



XXXVI СИБИРСКИЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ СЕМИНАР,

посвященный 70-летию академика РАН
Алексеевко Сергея Владимировича

5 – 7 октября 2020 г.
Новосибирск, Россия



N*



НКТМ
РАН



Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
Новосибирский национальный исследовательский
государственный университет

Сибирское отделение РАН Отделение энергетики,
машиностроения, механики и процессов управления

Российский национальный комитет по тепломассообмену
Новосибирский государственный технический университет

ООО "ЗиО-КОТЭС"

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
с элементами научной школы для молодых ученых



XXXVI

СИБИРСКИЙ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ
СЕМИНАР,

посвящённый 70-летию академика
Алексеевко Сергея Владимировича

5–7 октября 2020 г.
Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Новосибирск 2020

Сборник содержит доклады Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых учёных XXXVI «Сибирский теплофизический семинар», посвящённой 70-летию академика Алексеенко Сергея Владимировича, которая проводилась 5–7 октября 2020 года в Новосибирске. В сборнике представлены доклады по направлениям: турбулентные течения в однофазных средах, интенсификация теплообмена, процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение, гидродинамика, тепломассообмен и волновые процессы в многофазных средах, тепломассообмен при фазовых переходах, теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность и энергосбережение, теплофизика микро- и наносистем, процессы в разреженных газах и плазме, теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен, теплообмен и гидродинамика в технологических процессах, фундаментальные основы расчёта и принципов построения энергетических систем, основанных на эффекте сверхпроводимости.

Мероприятие проведено при финансовой поддержке НИ НГУ.

Председатель

Маркович Д.М., академик РАН

Заместители

Куйбин П.А., д.ф.-м.н.

Наумов И.В., д.т.н., проф. РАН

Учёные секретари

Мулладжанов Р.И., д.ф.-м.н.

Литвинов И.В., к.ф.-м.н.

Чеверда В.В., к.ф.-м.н.

Председатель технического комитета

Бутаков Е.Б., 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.

Окулов В.Л., д.ф.-м.н.

Павленко А.Н., чл.-корр. РАН

Пахомов М.А., д.ф.-м.н., проф. РАН

Предтеченский М.Р., академик РАН

Прибатурин Н.А., чл.-корр. РАН

Станкус С.В., д.ф.-м.н.

Терехов В.В., д.ф.-м.н., проф. РАН

Терехов В.И., д.т.н.

Федорук М.П., академик 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.

Яворский Н.И., д.ф.-м.н.

Ярыгин В.Н., д.т.н.

Программный комитет

Сопредседатели

Алексеенко С.В., академик РАН

Леонтьев А.И., академик РАН

Павленко А.Н., чл.-корр. РАН

Алифанов О.М., академик РАН

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

Воропай Н.И., член-корр. РАН

Гешев П.И., д.ф.-м.н.

Гогонин И.И., д.т.н.

Горячева И.Г., академик РАН

Дедов А.В., член-корр. РАН

Драгунов Ю.Г., член-корр. РАН

Ерманюк Е.В., д.ф.-м.н.

Исаев С.А., д.ф.-м.н.

Кедринский В.К., д.ф.-м.н.

Клименко А.В., академик РАН

Козлов В.В., д.ф.-м.н.

Коротеев А.А., академик РАН

Левин В.А., академик РАН

Мессерле В.Е., д.т.н.

Мильман О.О., д.т.н.

Нигматулин Р.И., академик РАН

Пенязьков О.Г., академик НАНБ

Петрениа Ю.К., член-корр. РАН

Покусаев Б.Г., член-корр. РАН

Пухначев В.В., член-корр. РАН

Ребров А.К., академик РАН

Рогалёв Н.Д., д.т.н.

Рудяк В.Я., д.ф.-м.н.

Саломатов В.В., д.т.н.

Сапожников С.З., д.т.н.

Смирнов Е.М., д.ф.-м.н.

Сон Э.Е., академик РАН

Стенников В.А., член-корр. РАН

Фаворский О.Н., академик РАН

Филиппов С.П., академик РАН

Фомин В.М., академик РАН

Фортов В.Е., академик РАН

Хомич В.Ю., академик РАН

Шиплюк А.Н., член-корр. РАН

Шмотин Ю.Н., д.т.н.

Jiang P.-X., Ph.D.

Markides C.N., Ph.D.

Sazhin S.S., Ph.D.

Travnicek Z., Ph.D.

Wang Q., Ph.D.

Wood D.H., Ph.D.

