внешнюю и внутреннюю поверхность; каждый участок внутренней поверхности стены относится к одному помещению. Температуру воздуха в помещении считаем постоянной во всех внутренних точках, температуры в различных помещениях различны. В помещении располагаются отопительные приборы – радиаторы отопления.

Согласно известной методике решения задачи теплопроводности, основу модели составляют конечные элементы. В нашем случае необходимо использовать конечные элементы стены, элементы окон, элементы дверей (входных и балконных), а также элементы для задания конвективного теплообмена: наружные конвекторы на внешней поверхности стен, двусторонние конвекторы между внутренней поверхностью стены и воздухом в помещении и конвекторы между поверхностью отопительных приборов и воздухом помещения.

Задача стационарного кондуктивно-конвективного теплообмена может быть поставлена в вариационной форме, как задача минимизации функционала [1]:

$$\Phi(T) = \frac{1}{2} \int_V \vec{q}(\nabla T) \cdot \nabla T dV + \frac{1}{2} \int_{S_{\text{конв}}} h \cdot (T - T_{\infty})^2 dS - \int_{S_{\text{нагр}}} q_n \cdot T dS$$

Здесь  $S_{\text{конв}}$  – площадь поверхности, через которую происходит конвективный теплообмен,

$S_{\text{нагр}}$  – площадь поверхности, нагреваемой постоянным тепловым потоком плотности  $q_n$ ,

$T$  – искомая температура, переменная по объёму и поверхности объекта,

$h$  – коэффициент теплоотдачи,

$q$  – плотность теплового потока,

$V$  – объём.

Функционал приближённо аппроксимируется линейной комбинацией базисных функций координат. Условие его минимума преобразуется в систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов при базисных функциях. При использовании метода конечных перемещений в лагранжевом варианте коэффициентами являются узловые значения температуры.

С точки зрения формы элемента, их можно подразделить на следующие типы: пространственный шестигранный элемент ограждающей конструкции, в котором температура переменна по всему объёму элемента; пространственный шестигранный элемент помещения, в котором температура постоянна по всему его объёму; четырёхугольный элемент одностороннего конвектора, который располагается на поверхности шестигранного элемента и контактирует со средой, температура которой известна (наружные конвекторы и конвекторы отопительных приборов); четырёхугольный элемент двустороннего конвектора, который располагается на поверхности шестигранного элемента и имеет дополнительные узлы, связанные с шестигранным элементом помещения.

Таким образом, структура общей системы уравнений теплового баланса здания в матричном виде может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & 0 & 0 \\ K_{12}^T & K_{22} & 0 & K_{24} \\ 0 & 0 & K_{33} & K_{34} \\ 0 & K_{24}^T & K_{34}^T & K_{44} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} T^I \\ T^{II} \\ T^{III} \\ T^{IV} \end{Bmatrix} = - \begin{bmatrix} Q_{15} & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & Q_{36} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} T^V \\ T^{VI} \end{Bmatrix}$$

Здесь матрицы в левой и правой части – блочные. Блоки  $K_{ij}$  формируются сборкой из локальных матриц конечных элементов, блоки  $Q_{ij}$  – сборкой из матриц правых частей элементов-конвекторов.

Система линейных алгебраических уравнений решается при известных значениях переменных в правой части: известных температурах отопительных радиаторов  $T^V$  и известной температуре наружного воздуха  $T^{VI}$ . В результате решения определяются температуры помещений  $T^I$ , температуры узлов внутренней поверхности стен  $T^{II}$ , температуры наружной поверхности стен  $T^{III}$  и температуры внутренних узлов ограждающих конструкций  $T^{IV}$ .

Список литературы:

1. Сегерлинд, Л. Применение метода конечных элементов / Л. Сегерлинд – М.: Мир, 1979. – 392 с.

Поддержана НФИ КемГУ (грант № 3-05/1ГР-18).

УДК 536.242

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХКАНАЛЬНОГО ТЕПЛОМАССОБМЕННОГО АППАРАТА КОСВЕННО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ТИПА

Горбачев М.В.<sup>1</sup>, Терехов В.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В работе представлены результаты численного исследования теплообменного аппарата (ТМОА) косвенно испарительного типа, представляющего собой два плоскопараллельных канала одинаковой высоты  $H$  (рис. 1). Часть потока из сухого канала с пониженной температурой направляется в канал с влажными стенками. Тем самым удается получить температуру на выходе из него близкую к точке росы, определенную по параметрам воздуха на входе ( $u_0$ ,  $T_0$  и  $\Phi_0$ ). Режим течения – ламинарный и стационарный.



Рис. 1. Расчетная схема теплообменного аппарата.

Математическая модель ТМОА основана на численном методе расчета основных параметров потоков воздуха, таких как температура, относительная влажность, влагосодержание. Дискретизация системы дифференциальных уравнений проводилась на равномерной сетке, оптимальное число узлов которой составляло 500 ячеек. Оценка достоверности разработанной программы проводилась сравнением полученных данных с результатами численных [1] и экспериментальных исследований [2].

Изменение параметров по длине ТМОА для сухого и влажного каналов при коэффициенте перепуска  $m = 0,3$  показано на рис.2. Видно, что среднemasсовая температура воздуха в сухом канале за счет теплообмена с влажным каналом, где происходит испарение воды, интенсивно понижается по длине. Кроме того, в распределении температуры по длине во влажном канале имеется минимум, который обусловлен отводом теплоты на фазовый переход, а с другой стороны – подводом теплоты из сухого канала. В сухом канале относительная влажность монотонно увеличивается, а влагосодержание остается без изменений (за счет уменьшения температуры потока). Это является основным положительным фактором рассматриваемой схемы теплообменного аппарата косвенно-испарительного типа. Во влажном канале относительная влажность воздуха достигает 100%. В качестве основного недостатка рассмотренной схемы ТМОА является уменьшение массового потока сухого воздуха

на выходе аппарата. Кроме того, эффективность охлаждения значительно понижается с ростом влажности окружающего воздуха.

Установлено, что теплообменные аппараты косвенно-испарительного типа с перепуском части сухого потока воздуха во влажный канал, целесообразно использовать не только в качестве охладителей, но и как увлажнителей.

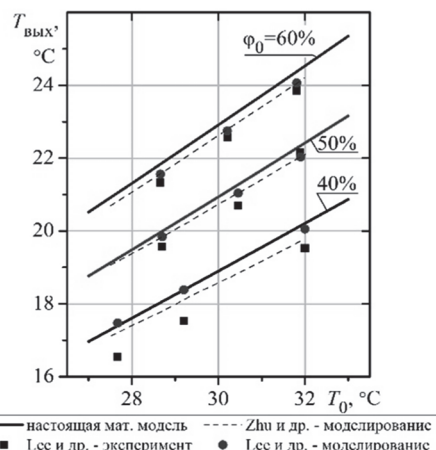
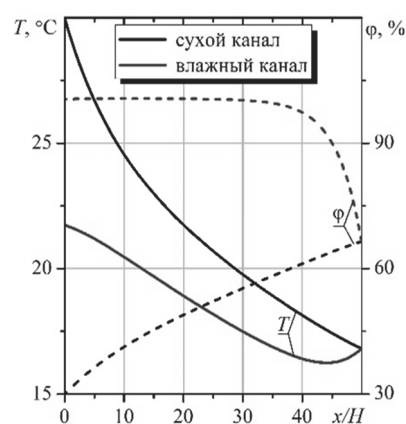


Рис. 2. Результаты моделирования и верификация данных.

### Список литературы:

- Zhu G., Chow T-T, Lee C.K. Performance analysis of counter-flow regenerative heat and mass exchanger for indirect evaporative cooling based on data-driven model, Energy and Buildings, 2017, Vol. 155, pp. 503–512.
- Lee J., Lee D.Y., Experimental study of a counter flow regenerative evaporative cooler with finned channels, Int. J. Heat Mass Transfer, 2013, Vol. 65, pp. 173–179.

Работа выполнена при финансировании Минобрнауки, проект АААА-А17-117030310010-9.

## АНАЛИЗ ЦИКЛОВ ВОЗДУШНО-ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН СТУПЕНЧАТОГО СЖАТИЯ И РАСШИРЕНИЯ

Горбачев М.В.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

При проведении термодинамического анализа циклов воздушно-холодильных машин (ВХМ) важное значение имеет представление обратимого, т.е. идеального для данных условий цикла. Простейшим идеальным циклом, в котором теплообмен между источниками теплоты осуществляется изотермически, является цикл Карно [1, 2]. На рис. 1, а цикл Карно изображен процессами 1-2-3-4.

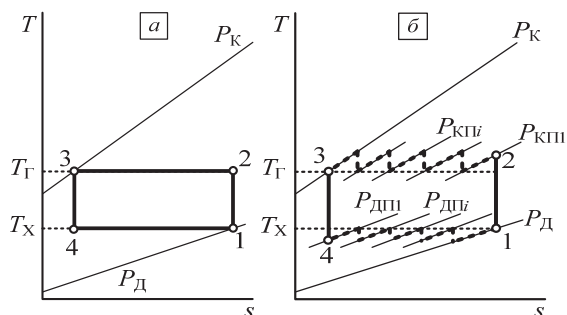


Рис. 1. Термодинамические циклы:

а – Карно; б – многоступенчатого сжатия и расширения

Работа, затрачиваемая на реализацию цикла Карно можно оценить:

$$l_3^{\text{Карно}} = (T_{\Gamma} - T_X) \Delta s = c_p T_{\Gamma} \frac{\theta - 1}{\theta} \ln \left[ \theta^{-1} (P_K / P_D)^{\gamma} \right],$$

где:  $\theta = T_{\Gamma} / T_X$  – отношение температур источников теплоты;  $T_{\Gamma} = 293,15 \text{ К}$  – температура атмосферного воздуха;  $T_X$  – температура холодного источника;  $P_K$ ,  $P_D$  – давления за компрессором и детандером соответственно;  $\gamma = (k - 1) / k$ ;  $k = 1,4$  – показатель адиабаты.

Удельная холодопроизводительность цикла Карно:

$$q_X^{\text{Карно}} = T_X \Delta s = c_p T_{\Gamma} \frac{1}{\theta} \ln \left[ \theta^{-1} (P_K / P_D)^{\gamma} \right].$$

Термодинамическая эффективность цикла Карно, выражаемая эксергетическим КПД

$$\eta_{\text{ex}}^{\text{Карно}} = \frac{q_X^{\text{Карно}} \tau_e^{\text{Карно}}}{l_3^{\text{Карно}}} = 1,$$

т.е. имеет максимальное значение; где  $\tau_e^{\text{Карно}} = \theta - 1$  – эксергетический фактор Карно [1].

Применение многоступенчатого сжатия и расширения позволяет приблизить изобарные процессы охлаждения и нагрева рабочего воздуха к изотермическим (см. рис. 1, б) [2].

На рис. 2 приведены графические зависимости влияния числа ступеней сжатия и расширения ( $n$ ) на основные характеристики цикла ВХМ. Откуда следует, что увеличение  $n$  приводит к тому, что характеристики цикла (холодопроизводительность и затраченная работа) со ступенчатым сжатием и расширением стремятся к соответствующим значениям цикла Карно.

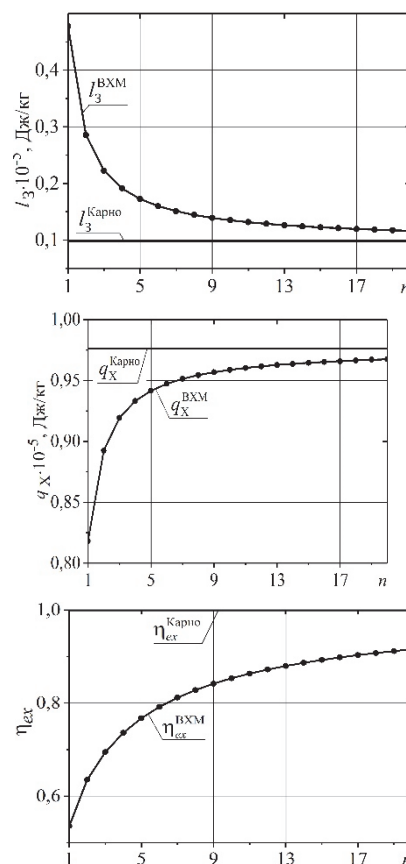


Рис. 2. Влияние числа ступеней сжатия и расширения на характеристики цикла ВХМ

При  $n \rightarrow \infty$  цикл многоступенчатого сжатия и расширения переходит в идеальный газовый цикл с изотермическими подводом и отводом теплоты (цикл Карно).

### Список литературы:

1. Бродянский В.М. и др. Эксергетические расчеты технических систем. – Киев.: Наукова думка, 1991. – 360 с.
2. Дьяченко Ю.В. Исследование термодинамических циклов воздушно-холодильных машин: монография / Ю.В. Дьяченко. – Новосибирск: Изд-во НГТУ. – 404 с.

УДК 621.9

## ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ И ТЕХНИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

Держо О.Г.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Большинство теоретических исследований уединенных волн для слабо нелинейных режимов в диспергирующих средах приводят к уравнению Кортевега-де Вриза. Однако наблюдения одиночных волн часто показывают, что эти волны могут иметь большие амплитуды и даже содержать вихрь ядра, то есть области рециркуляционного потока. В докладе рассмотрены асимптотические модели, которые явно описывают структуру уединенных волн с зонами рециркуляции для некоторых особых, но важных конфигураций набегающего потока. Ключевая особенность, которая делает возможным построение теоретической модели заключается в том, что сдвиговые и/или стратифицированные среды в геофизических приложениях и осесимметричные закрученные потоки в технических приложениях имеют почти линейное уравнение для завихренности когда поток вверх по течению почти линейно стратифицирован и для закрученного течения имеет почти твердотельное вращение. При этом данное уравнение включает асимптотику уединенных волн, описываемых стационарным обобщенным уравнением Кортевега – де Вриза во внешней зоне, согласованное с внутренней зоной содержащей зону рециркуляции. Эти зоны рециркуляции существуют для волн амплитуды чуть больше определенной критической амплитуды, для которой есть начальное изменение потока. Рециркуляционные зоны имеют универсальную структуру, так что их ширина увеличивается без ограничений по мере увеличения амплитуды волны от критической амплитуды до определенной максимальной амплитуды, эта амплитуда может быть чувствительна к фактической конфигурации набегающего потока. Вне зависимости от физической природы уединенные волны описываются двумя типами уравнений с разными нелинейностями. Тип нелинейности обусловлен положением вихревого ядра у внешней границы или посередине потока. Модели применены для описания внутренних волн, волн Россби и инерционных волн приводящих к распаду вихря.

В докладе будет представлена аналитическую модель для длинных волн Россби в меридиональном канале со слабым сдвиговым течением. Основным результатом является то, что представлено описание волны с небольшой зоной рециркуляции жидкости всякий раз, когда волна амплитуда волны немного превышает критическое значение амплитуды, при которого происходит опрокидывание волны. Большая часть обсуждения представлена для самой низкой моды, более высокие моды также будут обсуждены. Выведено новое нелинейное волновое уравнение, которое описывает амплитудную функцию больших волн Россби, это уравнение справедливо во внутренней зоне потока, то есть в области, где жидкость протекает около рециркуляционного ядра. Поток внутри

рециркуляционного (вихревого) ядра также был получен в результате строгой асимптотической процедуры. Решение во внешней (вне ядра) и внутренней зонах сшивается. Уравнение было изначально выведено Бенни для волн с амплитудами ниже критического порога, для которых нет замкнутых линий тока. Полученные уравнения для внутренней и внешней зон имеют тип Кортевега – де Вриза, где слабая дисперсия уравнивается слабой нелинейностью. Несмотря на отсутствие ограничений на амплитуды возмущений, нелинейность, возникающая в результате влияния внешнего сдвигового потока является слабой в силу того факта, что определяющее амплитудную функцию уравнение является абсолютно линейным, когда внешнее сдвиговое течение отсутствует. Таким образом, конкретная форма нелинейного члена во внешней зоне зависит от специфического профиля внешнего сдвигового течения. Нелинейность во внутренней зоне также слабая, так как размер зоны рециркуляции небольшой. Однако нелинейность во внутренней зоне не зависит от деталей сдвигового потока вверх по течению, а зависит от деталей обтекания рециркуляционной зоны у границы потока. Новый нелинейный член пропорционален  $3/2$  степени от разности амплитуды волны и критической амплитуды, при которой впервые возникают замкнутые линии тока. Аналогичная ситуация возникает и при течении стратифицированной жидкости в достаточно мелком канале, когда ядро возникает у дна канала. В случае закрученных течений в трубе, зона рециркуляции возникает на оси потока и нелинейность, возникающая вследствие обтекания зоны рециркуляции, уже имеет степень 2 от разности амплитуды возмущения и критической амплитуды. Во всех физических ситуациях было обнаружено, что амплитуда стационарного решения с вихревым ядром ограничена и эта предельная амплитуда, как правило, довольно близка к критической амплитуде, при которой впервые происходит опрокидывание волны. Таким образом, предположение теории подтверждается. Анализ также показывает, что для волн с вихревыми ядрами ширина волны на гребне увеличивается, когда амплитуда приближается к максимальному значению. Волна максимальной амплитуды представляет собой полубесконечный бор. Для значения фазовой скорости волны, было показано, что волна с вихревым ядром немного распространяется несколько быстрее, чем предсказывает теория Кортевега – де Вриза для той же амплитуды.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А18-118051690120-2), и при поддержке гранта РФФИ (проект № 18-31-20036).*

УДК 536.25; 548.25; 621.315.592

## КОМПЛЕКСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕКЦИИ И ФОРМИРОВАНИЯ СЛОЯ ЛЬДА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ДНА ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПОЛОСТИ

Золотухина О.С.<sup>1,2</sup>, Арбузов В.А.<sup>1</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>, Дубнищев Ю.М.<sup>1,2</sup>, Гришков В.А.<sup>1</sup>, Кислицын С.А.<sup>1,2</sup>, Митин К.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Экспериментально исследованы процессы кристаллизации воды в плоском вертикальном слое жидкости с донным охлаждением. Исследования проведены на стендах с прозрачными рабочими участками, что позволило наблюдать и проводить цифровую видеосъемку пространственных форм течения в центральных сечениях полостей в плоскостях, нормальных к вертикальным стенкам и по нормали к дну. Цифровая видеосъемка течений визуализированной жидкости позволила получить данные о развитии во времени пространственной формы течения и профили скорости в различных сечениях по высоте слоя до начала кристаллизации и в процессе продвижения фронта кристаллизации.

Созданы прозрачные рабочие участки экспериментальных стендов для исследований процессов кристаллизации воды на нижних горизонтальных стенках и изучения влияния конвективного теплообмена на скорости кристаллизации и формы фронтов кристаллизации. «Кристаллизатор–ГД» – стенд для гидродинамических исследований на визуализированной жидкости. Рабочий участок стенда «Кристаллизатор–ГД» – прямоугольная полость с двумя медными параллельными горизонтальными стенками и двумя оргстеклянными параллельными вертикальными стенками. Внутренние размеры полости, заполненной жидкостью: ширина × высота × длина = 30 × 105 × 105 мм<sup>3</sup>. Рабочий участок имеет оргстеклянные окна оптического качества с размерами рабочей части 105 × 105 мм<sup>2</sup>, и позволяет вести видеосъемку течения визуализированной жидкости без оптических искажений и на количественном уровне изучать процесс кристаллизации. Компьютерная обработка видеопленок позволяет получить количественные данные о полях скорости. Стенд «Кристаллизатор–Оптический» предназначен для исследований процессов кристаллизации методами гильбертоптики и интерферометрии. Внутренние размеры полости, заполненной жидкостью: ширина × высота × длина = 30 × 84 × 136 мм<sup>3</sup>.

Экспериментальные исследования гидродинамики при охлаждении нижней границы прямоугольной полости проведены на установке «Кристаллизатор–ГД». Заданная температура на медных стенках поддерживалась за счет прокачки термостатированной воды в полости верхнего теплообменника и тосола 40 из криостата в полости нижнего теплообменника. Подача теплоносителей через штуцера производится из термостата и криостата таким образом, чтобы минимизировать или исключить градиенты температуры в

рабочих стенках. Вода как рабочая жидкость визуализируется полиамидными частичками-трассерами диаметром 20 мкм. Течение визуализированной жидкости снимается цифровыми видеокамерами через прозрачные боковые стенки при подсветке через прозрачные боковые стенки плоскими световыми потоками через прозрачные торцевые стенки.

Экспериментальные исследования процессов эволюции полей температуры в прямоугольной полости в режимах охлаждения нижней границы полости и формирования фронта кристаллизации воды выполнены методами интерферометрии и гильберт-оптики. Оптический измерительный комплекс реализован на базе прибора ИАБ–463М с модернизированным осветительным модулем, узлами фильтрации оптического сигнала и регистрации изображения. Он представляет собой адаптированную к поставленной задаче оптическую систему, описанную в работах [1, 2]. Получены данные о эволюции полей изотерм в режиме монотонного понижения температуры нижней границы слоя воды со скоростью 0,2 К/мин до начала кристаллизации и в процессе роста слоя льда. Эти данные дополняют информацию о продвижении фронта кристаллизации. Основные тенденции появления и эволюции ячеистого течения, перехода к нестационарным режимам течения и влияния особенностей гидродинамики на мгновенные локальные формы фронта кристаллизации согласуются с наблюдаемыми в экспериментах на стенде «Кристаллизатор–ГД».

Полученные результаты важны для понимания особенностей процессов кристаллизации расплавов с инверсными зависимостями плотности от температуры в различных вариантах метода Бриджмена–Стокбаргера.

### Список литературы:

1. В.А. Арбузов, Э.В. Арбузов, В.С. Бердников, Ю.Н. Дубнищев, Е.О. Шлапакова. Оптическая диагностика структуры и эволюции плавучих струй в сильно вязкой жидкости. // Автометрия. – 2014. – Т. 50, № 5. – С 47–55.
2. В.А. Арбузов, Э.В. Арбузов, В.С. Бердников, Ю.Н. Дубнищев, О.С. Мелёхина. Оптическая гильберт-диагностика конвективных структур и фазового перехода в горизонтальном слое переохлажденной воды. Журнал технической физики, 2017, том 87, вып. 10, С. 1592–1596.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-38-00790-мол\_а).*

УДК 621.311

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОСТИ В СФЕРОИДАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Елистратов С.Л., Миронова Н.В.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Для моделирования процесса стационарного испарения жидкости в сфероидальном состоянии были использованы плоские цилиндрические пористые диски (рис. 1) толщиной  $\delta = 6,1 \cdot 10^{-4}$  м с относительной объемной пористостью  $\varepsilon = 0,7$  из спеченного порошка 1X18Н10Т диаметром  $D = 30, 20, 15$  и  $10$  мм, а также из металлорезины (МР) диаметром  $D = 10$  мм и толщиной  $\delta = 10^{-3}$  м. Диски из МР были изготовлены по специальной технологии из цельнотянутых спиралей малого диаметра, из проволок стали 1X18Н10Т и меди диаметром  $2 \cdot 10^{-5}$  м. Отличительной особенностью изделий из МР является полное отсутствие замкнутых пор при относительной объемной пористости. Для устранения влияния испарения жидкости с наружной и боковых поверхностей модельных сфероидов на них одевались сверху коронки из тонкой алюминиевой фольги, в центре которых имелось отверстие для ввода рабочей жидкости на поверхность пористого диска.

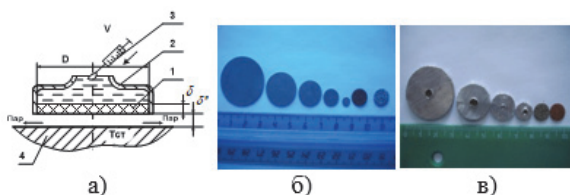


Рис. 1. Модельные опыты по испарению жидкостей в сфероидальном состоянии: а) схема эксперимента: 1 – пористый диск; 2 – коронка из алюминиевой фольги; 3 – дозирующее устройство для подачи жидкости; 4 – поверхность нагрева; б) модельные пористые диски; в) коронки из алюминиевой фольги.

Опыты проводились на горизонтальной поверхности нагрева (рис. 2), температура которой превышала температуру Лейденфроста  $T_{Л}$  для рабочих жидкостей: дистиллированной воды и этанола 96% концентрации.

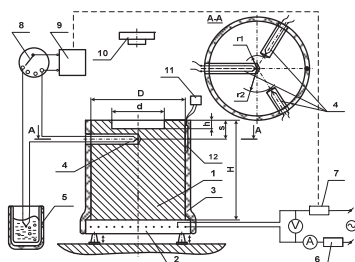


Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – медный цилиндр; 2 – электрический нагреватель; 3 – многослойная экранная теплоизоляция; 4 – индивидуально проградуированные терморпары; 5 – сосуд Дьюара со льдом; 6 – электротрансформатор; 7 – регулятор-измеритель температуры ОВЕН; 8 – терморпарный переключатель; 9 – милливольтметр; 10 – средства фото-, кино- и тепловизионной съемки; 11 – измеритель температуры ИП-1; 12 – накладной датчик температуры.

Методика проведения экспериментов заключалась в следующем. На поверхность пористого диска (рис. 1а), расположенного на горизонтальной поверхности нагрева (рис. 2) с температурой  $T_{СТ}$  ( $T_{СТ} > T_{Л}$ ), вводилась дозировочным шприцем рабочая жидкость. После полного насыщения пор диска рабочей жидкостью, модельный диск начинал скользить над поверхностью нагрева, опираясь на тонкий слой пара. В процессе эксперимента от момента начала отсчета времени  $\tau_1$  до его завершения  $\tau_2$  поверхность пористого диска была смочена жидкостью (рис. 1а), что визуально определялось по наличию мениска рабочей жидкости. За период  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$  определялся объем введенной в диск рабочей жидкости  $V$ . Расчет коэффициента теплоотдачи производился по формуле:

$$\alpha = \frac{V \cdot \rho' \cdot r \cdot 4}{\pi \cdot D^2 (T_{СТ} - T''') \cdot (\tau_2 - \tau_1)}, \quad (1)$$

где:  $T'''$  – равновесная температура испарения жидкости при давлении окружающей среды, при которой определялись удельная теплота испарения  $r$  и плотность рабочей жидкости  $\rho'$ .

Результаты опытов представлены на рис. 3. Можно видеть, что с ростом температуры поверхности нагрева и увеличением диаметра модельных пористых дисков проявляется тенденция к снижению коэффициента теплоотдачи.

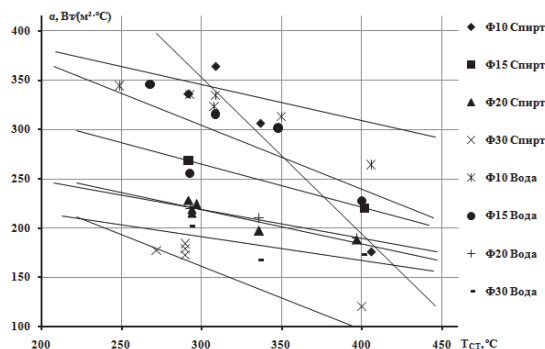


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры поверхности нагрева.

Можно видеть, что толщина динамической «паровой прослойки»  $\delta''$  составляет десятки микрон и увеличивается с ростом температуры поверхности нагрева. Однако такой малый по величине слой пара обладает большой устойчивостью. Были проведены специальные опыты, во взвешенном состоянии удерживался столб воды диаметром 50 мм и высотой 7 мм в цилиндрической выемке медного цилиндра рабочего участка экспериментальной установки при  $T_{СТ} > 300^\circ\text{C}$ .

УДК 621.9

## ВЛИЯНИЕ СОПРЯЖЕННОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА НА ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТОНКИХ СТЕНКАХ, ОГРАНИЧИВАЮЩИХ СЛОИ ЖИДКОСТИ РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Митин К.А.<sup>1,2</sup>, Кислицын С.А.<sup>1,2</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Тепловое состояние тонкостенных конструкции, например, летательных аппаратов (ЛА) в процессах взлета и посадки, на начальных стадиях выхода на крейсерскую скорость существенно зависит от процессов нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в топливных баках и в воздушных прослойках фюзеляжа. При полетах на сверхзвуковых скоростях добавляются процессы разогрева обшивки ЛА. С развитием авиационной техники заметно растут требования к качеству проведения расчетов термических напряжений в неизотермических тонкостенных элементах конструкций ЛА [1]. Распределение температуры, градиентов температуры и термических напряжений в стенках топливных баков зависят от сопряженного конвективного теплообмена. Аналогичные проблемы характерны для многих технических устройств в режимах включения и выключения нагрева или охлаждения. В неравномерно нагретых объемах жидкости, находящихся в поле тяжести, развиваются свободно-конвективные течения, сопровождающиеся расслоением жидкости по температуре. При подводе тепла к стенкам бака нагретая жидкость всплывает и накапливается сверху. Существенное влияние на закономерности сопряженного теплообмена оказывает пространственная форма конвективных течений. В свою очередь форма конвективных течений в значительной мере зависит от конфигурации полости и расположения разогретых и охлажденных стенок и их фрагментов [1–4]. Для адекватных оценок полей термических напряжений в конструкциях необходимо знать локальные особенности гидродинамики и порождаемые ими особенности локального сопряженного теплообмена и как следствие закономерности зависимостей полей температуры от времени в тонких стенках.

Достоверные знания о закономерностях сопряженного свободноконвективного теплообмена с нестационарными условиями на внешних и внутренних поверхностях, важны при проведении оценок и точного расчета термических напряжений и анализе общего напряженно-деформированного состояния конструкции. Результатом нестационарного сложносопряженного теплообмена являются распределения термических напряжений в тонкостенных элементах конструкций. Данная работа, является развитием проведенных в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН серии работ, направленных на изучение влияния сопряженного свободноконвективного теплообмена на распределение температуры в тонких стенках [2–4]. Экспериментально исследованы зависимости распределений температуры на тонкой вертикальной стенке при натекании на нее потока горячей

жидкости от нагреваемой противоположной вертикальной стенки. Нестационарные поля температуры измеряются тепловизором и термопарами. Численно в сопряженной постановке проведены исследования нестационарного сопряженного свободноконвективного теплообмена в модели тонкостенного топливного бака. Рассчитаны поля температуры, как в жидкости, так и в твердых стенках бака. Изучена эволюция конвективных течений и полей температуры после внезапного или монотонного подвода тепла под основание бака. Рассмотрены плоские слои жидкости, заключенной между плоскими стенками различной ориентации, с углами наклона в 0, 30, 45, 60 и 90 градусов. При угле наклона в 0 градусов внешняя поверхность боковых стенок - теплоизолированная. Внешняя поверхность нижней стенки монотонно нагревается, внешняя поверхность верхней стенки монотонно охлаждается. Решалась система уравнений термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в безразмерном виде, записанная в терминах температуры, векторного потенциала поля скорости и вихря скорости. Показано, что внутри твердых стенок конечной теплопроводности формируется неоднородное поле температуры. Теплопроводность стенок и условия на верхней границе слоя жидкости заметно влияют на пространственную форму конвективных течений топлива в авиационных баках и на закономерности сопряженного свободноконвективного теплообмена.

### Список литературы:

1. Белов В.К., Белов В.В. Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термосиловом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2011. 491 с.
2. Бердников В.С., Гришков В.А. Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции // Сб. тр. Всероссийской конференции по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17–19 июня 2008, Новосибирск, 2009, с.124–131.
3. В. С. Бердников, В. А. Гапонов, В. А. Гришков, П. М. Лиханский, В. А. Марков Влияние нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределение температуры в тонкой вертикальной стенке // Теплофизика и аэромеханика, 2010, т.17, № 2, с.197–208.
4. Бердников В.С., Митин К.А., Кислицын С.А. Влияние нестационарной гравитационно-капиллярной конвекции на поля температуры в тонкой стенке // Научный вестник Новосибирского государственного университета, Новосибирск: НГТУ, 2014, С. 131–146.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3, Ш.22.7.1, Гос.Рег. АААА-А17-117022850027-5) и при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-48-540003 р\_а).*

УДК 532.511; 536.25; 548.25; 621.315.592

## ВЛИЯНИЕ РАВНОМЕРНОГО ВРАЩЕНИЯ КРИСТАЛЛА НА КОНВЕКТИВНУЮ И РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНУЮ ТЕПЛОТДАЧУ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

Митин К.А.<sup>1,2</sup>, Бердников В.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Структурное совершенство монокристаллов, получаемых вытягиванием из расплавов методом Чохральского, зависит от формы фронта кристаллизации и нестационарных полей температуры в процессе роста кристалла [1]. Исследования конвективного теплообмена в расплаве показали, что формы фронта кристаллизации зависят от соотношений чисел Грасгофа Gr, Марангони Ma и Рейнольдса Re, характеризующих интенсивность и относительную роль свободной и вынужденной конвекции и от геометрических параметров - относительной высоты слоя расплава в тигле  $H/R_T$  и от относительного радиуса  $R_T/R_K$  [2]. Для расплавов с любым значением числа Прандтля существуют соотношения чисел Gr, Ma и Re, при которых фронт кристаллизации будет плоским [2]. Выводы подтверждены экспериментально с использованием легкоплавких веществ. В реальном высокотемпературном технологическом процессе важны особенности теплоотдачи от кристалла в окружающую среду. Теплообмен имеет сложный сопряженный характер и поля температуры самосогласованны во всей ростовой камере. Управление тепловыми условиями роста кристалла является достаточно сложной задачей, так как нелинейность задач конвективного и сопряженного теплообмена между кристаллом, расплавом и окружающей средой приводит к необходимости их решения при большом количестве промежуточных геометрий расчетных областей по мере роста кристалла.

В рамках глобального моделирования задачи должны решаться в полной сопряженной постановке, которая требует практически невозможного точного задания граничных условий, соответствующих реальному процессу, и больших вычислительных и временных ресурсов. Поэтому для понимания общих закономерностей зависимости полей температуры в кристаллах от интенсивности теплоотдачи с их образующих и соответствующих термических напряжений можно решать задачи в рамках частичного моделирования. Результаты таких исследований необходимы для оценок пространственной зависимости электрофизических характеристик кристалла от условий роста и тепловой истории кристалла. Теплоотдача от кристалла в окружающую среду ростовой камеры влияет на поля температуры в кристалле и в режиме сопряженного теплообмена корректирует кривизну фронта и определяет объемное распределение собственных точечных дефектов [1, 3] и других несовершенств. Не претендуя на полное описание этих процессов, частичное моделирование позволяет определить основные тенденции в поведении рассматриваемых систем при изменении

отдельных управляющих параметров или их группы [2- 5].

Численно, методом конечных элементов, исследован сопряженный теплообмен в различных режимах теплоотдачи в системе «кристалл – окружающая среда – стенки ростовой камеры», геометрически подобной упрощенной схеме верхней части теплового узла в методе Чохральского. Решались системы уравнений термогравитационной и смешанной конвекции в переменных вихрь, функция тока и температура. Продолжая исследования [4, 5] в режимах смешанной конвекции дополнительно учтено равномерное вращение кристаллов. Расчеты проведены для кристаллов различной длины при конвективной и радиационно-конвективной теплоотдаче. Расчеты радиационных потоков проведены на основе зонального метода при следующих предположениях: расчетная область ограничена замкнутой системой поверхностей; все поверхности системы – серые, диффузно-излучающие и диффузно-отражающие; поверхности разбиты на зоны, в пределах которых радиационные свойства и температура могут считаться постоянными; среда, заполняющая ростовую камеру - диатермична.

Расчеты выполнены при числе Прандтля равном 0,68 (аргон) и числе Грасгофа 16000, характерном для реального технологического процесса. Изучена относительная роль и совместное влияние конвективного и радиационного механизмов теплообмена при равномерном вращении кристалла.

### Список литературы:

1. Мильвидский М. Г. Полупроводниковые материалы в современной электронике. – М.: Наука. 1986. – 144 с.
2. Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В. Влияние нестационарных режимов свободной и смешанной конвекции расплавов на теплообмен и формы фронтов кристаллизации в методе Чохральского // Известия РАН. Серия Физическая. – 2017. Т. 81. № 10. С. 1395–1402.
3. Простомолотов А.И., Мильвидский М. Г. // Известия Вузов. Материалы электрон. техники. 2008. № 3. С. 49.
4. Бердников В.С., Митин К.А., Григорьева А.М., Клещенко М.С. Зависимость полей температуры в кристаллах от их теплофизических параметров и свойств окружающей среды в методе Чохральского при различных режимах теплообмена. // Известия РАН. Серия Физическая. – 2017. – № 9. – С. 1198 – 1204.
5. Бердников В.С., Митин К.А. Влияние режимов теплоотдачи на поля температуры и термических напряжений в монокристаллах // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2016. Т. 80, № 1. – С. 75–80. DOI: 10.7868/S0367676516010051.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос. Рег. АААА-А17-117022850021-3).*



УДК 62-68:662.99

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГЕНЕРАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ЧЕРЕЗ СТЕНКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО РЕАКТРА С ОДНОВРЕМЕННОЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ЗАЩИТОЙ

Нешпоренко Е.Г.

Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова,  
455000, Россия, Магнитогорск, пр. Ленина, 38

Объекты теплотехнологий включены практически во все отрасли промышленности. Потребление топливно-энергетических ресурсов напрямую связаны с эффективностью организации теплообменных процессов в элементах тепловой схемы при производстве целевого продукта. Тепловые потери в окружающую среду теплопроводностью через стенки агрегатов вызывают экспоненциальный рост затрат топливно-энергетических ресурсов. Особенно остро данная проблема затрагивает высокотемпературные технологические процессы, содержащие расплавленные системы.

Например, в металлургической отрасли, тепловые потери через стенки реакторов могут достигать от 25% (черная металлургия) до 70% (цветная металлургия). В зависимости от температурного уровня процесса 1 джоуль тепловых потерь через стенки реактора требует подвода от 4 и более джоулей с топливом или другим тепловым источником энергии [1, 2].

Таким образом, разработка теплотехнических принципов снижения тепловых потерь через стенки высокотемпературных металлургических реакторов является основным инструментом снижения расхода топливно-энергетических ресурсов на технологический процесс. Основным объектом комплекса черной металлургии, потребляющим наибольшее количество тепловой энергии, является реактор жидкофазного восстановления железа из руд. Температурный уровень процесса 1600–1800°C. Суммарные тепловые потери через стенки агрегата достигают 25%. При этом наблюдается интенсивный износ футеровки (стенки) за счет химического и температурного взаимодействия с расплавленным технологическим материалом.

Разработанный теплотехнический принцип представляет собой распределенный подвод холодного газообразного теплоносителя по цилиндрическим каналам, которые выполнены в стенке реактора с определенным шагом между собой и с заданным диаметром. Основным преимуществом данного способа снижения тепловых потерь теплопроводностью является возможность их регенерации за счет нагрева теплоносителя, который направлен против теплового потока, а так же организация регулируемого динамического слоя гарниссажа. Гарниссаж, в первую очередь, позволяет защитить стенку от химического воздействия, а

также является дополнительным термическим сопротивлением.

Проведённые исследования, как при математическом моделировании, так и в лабораторном эксперименте позволили рассчитать поле температур при заданных параметрах подвода теплоносителя, оценить снижение тепловых потерь через стенку реактора. Получено, что путем применения перфорированной стенки для высокотемпературной расплавленной системы возможно снижение тепловых потерь теплопроводностью более чем в 3-5 раз по отношению к стенке, выполненной из такого же материала [3]. При этом на поверхности стенки, обращенной к расплавленному технологическому материалу, образуется гарниссаж (отвердевший технологический материал) в виде конусов, которые являются продолжением отверстий. Конусы гарниссажа соединяются между собой у основания, что приводит к образованию сплошного слоя. Толщина слоя гарниссажа напрямую зависит от геометрических характеристик перфорации, теплофизических свойств стенки, теплоносителя и технологического материала в твердом и жидком состоянии [4].

Проведенные лабораторные исследования на модели показали возможность применения разработанного теплотехнического принципа как для местного применения в действующих объектах теплотехнологий, например, для модернизации шлакового пояса металлургических агрегатов, так и для разрабатываемых новых высокотемпературных технологических реакторов, содержащих расплавленный материал.

### Список литературы:

1. Ключников А.Д. Энергетика технологии и вопросы энергосбережения. М.: Энергоатомиздат. 1986. 128 с.
2. Нешпоренко Е.Г., Картавцев С.В. Вопросы энергоресурсосбережения при извлечении железа из руд: Монография. Магнитогорск: ГОУ ВПО «МГТУ». 2007. 153 с.
3. Нешпоренко Е.Г., Баскакова А.А. Математическая модель теплового состояния пластины с равномерно распределёнными продуваемыми отверстиями // Энергетика теплотехнологий. 2018. № 4 С. 9–12.
4. Нешпоренко Е.Г. Экспериментальное исследование гарниссажного режима регенерации теплоты через перфорированное ограждение установок // Вестник Магнитогорского государственного технического университета им. Г.И. Носова. 2010. № 4 (32). С. 81–84.

УДК 532.517.4:536.25

## О КОНВЕКТИВНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ГАЗО-ПАРОВОЙ СМЕСИ ПРИ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Палымский И.Б.<sup>1</sup>, Фомин П.А.<sup>2</sup>, Li You-Rong<sup>3</sup>, Wu Chun-Mei<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, 630102, Россия, Новосибирск, ул. Кирова, 86

<sup>2</sup> Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

<sup>3</sup> Лаборатория технологий энергетики, колледж энергетики, Чунцинский университет, 400044, Китай, Чунцин

В технологических процессах химической технологии, связанных с окислением углеводородов и при их транспортировке, движение рабочей газовой смеси всегда сопровождается конденсацией и испарением углеводородов. Количество паров углеводородов определяется давлением насыщенных паров. Последнее быстро нарастает при увеличении температуры и обуславливает рост плотности смеси. Однако, после испарения всей жидкости (при критической температуре) плотность газа спадает с ростом температуры, в соответствии с уравнением состояния идеального газа. При критической температуре, соответствующей максимуму плотности наблюдается разрыв со сменой знака коэффициента теплового расширения и силы плавучести в уравнениях движения.

Рассматривается конвекция в плоском слое кислорода  $O_2$  с добавленным циклогексаном  $C_6H_{12}$ , считается, что циклогексан конденсируется на границах области, а парциальное давление кислорода постоянно.

Выбор циклогексана в качестве объекта рассмотрения обусловлен его большим значением для химической технологии, как основного сырья при производстве капрона, нейлона, капролактама и др. Отметим, что вопросы об управлении режимами и интенсивностью конвекции приобретают особое значение в связи с вопросом взрывоопасности.

В рассматриваемой постановке, слой подогревается снизу и разделен на два подслоя критической температурой, причем температура нижней горизонтальной границы выше критической, а верхней – ниже. При этом, неустойчивость может развиваться только в нижнем подслое, а верхний подслон всегда устойчив.

Кажется естественной качественная аналогия между конвекцией в газо-паровой среде и проникающей конвекцией в холодной воде вблизи точки максимума плотности, где коэффициент теплового расширения также проходит через нуль, однако, является при этом непрерывной и линейной функцией температуры [1,2].

Во всем диапазоне значений параметра инверсии (относительная толщина неустойчивого подслоя) в линейном приближении построена нейтральная кривая с определением критического значения числа Рэлея и соответствующего ему значения волнового числа, определена граница области неустойчивости на волновой плоскости, рассчитаны инкременты нарастания возмущений. В двух асимптотических случаях при стремлении значения параметра инверсии к 0 и 1 получены аналитические формулы в виде степенных

рядов для рассматриваемых характеристик устойчивости.

На рис. 1а,б как функции параметра инверсии представлены рассчитанное критическое число Рэлея и соответствующее волновое число. На рис. 1а цифрами 657.5, 526.4, 480 и 275.4 изображены результаты, полученные для классической задачи Рэлея [3], в настоящей работе, экспериментальном исследовании конвекции холодной воды, налитой на лед [4] и теоретических рассмотрений конвекции в холодной воде [1,2]. На рис. 1б цифрами 2.221, 2.122 и 1.59 изображены результаты, соответствующие классической задаче Рэлея [3], настоящей работе и полученные в работах [1,2], соответственно.

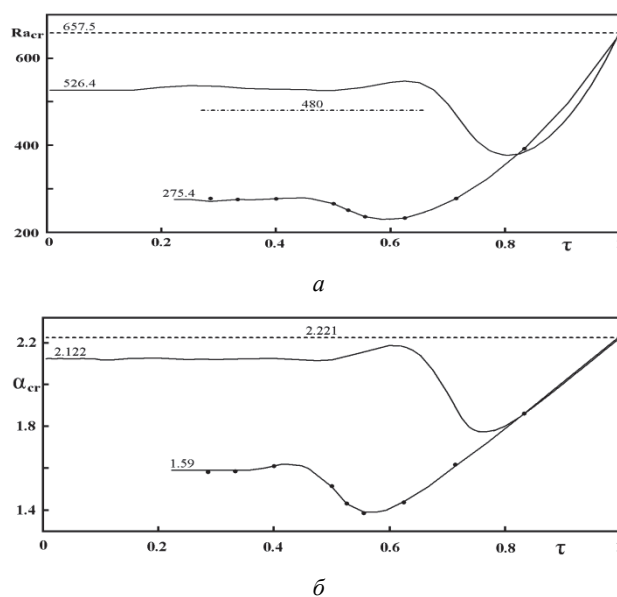


Рис. 1. Критическое число Рэлея и соответствующее волновое число.

### Список литературы:

1. Veronis G. Penetrative convection// *Astrophys. J.* 1963. V. 137. P. 641–663.
2. Надолин К.А. О проникающей конвекции в приближении изотермически несжимаемой жидкости// *Изв. РАН. МЖГ.* 1996. № 2. С. 40–52.
3. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 С.
4. Tankin R., Farhadieh R.. Effects of thermal convection currents on formation of ice// *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1971. V. 14. P. 953–960.

Работа выполнена в рамках Проекта РФФИ № 17-58-53100.