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



УДК 533.17, 532.517.4, 53.082.56, 532.574.7

АНАЛИЗ ГЛОБАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЙ ЗА РАЗЛИЧНЫМИ ТЕЛАМИ ОБТЕКАНИЯ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Созинов Д.А.^{1,2}, Рыженьков В.О.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

В широком спектре промышленных применений встречается задача об обтекании препятствий потоком жидкости или газа: электроэнергетика, космическая и авиационная промышленность, судостроение, системы охлаждения для микроэлектроники и многое другое. Некоторые особенности таких течений можно исследовать на модельной задаче об обтекании поперечного цилиндра однородным натекающим потоком. В данной работе мы численно исследуем течение за цилиндром и эллипсами (имитация формы крыла), с различным отношением главных осей. Характеристики режимов рассчитываются при помощи прямого численного моделирования уравнений Навье–Стокса. Линейный анализ устойчивости и восприимчивости используется для анализа средних полей скорости [1, 2], что позволяет исследовать влияние изменения формы обтекаемого тела на область восприимчивости потока к внешним возмущениям. Численные двумерные расчеты выполняются при помощи вычислительного кода Nek5000 [3], основанного на методе спектральных элементов [4]. Эти результаты, полученные при достаточно низком числе Рейнольдса $Re=100$, построенном по гидравлическому диаметру и скорости натекающего потока, позволяют получить интуитивное понимание способов воздействия на поток для подавления нежелательных возмущений.

Список литературы

1. F. Giannetti, P. Luchini. Structural sensitivity of the first instability of the cylinder wake. *J. Fluid Mech.*, 2007, 581, 167-197.
2. D. Barkley. Linear analysis of the cylinder wake mean flow. *Europh. Lett.*, 2006, 75(5), 750-756.
3. P. Fischer, J. Lottes, S. Kerkemeier. 2008. Nek5000 website: <https://nek5000.mcs.anl.gov>.
4. A. Patera. A spectral element method for fluid dynamics: Laminar flow in a channel expansion. *J. Comp. Phys.*, 1984, 54(3), 468-488.

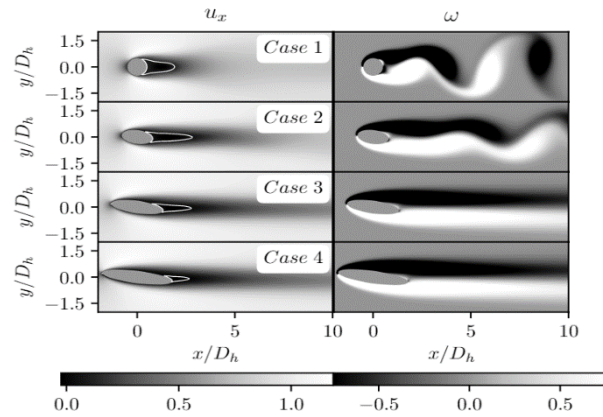


Рис. 1. Слева: среднее поле возмущения продольной компоненты скорости. Справа: мгновенное поле завихренности для цилиндра и эллипсов с различным отношением больших и малых осей при $Re=100$.

Работа поддержана грантом РФФ
№ 19-79-10225.

УДК 533.6.011.12:697.13

ВЕТРОВЫЕ НАГРУЗКИ, ВОЗДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ТАНДЕМ КВАДРАТНЫХ ПРИЗМ

Гныря А.И.¹, Коробков С.В.¹, Терехов В.И.²

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

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

Вопросы аэродинамики здания всегда считались достаточно важными, а в ряде случаев – определяющими при проектировании вентиляции здания, расчета воздушных потоков внутри здания, учета фильтрации воздуха при выборе ограждающих конструкций, а также оценки влияния здания на аэродинамический режим прилегающей территории. С другой стороны, аэродинамика зданий связана с изучением ветрового режима здания, рассеивания вредных примесей, расположения пешеходных дорожек, образования снеганосов.

В последние годы в связи со значительными успехами в проектировании высотных зданий, поисками возможностей использования в них естественного проветривания, оптимизации воздушных потоков внутри здания, использованием для энергоснабжения ветроэнергетических установок, встроенных в ограждающие конструкции здания, роль аэродинамики здания значительно возросла. Важное значение данные о ветровых нагрузках вызваны также широким использованием современных энергоэффективных многослойных фасадных систем, имеющих недостаточно высокие прочностные свойства.

Наибольший интерес в настоящее время представляют особенности взаимодействия зданий в городской застройке. Нормативная документация не в полной мере учитывает наличие вблизи проектируемого здания других сооружений.

Целью данных исследований является исследование ветровых нагрузок, воздействующих на модели квадратных призм, расположенных в тандеме. Рассматривался случай конфигурации из двух призм, расположенных в следе, друг за другом (рис. 1). Данные исследования являются частью экспериментов, результаты которых представлены в [1, 2].

Рассматривалось влияние продольного расстояния между призмами $L1/a$ на значения локальных и интегральных коэффициентов давления по граням квадратной призмы с относительной высотой $H/a = 3$ (где $a = 50$ мм – размер поперечного сечения кв. призмы), расположенной за препятствием. Эксперименты проводились при $L1/a = 0; 0,5; 1; 1,5; 3; 4,5; 6$ и при углах атаки воздушного потока $\varphi = 0$ и 45° .

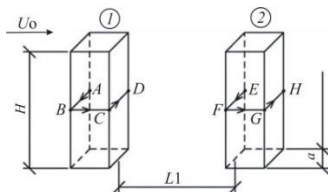


Рис. 1. Общий вид моделей в плане при расположении на одной оси: 1 – модель-препятствие; 2 – исследуемая модель.