УДК 532.5

## ГИДРОДИНАМИКА КАПЛИ ТОПЛИВНОЙ ВОДОБИОДИЗЕЛЬНОЙ МИКРОЭМУЛЬСИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ РАЗОГРЕТОЙ СТЕНКОЙ

Ашихмин А.Е.<sup>1</sup>, Пискунов М.В.<sup>1</sup>, Хомутов Н.А.<sup>1</sup>, Яновский В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

В настоящее время биодизель является одним из наиболее распространенных альтернативных топлив. Его получают за счет переэтерификации растительных масел и животных жиров. Такое топливо в основном состоит из метиловых эфиров жирных кислот. В течение последних десятилетий огромное внимание уделяется вопросам, связанным с биодизельным топливом [1–3].

Не мало внимания также уделяется вопросам создания и изучения оптимальных с точки зрения снижения уровня вредных выбросов и увеличения эффективности горения, а также экономии углеводородных ресурсов водосодержащих эмульсионных и микроэмульсионных топлив *с* и *без* использования эмульгаторов, например, [4,5].

Принимая во внимание активное развитие указанных технологий важно изучить гидродинамику капель топливных водобидизельных микроэмульсий при столкновении с разогретой поверхностью, физически моделируя процесс взаимодействия расплывшихся капель топлива со стенками внутри камер сгорания. Таким образом, *целью работы* является исследование закономерностей, особенностей и количественных характеристик гидродинамического взаимодействия капель топливных композиций *вода–дизель–метиловые эфиры жирных кислот рапсового масла–Неонол АФ 9-6–2-этилгексанол* с разогретой горизонтальной стенкой.

Для проведения экспериментов применен стенд, аналогичный использованному в [6]. Основные элементы стенда: нагревательная плита с плавной регулировкой температуры, металлическая подложка, установка для генерирования капель, система освещения, ПК и высокоскоростная видеокамера (разрешение и скорость записи 768×480 пкс и 8600 кадров в секунду, соответственно).

Материал подложки (стенки) – сплав AlMg6. Поверхность подложки зеркально полирована для достижения шероховатости  $R_a=0.05–0.12$  мкм.

Для расчета безразмерных критериев ( $Re$ ,  $We$ ,  $Oh$ ,  $Ca$ ) измерены свойства ( $\rho$ ,  $\nu$  и  $\sigma$ ) микроэмульсий. Измерение поверхностного натяжения проводили методом отрыва кольца, плотности – пикнометрическим методом, вязкости – вискозиметром Brookfield DV3TLV (Brookfield Engineering Laboratories, USA) с термостатируемой ячейкой.

Состав исследуемых образцов изменялся путем варьирования объемных соотношений *дизель /метиловые эфиры жирных кислот рапсового масла, углеводородная часть/водная фаза* и изменения объемной концентрации смеси ПАВ от 6 до 20 %. Исследуемое альтернативное топливо стабилизировано за счет

эмульгатора, который является смесью ПАВ (Неонол АФ 9-6) и со-ПАВ (2-этилгексанол).

В исследовании определялись количественные характеристики гидродинамического дробления капель топливных микроэмульсий при их взаимодействии с разогретой стенкой: средний диаметр ( $d_s$ ) и количество ( $N$ ) вторичных капель, а также суммарная площадь поверхности испарения этих капель. Определение количественных характеристик проводилось на основе анализа 3–7 опытов. Систематическая погрешность определения  $d_s$  и  $N$  составляет не более 10 %.

Взаимодействие капель топливных композиций *вода–дизель–метиловые эфиры жирных кислот рапсового масла–Неонол АФ 9-6–2-этилгексанол* с разогретой горизонтальной стенкой может происходить в рамках трех режимов: осаждение, термическое разрушение и отскок. Оценены количественные характеристики ( $d_s$ ,  $N$  и увеличение площади поверхности жидкости по отношению к начальной площади взаимодействующей капли) гидродинамического разрушения капель топливных микроэмульсий при их различных начальных параметрах (диаметрах и скоростях). Построены зависимости, определяющие условия взаимодействия с достижением критических диаметров растекания исследуемых капель. Установлено влияние биотопливной добавки на изменения в гидродинамике капель по сравнению с каплями отдельных компонентов топлива и микроэмульсий без добавления рапсового масла. Результаты исследования обобщены с использованием карт режимов взаимодействия.

### Список литературы:

1. Hassan M.H., Kalam M.A. An Overview of Biofuel as a Renewable Energy Source: Development and Challenges// *Procedia Eng.* 2013. V. 56. P. 39–53.
2. Atabani A.E., Silitonga A.S., Badruddin I.A., Mahlia T.M.I., Masjuki H.H., Mekhilef S. A comprehensive review on biodiesel as an alternative energy resource and its characteristics// *Renew. Sustain. Energy Rev.* 2012. V. 16. P. 2070–2093.
3. Chen B., Wang J., He T., Jie F., Chen B. Impact of biodiesel on engine oil quality: Role of methyl oleate and performance of sulfonate detergent additive// *Fuel.* 2019. V. 244. P. 454–460.
4. Mazlan N.A., Yahya W.J., Ithnin A.M., Hasannuddin A.K., Ramlan N.A., Sugeng D.A., Muhammad Adib A.R., Koga T., Mamat R., Sidiq N.A.C. Effects of different water percentages in non-surfactant emulsion fuel on performance and exhaust emissions of a light-duty truck// *J. Clean. Prod.* 2018. V. 179. P. 559–566.
5. Acharya B., Guru P.S., Dash S. Tween-80–n-butanol/isobutanol–(Diesel+Kerosene)–Water microemulsions – Phase behavior and fuel applications// *Fuel.* 2016. V. 171. P. 87–93.
6. Roisman I.V., Breitenbach J., Tropea C. Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate// *J. Fluid Mech.* 2018. V. 842. P. 87–101.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-73-00083).*

УДК 532.595.7

## РАЗВИВАЮЩЕЕСЯ ПУЛЬСИРУЮЩЕЕ С МАЛЫМИ АМПЛИТУДАМИ ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Пурдин М.С., Пушин Г.К.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Россия, Москва, Красноказарменная, 17

В последнее время все больший интерес вызывает применение микроканальных реакционных аппаратов [1]. Их высокая компактность позволяет обеспечить высокую интенсивность тепло- и массообмена, высокую скорость диффузионных и химических процессов. В результате имеет место высокая степень завершенности химической реакции. Это дает возможность использовать для ее проведения энергетические ресурсы (в том числе вторичные) с меньшим температурным уровнем. В связи с малостью размеров микроканалов таких устройств число Рейнольдса  $Re$  не превышает 2000, поэтому режим течения в них ламинарный. Теплообменники с прямоугольными каналами все чаще используются для охлаждения электронной аппаратуры.

В области биологии при моделировании дыхания человека, движения крови по артериям и кровеносным капиллярам важно знать закономерности ламинарного пульсирующего течения. Такое течение в ряде случаев осуществляется и в системах биологических микрочипов, разработка которых активно ведется в последние годы (см., например, [2]). Эти системы предназначены для диагностики работы различных органов человеческого организма, а также адресной и точно дозированной доставки к ним лекарственных препаратов. Для медико-биологических исследований используются пневматические микронасосы с периодическим вытеснением жидкости из свободных объемов. Таким образом, проведение расчетных исследований в данной области важно с практической и теоретической точки зрения.

Гидродинамические характеристики стационарного развивающегося ламинарного течения в плоском канале, такие как длина начального участка, коэффициенты гидродинамического сопротивления и сопротивления трения, к настоящему моменту изучены очень хорошо. Можно отметить некоторых наиболее значимых авторов в этой области: Osterle J.F., Boboia J.R. [3], Sparrow E.M. [4], Atkinson B. [5], Liu J. [6].

Также хорошо изучено и стабилизированное пульсирующее ламинарное течение в плоском канале в работах [7–11].

О развивающемся пульсирующем ламинарном течении в настоящее время сведений очень мало. Есть сведения о том, что длина начального гидродинамического участка при ламинарном течении с изменяющимся расходом в макроканалах по сведениям [12] при пульсациях с относительно небольшой частотой остается такой же, как и при стационарном течении.

В настоящее время отсутствуют сведения о влиянии пульсаций ламинарного потока на длину начального гидродинамического участка и на изменение гид-

родинамических величин по его длине, которые необходимы для гидравлического расчета микроканальных биочипов и теплообменников.

В настоящей работе представлены результаты численного решения методом конечных разностей задачи о развивающемся ламинарном пульсирующем с малыми амплитудами течении в плоском канале.

В результате расчетов получено распределение продольной и поперечной скоростей на начальном участке плоского канала, определен характер зависимости градиента давления и продольной скорости на оси канала от амплитуды и безразмерной частоты колебаний. Обнаружено, что при амплитудах колебаний  $A > 2/3$  поперечная составляющая скорости начинает влиять на течение. При амплитудах колебаний  $A < 2/3$  колебания на начальном гидродинамическом участке во всем сечении происходят с первой гармоникой частоты колебаний средней по сечению скорости. Определена зависимость длины начального гидродинамического участка от амплитуды и частоты колебаний.

### Список литературы:

1. Коваленко Л.В., Ощепков М.С., Мыльникова А.Н., Меньков А.О., Удовенко В.А., Семчукова М.И., Соловьева И.Н. Конструкционные особенности микрофлюидных устройств и области их применения // Бутлеровские сообщения. 2018. Т.55. № 9. С. 91–105.
2. Киндеева О.В., Сорокин А.Е., Хаустов А.И. Определение физических параметров питательной жидкости в элементах микрофлюидной биотехнической системы // Биотехносфера. 2018. № 1. С. 44–49.
3. Boboia J.R., Osterle J.F. Finite difference analysis of plane Poiseuille and Couette flow developments // Appl. sci. Res. 1961. Vol. 10. Sec. A. P. 265–276.
4. Sparrow E.M., Lin S.H., Lundgren T.S. Flow Development in the hydrodynamic Entrance Region of Tubes and Ducts // Phys. Fluids. 1964. Vol. 7. No. 3. P. 338 – 347.
5. Atkinson B., Brocklebank M.P., Card C.C.H., Smith J.M. Low Reynolds Number Developing Flows // AIChE J. 1969. Vol. 15. No. 4. P. 548 – 553.
6. Liu J. Flow of a Bingham Fluid in the Entrance Region of an Annular Tube // M.S. Thesis. University of Wisconsin-Milwaukee, 1974.
7. Brereton G.J. The interdependence of friction, pressure gradient, and flow rate in unsteady laminar parallel flows // Physics of Fluids. 2000. Vol. 12. No. 3. P. 518 – 530.
8. Majdalani J. Exact Navier–Stokes Solution for Pulsatory Viscous Channel Flow with Arbitrary Pressure Gradient // J. of Prop. Pow. 2008. Vol. 24. No. 6. P. 1412 – 1423.
9. Haddad K., Ertunc O., Monaranjan M., Delgado A. Pulsating laminar fully developed channel and pipe flows // Phys. Rev. 2010. Vol. 81. P. 016303–1 – 016303–13.
10. Aygun C., Aydin O. Hydrodynamics of piston-driven laminar pulsating flow // Nuc. Eng. and Des. 2014. Vol. 274. P. 164 – 171.
11. Валуева Е.П., Пурдин М.С. Пульсирующее ламинарное течение в прямоугольном канале // ТиА. 2015. Т. 22. № 6. С. 761–773.
12. He X., Ku D.N. Unsteady entrance flow development in a straight tube // J. Biomech. Eng. 1994. V. 16. № 3. P. 355–361.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского  
научного фонда (проект № 18-79-00281).*

УДК 536.248

## ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ТИПИЧНОГО СВЕТОДИОДА, ИЗГОТОВЛЕННОГО С ПРИМЕНЕНИЕМ ПЕРСПЕКТИВНОГО ТЕПЛОТВОДА Al-SiC

Руденко О.М.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Разработана математическая модель процессов кондуктивного теплопереноса в типичном светодиоде, изготовленном с применением перспективного теплоотвода на основе композита Al-SiC. Взаимосвязанные процессы кондуктивного теплопереноса в светодиоде и свободно-конвективного теплоотвода в окружающую среду моделировались в системе: чип светодиода – связывающий слой – интегральная схема на кристалле – крепление кристалла – медь – диэлектрик – алюминий – воздух (рис. 1).

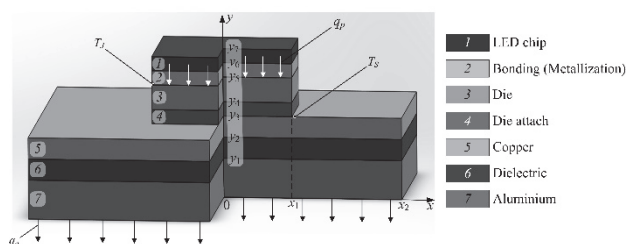


Рис. 1. Схема области решения задачи теплопереноса.

Для металлических (медь, алюминий) компонентов учитывались зависимости теплофизических характеристик от температуры, т.к. в отличие от других неметаллических компонентов их теплофизические характеристики могут достаточно существенно изменяться даже в относительно малом диапазоне варьирования температуры.

Разработанная математическая модель позволяет описывать структуру гетерогенных компонентов светодиода (теплоотвода Al-SiC) в явном виде или представлять их однородной средой с эффективными значениями теплофизических характеристик. В соответствии с современными технологиями приготовления гетерогенных материалов предполагалось равномерное распределение мелкодисперсных частиц SiC в матрице Al. Расстояние между частицами SiC в структуре композита Al-SiC обусловлено концентрацией компонентов. Выявлены границы применимости математической модели на практике для достоверного прогноза характеристик процесса.

Выполнен анализ влияния основных значимых факторов в системе (рис. 1) на тепловой режим функционирования светодиода. Учет зависимости теплофизических характеристик материалов от температуры (в диапазоне 25–80 °С) не оказывает существенное влияние на достоверность результатов. Отличием менее 0.5% можно обоснованно пренебречь. Установлено влияние мощности светодиода и температуры окружающего воздуха на температуру кристаллика в стационарном режиме работы. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что температура кристаллика гарантированно не будет превышать максимально допустимое

значение 125 °С при варьировании одного из основных параметров внешних факторов в диапазонах  $1 \leq Q_p \leq 9$  Вт,  $-40 \leq T_0 \leq 60$  °С.

Разработанная математическая модель может быть использована для построения треугольных диаграмм (рис. 2), которые иллюстрируют температуру кристаллика при функционировании светодиода. В соответствии с полученными результатами выделены следующие основные значимые факторы: мощность светодиода, материал теплоотвода (теплопроводность) и параметры окружающей среды (температура воздуха).

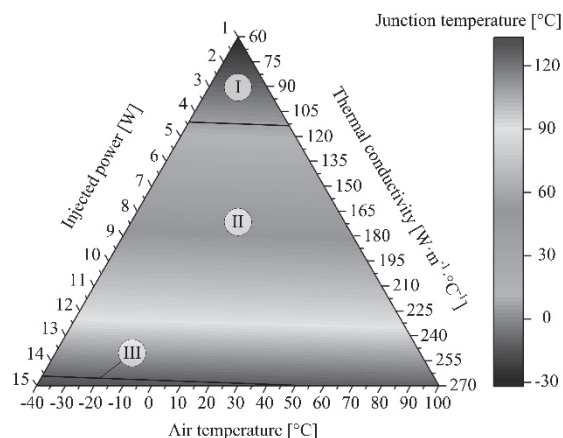


Рис. 2. Температура кристаллика при разных режимах функционирования светодиода: I –  $T_j < 0$  °С; II –  $0 \leq T_j \leq 125$  °С; III –  $T_j > 125$  °С.

Построение и использование на практике треугольных диаграмм (рис. 2) позволит достаточно оперативно прогнозировать или тепловой режим функционирования светодиода или определять предельные значения основных параметров как значимых внутренних, так и внешних факторов, при которых температура кристаллика будет соответствовать допустимому диапазону варьирования.

Компонентный состав рассмотренных композитов Al-SiC, используемых для изготовления теплоотводов, не является определяющим при установлении теплового режима функционирования светодиодов. Поэтому их механическая прочность может быть повышена за счет применения таких композитов Al-SiC (при изготовлении теплоотводов) без ухудшения теплотехнических характеристик (по сравнению с алюминиевыми теплоотводами) в достаточно широком диапазоне варьирования температур.

*Работа выполнена за счет средств программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета.*

УДК 621.9

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ ХЛАДАГЕНТА НА ТЕПЛОТДАЧУ КОНДЕНСАТОРА ХОЛОДИЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Сажин И.А.

Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Исследования теплообмена при конденсации движущегося пара внутри труб доказывают сложность механизма взаимодействия потока газовой фазы и пленки жидкости [1]. Обобщение большого числа экспериментальных исследований по теплообмену движущегося пара внутри труб позволяет сформулировать ряд качественно одинаковых зависимостей, например, заметный унос жидкости из пленки происходит при больших скоростях газового потока и приводит к интенсификации теплообмена [2]. При дисперсно-кольцевом режиме течения поверхностные волны в пленке жидкости являются своеобразными насосами, перекачивающими жидкость из пленки в газовое ядро и в обратном направлении. Анализ экспериментальных данных позволил сформировать критерий Вебера, который соответствует началу процесса уноса капель жидкости с поверхности пленки в газовое ядро [2]. В работе [3] реализованы оригинальные методики исследования трехмерной структуры первичных и вторичных волн пленки жидкости (ЛИФ-метод, ПЛИФ-метод), достоверно определены механизмы уноса капель жидкой фазы в газовое ядро и захват газовых пузырей пленкой жидкости. Изучены течения в каналах круглого и прямоугольного сечения в опускном, восходящем, горизонтальном потоках. Показано, что зависимость волновых характеристик от расходов фаз в случае больших скоростей газа качественно одинакова.

На начальном участке трубы конденсатора холодильной установки реализуется дисперсно-кольцевой режим течения хладагента. Экспериментальные исследования и анализ карт режимов течения Кутателадзе-Сорокина и Бейкера показывают волновой характер пленки жидкой фазы хладагента в интервале значений массового газосодержания от 0.95 до 0.7. Исходные данные взяты из работы [4]. Значение критерия Вебера, соответствующего началу уноса капель жидкости с поверхности пленки в газовое ядро, вычисляется по соотношению [2]:

$$We_{кр}^{0,5} = (U_G \cdot \rho_G^{0,5} \cdot \delta_L^{0,5}) / (\sigma^{0,5}),$$

где  $U_G$  - скорость газовой фазы,  $\rho_G$  - плотность газовой фазы,  $\delta_L$  - толщины пленки жидкой фазы,  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения. Следуя методике Локкарта-Мартинелли, определены значения градиента давления  $(dP_F)/(dz)$ , касательного напряжения  $\tau$ , динамической скорости в пленки жидкости  $u_L^{\otimes}$ , безразмерного расхода  $m^+$ . Средняя толщина пленки равна:

$$\delta_L = (m^+ v_L) / (u_L^{\otimes}),$$

где  $v_L$  - кинематическая вязкость жидкой фазы. Значения чисел Нуссельта равны  $Nu = Pr_L \cdot m^+ / (T_S^+)$ , где  $Pr_L$  - число Прандтля жидкой фазы, для  $m^+ > 30$  параметр  $T_S^+ = 5(Pr_L + \ln(1 + 5Pr_L)) + 0,5 \ln(m^+ / 30)$ . Изменение коэффициента теплоотдачи в зависимости от толщины пленки качественно соответствует экспериментальным данным [2].

Толщина пленки жидкой фазы определена по эмпирическим соотношениям Фулфорда [2]:

$$\delta_L = 0,883(3v_L^2 / g)(Re_L^{0,037}),$$

где  $Re_L$  - число Рейнольдса жидкой пленки. По теории Нуссельта толщина пленки равна:  $\delta_L = (3v_L^2 / g)(Re_L^{1/3})$ . Результаты вычислений по методикам и Фулфорда и Нуссельта практически совпадают, методика Локкарта-Мартинелли дает меньшие значения толщины пленки жидкости. На начальном участке трубы конденсатора при изменении массового газосодержания от 0,95 до 0,7 уменьшение величин числа Нуссельта и коэффициента теплоотдачи моделируется параболической зависимостью, что соответствует экспериментальным данным [2]. Решена задача о сепарировании жидкой пленки через пористую стенку трубы конденсатора для увеличения теплоотдачи на участке изменения массового газосодержания от 0,95 до 0,7. Уменьшение толщины пленки в выбранном интервале повышает теплоотдачу конденсатора до 8%. Применение сепарирования жидкой фазы хладагента на других участках трубы конденсатора требует дополнительного изучения. При уменьшении газосодержания изменяется режим течения хладагента, уменьшается теплоотдача.

### Список литературы:

1. Теплообмен и волны в газожидкостных системах / Кутателадзе С.С. Накоряков В.Е. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
2. Исследование теплообмена при пленочной конденсации пара / Гогонин И.И. Новосибирск: изд-во СО РАН, 2015. 235 с.
3. Alekseenko, S.V., Antipin, V.A., Cherdantsev, A.V., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M. Two-wave structure of liquid film and waves interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment. Phys. Fluids, 21:061701–061704.
4. Сажин И.А. Реализация двухфазных течений хладагентов, увеличивающих теплоотдачу конденсатора холодильной установки. //Тезисы докладов. III Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика». Ялта, Республика Крым. 2018. 10–16 сентября. С. 77.

УДК:532.133

## ПОТОЧНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ДЕЙСТВУЮЩЕГО ЗНАЧЕНИЯ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ

Серов А.Ф.<sup>1,2</sup>, Мамонов В.Н.<sup>1</sup>, Назаров А.Д.<sup>1,3</sup>, Кириллов К.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Одним из важных контролируемых параметров нефти при ее добыче и транспортировке по трубопроводам является вязкость. В Институте теплофизики СО РАН при активном участии авторов разрабатывается тема измерения вязкости ньютоновских и неньютоновских жидкостей с помощью сужающих устройств [1-2]. Далее изложены итоговые результаты этих работ.

Предлагается метод измерения вязкости жидкости с помощью щелевого сужающего устройства (СУ), суть которого кратко изложена ниже. Также приведены результаты экспериментов, которые подтверждают работоспособность и простоту этого метода для поточного измерения вязкости текущей по трубопроводу жидкости (как ньютоновской, так и неньютоновской).

Исходя из принципов анализа размерностей и физического подобия гидродинамических процессов [3], для любого СУ связь между параметрами, характеризующими его геометрию (характерный диаметр СУ), физические свойства протекающей через СУ жидкости (вязкость и плотность) и динамические характеристики потока жидкости (характерная скорость потока и потеря давления на СУ) существует безразмерная универсальная зависимость. Режим течения в СУ должен быть ламинарным.

Эта зависимость может быть представлена, например, в виде:

$$Re = f(\zeta) \rightarrow (\rho V d) / \mu = f(2\Delta P / \rho V^2) \quad (1)$$

где  $\rho$  - плотность жидкости,  $\mu$  - динамическая вязкость жидкости,  $d$  - присоединительный диаметр СУ,  $V$  - средняя скорость потока жидкости во входном сечении СУ,  $\Delta P$  - перепад (потеря) давления на СУ.

Из (1) следует, что если известны диаметр СУ  $d$  и плотность рабочей жидкости  $\rho$  и измерены перепад давления  $\Delta P$  и средняя скорость во входном сечении СУ  $V$ , то, пользуясь зависимостью (1), можно определить величину динамической вязкости  $\mu$ .

Безразмерная зависимость (1) получается путем калибровки СУ на предназначенном для этой процедуры гидравлическом стенде. Для рабочей жидкости стенда должна быть известна зависимость плотности  $\rho(t)$  и динамической  $\mu(t)$  вязкости от температуры. Эта зависимость может быть задана в виде таблицы или в виде формулы. Должен быть известен (измерен) диаметр  $d$  входного присоединительного сечения СУ. Оборудование стенда должно позволять проводить измерение средней скорости потока  $V$  во входном сечении СУ.

В процессе калибровки контролируются и измеряются следующие параметры рабочей жидкости:

- температура  $t$ , °C;
- расход рабочей жидкости  $G$ , м<sup>3</sup>/ч;
- перепад давления на СУ  $\Delta P$ , Па

По итогам калибровки строится безразмерная универсальная для заданной геометрии СУ зависимость (1).

На рис.1 приведена безразмерная калибровочная кривая (1) для реально изготовленного СУ.

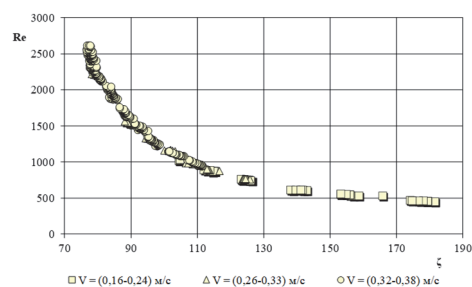


Рис. 1. Калибровочная характеристика СУ

СУ представляло собой плоское сужение высотой 5 мм, шириной 50 мм и длиной 250 мм плавно сопрягающееся на входе и выходе с круглой тубой диаметром 50 мм. В качестве рабочей жидкости использовалось трансформаторное масло. На капиллярном вискозиметре с шагом 1°С была получена зависимость кинематической вязкости этого масла от температуры.

Калибровочная характеристика СУ была построена в диапазоне изменения температуры рабочей жидкости (трансформаторное масло) от 21°С до 45°С, что соответствовало изменению её динамической вязкости от 0,007 Па\*с до 0,017 Па\*с. Средняя скорость потока  $V$  изменялась в диапазоне от 0,16 м/с до 0,38 м/с.

### Список литературы:

1. Серов А. Ф., Мамонов В.Н., Назаров А.Д., Кириллов К. М., Измерительный пункт «Кварта-Н-50» для контроля дебета и параметров нефтяной эмульсии и нефти на скважине/ Сборник материалов Девятого международного научного конгресса "ГЕО-СИБИРЬ-2013", том 2, Новосибирск, 2013, стр. 77–82.
2. Кобец О.Н., Мамонов В.Н., Серов А.Ф., Черепанов В.Я. Модульная установка для поверки и калибровки средств измерений качества нефти. Измерительная техника. 2012. № 4. С. 71–73.
3. С.С. Кутателадзе. Анализ подобия в теплофизике: Издательство «Наука», Сибирское отделение – Новосибирск, 1982. – 280 с.

Исследование выполнено в рамках бюджетного проекта Ф 4. III. 18.2.4. Гос. рег. АААА-А17-117022810196-0.

УДК 536.521

## АНАЛИЗ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗА В МНОГОКАНАЛЬНОМ ЩЕЛЕВОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЗНАЧЕНИЯ ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ

Слесарева Е.Ю., Елистратов С.Л.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Современные реакторы, имеют развитую миниканальную структуру со сложной геометрией каналов, что затрудняет экспериментальное определение характеристик течения и теплообмена внутри таких каналов. Конструирование таких теплообменников основывается на применении расчетных методов. Однако в ряде случаев требуется дополнительная верификация для полученных результатов расчетов. В частности, при использовании в качестве теплоносителей смеси газов с сильно различными молекулярными весами, возникает проблема расчета теплообмена, так как значения чисел Прандтля  $Pr$  для таких смесей могут иметь значения порядка 0,2, в то время как, большинство надежных расчетных зависимостей применимо для газов с  $Pr > 0.5$ . В данной работе была проведена серия экспериментов и анализ расчетных методик применительно к щелевому теплообменнику при использовании газовой смеси число Прандтля для которой равно  $Pr = 0.23$ .

Эксперименты проводились на гидродинамическом стенде с щелевым теплообменником. Размеры щелевого канала теплообменника: длина  $L = 283.8$  мм, ширина  $H = 73.7$  мм, высота  $h = 0.78$  мм, толщина стенки из нержавеющей стали  $\delta = 0.32$  мм. Расчетное значение гидравлический диаметра канала  $D_h = 1.549$  мм. Теплообменник имеет две одинаковые изолированные друг от друга секции по 20 каналов в каждой. Площадь общего проходного сечения каждой секции  $S_{cross} = 57.7$  мм<sup>2</sup>, общая площадь теплообменной поверхности секции  $S_{heat} = 0.83$  м<sup>2</sup>. Схема расположения каналов и направления течения для случая противоточного течения теплоносителей показана на рис. 1. Теплоносители подаются и выводятся через четыре патрубка диаметром 16 мм (рис. 1, внизу).

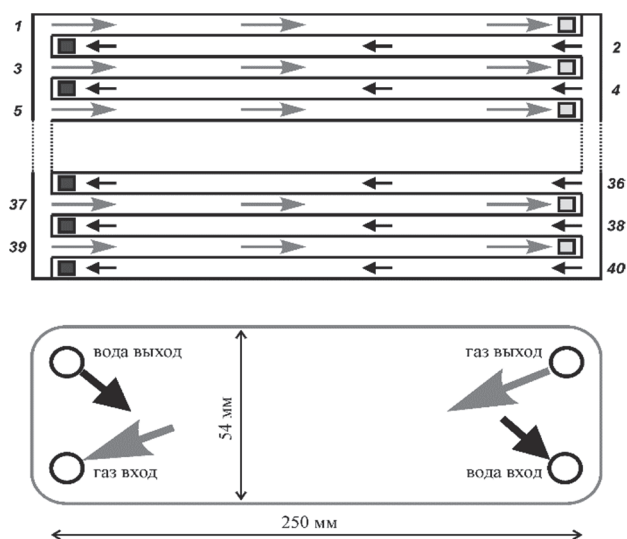


Рис. 1 Схема щелевого теплообменника

Эксперименты были проведены для режима охлаждения газовой смеси. Охлаждение проводилось потоком дистиллированной воды. Основными измеряемыми параметрами были: расход, температуры и давление теплоносителей на входе и выходе из теплообменника, тепловая мощность на участке предварительного нагрева газовой смеси. Температура и расход воды на входе в теплообменник устанавливалась, такой чтобы температура газа на выходе из теплообменника равнялась температуре газа на входе участка предварительного нагрева. Такая схема позволяла контролировать величину переданной теплоты в теплообменнике.

Для расчетов со стороны газа использовались различные зависимости из справочника [1]. Расчеты велись по уравнениям теплового баланса вдоль потока, используя локальные значения коэффициентов трения  $\zeta$  и теплоотдачи на стенках теплообменника, с учетом перепада температур на стенке разделяющей газ и воду. Количество расчетных ячеек по длине выбиралась так, чтобы точность расчетов по температуре превышала точность измерений в  $3 \div 4$  раза.

Результаты расчетов сравнивались с данными экспериментов. Сравнивалось: тепловые балансы по газовой смеси и воде; перепады давлений; температуры на выходе из каналов. На рис. 2 приведено сравнение данных экспериментов и расчетов по модели Петухова-Попова-Gnielinski для перепада температур газовой смеси по длине канала в зависимости от расхода. Эта модель дает наилучшее соответствие между расчетами и экспериментальными данными.

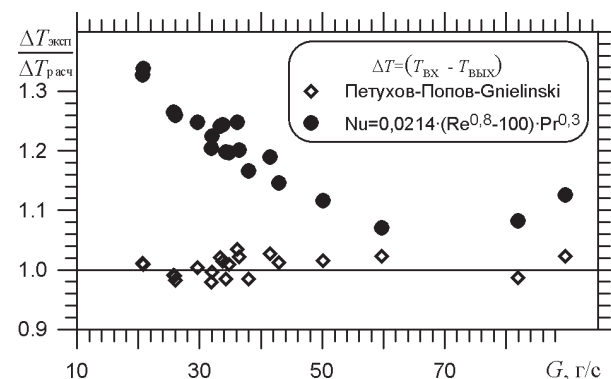


Рис. 2 Сравнение экспериментальных данных по перепаду температуры газовой смеси по длине канала с расчетами

### Список литературы:

1. Bejan A, Allan D. Kraus A.D. Heat transfer handbook // New Jersey: Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2003. 1480 p.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.



УДК 504.35

## СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ПОРИСТЫХ ЗАГРАЖДЕНИЙ В ЗАДАЧЕ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭМИССИЙ В ГОРОДСКОЙ СРЕДЕ

Федорова Н.Н.<sup>1,2</sup>, Вальгер С.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),  
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

В настоящее время методы математического моделирования широко применяются для расчета различных аэродинамических и теплофизических процессов в городской среде, в том числе определение ветровых нагрузок и пешеходной комфортности, тепловых режимов [1], распространение вредных примесей от различных источников [2]. Наряду нормативами и традиционными экспериментальными методами, в практику инженеров вошли основанные на полных моделях расчетные методики, которые позволяют получить детальную информацию о проектируемом объекте [3].

Описание режимов эмиссий в окрестности автодорог осложняет большое число входных параметров, которые влияют на процесс распространения загрязнений в городской среде. К таким параметрам можно отнести: направление и величину средней скорости ветра в окрестности автодороги; рельеф и геометрию городской застройки, наличие зеленых насаждений и защитных экранов; турбулентные пульсации ветрового потока, порождаемые городской застройкой, растительностью и движущимися автомобилями; термическая стратификация. Для того, чтобы эффективно использовать основанные на микроклиматических моделях методы моделирования, необходима тщательная валидация используемых в расчете моделей.

Ранее авторы выполнили расчетные исследования обтекания установленной на подложке призмы [4] и комплекса плохообтекаемых тел сложной формы [5]. Работа [6] посвящена моделированию переноса примеси, инжектируемой в застойную зону за призмой для условий устойчивой и неустойчивой термической стратификации. Показано, что режим устойчивой температурной стратификации наиболее неблагоприятен с точки зрения накопления вредных выбросов в следе здания.

В настоящей работе представлен обзор и сравнение моделей, используемых для учета эффектов проницаемых экранов и зеленых насаждений, которые используются для защиты автодорог от ветра, снижения амплитуды ветра в окрестности высотных зданий, а также для снижения концентрации вредных эмиссий от автомагистралей в окрестных городских микрорайонах. В [7] представлен обзор моделей зеленых насаждений, используемых в расчетах аэродинамики города. Основным подходом является моделирование зоны зеленых насаждений как пористого тела с заданным распределением пористости по высоте [8, 9]. Кроме этого, широко используется подход, основанный на включении источниковых членов в уравнения импульсов [7], что позволяет предсказать снижение

скорости ветра. Однако лишь немногие модели учитывают воздействие зеленых насаждений на турбулентность, массо- и теплоперенос [10].

В докладе представлено сравнение результатов численных расчетов, выполненных на основе 3D полных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных стандартными двухпараметрическими уравнениями турбулентности, а также несколькими моделями зеленых насаждений. Расчеты проведены в ANSYS Fluent. Результаты сопоставлены с экспериментальными данными и расчетами других авторов.

### Список литературы:

1. Blocken B., Stathopoulos T and Carmeliet J. Application of computational fluid dynamics in building performance simulation for the outdoor environment: an overview // J Build Perform Simulat. 2012; 4: 157–184.
2. Данилкин Е.А., Нутерман Р.Б., Барт А.А., Деги Д.В., Старченко А.В. Исследование движения воздуха и переноса примеси в уличном каньоне с использованием вихререзающей модели турбулентного течения // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2012. № 4 (20). С. 66–79.
3. Белостоцкий А.М., Акимов П.А. Актуальные проблемы численного моделирования зданий, сооружений и комплексов. В двух томах. М.: АСВ, 2016.
4. Вальгер С.А., Федорова Н.Н., Федоров А.В. Структура турбулентного отрывного течения в окрестности установленной на пластине призмы с квадратным сечением // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 1. С. 29–42.
5. Вальгер С.А., Федорова Н.Н., Федоров А.В. Численное исследование интерференционных эффектов, возникающих в воздушном потоке при обтекании комплекса зданий сложной формы // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24. № 1 (103). С. 35–44.
6. Valger, S., Fedorova, N. Numerical simulation of multicomponent gas flow in vicinity of bluff body within non-isothermal boundary layer // AIP Conference Proceedings, 2018, Vol. 2027, 040043.
7. Mochida A., Tabata Y., Iwata T., Yoshino H. Examining tree canopy models for CFD prediction of wind environment at pedestrian level // Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2008. Vol. 96. P. 1667–1677.
8. Y. Tominaga, S. Iizuka, M. Imano, H. Kataoka, A. Mochida, T. Nozu, Y. Ono, T. Shirasawa, N. Tsuchiya and R. Yoshie Cross Comparisons of CFD Results of Wind and Dispersion Fields for MUST Experiment: Evaluation Exercises by AIJ // Journal of Asian Architecture and Building Engineering. 2013. Vol. 12, P. 117–124.
9. Shaw, R.H., Schumann, U. Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest // Boundary-Layer Meteorol. 1992 61: 47. <https://doi.org/10.1007/BF02033994>
10. A.P.R. Jeanjean, G. Hinchliffe, W.A. McMullan, P.S. Monks, R.J. Leigh A CFD study on the effectiveness of trees to disperse road traffic emissions at a city scale // International Journal of Heat and Mass Transfer 132 (2018) 443–461.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ, грант № 18-08-00755 А.*

УДК 621.9

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА ВОЗДУХА НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ МОДЕЛЬНОГО СИНТЕЗ-ГАЗА

Филиппов П.С., Худяков П.Ю., Рыжков А.Ф.

Уральский федеральный университет,  
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Работа направлена на экспериментальное исследование влияния высокотемпературного (до 800°C) нагрева воздуха на процесс горения основного горючего компонента ряда искусственных топливных газов – CO и его смеси с N<sub>2</sub> (модельный синтез-газ).

К искусственным топливным газам ГТУ относятся синтез-газы воздушной и парокислородной газификации и побочные продукты технологических процессов (промышленные газы", чаще всего доменный или коксодоменный газ [1]). В освоенных ПГУ на искусственных газах содержание CO в топливном газе, подаваемого в камеру сгорания ГТУ, составляет ~20÷45 об%, а отношение  $CO/(H_2+CH_4)=2\div 10$  [2].

Объектом экспериментального исследования является модельный синтез-газ, получаемый путем смешения в разных пропорциях CO и N<sub>2</sub> (CO-N<sub>2</sub> смесь). Целью экспериментального исследования является:

- определение режимов воспламенения и погасания диффузионного факела при горении модельного синтез-газа в спутном потоке высоконагретого (800°C) воздуха;

- выявление зависимости выбросов NO<sub>x</sub> и полноты сгорания модельного синтез-газа от температуры воздуха и режимов истечения.

Схема экспериментального стенда представлена на рис. 1.

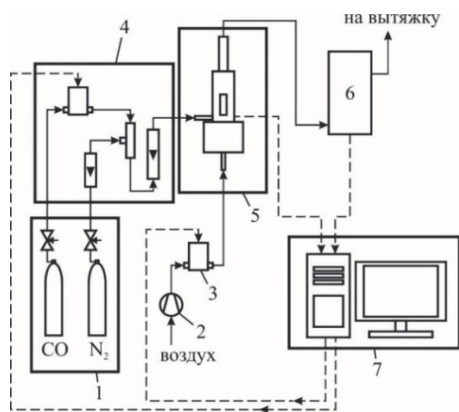


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – баллонное хозяйство; 2 – воздушный компрессор; 3 – регулятор расхода воздуха PPF-12; 4 – система подготовки модельного синтез-газа; 5 – модуль для исследования процесса горения модельных синтез-газов; 6 – система газового анализа; 7 – система управления и сбора данных

Работа модуля (поз. 5 на рис.1) основана на диффузионном способе сжигания модельного синтез-газа в спутном потоке высоконагретого воздуха. Такая конфигурация пламени наиболее близка к фактической в ряде горелочных устройств ГТУ фирм GE и MHPs [3, 4]. Модуль состоит из реакционной камеры, системы нагрева воздуха и системы регулирования мощности ступеней нагрева (см. рис. 2).

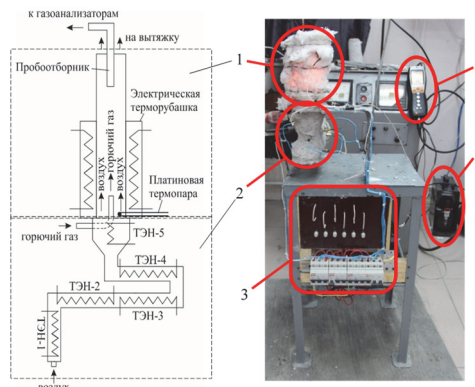


Рис. 2. Схема и фотография модуля для исследования процесса горения модельных синтез-газов: 1 – реакционная камера; 2 – система нагрева воздуха; 3 – система регулирования мощности ступеней нагрева; 4 – газоанализатор; 5 – воздушный компрессор

В работе выявлены гидродинамические режимы истечения реагирующих сред по критерию Re при котором происходит погасание диффузионного факела.

Повышение температуры воздуха на горения приводит к:

1. повышению выбросов термических NO<sub>x</sub>, что объясняется увеличением температуры горения газа из-за значительного физического тепла, вносимого в реакционную зону с воздухом. Подмешивание N<sub>2</sub> к чистому CO в массовом соотношении  $G_{N_2}/G_{CO}=0,24\div 0,48$  приводит к уменьшению выбросов NO<sub>x</sub> в ~2 раза при равном уровне полноты сгорания CO.

2. снижению химического недожога CO.

При использовании высоконагретого воздуха предельная низшая теплота сгорания топливного газа, при котором происходит погасание диффузионного факела, снижается до 0,248÷0,502 МДж/нм<sup>3</sup> вместо ~4 МДж/нм<sup>3</sup>, применяемого в практике высокомоощных газотурбинных технологий [2].

### Список литературы:

11. Making More Efficient Use of Blast-Furnace Gas at Russian Metallurgical Plants / Ryzhkov A.F., Levin E.I., Filippov P.S., Abaimov N.A., Gordeev S.I. // Metallurgist. 2016. V.60, № 1–2, P.19–30.
1. Анализ технологических решений для ПГУ с внутрицикловой газификацией / Н.А. Абаймов, И.Б. Амарская, В.С. Белоусов и др.; Под ред. А.Ф. Рыжкова. Екатеринбург: УрФУ, 2016. 607 с.
2. Jones R.M., N.Z. Shilling. IGCC Gas Turbines For Refinery Applications // Proceedings of 2002 Gasification Technologies Conference. 2002. San Francisco, California.
3. Performance of Multiple-Injection Dry Low-NO<sub>x</sub> Combustors on Hydrogen-Rich Syngas Fuel in an IGCC Pilot Plant / T. Asai, S. Dodo, M. Karishuku, N. Yagi, Y. Akiyama, A. Hayashi // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. 2015. V.137. № 9. 091504.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект №16-38-00479.

УДК 532.542

## НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОПЛАСТИЧНОЙ ЖИДКОСТИ В L-ОБРАЗНОМ КАНАЛЕ

Дьякова О.А., Фролов О.Ю.

Томский государственный университет,  
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Вязкопластичные жидкости характеризуются наличием предела текучести: при уровне напряжений ниже предела текучести жидкая среда ведет себя как квазитвёрдое тело. Предел текучести обуславливает возникновение в потоке квазитвёрдых ядер. Неизотермические течения вязкопластичных жидкостей реализуются в различных технологических процессах.

Рассматривается стационарное неизотермическое течение вязкопластичной несжимаемой жидкости в плоском L-образном канале. Математическую основу описания течения образуют уравнения движения, неразрывности и энергии, записанные в безразмерных переменных в декартовой системе координат. Реологическое поведение жидкости описывается законом Шведова-Бингама с экспоненциальной зависимостью реологических параметров от температуры. Эффективная вязкость  $\eta$  определяется выражением

$$\eta = \frac{e^{-\beta\theta} \cdot Bn + e^{-\theta} \cdot A}{A}.$$

Здесь:  $\theta$  – температура;  $\beta$  – константа реологического закона;  $A$  – интенсивность тензора скоростей деформаций;  $Bn$  – число Бингама. В постановку задачи входят критерии подобия: число Рейнольдса  $Re$ , число Пекле  $Pe$ , число Бринкмана  $Bg$ . В качестве масштабов обезразмеривания выбраны следующие величины: длины – ширина канала  $L$ ; скорости – среднерасходная скорость во входном сечении  $U$ ; давления – величина  $\mu_1 U/L$ , где  $\mu_1$  – реологический параметр.

Область решения схематично показана на рис. 1.

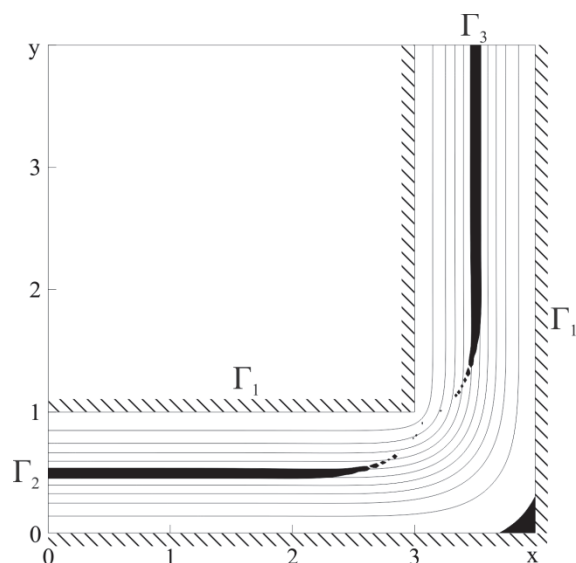


Рис. 1. Область решения и типичная структура потока.

Жидкость подается через входную границу  $G_2$  с единичным расходом. Для задания профилей скорости и

температуры во входном сечении решается задача одномерного стационарного течения неньютоновской несжимаемой жидкости с учетом диссипативного разогрева и экспоненциальной зависимости реологических параметров от температуры в плоском бесконечном канале с заданным расходом. На твердых стенках  $G_1$  выполняются условия прилипания и задана постоянная температура. В выходном сечении  $G_3$  для продольной скорости и температуры выполняются мягкие граничные условия, поперечная скорость равна нулю. Входная и выходная границы находятся на достаточном удалении от колена во избежание влияния последнего на характер течения в окрестности  $G_2$  и  $G_3$ .

Для получения стационарного решения сформулированной задачи используется метод установления. Последующее решение уравнений с нестационарными слагаемыми осуществляется конечно-разностным методом контрольного объема с использованием разнесенной разностной сетки. В рамках одного итерационного цикла используется процедура SIMPLE [1], которая предусматривает расчет поля скорости с фиксированным полем давления и последующую коррекцию скоростей и давления с целью удовлетворения уравнения неразрывности. Уравнения движения аппроксимируются с применением экспоненциальной схемы, а уравнение энергии – с привлечением схемы против потока для аппроксимации конвективных слагаемых. При определении вязкости используется метод регуляризации для обеспечения сквозного счета характеристик потока, включая зоны квазитвёрдого движения [2]. В качестве условия выделения последних используется неравенство  $\eta A \leq Bn \cdot \exp(-\beta\theta)$ , которое является безразмерным аналогом условия выделения областей течения с уровнем напряжений меньшим предела текучести.

Приводятся результаты параметрических исследований полей температуры, вязкости, динамических и кинематических характеристик потока в зависимости от значений определяющих безразмерных параметров. Продемонстрированы характерные структуры течения в зависимости от параметра пластичности.

### Список литературы:

1. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow / S.V. Patankar. New York: Taylor Francis, 1980. 214 p.
2. Frigaard I.A., Nouar C. On the usage of viscosity regularization methods for visco-plastic fluid flow computation // J. Non-Newtonian fluid mech. 2005. V. 127. 1. 1. Pp. 1–26.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 18-38-00259 мол\_а).

УДК 543.42

## СПЕКТРОЗОНАЛЬНАЯ ФОТОСЪЕМКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ФИЛЬТРА ЛИО–ЭМАНА НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Шараборин Д.К.<sup>1,2</sup>, Дулин В.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Спектрональная фотосъемка применяется для бесконтактной диагностики процессов и объектов для широкого класса задач, от микроскопии тканей живых организмов до дистанционного зондирования поверхности земли и исследования космических объектов. Помимо широко диапазона размеров объектов, для спектрональной фотосъемки характерен широкий спектр длин волн электромагнитного излучения.

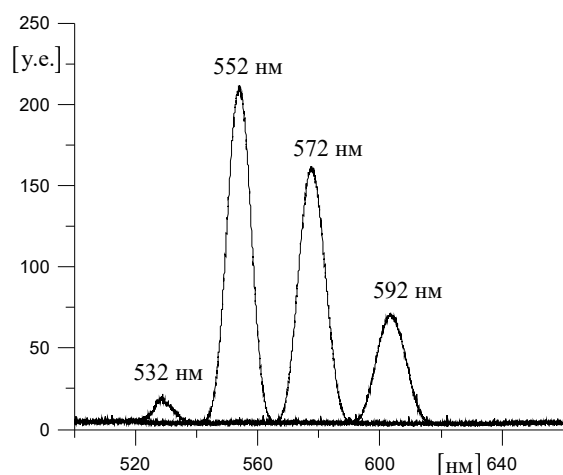
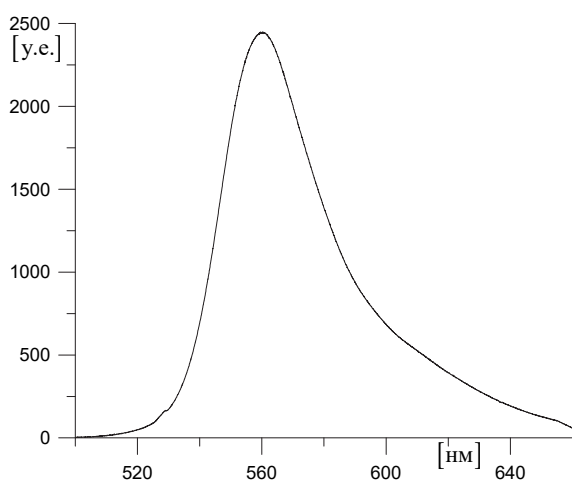


Рис. Спектр флуоресценции Родамина 6Ж без использования перестраиваемого фильтра (сверху) и при использовании фильтра, настроенного на различные длины волн (снизу).

В исследованиях аэрогидродинамических и теплофизических и химических процессов, как правило, применяется излучение оптического диапазона: хемилюминесценция, флуоресценция [1] и СКР спектро-

скопия [2] в УФ и видимом диапазонах, ИК термометрия [3] и др. Для панорамных измерений матричные фотоприемники оснащают оптическими фильтрами. Конструкция фильтра Лео–Эмана с использованием вращателей плоскости поляризации на основе жидких кристаллов под электрическим напряжением позволяет изменять положение полосы пропускания в спектре при изменении уровня напряжения. Данное свойство является удобным при организации панорамных оптических измерений на основе спектрональной регистрации.

В данной работе исследованы спектральные свойства узкополосного фильтра VariSpec LC на основе ослабления спектра излучения родамина 6Ж при прохождении через фильтр. Флуоресценция раствора родамина в кварцевой кювете возбуждалась Nd:YAG лазером Beamtech Vlite 200 с длиной волны излучения 532 нм. Спектр флуоресценции регистрировался с использованием мультиспектрометра Newport MS127i и ПЗС камеры ImperX V4820. На Рисунке представлены спектры флуоресценции родамина, регистрируемые камерой без использования перестраиваемого фильтра и при его использовании (для четырех различных диапазонов). Можно видеть, что фильтр значительно ослабляет интенсивность сигнала (в том числе в результате уменьшения размера апертуры). Ширина на полувысоте составляет 10 нм.

В результате выполнения работы сделан вывод, что данный фильтр является удобным инструментом для панорамной спектроскопии флуоресцентных маркеров и, в частности, может быть использован для оценки локальной температуры или давления на поверхности люминесцентных преобразователей давления и температуры.

### Список литературы:

1. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте / Новосибир. гос. ун-т. Новосибирск, 2008. – 410 с.
2. Шараборин Д.К., Маркович Д.М., Дулин В.М. Панорамная спектроскопия спонтанного комбинационного рассеяния для диагностики струйных реагирующих потоков с использованием перестраиваемого фильтра Лео–Эмана // Письма в ЖТФ. – 2018. – Т. 44, №. 2. – С. 32–40.
3. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона / В.Н. Овсяк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др. – Новосибирск: Наука, 2001. – 376 с.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (идентификатор проекта RFMEFI60418X0203).

Содержание

Секция 1. Турбулентные течения в однофазных средах, интенсификация теплообмена

<b>Андрющенко В.А., Кондаурова Л.П.</b> Диссипация энергии после реконнекции квантованных вихрей в сверхтекучем гелии.....	4
<b>Андрющенко В.А.</b> Влияние возмущений, возникающих при реконнекциях, на динамику вихревых петель в сверхтекучем гелии.....	5
<b>Анискин В.М., Маслов Н.А., Цибульская Е.О., Мухин К.А.</b> Экспериментальное определение коэффициентов теплоотдачи при натекании дозвуковой микроструи воздуха на нагреваемую поверхность.....	6
<b>Богатко Т.В., Терехов В.В., Кошин А.А.</b> Структура течения и теплообмен при обтекании куба.....	7
<b>Борыняк К.И.</b> Моделирование распада вихревого ядра в струе, вытекающей из вращающегося сопла.....	8
<b>Вальгер С.А., Федорова Н.Н.</b> Численное исследование течения многокомпонентной газовой среды вблизи плохообтекаемого тела с использованием вихреразрешающей модели турбулентности.....	9
<b>Волков В.Ю., Голибродо Л.А., Крутиков А.А., Кудрявцев О.В., Надинский Ю.Н., Скибин А.П., Сотсков В.В.</b> Оптимизация пароприемного дырчатого листа парогенератора ПГВ-1000МКО с применением CFD.....	10
<b>Гольцман А.Е., Саушин И.И.</b> Обтекание парных симметричных каверн турбулентным потоком газа.....	11
<b>Гордиенко М.Р., Кабардин И.К., Правдина М.Х., Полякова В.И., Яворский Н.И., Д.В. Куликов</b> Исследование кинематических характеристик в прозрачном завихрителе вихревой трубы Ранка-Хилша квадратного сечения.....	12
<b>Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Шакиров Р.Р., Паерелий А.А.</b> Определяющие параметры теплоотдачи при отрыве потока в канале.....	13
<b>Бердников В.С., Митин К.А., Данилов Н.И.</b> Влияние боковых и горизонтальных стенок на структуру конвективного течения.....	14
<b>Дауэнгауэр Е.И., Мулляджанов Р.И.</b> Численное моделирование струйного осциллятора методом крупных вихрей.....	15
<b>Добросельский К.Г.</b> Влияние высокой степени турбулентности потока на ближний след обтекаемого цилиндра.....	16
<b>Терехов В.И., Дьяченко А.Ю., Жданов В.Л., Смутьский Я.И.</b> Влияние формы и угла ориентации табов на теплообмен в отрывной области за обратным уступом.....	17
<b>Терехов В.И., Шаров К.А., Смутьский Я.И., Дьяченко А.Ю.</b> Влияние табов на аэродинамику течения за обратным уступом.....	18
<b>Лычаков В.Д., Егоров М.Ю., Щеглов А.А.</b> Теплогидравлические испытания оребренных рециркуляционных охлаждающих установок.....	19
<b>Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Трубицына Л.П.</b> Теплообмен при сверхзвуковом отрывном обтекании угла сжатия.....	20
<b>Зырянов К.И., Рудяк В.Я., Руев Г.А.</b> Развитие неустойчивости Рихтмайера-Мешкова при взаимодействии ударной волны с двухкомпонентной средой из лёгкого и тяжёлого газа.....	21
<b>Иващенко В.А., Мулляджанов Р.И.</b> Прямое численное моделирование импульсных турбулентных струй переменной плотности.....	22
<b>Кабардин И.К., Яворский Н.И., Меледин В.Г., Правдина М.Х., Гордиенко М.Р., Езендеева Д.П., Какаулин С.В., Усов Э.В., Климонов И.А., Кротов С.В., Бакакин Г.В.</b> Экспериментальное определение границ применимости моделей турбулентности при интенсификации массопереноса управляемым поворотно-дивергентным потоком.....	23
<b>Катасонов М.М., Козлов В.В., Павленко А.М., Садовский И.А.</b> Моделирование возмущений пограничного слоя импульсным локализованным воздействием круглой мембраны.....	24
<b>Кашкарова М.В., Куйбин П.А., Кравцова А.Ю.</b> Форма ядра винтового вихря, движущегося в цилиндрической трубке.....	25
<b>Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Дистанов В.Э., Гладков И.Н., Бородин А.В., Колмаков В.С.</b> Источник тепла, порождающий вулканизм в области субдукции – погружения океанической литосферы под континент.....	26
<b>Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Дистанов В.Э., Гладков И.Н., Сурков Н.В., Непогодина Ю.М.</b> Тепло- и массообмен в расплаве базальта в грибообразной голове плюма в условиях кристаллизационной дифференциации.....	27
<b>Кон Дехай, Афанасьев В.Н., Семенёв П.А.</b> Влияние угла сужения щели между нижней стенкой выступа и плоской пластиной на интенсификацию теплообмена.....	28
<b>Коробков С.В., Гныря А.И., Терехов В.И., Михайлов Д.А.</b> Исследование влияния скорости воздушного потока на средний по граням теплообмен системы из двух моделей зданий.....	29
<b>Кочарин В.Л., Косинов А.Д., Яцких А.А., Афанасьев Л.В., Ермолаев Ю.Г., Семёнов Н.В.</b> Экспериментальное исследование воздействия слабых волн Маха на течение в сверхзвуковом пограничном слое скользящей пластины.....	30

<b>Кошин А.А., Коробков С.В., Терехов В.И., Гныря А.И., Михайлов Д.А.</b> Динамическая и тепловая интерференция в системе из двух квадратных призм .....	31
<b>Крапошин М.В., Епихин А.С., Елизарова Т.Г., Ватутин К.А.</b> Моделирование транс- и сверхзвуковых струйных течений на основе регуляризованных уравнений газодинамики .....	32
<b>Леманов В.В., Терехов В.В., Терехов В.И.</b> Теплообмен в импактной осесимметричной струе .....	33
<b>Беляев И.А., Лучинкин Н.А., Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г.</b> Исследование теплообмена при течении жидкого металла в вертикальной трубе применительно к модулю blankets реактора ТОКАМАКа .....	34
<b>Михеев Н.И., Душин Н.С., Душина О.А.</b> Микроструктура потока в дискретно-шероховатом канале с низкими поперечными выступами .....	35
<b>Молочников В.М., Мазо А.Б., Малюков А.В., Калинин Е.И.</b> Структура течения за поперечным выступом в каналах различной геометрии при умеренных числах Рейнольдса .....	36
<b>Мулляджанов Р. И.</b> Современное состояние теории гидродинамической устойчивости и ее приложения .....	37
<b>Мухин К.А., Анискин В.М.</b> Структура и основные характеристики дозвуковых ламинарных воздушных микроструй .....	38
<b>Наумов И.В., Шарифуллин Б.Р., Штерн В.Н.</b> Течение у границы раздела двух вращающихся жидкостей .....	39
<b>Павленко А.М., Занин Б.Ю., Быков А.В., Катасонов М.М.</b> Обтекание моделей крыльев с прямой и со стреловидной передней кромкой при попадании в турбулентный след .....	40
<b>Палкин Е.В., Мулляджанов Р.И.</b> Исследование устойчивости целевого течения за цилиндром .....	41
<b>Панина А.В., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Ермолаев Ю.Г.</b> Экспериментальное исследование развития естественных и контролируемых пульсаций в неоднородном сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла .....	42
<b>Пашенко Д.И., Мустафин Р.М., Наплеков И.С.</b> Аэродинамика потока в неподвижном слое, заполненном высокопористыми насадками .....	43
<b>Пеньковский В.И., Корсакова Н.К.</b> Моделирование замкнутой циркуляции термальных вод .....	44
<b>Плотников Л.В., Жилкин Б.П., Бродов Ю.М.</b> Способ стабилизации пульсирующих потоков газа во впускной системе поршневого двигателя с турбонаддувом .....	45
<b>Проскурин А.В., Сагалаков А.М.</b> Устойчивость магнитогазодинамического течения возле круглого цилиндра .....	46
<b>Рис В.В., Иванов Н.Г., Щур Н.А., Засимова М.А., Подмаркова А.Д.</b> Влияние ограждения на течение и теплообмен в затопленном гладкотрубном пучке .....	47
<b>Рознин И.М., Листратов Я.И., Беляев И.А.</b> Пульсации температуры в МГД -потоке жидкого металла в горизонтальной неоднородно обогреваемой трубе .....	48
<b>Рыженьков В.О., Мулляджанов Р.И.</b> Асимметрия рециркуляционной зоны кольцевой струи при различном отношении диаметров .....	49
<b>Сейдулла Ж.К., Исатаев М.С., Толеуов Г.</b> Измерение локального коэффициента теплообмена при струйном обтекании криволинейной поверхности .....	50
<b>Жарова И.К., Скибина Н.П., Маслов Е.А., Фарапонов В.В., Савкина Н.В.</b> Экспериментально-теоретическое исследование теплообмена при течении рабочего тела в проточном тракте прямого воздушного реактивного двигателя .....	51
<b>Скрыпник А.Н., Щелчков А.В., Попов И.А., Аксянов Р.А.</b> Теплогидравлические характеристики каналов со спиральным внутренним микроорезанием .....	52
<b>Стрижак С.В., Крючкова А.С., Кошелев К.Б.</b> Моделирование турбулентных вихревых следов в модельном ветропарке с произвольным расположением ветроустановок .....	53
<b>Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Гусаков А.А., Сероштанов В.В., Субботина В.В.</b> Экспериментальное определение эффективности кольцевого ребра .....	54
<b>Сулов Д. А., Литвинов И.В.</b> Параметрическое исследование закрученного потока за аксиальным завихрителем .....	55
<b>Тимофеев И.В., Анискин В.М.</b> Экспериментальное исследование длины сверхзвукового участка микроструй, истекающих из плоских сопел с различным соотношением сторон .....	56
<b>Кузнецов Е.А., Колесник Е.В., Храпунов Е.Ф.</b> Переходные процессы над нагретым диском при умеренных числах Грасгофа .....	57
<b>Хребтов М.Ю., Небучинов А.С.</b> Исследование генерации температурных пульсаций в следе за плохообтекаемым телом .....	58
<b>Цой М.А., Скрипкин С.Г., Шторк С.И.</b> Применение методов косвенного фазового осреднения к нестационарным вихревым течениям .....	59
<b>Бендерский Б.Я., Чернова А.А.</b> Нестационарный процесс теплообмена в предсопловом объеме РДТТ с зарядом типа «звезда» с учетом изменения поверхности горения .....	60
<b>Чикишев Л.М., Дулин В.М., Лобасов А.С., Шараборин Д.К., Цатишвили В.В., Назукин В.А.</b> Диагностика смесеобразования в модельной камере сгорания ГТУ панорамными оптическими методами .....	61
<b>Шараборин Д.К., Дулин В.М.</b> Спектральная фотография с использованием перестраиваемого фильтра Лео – Эмана на основе жидких кристаллов .....	62

<b>Бондарева Н.С., Шерemet М.А.</b> Материалы с изменяемым фазовым состоянием. Подходы к численному анализу .....	63
<b>Шестаков М.В.</b> Визуализация структуры захватывающего режима течения в канале Т-типа .....	64
<b>Яковенко С.Н., Курбацкая Л.И.</b> Теплоперенос, конвективные движения и развитие турбулентности в среде с устойчивой стратификацией над неровной и термически неоднородной поверхностью .....	65
<b>Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Смородский Б.В., Панина А.В., Семенов Н.В., Косинов А.Д.</b> Эволюция локализованного волнового пакета в пограничном слое скользящего крыла при числе Маха потока $M=2$ .....	66

## Секция 2. Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение

<b>Абдуракипов С.С., Лобасов А.С., Чикишев Л.М., Дулин В.М.</b> Анализ собственных мод в закрученной струе и пламени. Исследование методом 3D PIV и NSO PLIF .....	68
<b>Бобров М.С., Хребтов М.Ю.</b> Численный расчет процесса активации газового потока микроволновой плазмой .....	69
<b>Борисов С.П., Шершнёв А.А., Кудрявцев А.Н.</b> Исследование влияния детальных механизмов химической кинетики на распространение и устойчивость детонационной волны в смеси $H_2/O_2$ .....	70
<b>Бояршинов Б.Ф.</b> Экспериментальное исследование теплообмена при горении в газовых потоках .....	71
<b>Вершинина К.Ю., Дорохов В.В., Романов Д.С.</b> Совместная утилизация угольного шлама и отработанных нефтепродуктов при сжигании в составе композиционного топлива .....	72
<b>Дектерев Ар.А., Минаков А.В., Ануфриев И.С.</b> Математическая модель сжигания жидкого углеводородного топлива в прямооточной испарительной горелке в струе перегретого водяного пара .....	73
<b>Димов С.В., Гасенко О.А.</b> Окислительная паровая конверсия легких углеводородов .....	74
<b>Захарова Ю.В., Федорова Н.Н., Гольдфельд М.А., Ванькова О.С.</b> Численное моделирование смешения и горения в сверхзвуковом потоке при нестационарных входных параметрах .....	75
<b>Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Тамбовцев А.С., Шмаков А.Г.</b> Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе воздуха .....	76
<b>Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Тамбовцев А.С., Шмаков А.Г.</b> Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха и нанопорошка .....	77
<b>Косторева Ж.А., Сыродой С.В.</b> Характеристики и условия воспламенения био-угольных смесей на основе угля и лесного горючего материала .....	78
<b>Кошелев К.Б., Стрижак С.В.</b> Моделирование процесса горения пылеугольного топлива в модельной камере сгорания доменной с использованием Эйлера-Лагранжевого подхода .....	79
<b>Крайнов А.Ю., Порязов В.А.</b> Скорость горения пороха Н при гармоническом изменении давления .....	80
<b>Кузнецов Г.В., Жданова А.О., Стрижак П.А.</b> Влияние условий подачи жидкости в зону горения на площадь пожара .....	81
<b>Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А., Незавитин Д.П.</b> Турбулентные пятна в пламени диффузионного факела .....	82
<b>Литвиненко Ю.А., Литвиненко М.В.</b> Неустойчивость круглой струи при низких числах Рейнольдса .....	83
<b>Лобасов А.С., Дектерев Ар.А., Минаков А.В.</b> Численное моделирование горения предварительно перемешанных смесей синтез-газа и метана с воздухом в закрученной струе .....	84
<b>Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х., Почтарь А.А., Васильева И.Г., Игуменов И.К.</b> Формирование градиентных керамических структур из импактной струи паров металлоорганических соединений .....	85
<b>Лукашов В.В., Игуменов И.К., Атутов С.Н., Чубаков П.А.</b> Измерения концентрации паров $Zr(dpm)_4$ при сублимации одиночной частицы .....	86
<b>Минаев С.С., Фурсенко Р.В.</b> Горение газов в микроканалах: фундаментальные знания и практические приложения .....	87
<b>Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.</b> Математическая модель и расчет скорости горения аэрозвеси порошка бора .....	88
<b>Нигай А.Г., Шамин С.П., Глушков Д.О.</b> Теплоперенос при зажигании диспергированного угля источником ограниченного теплосодержания .....	89
<b>Палесский Ф.С., Фурсенко Р.В., Минаев С.С.</b> Режимы фильтрационного горения газов в цилиндрической кольцевой горелке с учетом радиационного теплообмена .....	90
<b>Порязов В.А., Крайнов А.Ю.</b> Расчет скорости горения смесового твердого топлива с добавлением наноразмерного порошка алюминия .....	91
<b>Прохоров Е.С.</b> Расчет равновесных состояний продуктов сгорания углеводородов при недостатке кислорода .....	92
<b>Сеначин А.П., Брютов А.А., Сеначин П.К.</b> Турбулентное горение заряда в ДВС с искровым зажиганием .....	93
<b>Сыродой С.В., Саломатов В.В., Малышев Д.Ю.</b> Зажигание капель био-водоугольного топлива в условиях высокотемпературного нагрева .....	94
<b>Чумаков Ю.А., Крылова Т.А.</b> Твердофазный синтез $Ni_3Al$ из реакционной смеси с инертными включениями под действием внешнего нагрева и нагружения .....	95
<b>Чумаков Ю.А.</b> Исследование модели горения в трехкомпонентной порошковой среде .....	96

<b>Шараборин Д.К., Толстогузов Р.В.</b> Экспериментальное исследование структуры турбулентной закрученной струи при горении синтез-газа.....	97
<b>Шкода О.А., Лапшин О.В.</b> Механическая активация, как способ регулирования физико-химических превращений, при самораспространяющемся высокотемпературном синтезе в низкоэнергетической системе ниобий–кремний.....	98
<b>Лапшин О.В., Прокофьев В.Г., Шкода О.А.</b> Конвекция марангони при горении бинарных безгазовых систем с легкоплавким реагентом .....	99
<b>Глушков Д.О., Нигай А.Г., Яшутина О.С.</b> Влияние начальной температуры топлива на характеристики зажигания гелеобразного топлива .....	100

### Секция 3 Гидродинамика, тепломассообмен и волновые процессы в многофазных средах

<b>Актершев С.П., Чиннов Е.А., Шатский Е.Н.</b> Термокапиллярные ривулетные структуры в стекающей пленке жидкости в условиях постоянной температуры стенки.....	102
<b>Алексеев М.В., Лобанов П.Д., Светоносков А.И., Лежнин С.И.</b> Моделирование инъекции газа из длинной трубки в заполненный жидкостью канал .....	103
<b>Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А.</b> Трехмерное моделирование инъекции газа в открытую, заполненную жидкостью Трубную область .....	104
<b>Аль-Музайкер М., Горева М.Д., Флягин В.М., Иванова Н.А.</b> Влияние смачиваемости поверхности на самоорганизацию наночастиц в испаряющихся каплях.....	105
<b>Архипов Д.Г., Хабахпашев Г.А.</b> Модельное нелинейное эволюционное уравнение для отклонения границы раздела расслоенного течения вязких жидкостей в наклонном канале .....	106
<b>Бандо Р.Д., Червонцева Е.А., Мартюшев Л.М.</b> Численное исследование морфологической устойчивости границы жидкостей в ячейке Хеле-Шоу.....	107
<b>Барткус Г.В., Кузнецов В.В.</b> Экспериментальное исследование локальных характеристик газожидкостного течения в щелевом и круглом микроканалах .....	108
<b>Архипов В.А., Басалаев С.А., Усанина А.С.</b> Всплытие кластера пузырьков в присутствии поверхностно-активного вещества .....	109
<b>Басалаев С.А., Маслов Е.А., Усанина А.С.</b> Экспериментальное исследование закономерностей испарения капли .....	110
<b>Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Харламов С.М.</b> Влияние растворимого сурфактанта на развитие волн при пленочном течении жидкости .....	111
<b>Бородулин В.Ю., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.</b> Испарение капель неидеальных бинарных растворов.....	112
<b>Бородулин В.Ю., Огородников И.А.</b> Энергетические характеристики акустического излучения пузырька в жидкости .....	113
<b>Гольдфельд М.А.</b> Влияние условий обтекания поверхностей сжатия гиперзвукового воздухозаборника на характеристики слива пограничного слоя .....	114
<b>Марков В.А., Бердников В.С., Гришков В.А.</b> Распространение пульсаций температуры вдоль свободной поверхности слоя жидкости от линейного источника тепла.....	115
<b>Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Паерелий А.А.</b> Режимы течения смеси вода+нефть+газ в горизонтальном канале.....	116
<b>Данилов Н.И., Митин К.А., Бердников В.С.</b> Влияние сопряженного теплообмена на боковых и горизонтальных стенках на структуру конвективного течения в режиме Рэлей-Бенаровской конвекции.....	117
<b>Дементьев Ю.А., Роньшин Ф.В., Чиннов Е.А.</b> Исследование характеристик двухфазного течения в щелевых микроканалах .....	118
<b>Деревич И.В., Ключков А.К.</b> Расчет функции плотности вероятности скорости частиц в турбулентном потоке.....	119
<b>Деревич И.В.</b> Методы моделирования Лагранжа и Эйлера тепло- и массопереноса при тепловом взрыве в случайных средах.....	120
<b>Дремов С.В., Скрипкин С.Г., Шторк С.И.</b> Влияние закрутки потока на параметры двухспирального распада вихря в тангенциальной вихревой камере.....	121
<b>Жигарев В.А., Минаков А.В., Неверов А.Л., Матвеев А.В., Гузей Д.В.</b> Расчетно-экспериментальное исследование транспорта шлама буровыми растворами .....	122
<b>Зандараев А.Ч., Мансуров Р.Ш., Рафальская Т.А., Федорова Н.Н.</b> Моделирование тепло-влагообмена в форсуночной камере орошения .....	123
<b>Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Орлов С.Е., Перфильева К.Г., Усанина А.С.</b> Эволюция макрообъема жидкости в процессе свободного падения.....	124
<b>Игнатенко Я.С., Гаврилов А.А., Бочаров О.Б., Мей Р.</b> О режимах транспорта шлама в наклонном кольцевом канале .....	125
<b>Исаенков С.В., Черданцев М.В., Черданцев А.В.</b> Изменение волновых характеристик при переходе от гравитационного к сдвиговому режиму течения обдуваемых газом пленок жидкости .....	126
<b>Кадыйров А.И., Макарушкин Д.В., Кирсанов А.Ю.</b> Влияние ультразвуковой обработки на распределение температуры нефти.....	127



<b>Кочкин Д.Ю., Зайцев Д.В.</b> Влияние шероховатости подложки на динамику контактной линии.....	128
<b>Кузнецов В.В.</b> Многомасштабное моделирование процессов тепломассообмена при фазовых и химических превращениях в газожидкостных системах .....	129
<b>Кузнецов В.В.</b> Моделирование фильтрации жидкости с ультрадисперсными твердыми частицами в пористой среде .....	130
<b>Козулин И.А., Кузнецов В.В.</b> Динамика взрывного кипения воды с наночастицами оксида кремния.....	131
<b>Кашинский О.Н., Курдюмов А.С.</b> Динамика газовых снарядов в вертикальном кольцевом канале .....	132
<b>Латкин Д.Ю., Петкевич И.Г.</b> Верификация расчетной модели пассивной части гидроемкости САОЗ в ПК КОРСАР/ГП.....	133
<b>Рудяк В.Я., Лежнев Е.В.</b> Стохастическое моделирование процессов переноса в жидкостях .....	134
<b>Жарова И.К., Бондарчук С.С., Козлов Е.А., Маслов Е.А., Перфильева К.Г., Ткаченко П.Н.</b> Моделирование эволюции облака хладагента при авиационном пожаротушении .....	135
<b>Минаков А.В., Пряжников М.И., Лобасов А.С., Рудяк В.Я.</b> Расчетное исследование процесса вытеснения нефти из пористой среды наножидкостью .....	136
<b>Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С.</b> Математическое моделирование влияния переменного угла атаки при обтекании сферически затупленного конуса на характеристики сопряженного тепломассообмена.....	137
<b>Огородников И.А.</b> Взаимодействие волн давления с пузырьковым слоем у поверхности воды .....	138
<b>Пахомов М.А.</b> Турбулентные газокпельные пристенные завесы. Обзор современного состояния исследований.....	139
<b>Пинаев А.В.</b> Волны горения и детонации в смесях метана с взвесьями угля.....	140
<b>Пинаев А.В., Пинаев П.А.</b> О взрывчатости аэрозвесей сульфидных руд в ударных волнах .....	141
<b>Гореликова А.Е., Пахомов М.А., Рандин В.В., Терехов В.И., Чинак А.В.</b> Изменение характеристик газожидкостного течения по длине наклонного плоского канала .....	142
<b>Рандин В.В., Чинак А.В.</b> Движение одиночных пузырей в наклонном плоском канале.....	143
<b>Резанова Е.В.</b> Численное исследование течения тонкого слоя жидкости с учетом испарения на основе уточненных математических моделей.....	144
<b>Саушин И.И., Гольцман А.Е.</b> Пленочные течения жидкости в вертикальных трубных каналах в условиях преобладания тангенциальной составляющей скорости газа .....	145
<b>Сиковский Д.Ф.</b> Модель переноса напряжений Рейнольдса частиц для пристенных турбулентных течений с кластеризацией частиц.....	146
<b>Тимкин Л.С., Горелик Р.С.</b> Скорость скольжения пузырьков в ламинарном опускном течении.....	147
<b>Рудяк В.Я., Третьяков Д.С.</b> Вязкость и реология наножидкостей на основе этиленгликоля с одностенными углеродными нанотрубками.....	148
<b>Ковальногов В.Н., Федоров Р.В., Чукалин А.В.</b> Разработка и исследование методов комбинированного охлаждения поверхностей, обтекаемых высокоскоростными дисперсными потоками.....	149
<b>Таиров Э.А., Хан П.В.</b> Гидравлическая и газодинамическая модели течения пароводяной смеси в зернистом слое .....	150
<b>Хмель Т.А., Толкачева С.И.</b> Модель приведенной кинетики для описания гетерогенной детонации неоднородных по концентрациям ультрадисперсных взвесей алюминия .....	151
<b>Цвелодуб О.Ю.</b> Маломодовая модель для пространственных режимов на свободно стекающей пленке жидкости .....	152
<b>Назаров А.Д., Приходько В.Г., Ярыгин И.В., Ярыгин В.Н.</b> Особенности измерения локальных параметров пристенных пленок жидкостей в сверхзвуковых соплах .....	153

#### Секция 4. Тепломассообмен при фазовых превращениях

<b>Антоневич Я.В., Зайцев Д.В., Кабов О.А.</b> Измерение пространственно-временного распределения температуры на поверхности капли жидкости при ее испарении на нагреваемой подложке .....	155
<b>Антонов Д.В., Федоренко Р.М., Стрижак П.А.</b> Характеристики взрывного дробления двухкомпонентных капель при интенсивном нагреве .....	156
<b>Байдаков В.Г.</b> Метастабильные состояния и их устойчивость при фазовом переходе жидкость–кристалл: молекулярно-динамическое моделирование .....	157
<b>Белослудцев В.В., Зайцев Д.В.</b> Динамика паровых пузырей при кипении недогретой жидкости в миниканале.....	158
<b>Бочкарева Е.М., Миськив Н.Б., Назаров А.Д.</b> Особенности теплообмена при испарении капли наножидкости.....	159
<b>Бочкарева Е.М., Лей М.К., Миськив Н.Б., Старинский С.В., Терехов В.В.</b> Изменение геометрических параметров испаряющейся на гидрофобной поверхности капли.....	160
<b>Гатапова Е.Я.</b> Неравновесные эффекты на границе раздела жидкость – пар при фазовом превращении .....	161
<b>Гатапова Е.Я., Кандекар С.</b> Исследование температурного поля в канале с жидкими пробками и газовыми пузырями .....	162

<b>Гусельникова О.О., Кислицын С.А., Бердников В.С., Митин К.А.</b> Численное моделирование продвижения фронта кристаллизации при донном охлаждении плоского слоя воды .....	163
<b>Зайцев Д.В., Ткаченко Е.М.</b> Критический тепловой поток при вынужденном течении тонкой пленки жидкости в канале.....	164
<b>Исламова А.Г., Орлова Е.Г., Пономарев К.О.</b> Испарение капель водносолевых растворов CaCl <sub>2</sub> , LiBr на алюминиевой поверхности .....	165
<b>Карпов П.Н., Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И.</b> Теплообмен при взаимодействии многосоплового импульсного спрея на вертикальной поверхности в режиме испарительного охлаждения.....	166
<b>Кислицын С.А., Бердников В.С., Митин К.А.</b> Влияние чисел Прандтля расплавов и материалов тигля на особенности роста кристаллов методом Бриджмена.....	167
<b>Кузма-Кичта Ю.А., Бондур В.Г.</b> Хаос при колебаниях границы раздела фаз при кипении и морской поверхности.....	168
<b>Лобасов А.С., Минаков А.В.</b> Экспериментальное исследование скорости испарения наножидкостей на основе различных базовых жидкостей .....	169
<b>Актершев С.П., Мезенцева Н.Н., Мезенцев И.В.</b> Динамика роста парового пузырька в перегретой жидкости. численное решение в рамках тепловой энергетической схемы .....	170
<b>Мильман О.О., Ананьев П.А., Корлякова М.О., Милосердов В.О.</b> Экспериментальные исследования нестационарных теплогидравлических процессов при кипении хладагента R113 .....	171
<b>Миськив Н.Б., Лукашов В.В., Бочкарева Е.М.</b> Исследование тепло- и массообмена при сублимации твердых частиц.....	172
<b>Минаков А.В., Пряжников М.И., Гузей Д.В., Михиенкова Е.И.</b> Расчетное исследование процессов сопряженного теплообмена при бурении скважин в условиях многолетнемерзлых пород .....	173
<b>Мокшин А.В., Галимзянов Б.Н.</b> Универсальность температурных зависимостей скоростных характеристик кристаллизации .....	174
<b>Нигай Н.А., Сыродой С.В.</b> Тепло- и массоперенос при влагоудалении из слоя лесного горючего материала .....	175
<b>Павленко А.Н.</b> Интенсификация теплообмена при кипении и испарении на микроструктурированных капиллярно-пористых поверхностях .....	176
<b>Пахомов М.А., Терехов В.В., Терехов В.И., Чохар И.А., Филиппов М.В.</b> Структура турбулентного течения в пристенной струе при ее вдуве через цилиндрические отверстия в поперечную траншею. Эксперимент и численное моделирование.....	177
<b>Пономарев К.О., Исламова А.Г.</b> Особенности методики экспериментальных исследований процессов теплопереноса в слое жидкости в условиях термогравитационной конвекции .....	178
<b>Пономаренко Т.Г., Чеверда В.В.</b> Динамика теплообмена при падении капли жидкости на нагреваемую горизонтальную поверхность .....	179
<b>Сибиряков Н.Е., Кабов О.А.</b> Численное моделирование течения в треугольном открытом канале.....	180
<b>Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Родионов А.А., Булгаков А.В.</b> Пороги модификации металлов и сплавов в различных средах при наносекундном лазерном воздействии.....	181
<b>Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Субботина В.В.</b> Градиентная теплотометрия в исследовании нестационарного плёночного кипения воды на шаре .....	182
<b>Федоренко Р.М., Антонов Д.В., Стрижак П.А.</b> Исследование температурных полей свободно падающих двухжидкостных капель при интенсивном нагреве.....	183
<b>Федосеев А.В., Сальников М.В., Демин Н.А., Сухинин Г.И.</b> Вакуумная заморозка глинистого пористого материала .....	184
<b>Чернов А.А., Пильник А.А., Давыдов М.Н.</b> Особенности роста газового пузырька в магматическом расплаве при его быстрой декомпрессии .....	185
<b>Пильник А.А., Чернов А.А.</b> Численное моделирование неравновесной последовательной кристаллизации тонкой пленки расплава .....	186
<b>Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В.</b> Экспериментальное исследование конденсации диэлектрической жидкости в микроканальном теплообменнике .....	187
<b>Шамирзаев А.С., Мордовской А.С., Кузнецов В.В.</b> Экспериментальное исследование особенностей теплообмена при кипении озонобезопасных хладагентов в микроканалах.....	188
<b>Сафонов С.А., Кузнецов В.В., Шамирзаев А.С.</b> Численное исследование теплообмена при конденсации паров диэлектрической жидкости в микроканале .....	189
<b>Шатекова А.И., Зайцев Д.В.</b> Исследование монослоя из микрокапель, левитирующих над нагреваемым слоем жидкости.....	190

## Секция 5. Теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность и энергосбережение

<b>Абед А.Х., Климова В.А., Щеклеин С.Е.</b> О возможности интенсификации теплоотдачи сферы при естественной конвекции тумана .....	192
<b>Alwan N.T., Shcheklein S.E., Ali O.M.</b> Evaluation of the productivity for new design single slope solar still at different salt water depth .....	193

<b>Барташевич М.В., Мелешкин А.В., Глезер В.В.</b> Моделирование диссоциации газового гидрата метана.....	194
<b>Батищева К.А.</b> Изменение поверхностных свойств алюминиевого сплава обработкой лазерным излучением .....	195
<b>Штым А.К., Валовик Д.В., Бибииков Д.Р., Кулик А.В., Полей А.К.</b> Эксергетическая оценка мини-ТЭЦ «Центральная» на о. Русский и ВТЭЦ -2.....	196
<b>Бойко Е.Е.</b> Адаптированная математическая модель циклонного предтопка для инициации горения тонкодисперсной водоугольной суспензии.....	197
<b>Бондарева Н.С., Шеремет М.А.</b> Сопряженная задача теплообмена внутри замкнутого радиатора, заполненного n-октадеканом, в условиях периодического нагрева.....	198
<b>Боруш О.В., Щинников П.А.</b> Анализ эффективности теплофикационных парогазовых установок с коэффициентом бинарности меньше единицы .....	199
<b>Бурдуков А.П., Бутаков Е. Б., Кузнецов А.В.</b> Экспериментальные исследования влияния механоактивации на воспламенение отходов углепереработки и низкокалорийных углей окисленной группы.....	200
<b>Гончаренко Ю.Б., Полей А.К., Валовик Д.В., Бибииков Д.Р.</b> Прогнозирование технического состояния ГТУ на основе статистических данных .....	201
<b>Гибанов Н.С., Шеремет М.А.</b> Численное исследование естественной конвекции в замкнутых контурах с локальными источниками энергии методом конечных разностей и решеточным методом Больцмана .....	202
<b>Мелешкин А.В., Глезер В.В., Барташевич М.В.</b> Влияние начальной температуры воды на синтез газового гидрата методом взрывного вскипания сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды.....	203
<b>Дедов А.В.</b> Учет развития поверхности при представлении данных о теплоотдаче при кипении на регулярных и нерегулярных структурах .....	204
<b>Дектерев А.А., Кузнецов В.А., Тепфер Е.С.</b> Расчетный анализ аэродинамики и теплообмена в четырёхвихревой топочной камере.....	205
<b>Дектерев Ар. А., Дектерев Д.А., Платонов Д. В., Сентябов А.В., Лобасов А.С.</b> Численное моделирование ортогональных гидротурбин с поворотными лопастями.....	206
<b>Аньшаков А.С., Фалеев В.А., Домаров П.В.</b> Моделирование тепло- массопереноса в шахтной плазменной печи для переработки твердых коммунальных отходов .....	207
<b>Бекибаев Т.Т., Жапбасбаев У.К., Рамазанова Г.И., Махмотов Е.С.</b> Оптимизация циклической перекачки высокозастывающей и высоковязкой нефтесмесей в магистральном нефтепроводе.....	208
<b>Жуков Е.Б., Меньев К.В., Таймасов Д.Р.</b> Проблемы совместного сжигания альтернативных топлив в промышленной теплоэнергетике.....	209
<b>Исанина А.П., Дьяченко Ю.В.</b> К вопросу обратимости термодинамических циклов.....	210
<b>Кошкарров С.Д., Елистратов С.Л., Яганов Е.Н., Николаев С.Ф.</b> Эффективность электрохимической технологии сжигания твёрдого топлива .....	211
<b>Красинский Д.В.</b> Численное исследование режимов сжигания распыленного тощего угля в вихревой топке .....	212
<b>Красинский Д.В., Шарыпов О.В.</b> Численный анализ влияния газодинамических параметров аксиальной струи водяного пара на процессы горения углеводородного топлива в перспективном горелочном устройстве.....	213
<b>Кузнецов А.В., Бутаков Е.Б., Бурдуков А.П., Плюснин П.Е.</b> Изучение процессов воспламенения и термического разложения порошкового топлива из угля и отходов деревообрабатывающих, целлюлозно-бумажных производств .....	214
<b>Кирсанов Ю.А., Юдахин А.Е., Макарушкин Д.В., Кирсанов А.Ю.</b> Методика исследования теплоотдачи пакета параллельных низкотеплопроводных пластин в кратковременных процессах.....	215
<b>Мансуров Р.Ш., Рудяк В.Я.</b> Экспериментальное изучение процессов теплообмена при переменных режимах работы системы воздухонагреватель-вентилятор.....	216
<b>Актершев С.П., Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н.</b> Регенеративный теплообменник с реверсивным режимом работы .....	217
<b>Мелешкин А.В., Глезер В.В., Барташевич М.В.</b> Влияние скорости декомпрессии на синтез газового гидрата методом взрывного вскипания сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды.....	218
<b>Нашёкин М.Д., Минко К.Б., Артемов В.И.</b> Численный анализ влияния конструктивных и режимных параметров на эффективность работы металлургических систем очистки водорода.....	219
<b>Серов А.Ф., Мамонов В.Н., Назаров А.Д., Миськив Н.Б.</b> Диссипативные процессы в цилиндрическом потоке Куэтта-Тейлора. Оборудование и метод исследования.....	220
<b>Немировский Ю.В., Мозгова А.С.</b> Теплопроводность цилиндрических резервуаров для резервного топлива котельных .....	221
<b>Шлепкин А.С., Морозов А.В.</b> Анализ влияния массообменных процессов между реакторной установкой и защитной оболочкой на работу парогенератора ВВЭР в конденсационном режиме .....	222
<b>Шлепкин А.С., Сахи́гареев А.Р., Морозов А.В.</b> Экспериментальное моделирование процесса кристаллизации борной кислоты при аварийном охлаждении активной зоны АЭС с ВВЭР.....	223

<b>Морозов В.С.</b> Влияние начальной концентрации соли на скорость кристаллизации в тонком слое раствора.....	224
<b>Морозов В.С.</b> Экспериментальное исследование горения искусственного гидрата метана при различной скорости внешнего газового потока.....	225
<b>Мухин Д.Г., Степанов К.И.</b> Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик рекуперативного пластинчатого теплообменника АБТТ с выпукло-вогнутыми турбулизаторами .....	226
<b>Степанов К.И., Мухин Д.Г.</b> Десорбция водного раствора LiBr на трубах с резьбовой поверхностью в абсорбционных бромистолитиевых термотрансформаторах.....	227
<b>Няшина Г.С., Вершинина К.Ю., Стрижак П.А., Кузнецов Г.В.</b> Перспективы сжигания промышленных отходов в составе органоводоугольных топливных композиций .....	228
<b>Низовцев М.И.</b> Фазоизменяемые материалы. расчетные и экспериментальные исследования .....	229
<b>Глушков Д.О., Паушкина К.К.</b> Влияние диспергирования капли композиционного топлива на характеристики зажигания и горения .....	230
<b>Мальцев Л.И., Поджаров Ю.С.</b> Межтрубные мостиковые и ривулетные течения .....	231
<b>Половников В.Ю., Чуйко Н.С.</b> Кондуктивно-конвективный теплоперенос в слое тонкопленочной тепловой изоляции .....	232
<b>Рафальская Т.А., Рудяк В.Я.</b> Моделирование тепловых характеристик систем теплоснабжения в переменных режимах работы .....	233
<b>Саломатов Вас.В., Саломатов Вл.В.</b> Аэродинамическая структура закрученного турбулентного потока в вихревом топочном устройстве .....	234
<b>Загруднинов Р.Ш., Ермагамбет Б.Т., Касенова Ж.М., Пермяков Е.Е., Сеначин П.К.</b> Исследование процессов газификации в плотном слое казахстанских углей в трехзонном газогенераторе обращенного процесса .....	235
<b>Синельников Д.С.</b> Задача оптимизации параметров при отпуске теплоты от ТЭЦ и зонировании температурного графика .....	236
<b>Бурдуков А.П., Бутаков Е. Б., Синяков И.В.</b> Паровоздушная газификация угольного топлива подвергнутого механохимической активации .....	237
<b>Соломин И.Н., Кареева Ю.Р., Даминов А.З.</b> Численные исследования газодинамических процессов в турбодетандере для органического теплоносителя R245fa.....	238
<b>Немировский Ю.В., Станиславович А.В.</b> Моделирование теплопроводности тонких многослойных композитных дисков.....	239
<b>Супельняк М.И.</b> Расчет колебаний температуры в термическом слое тел правильной формы при нестационарном коэффициенте теплоотдачи .....	240
<b>Усов Э.В.</b> Аналитическое исследование плавления ТВЭЛа и движения расплава топлива по его поверхности .....	241
<b>Ковальников В.Н., Федоров Р.В., Чукалин А.В.</b> Разработка и исследование методов комбинированного охлаждения поверхностей, обтекаемых высокоскоростными дисперсными потоками.....	242
<b>Чернов В.А.</b> Сравнительное исследование плазменной и электрохимической технологии розжига пылеугольного котла.....	243
<b>Чичиндаев А.В., Шейн С.Е.</b> Исследование эффективности тепловой изоляции в трансформаторе с высокотемпературной сверхпроводящей обмоткой .....	244
<b>Паушкина К.К., Шабардин Д.П., Глушков Д.О.</b> Стратегия совместной утилизации промышленных и бытовых отходов соседними регионами путем сжигания в составе композиционных топлив на объектах теплоэнергетики .....	245
<b>Алексеев С.В., Шадрин Е.Ю., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Бойко Е.Е.</b> Исследование аэродинамики перспективного четырехвихревого топочного устройства.....	246
<b>Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Копьев Е.П., Шарыпов О.В., Лещевич В.В.</b> Исследование характеристик распыла дизельного топлива высокоскоростной воздушной струей .....	247
<b>Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Копьев Е.П., Шарыпов О.В., Лещевич В.В.</b> Исследование характеристик распыла дизельного топлива высокоскоростной газовой струей .....	248
<b>Мильман О.О., Шифрин Б.А., Кузина Л.А.</b> Утилизационный теплоэнергетический комплекс мощностью 1 МВт .....	249
<b>Шишкин А.В., Сокол М.Я., Востриков А.А.</b> Влияние электрического поля на структуру оксидного слоя при окислении циркония в сверхкритических флюидах H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> и H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> .....	250
<b>Секция 6. Теплофизика микро- и наноструктур, процессы в разреженных газах и плазме</b>	
<b>Хвесьюк В.И., Баринов А.А.</b> Анализ процессов взаимодействия фононов с границами образца.....	252
<b>Бойко Е.В., Костоград И.А., Смовж Д.В.</b> Исследование полимер-графеновых композитов с наночастицами серебра .....	253
<b>Гатапова Е.Я.</b> Применение метода интерферометрии с анализом изображений для исследования процессов испарения вблизи контактной линии .....	254

<b>Гузей Д.В., Минаков А.В., Пряжников М.И.</b> Расчетно-экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкости в теплообменных аппаратах.....	255
<b>Демин Н.А., Федосеев А.В.</b> Моделирование параметров положительного столба тлеющего разряда в гелии.....	256
<b>Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В.</b> Измерение времен жизни возбужденных ионов Ag и CO <sub>2</sub> в сверхзвуковом кластированном потоке.....	257
<b>Жерноклеев Г.А., Мартюшев Л.М.</b> Построение нелинейной неравновесной термодинамики на основе простой марковской модели.....	258
<b>Зайковский А.В.</b> Электродуговая конверсия кварца.....	259
<b>Замчий А.О., Баранов Е.А., Меркулова И.Е.</b> Влияние стехиометрии на структурные и оптические свойства тонких пленок субоксида кремния с нанокристаллическими включениями кремния, полученных в результате высокотемпературного отжига.....	260
<b>Замчий А.О., Баранов Е.А., Меркулова И.Е.</b> Влияние энергии электронов на формирование нанокристаллов кремния при электронно-пучковым отжиге тонких пленок субоксида кремния.....	261
<b>Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э.</b> Результаты протонирования аргона в сверхзвуковой струе.....	262
<b>Исупов М.В.</b> Низкотемпературное ионно-плазменное азотирование аустенитных сталей в низкочастотном индукционном разряде.....	263
<b>Кабов О.А., Кочкин Д.Ю., Зайцев Д.В.</b> Динамика разрушения тонких слоев жидкости.....	264
<b>Кашковский А.В., Кудрявцев А.Н., Шершнёв А.А.</b> Моделирование неустойчивости Рэлея-Тейлора в разреженной газовой смеси Ar/He на основе метода прямого статистического моделирования.....	265
<b>Козлачков Д.В., Зайковский А.В.</b> Электродуговой синтез олово-углеродного нанокompозитного материала.....	266
<b>Костогруд И.А., Бойко Е.В., Смोज Д.В.</b> Влияние соотношения концентраций водорода и метана в газовой смеси на формирование графена на поверхности меди в процессе CVD синтеза.....	267
<b>Кравцова А.Ю., Янко П.Е., Кашкарова М.В., Бильский А.В.</b> Влияние внешнего периодического воздействия на поток жидкости в каналах микронного размера.....	268
<b>Кунц К.А., Кириченко Д.П., Зайцев Д.В., Кабов О.А.</b> Испарение микроразмерных капель воды на нагреваемой кремниевой подложке.....	269
<b>Мокрушников П.В.</b> Кинки-солитоны – возможные переносчики молекул газа через липидный бислой.....	270
<b>Николаев И.В., Коробейщиков Н.Г., Роечко М.А.</b> Формирование наноструктур на поверхности монокристаллов КТР при обработке ионно-кластерным пучком аргона.....	271
<b>Сафонов А.И., Панин Д.Ю., Тимошенко Н.И.</b> Исследование влияния материала активатора на морфологию и скорость роста фторполимерного покрытия при осаждении методом HW CVD.....	272
<b>Перепелица Б.В.</b> Влияние акустического поля на структуру круглой микроструи.....	273
<b>Пинаев В.А.</b> Нелокальный характер излучения в области отрицательного свечения тлеющего разряда низкого давления.....	274
<b>Пинаев В.А., Исупов М.В.</b> Исследование электрофизических и теплофизических характеристик низкочастотного индукционного разряда в азоте.....	275
<b>Плотников М.Ю., Шкарупа Е.В.</b> Прямое статистическое моделирование диссоциации водорода на поверхности проволоочки в покоящемся газе.....	276
<b>Родионов А.А., Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В.</b> Осаждение оксидных структур при лазерной абляции кремния в кислородсодержащем фоновом газе.....	277
<b>Родионов А.А., Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В.</b> Наносекундная лазерная абляция олова в вакууме и фоновом газе.....	278
<b>Сальников М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И.</b> Распределение плазменного потенциала вблизи бесконечной одномерной цепочки пылевых частиц.....	279
<b>Сафонов А.И., Панин Д.Ю., Тимошенко Н.И.</b> Распределение температуры в потоке газа до и после его прохождения сеточного активатора в методе HW CVD.....	280
<b>Сахапов С.З., Зайковский А.В.</b> Параметры плазмы газового разряда магнетронного распыления с малым анодом.....	281
<b>Семенов А.А., Кабов О.А., Зайцев Д.В.</b> Испарение микрокапель воды на поверхностях с вертикальной и горизонтальной ориентацией углеродных нанотрубок.....	282
<b>Ткаченко Е.М., Зайцев Д.В.</b> Динамика микромасштабных сухих пятен и контактной линии в тонкой пленке жидкости при интенсивном нагреве.....	283
<b>Fedorets A.A., Dombrovsky L.A.</b> Motion of droplets of a levitating cluster under the action of an external electric field.....	284
<b>Хвесьюк В.И., Лю Б., Баринов А.А.</b> Расчет сопротивления Капицы на основе анализа распространения упругих волн на интерфейсах.....	285
<b>Хвесьюк В.И., Цяо В., Баринов А.А.</b> Процессы диффузии в фоновом газе.....	286
<b>Фисенко С.П., ХодыкоЮ.А.</b> Коалесценция и броуновская диффузия в испаряющейся микронной капле раствора.....	287
<b>Шебелева А.А., Шебелев А.В., Лобасов А.С., Минаков А.В.</b> Расчетное исследование влияния частоты пульсаций расхода на эффективность смещения в активном микромиксере Т-типа.....	288

<b>Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Юдин И.Б.</b> Численно-экспериментальное исследование влияния разложения метана на газоструйный синтез алмазных структур.....	289
<b>Горбачев Ю.Е., Лещев Д.В., Плотников М.Ю., Ребров А.К., Юдин И.Б.</b> Сравнение результатов континуального и молекулярного моделирования течения газа при осаждении алмазных структур.....	290
<b>Вязов Ю.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В.</b> Использование методов спектроскопии для диагностики струйных газочапельных потоков.....	291
<b>Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В., Скороваров А.Ю., Балакин А.С.</b> Проблема загрязнения международной космической станции струями двигателей ориентации: эксперименты в космосе и на земле.....	292
<b>Яскин А.С., Чиненов С.Т., Каляда В.В., Зарвин А.Е.</b> Использование высоковольтного электронного пучка для регистрации кластеров в сверхзвуковом газовом потоке.....	293

## Секция 7. Теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен

<b>Агажанов А.Ш., Абдуллаев Р.Н., Самошкин Д.А., Станкус С.В.</b> Теплопроводность сплава рубидий–висмут эквивалентного состава.....	295
<b>Абдуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В.</b> Взаимная диффузия в жидких сплавах тяжелых щелочных металлов с висмутом.....	296
<b>Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М.</b> Теплофизические свойства сплава Inconel 718.....	297
<b>Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В.</b> Экспериментальное исследование нитрида бора в широком интервале температур.....	298
<b>Агафонцев М.В., Лобода Е.Л., Матвиенко О.В.</b> Математическое моделирование турбулентного горения и экспериментальные оценки размеров крупных турбулентных структур в пламени.....	299
<b>Агафонцев М.В., Климентьев А.С., Луценко А.В., Рейно В.В., Лобода Е.Л., Лобода Ю.А.</b> Результаты воздействия гармонических колебаний на поле температур и структуру течения в пламени при диффузионном горении некоторых видов топлив.....	300
<b>Андбаева В.Н., Байдаков В.Г., Каверин А.М.</b> Поверхностное натяжение и работа зародышеобразования раствора кислород–азот.....	301
<b>Тикина И.В., Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев А.Г.</b> Теплопроводность и температуропроводность расплава Bi-Pb-Sn-Cd при высоких температурах. Компьютерный эксперимент.....	302
<b>Галкин Д.А., Рютин С.Б.</b> Измерение коэффициента теплопроводности методом нестационарного нагрева проволочного зонда. Постоянный ток или постоянная мощность?.....	303
<b>Зубашевский К. М., Гуськов А. В., Милевский К.М., Хребтова М. С.</b> Исследование распределения температуры в материале ведущего устройства при высокоскоростном разгоне.....	304
<b>Каплун А.Б., Дутова О.С., Мешалкин А.Б.</b> Малопараметрическое уравнение для расчета коэффициента вязкости жидкости, газа и флюида метана.....	305
<b>Козловский Ю.М., Станкус С.В.</b> Термический коэффициент линейного расширения железа в температурном интервале 130–1180 К.....	306
<b>Краснолуцкий С.Л., Рудяк В.Я., Белкин А.А., Лежнев Е.В.</b> Молекулярное моделирование вязкости наножидкостей на основе воды с металлическими частицами.....	307
<b>Кулик А.В., Дорогов Е.Ю., Соловьёва Т.А., Бибииков Д.Р.</b> Измерение температур в обмуровке циклонно-вихревого предтопка.....	308
<b>Мацкевич Н.И., Станкус С.В., Шлегель В.Н., Седнев А.Л., Самошкин Д.А., Пищур Д.П., Новиков А.Ю.</b> Термодинамические свойства монокристаллов на основе молибдата лития: теплоемкость, стабильность, эффекты замещения.....	309
<b>Мацкевич Н.И., Пищур Д.П., Семерикова А.Н., Ткачев Е.Н., Мацкевич М.Ю., Ануфриева О.И.</b> Энергетические характеристики новых соединений на основе ниобата висмута: энтальпии, теплоемкости, энергии решеток.....	310
<b>Мусихин А.Е., Беспятов М.А.</b> Плотность фононных состояний и термодинамические свойства $\text{Eu}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ .....	311
<b>Беспятов М.А., Мусихин А.Е., Кузин Т.М.</b> Теплоемкость трис (2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионато) лантана (III).....	312
<b>Ни А.Э.</b> Моделирование конвективно-радиационного теплопереноса на основе гибридного метода решеточных уравнений Больцмана.....	313
<b>Архипов В.А., Жарова И.К., Засадная И.С., Перфильева К.Г., Романдин В.И.</b> Установка для измерения коэффициента излучения теплозащитных материалов нестационарным методом.....	314
<b>Пряжников М.И., Минаков А.В., Гузей Д.В., Лобасов А.С.</b> Экспериментальное исследование коэффициентов переноса суспензий с углеродными наноматериалами.....	315
<b>Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.</b> Теплопроводность паров смеси R-125 (84,6 мас.%) – R-134a (15,4 мас.%).....	316

<b>Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В.</b> Экспериментальное исследование комплекса теплофизических свойств никелида титана.....	317
<b>Самошкин Д.А., Агажанов А.Ш., Станкус С.В.</b> Коэффициенты переноса тепла празеодима в конденсированном состоянии.....	318
<b>Слепцов С.Д., Саввинова Н.А., Гришин М.А.</b> Математическое моделирование таяния льда при облучении селективным источником излучения.....	319
<b>Смутьский И.И.</b> Долгопериодические колебания солнечного тепла по поверхности Земли.....	320
<b>Комаров С.Г., Станкус С.В.</b> Линия конденсации, плотность и скорость звука хладагентов системы K134A – K227EA в паровой фазе.....	321
<b>Станкус С.В., Савченко И.В., Хайрулин А.Р., Яцук О.С.</b> Энтальпия и теплоемкость сплава Cs <sub>72.9</sub> Bi <sub>27.1</sub> с частично ионным характером межатомного взаимодействия в конденсированном состоянии.....	322

## Секция 8. Теплообмен и гидродинамика в технологических процессах и защита окружающей среды

<b>Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В.</b> Особенности конвективного теплообмена в режимах смешанной конвекции в методе Чохральского при различном влиянии сил плавучести и термокапиллярного эффекта.....	324
<b>Борзенко Е.И., Шрагер Г.Р.</b> Установившееся течение степенной жидкости в коаксиальном канале с учетом зависимости реологических параметров от температуры.....	325
<b>Воронцова Е.С., Гиль А.В., Кокшарев О.М.</b> Численное исследование топочных процессов при организации ступенчатого сжигания.....	326
<b>Каледин В.О., Вячкин Е.С., Гилёва А.Е., Вячкина Е.А., Галдин Д.А., Ульянов А.Д.</b> Модель тепломассопереноса в стояке отопительной системы.....	327
<b>Каледин В.О., Галдин Д.А., Вячкин Е.С., Гилёва А.Е., Вячкина Е.А., Ульянов А.Д.</b> Модель теплового баланса ограждающих конструкций.....	328
<b>Горбачев М.В., Терехов В.И.</b> Численное моделирование двухканального тепломассообменного аппарата косвенно-испарительного типа.....	329
<b>Горбачев М.В.</b> Анализ циклов воздушно-холодильных машин ступенчатого сжатия и расширения.....	330
<b>Держо О.Г.</b> Волны большой амплитуды в геофизических и технических приложениях.....	331
<b>Золотухина О.С., Арбузов В.А., Бердников В.С., Дубнищев Ю.М., Гришков В.А., Кислицын С.А., Митин К.А.</b> Комплексные исследования конвекции и формирования слоя льда при охлаждении dna прямоугольной полости.....	332
<b>Елистратов С.Л., Миронова Н.В.</b> Экспериментальное моделирование испарения жидкости в сфероидальном состоянии.....	333
<b>Митин К.А., Кислицын С.А., Бердников В.С.</b> Влияние сопряженного конвективного теплообмена на поля температуры в тонких стенках, ограничивающих слои жидкости различной ориентации.....	334
<b>Митин К.А., Бердников В.С.</b> Влияние равномерного вращения кристалла на конвективную и радиационно-конвективную теплоотдачу в методе Чохральского.....	335
<b>Нешпоренко Е.Г.</b> Исследование возможности регенерации тепловых потерь через стенки высокотемпературного реактора с одновременной термохимической защитой.....	336
<b>Пальмский И.Б., Фомин П.А., Li You-Rong, Wu Chun-Mei.</b> О конвективной устойчивости газо-паровой смеси при околокритической температуре.....	337
<b>Ашихмин А.Е., Пискунов М.В., Хомутов Н.А., Яновский В.А.</b> Гидродинамика капли топливной водобидизельной микроэмульсии при взаимодействии с горизонтальной разогретой стенкой.....	338
<b>Пурдин М.С., Пушин Г.К.</b> Развивающееся пульсирующее с малыми амплитудами ламинарное течение в плоском канале.....	339
<b>Руденко О.М.</b> 340Тепловой режим функционирования типичного светодиода, изготовленного с применением перспективного теплоотвода Al-SiC.....	340
<b>Сажин И.А.</b> Влияние параметров жидкой пленки хладагента на теплоотдачу конденсатора холодильной установки.....	341
<b>Серов А.Ф., Мамонов В.Н., Назаров А.Д., Кириллов К.М.</b> Поточный измеритель действующего значения вязкости жидкости.....	342
<b>Слесарева Е.Ю., Елистратов С.Л. Слесарева Е.Ю., Елистратов С.Л.</b> Анализ теплообмена при течении газа в многоканальном щелевом теплообменнике в зависимости от значения числа Прандтля.....	343
<b>Федорова Н.Н., Вальгер С.А.</b> Сравнение различных моделей пористых заграждений в задаче о распространении эмиссий в городской среде.....	344
<b>Филиппов П.С., Худяков П.Ю., Рыжков А.Ф.</b> Экспериментальное исследование влияния высокотемпературного нагрева воздуха на процесс горения модельного синтез-газа.....	345
<b>Дьякова О.А., Фролов О.Ю.</b> Неизотермическое твязкопластичной жидкости в L-образном канале.....	346
<b>Шараборин Д.К., Дулин В.М.</b> Спектрзональная фотосъемка с использованием перестраиваемого фильтра Лио–Эмана на основе жидких кристаллов.....	347

Авторский указатель

- Ali O.M. 193  
 Alwan N.T. 193  
 Dombrovsky L.A. 284  
 Fedorets A.A. 284  
 Shcheklein S.E. 193  
 Абдрахманов Р.Х. 85  
 Абдуллаев Р.Н. 295, 296  
 Абдуракипов С.С. 68  
 Абед А.Х. 192  
 Агажанов А.Ш. 295, 297, 298, 318  
 Агафонцев М.В. 299, 300  
 Аксянов Р.А. 52  
 Актершев С.П. 102, 170, 217  
 Алексеев А.Г. 302  
 Алексеев М.В. 103, 104  
 Алексеенко С.В. 246  
 Аль-Музайкер М. 105  
 Ананьев П.А. 171  
 Андбаева В.Н. 301  
 Андрющенко В.А. 4, 5  
 Анискин В.М. 6, 38, 56  
 Антоневиц Я.В. 155  
 Антонов Д.В. 156, 183  
 Ануфриев И.С. 73, 246, 247, 248  
 Ануфриева О.И. 310  
 Аньшаков А.С. 207  
 Арбузов В.А. 332  
 Артемов В.И. 219  
 Архипов В.А. 109, 124, 314  
 Архипов Д.Г. 106  
 Атутов С.Н. 86  
 Афанасьев В.Н. 28  
 Афанасьев Л.В. 30  
 Ашихмин А.Е. 338  
 Байдаков В.Г. 157, 301  
 Бакакин Г.В. 23  
 Балакин А.С. 293  
 Бандо Р.Д. 107  
 Баранов Е.А. 260, 261  
 Барбин Н.М. 302  
 Баринов А.А. 252, 285, 286  
 Барташевич М.В. 194, 203, 218  
 Барткус Г.В. 108  
 Басалаев С.А. 109, 110, 124  
 Батищева К.А. 195  
 Бекибаев Т.Т. 208  
 Белкин А.А. 307  
 Белослудцев В.В. 158  
 Беляев И.А. 34, 48  
 Бендерский Б.Я. 60  
 Бердников В.С. 14, 115, 117, 163,  
   167, 324, 332,  
   334, 335  
 Беспятов М.А. 311, 312  
 Бибииков Д.Р. 196, 201, 308  
 Бильский А.В. 268  
 Бобров М.С. 69  
 Бобылев А.В. 111  
 Богатко Т.В. 7  
 Бойко Е.В. 253, 267  
 Бойко Е.Е. 197, 246  
 Бондарева Н.С. 63, 198  
 Бондарчук С.С. 135  
 Бондур В.Г. 168  
 Борзенко Е.И. 325  
 Борисов С.П. 70  
 Бородин А.В. 26  
 Бородулин В.Ю. 112, 113  
 Боруш О.В. 199  
 Бoryняк К.И. 8  
 Бочаров О.Б. 125  
 Бочкарева Е.М. 159, 160, 172  
 Бояршинов Б.Ф. 71  
 Бродов Ю.М. 45  
 Брютов А.А. 93  
 Булгаков А.В. 181, 277, 278  
 Бурдуков А.П. 200, 214, 237  
 Бутаков Е.Б. 200, 214, 237  
 Быков А.В. 40  
 Валовик Д.В. 196, 201  
 Вальгер С.А. 9, 344  
 Ванькова О.С. 75  
 Васильева И.Г. 85  
 Ватутин К.А. 32  
 Верба О.И. 316  
 Вершинина К.Ю. 72, 228  
 Винокуров В.А. 324  
 Винокуров В.В. 324  
 Вожаков И.С. 104  
 Волков В.Ю. 10  
 Воронцова Е.С. 326  
 Востриков А.А. 251  
 Вязов Ю.Н. 291  
 Вячкин Е.С. 327, 328  
 Вячкина Е.А. 327, 328  
 Гаврилов А.А. 125  
 Галдин Д.А. 327, 328  
 Галимзянов Б.Н. 174  
 Галкин Д.А. 303  
 Гасенко О.А. 74  
 Гатапова Е.Я. 161, 162, 254  
 Герасимов Ю.И. 293  
 Гибанов Н.С. 202  
 Гилёва А.Е. 327, 328  
 Гиль А.В. 326  
 Гладков И.Н. 26, 27  
 Глезер В.В. 194, 203, 218  
 Глушков Д.О. 89, 101, 230, 245  
 Гныря А.И. 29, 31  
 Голибродо Л.А. 10  
 Гольдфельд М.А. 75, 114  
 Гольцман А.Е. 11, 145  
 Гончаренко Ю.Б. 201  
 Горбачев М.В. 329, 330  
 Горбачев Ю.Е. 290  
 Гордиенко М.Р. 12, 23  
 Горева М.Д. 105  
 Горелик Р.С. 147  
 Гореликова А.Е. 142  
 Грек Г.Р. 76, 77  
 Гришин М.А. 319  
 Гришков В.А. 115, 332  
 Гузанов В.В. 111  
 Гузей Д.В. 122, 173, 255, 315  
 Гусаков А.А. 54  
 Гусельникова О.О. 163  
 Гуськов А. В. 304  
 Давлетшин И.А. 13, 116  
 Давыдов М.Н. 185  
 Даминов А.З. 238  
 Данилов Н.И. 14, 117  
 Дауэнгауэр Е.И. 15  
 Дедов А.В. 204  
 Дектерев А.А. 205  
 Дектерев Ар.А. 73, 84, 206  
 Дектерев Д.А. 206  
 Дементьев Ю.А. 118  
 Демин Н.А. 184, 256  
 Деревич И.В. 119, 120  
 Держо О.Г. 331  
 Димов С.В. 74  
 Дистанов В.Э. 26, 27  
 Добросельский К.Г. 16  
 Домаров П.В. 207  
 Дорогов Е.Ю. 308  
 Дорохов В.В. 72  
 Дремов С.В. 121  
 Дубнищев Ю.М. 332  
 Дубровин К.А. 257  
 Дулин В.М. 61, 62, 68, 347  
 Дутова О.С. 305  
 Душин Н.С. 35  
 Душина О.А. 35  
 Дьякова О.А. 346  
 Дьяченко А.Ю. 17, 18  
 Дьяченко Ю.В. 210  
 Егоров М.Ю. 19  
 Езендеева Д.П. 23  
 Елизарова Т.Г. 32  
 Елистратов С.Л. 211, 333, 343  
 Емельянов А.А. 289  
 Епихин А.С. 32  
 Ермагамбет Б.Т. 235  
 Ермолаев Ю.Г. 30, 42, 67  
 Ефимов К.Н. 137  
 Жапбасбаев У.К. 208  
 Жарова И.К. 51, 135, 314  
 Жданов В.Л. 17  
 Жданова А.О. 81  
 Жерноклеев Г.А. 258  
 Жигарев В.А. 122  
 Жилкин Б.П. 45  
 Жуков Е.Б. 209  
 Загрутдинов Р.Ш. 235  
 Зайковский А.В. 259, 266, 281  
 Зайцев Д.В. 128, 155, 158, 164,  
   191, 264, 269, 282,  
   283  
 Замчий А.О. 260, 261  
 Зандарасв А.Ч. 123  
 Занин Б.Ю. 40  
 Запрягаев В.И. 20  
 Зарвин А.Е. 257, 262, 294



- Засадная И.С. 314  
 Засимова М.А. 47  
 Захарова Ю.В. 75  
 Золоторёв Н.Н. 124  
 Золотухина О.С. 332  
 Зубашевский К. М. 304  
 Зырянов К.И. 21  
 Иванов Н.Г. 47  
 Иванова Н.А. 105  
 Иващенко В.А. 22  
 Игнатенко Я.С. 125  
 Игуменов И.К. 85, 86  
 Исаенков С.В. 126  
 Исанина А.П. 210  
 Исатаев М.С. 50  
 Исламова А.Г. 165, 178  
 Исупов М.В. 263, 275  
 Кабардин И.К. 12, 23  
 Кабов О.А. 155, 180, 264, 269, 282  
 Каверин А.М. 301  
 Кавун И.Н. 20  
 Кадыров А.И. 127  
 Какаулин С.В. 23  
 Каледин В.О. 327, 328  
 Калинин Е.И. 36  
 Каляда В.В. 257, 262, 294  
 Кандекар С. 162  
 Каплун А.Б. 305  
 Кареева Ю.Р. 238  
 Карпов П.Н. 166  
 Касенова Ж.М. 235  
 Катасонов М.М. 24, 40  
 Кашинский О.Н. 132  
 Кашкарова М.В. 25, 268  
 Кашковский А.В. 265  
 Квон А.З. 111  
 Кирдяшкин А.А. 26, 27  
 Кирдяшкин А.Г. 26, 27  
 Кириллов К.М. 342  
 Кириченко Д.П. 269  
 Кирсанов А.Ю. 127, 215  
 Кирсанов Ю.А. 215  
 Кислицын С.А. 163, 167, 332, 334  
 Климентьев А.С. 300  
 Климова В.А. 192  
 Климонов И.А. 23  
 Клочков А.К. 119  
 Ковальногов В.Н. 149, 242  
 Козлачков Д.В. 266  
 Козлов В.В. 24, 76, 77  
 Козлов Е.А. 135  
 Козловский Ю.М. 297, 298, 306  
 Козловский Ю.М. 317  
 Козулин И.А. 131  
 Кокшарев О.М. 326  
 Колесник Е.В. 57  
 Колмаков В.С. 26  
 Комаров С.Г. 322  
 Кон Дехай 28  
 Кондаурова Л.П. 4  
 Копьев Е.П. 247, 248  
 Корлякова М.А. 171  
 Коробейщиков Н.Г. 271  
 Коробков С.В. 29, 31  
 Корсакова Н.К. 44  
 Косинов А.Д. 30, 42, 67  
 Костогруд И.А. 253, 267  
 Косторева Ж.А. 78  
 Кочарин В.Л. 30  
 Кочкин Д.Ю. 128, 264  
 Кошелев К.Б. 53, 79  
 Кошин А.А. 7, 31  
 Кошкаров С.Д. 211  
 Кравцова А.Ю. 25, 268  
 Крайнов А.Ю. 80, 88, 91  
 Крапошин М.В. 32  
 Красинский Д.В. 212, 213  
 Краснолуцкий С.Л. 307  
 Кротов С.В. 23  
 Крутиков А.А. 10  
 Крылова Т.А. 95  
 Крючкова А.С. 53  
 Кудрявцев А.Н. 70, 265  
 Кудрявцев О.В. 10  
 Кузин Т.М. 312  
 Кузина Л.А. 250  
 Кузма-Кичта Ю.А. 168  
 Кузнецов А.В. 200, 214  
 Кузнецов В.А. 205  
 Кузнецов В.В. 108, 129, 130, 131,  
 187, 188, 190  
 Кузнецов Г.В. 81, 228  
 Кузнецов Е.А. 57  
 Куйбин П.А. 25  
 Кулик А.В. 196, 308  
 Куликов Д.В. 12  
 Кунц К.А. 269  
 Курбацкая Л.И. 65  
 Курдюмов А.С. 132  
 Лапшин О.В. 98  
 Лапшин О.В. 99  
 Латкин Д.Ю. 133  
 Лежнев Е.В. 134, 307  
 Лежнин С.И. 103, 104  
 Лей М.К. 160  
 Леманов В.В. 33, 82  
 Лещев Д.В. 290  
 Лещевич В.В. 247, 248  
 Листратов Я.И. 48  
 Литвиненко М.В. 76, 77, 83  
 Литвиненко Ю.А. 76, 77, 83  
 Литвинов И.В. 55  
 Лобанов П.Д. 103  
 Лобасов А.С. 61, 68, 84, 136, 169,  
 206, 288, 315  
 Лобода Е.Л. 299, 300  
 Лобода Ю.А. 300  
 Лукашов В.В. 82, 85, 86, 172  
 Луценко А.В. 300  
 Лучинкин Н.А. 34  
 Лычаков В.Д. 19  
 Лю Б. 285  
 Мазо А.Б. 36  
 Макарушкин Д.В. 127, 215  
 Мальшев Д.Ю. 94  
 Мальцев Л.И. 231  
 Малюков А.В. 36  
 Мамонов В.Н. 220, 342  
 Мансуров Р.Ш. 123, 216  
 Марков В.А. 115  
 Мартюшев Л.М. 107, 258  
 Маслов Е.А. 51, 110, 135  
 Маслов Н.А. 6  
 Матвеев А.В. 122  
 Матвиенко О.В. 299  
 Махмотов Е.С. 208  
 Мацкевич М.Ю. 310  
 Мацкевич Н.И. 309, 310  
 Мезенцев И.В. 170, 217  
 Мезенцева Н.Н. 170, 217  
 Мей Р. 125  
 Меледин В.Г. 23  
 Мелешкин А.В. 194, 203, 218  
 Меняев К.В. 209  
 Меркулова И.Е. 260, 261  
 Мешалкин А.Б. 305  
 Милевский К.М. 304  
 Милосердов В.О. 171  
 Мильман О.О. 171, 250  
 Минаев С.С. 87, 90  
 Минаков А.В. 73, 84, 122, 136, 169,  
 173, 255, 288, 315  
 Минко К.Б. 219  
 Миронова Н.В. 333  
 Миськив Н.Б. 159, 160, 172, 220  
 Митин К.А. 14, 117, 163, 167, 332,  
 334, 335  
 Митяков В.Ю. 54, 182  
 Михайлов Д.А. 29, 31  
 Михеев Н.И. 13, 35, 116  
 Михиенкова Е.И. 173  
 Мозгова А.С. 221  
 Моисеева К.М. 88  
 Мокрушников П.В. 270  
 Мокшин А.В. 174  
 Молочников В.М. 36  
 Мордовской А.С. 188  
 Морозов А.В. 222, 223  
 Морозов В.С. 224, 225  
 Мулляджанов Р. И. 37  
 Мулляджанов Р.И. 15, 22, 41, 49  
 Мусихин А.Е. 311, 312  
 Мустафин Р.М. 43  
 Мухин Д.Г. 226, 227  
 Мухин К.А. 6, 38  
 Надинский Ю.Н. 10  
 Назаров А.Д. 154, 159, 166, 220,  
 342  
 Назукин В.А. 61  
 Наплеков И.С. 43  
 Наумов И.В. 39  
 Нашёкин М.Д. 219  
 Небучинов А.С. 58  
 Неверов А.Л. 122  
 Незавитин Д.П. 82  
 Немировский Ю.В. 221, 239  
 Непогодина Ю.М. 27  
 Нешпоренко Е.Г. 336  
 Ни А.Э. 313  
 Нигай А.Г. 89, 101  
 Нигай Н.А. 175  
 Низовцев М.И. 112, 229

- Николаев И.В. 271  
 Николаев С.Ф. 211  
 Новиков А.Ю. 309  
 Няшина Г.С. 228  
 Овчинников В.А. 137  
 Огородников И.А. 113, 138  
 Орлов С.Е. 124  
 Орлова Е.Г. 165  
 Павленко А.М. 24, 40  
 Павленко А.Н. 176  
 Паерелий А.А. 13, 116  
 Палесский Ф.С. 90  
 Палкин Е.В. 41  
 Палымский И.Б. 337  
 Панин Д.Ю. 272, 280  
 Панина А.В. 42, 67  
 Паушкина К.К. 230, 245  
 Пахомов М.А. 139, 142, 177  
 Пащенко Д.И. 43  
 Пеньковский В.И. 44  
 Перепелица Б.В. 273  
 Пермяков Е.Е. 235  
 Перфильева К.Г. 124, 135, 314  
 Петкевич И.Г. 133  
 Пильник А.А. 185, 186  
 Пинаев А.В. 140, 141  
 Пинаев В.А. 274, 275  
 Пинаев П.А. 141  
 Пискунов М.В. 338  
 Пищур Д.П. 309, 310  
 Платонов Д. В. 206  
 Плотников Л.В. 45  
 Плотников М.Ю. 276, 289, 290  
 Плюснин П.Е. 214  
 Поджаров Ю.С. 231  
 Подмаркова А.Д. 47  
 Полей А.К. 196, 201  
 Половников В.Ю. 232  
 Полякова В.И. 12  
 Пономарев К.О. 165, 178  
 Пономаренко Т.Г. 179  
 Попов И.А. 52  
 Порязов В.А. 80, 91  
 Почтарь А. А. 85  
 Правдина М.Х. 12, 23  
 Прибатурин Н.А. 104  
 Приходько В.Г. 154, 291, 293  
 Прокофьев В.Г. 99  
 Проскурин А.В. 46  
 Прохоров Е.С. 92  
 Пряжников М.И. 136, 173, 255, 315  
 Пурдин М.С. 339  
 Пушин Г.К. 339  
 Разуванов Н.Г. 34  
 Рамазанова Г.И. 208  
 Рандин В.В. 142, 143  
 Расчектаева Е.П. 316  
 Рафальская Т.А. 123, 233  
 Ребров А.К. 290  
 Резанова Е.В. 144  
 Рейно В.В. 300  
 Рис В.В. 47  
 Родионов А.А. 181, 277, 278  
 Роечко М.А. 271  
 Рознин И.М. 48  
 Романдин В.И. 314  
 Романов Д.С. 72  
 Роньшин Ф.В. 118  
 Руденко О.М. 340  
 Рудяк В.Я. 21, 134, 136, 148, 216,  
 233, 307  
 Руев Г.А. 21  
 Рыженков В.О. 49  
 Рыжков А.Ф. 345  
 Рютин С.Б. 303  
 Саввинова Н.А. 319  
 Савкина Н.В. 51  
 Савченко И.В. 323  
 Сагалаков А.М. 46  
 Садовский И.А. 24  
 Сажин И.А. 341  
 Саломатов В.В. 94  
 Саломатов Вас.В. 234  
 Саломатов Вл.В. 234  
 Сальников М.В. 184, 279  
 Самошкин Д.А. 295, 297, 298, 309,  
 318  
 Самошкин Д.А. 317  
 Сапожников С.З. 54, 182  
 Сардов П.А. 34  
 Саушин И.И. 11, 145  
 Сафонов А.И. 272, 280  
 Сафонов С.А. 190  
 Сахапов С.З. 281  
 Сахипгареев А.Р. 223  
 Светоносков А.И. 103  
 Свиридов В.Г. 34  
 Седнев А.Л. 309  
 Сейдулла Ж.К. 50  
 Семенёв П.А. 28  
 Семенов А.А. 282  
 Семёнов Н.В. 30  
 Семенов Н.В. 42, 67  
 Семерикова А.Н. 310  
 Сеначин А.П. 93  
 Сеначин П.К. 93, 235  
 Сентябов А.В. 206  
 Серов А.Ф. 166, 220, 342  
 Сероштанов В.В. 54  
 Сибиряков Н.Е. 180  
 Сиковский Д.Ф. 146  
 Синельников Д.С. 236  
 Сняжков И.В. 237  
 Скибин А.П. 10  
 Скибина Н.П. 51  
 Скороваров А.Ю. 293  
 Скрипкин С.Г. 59, 121  
 Скрыпник А.Н. 52  
 Слепцов С.Д. 319  
 Слесарева Е.Ю. 343  
 Смовж Д.В. 253, 267  
 Смородский Б.В. 67  
 Смольский И.И. 320  
 Смольский Я.И. 17, 18  
 Сокол М.Я. 251  
 Соловьёва Т.А. 308  
 Соломин И.Н. 238  
 Сотсков В.В. 10  
 Станиславович А.В. 239  
 Станкус С.В. 295, 296, 298, 306,  
 309, 316, 317, 318,  
 322, 323  
 Старинский С.В. 160, 181, 277, 278  
 Степанов К.И. 226, 227  
 Стерлягов А.Н. 112  
 Стрижак П.А. 81, 156, 183, 228  
 Стрижак С.В. 53, 79  
 Субботина В.В. 54, 182  
 Супельняк М.И. 240  
 Сурков Н.В. 27  
 Суслов Д.А. 55  
 Сухинин Г.И. 184, 279  
 Сыродой С.В. 78, 94, 175  
 Таиров Э.А. 150  
 Таймасов Д.Р. 209  
 Тамбовцев А.С. 76, 77  
 Тепфер Е.С. 205  
 Терентьев Д.И. 302  
 Терехов В.В. 7, 33, 160, 177  
 Терехов В.И. 17, 18, 29, 31, 33,  
 142, 166, 177, 329  
 Тикина И.В. 302  
 Тимкин Л.С. 147  
 Тимофеев И.В. 56  
 Тимошенко Н.И. 272, 280  
 Ткачев Е.Н. 310  
 Ткаченко Е.М. 164, 283  
 Ткаченко П.Н. 135  
 Толлеуов Г. 50  
 Толкачева С.И. 151  
 Толстогузов Р.В. 97  
 Третьяков Д.С. 148  
 Трубицына Л.П. 20  
 Ульянов А.Д. 327, 328  
 Усанина А.С. 109, 110, 124  
 Усов Э.В. 23, 241  
 Фалеев В.А. 207  
 Фарапонов В.В. 51  
 Федоренко Р.М. 156, 183  
 Федоров Р.В. 149, 242  
 Федорова Н.Н. 9, 75, 123, 344  
 Федосеев А.В. 184, 256, 279  
 Филиппов М.В. 177  
 Филиппов П.С. 345  
 Фисенко С.П. 287  
 Флягин В.М. 105  
 Фомин П.А. 337  
 Фролов О.Ю. 346  
 Фурсенко Р.В. 87, 90  
 Хабахпашев Г.А. 106  
 Хайрулин А.Р. 323  
 Хайрулин Р.А. 296  
 Хан П.В. 150  
 Харламов С.М. 111  
 Хвесюк В.И. 252, 285, 286  
 Хмель Т.А. 151  
 Ходько Ю.А. 287  
 Хомутов Н.А. 338  
 Храпунов Е.Ф. 57  
 Хребтов М.Ю. 58, 69  
 Хребтова М. С. 304  
 Художитков В.Э. 262

Худяков П.Ю. 345  
Цатиашвили В.В. 61  
Цвелодуб О.Ю. 152  
Цибульская Е.О. 6  
Цой М.А. 59  
Цяо В. 286  
Чеверда В.В. 179  
Червонцева Е.А. 107  
Черданцев А.В. 126  
Черданцев М.В. 126  
Чернов А.А. 185, 186  
Чернов В.А. 243  
Чернова А.А. 60  
Чикишев Л.М. 61, 68  
Чинак А.В. 142, 143  
Чиненов С.Т. 294  
Чиннов Е.А. 102, 118  
Чичиндаев А.В. 244  
Чохар И.А. 177  
Чубаков П.А. 86  
Чуйко Н.С. 232  
Чукалин А.В. 149, 242  
Чумаков Ю.А. 95, 96  
Шабардин Д.П. 245  
Шадрин Е.Ю. 246, 247, 248  
Шакиров Р.Р. 13  
Шамин С.П. 89  
Шамирзаев А.С. 187, 188, 190  
Шараборин Д.К. 61, 62, 97, 347  
Шарифуллин Б.Р. 39  
Шаров К.А. 18, 82  
Шарыпов О.В. 213, 246, 247, 248  
Шатекова А.И. 191  
Шатский Е.Н. 102  
Шебелев А.В. 288  
Шебелева А.А. 288  
Шеин С.Е. 244  
Шеремет М.А. 63, 198, 202  
Шершинёв А.А. 70, 265  
Шестаков М.В. 64  
Шифрин Б.А. 250  
Шишкин А.В. 251  
Шкарупа Е.В. 276  
Шкода О.А. 98, 99  
Шлегель В.Н. 309  
Шлепки А.С. 222, 223  
Шмаков А.Г. 76, 77  
Шрагер Г.Р. 325  
Штерн В.Н. 39  
Шторк С.И. 59, 121  
Штым А.К. 196  
Шухов Ю.Г. 181, 277, 278  
Щеглов А.А. 19  
Щеклеин С.Е. 192  
Щелчков А.В. 52  
Щинников П.А. 199  
Щур Н.А. 47  
Юдахин А.Е. 215  
Юдин И.Б. 289, 290  
Яворский Н.И. 12, 23  
Яганов Е.Н. 211  
Якимов А.С. 137  
Яковенко С.Н. 65  
Янко П.Е. 268  
Яновский В.А. 338  
Ярыгин В.Н. 154, 293  
Ярыгин И.В. 154, 291, 293  
Яскин А.С. 294  
Яцких А.А. 30, 67  
Яцук О.С. 323  
Яшутина О.С. 101



Ответственные за выпуск  
*Пахомов М.А., д. ф.-м. н.*  
*Богатко Т.В., к. т. н.*

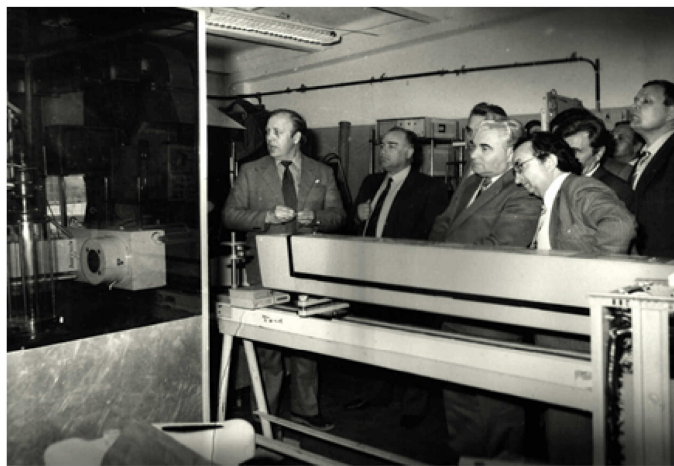
Вёрстка  
*А.В. Мартынец*

Подписано в печать 01.08.2018 г. Печать офсетная.  
Бумага офсетная. Формат 60x84 1/16. Уел. печ. \*\*, \* л.  
Тираж \*\*\* экз. Заказ №\*\*\*

---

Отпечатано в типографии «Срочная полиграфия»  
ИП Малыгин Алексей Михайлович  
630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 6/1, оф. 104  
Тел. (383) 217-43-46, 8-913-922-19-07

XXXV Сибирский теплофизический семинар посвящен 75-летию профессора Виктора Ивановича Терехова, одного из ведущих специалистов в области теплофизики, аэрогидродинамики и энергетики. Терехов В.И. окончил Московское высшее техническое училище им. Н.Э. Баумана в 1968 году по специальности «Двигатели летательных аппаратов». По окончании работал в Институте ядерной физики СО АН СССР и Сибирском научно-исследовательском институте авиации им. С.А. Чаплыгина. Вся его научная деятельность, начиная с 1973 года, связана с Институтом теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. В 1977 году он защитил кандидатскую диссертацию на тему «Турбулентный пограничный слой с отсосом и градиентом давления в неизотермических условиях», а в 1987 докторскую - «Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных закрученных потоках». Основным направлением исследований Терехова В.И. является изучение методов управления теплообменом (интенсификацией и подавлением) в элементах теплоэнергетического оборудования. Им получены приоритетные результаты в исследовании процессов турбулентного переноса на проницаемых поверхностях, в потоках с фазовыми и химическими превращениями, в вихревых, отрывных и струйных течениях. Много внимания Терехов В.И. уделяет вопросам внедрения результатов фундаментальных исследований. Он работал с ведущими отечественными ракетно-космическими фирмами, авиационными и машиностроительными предприятиями. Важные прикладные результаты получены в интересах атомной и химической промышленности. Терехов В.И. - Заслуженный деятель науки РФ, лауреат Государственной премии РСФСР, премии Правительства РФ, международных премий им. ак. А.В. Лыкова и им. ак. В.А. Коптюга, а также медали им. Х.А. Рахматулина. Он уделяет большое внимание развитию научного сотрудничества с российскими и зарубежными коллегами, являясь членом Национального комитета по тепло- и массообмену, ASME, Eurotech, а также редколлегий ряда российских и международных журналов. Важной составляющей



деятельности Терехова В.И. является подготовка научных кадров. Он возглавляет ведущую научную школу РФ, занимает должность профессора кафедры технической теплофизики Новосибирского государственного технического университета. Под его научным руководством успешно защищены 24 кандидатских и докторских диссертаций.

*Добро помнитесь!*