Число Рейнольдса по размеру грани варьируется в диапазоне $Re = 3,13 \cdot 10^4 \div 4,25 \cdot 10^4$.

На рис. 2 показано распределение интегральных коэффициентов давления на различных гранях призм в зависимости от расстояния между ними.

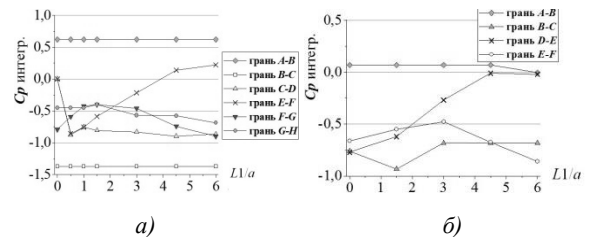


Рис. 2. Интегральное значение коэффициентов давления по граням квадратных призм: а) – угол атаки $\varphi = 0^\circ$; б) – угол атаки $\varphi = 45^\circ$.

При фронтальном обтекании призм (см. рис 2, а) давление на передней (А–В) и боковой (В–С) гранях впереди стоящей призмы не зависит от наличия призмы в ее следе. В то же время в ее кормовой области разрежение вначале резко увеличивается, а затем постепенно стабилизируется. Такое поведение разрежения является следствием формирования вихревой ячейки между призмами, которая сохраняет устойчивость на больших расстояниях между призмами. Естественно, что наличие интенсивного вихря между призмами кардинально сказывается на величине разрежения на фронтальной грани (Е–F) второй призмы. Если для малых расстояний между призмами $L1/a < 1,0$ грани (С–D) и (Е–F) находятся примерно при одинаковых условиях, то по мере выхода из аэродинамической тени давление на фронтальной грани второй модели начинает возрастать и приближаться к значению для одиночной призмы.

Для угла атаки $\varphi = 45^\circ$ (см. рис. 2, б) сохраняются те же самые тенденции поведения полей давления с той лишь разницей, что влияние передней призмы выражено в меньшей мере, чем при $\varphi = 0^\circ$.

Список литературы:

- 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.
- Korobkov S.V., Terekhov V.I., Koshin A.A., Gnyrya A.I., Mikhailov D.A. Dynamic and thermal interference effects on two neighbouring building models // Journal of Physics: Conference Series 1382 (2019) 012017. Pp. 1–6.

Исследования выполнены за счет средств ГБ (проект АААА-А17-117030310010-9).

УДК 532.529.2

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ

Михеев Н.И., Душин Н.С., Душина О.А., Шакиров Р.Р.

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

Представлены результаты исследования гидродинамических процессов в условиях динамической неравновесности течения, вызванной изменяющимся относительным продольным градиентом давления. Изучались два различных способа создания динамически неравновесного пограничного слоя на плоской стенке канала: изменением относительного продольного градиента давления при стационарном потоке в канале переменного сечения либо путем изменения этого параметра во времени при вынужденных колебаниях потока в канале постоянного сечения.

Выполнен совместный анализ экспериментальных данных по турбулентности потока в стационарных градиентных и нестационарных (пульсирующих) канальных течениях. Локальный или мгновенный градиент давления характеризовался параметром равновесия Клаузера, представляющим собой отношение продольного градиента давления к поперечному градиенту касательных напряжений. Профили характеристик турбулентности обобщены в координатах закона стенки с использованием динамической скорости, усредненной по текущей координате (в стационарном случае) или фазе пульсаций. Экспериментально установлено, что подобие градиентных течений по локальному или мгновенному параметру Клаузера не обеспечивает подобия профилей характеристик турбулентности в пограничном слое градиентного течения. Полученные экспериментальные данные позволяют утверждать, что профили энергии турбулентности в градиентных течениях весьма чувствительны не только к локальной или мгновенной (для пульсирующих потоков) величине параметра Клаузера, но и к темпу его изменения по пространственной координате (для пульсирующих потоков - по времени).

Установлена высокая чувствительность энергии турбулентности в пограничном слое градиентного течения к темпу изменения параметра Клаузера и предложен механизм его влияния. Этот механизм основан на гипотезе о том, для перехода из одного состояния динамического равновесия в другое требуется некоторое время для перестройки профилей скорости, реинольдсовых напряжений и других характеристик турбулентности потока под изменяющийся по пространству или времени параметр Клаузера. Поскольку касательные напряжения в турбулентном потоке в основном определяются турбулентными пульсациями, порядок времени перестройки пропорционален интегральному масштабу и толщине слоя с наиболее высо-

кой энергией турбулентных пульсаций и обратно пропорционален среднеквадратичной скорости пульсаций поперечной компоненты скорости. Другими словами, это время, за которое в области интенсивной турбулентности вихревые структуры буферного слоя с масштабом порядка расстояния до стенки могут пройти как минимум расстояние порядка толщины этого слоя со скоростью порядка среднеквадратичной скорости пульсаций поперечной компоненты скорости. При экспериментально определенных типичных параметрах турбулентности за это время внешний поток перемещается относительно стенки на расстояние порядка $S^+ = 10000$ «вязких единиц» (отношение кинематической вязкости к динамической скорости) или не менее 10 толщин пограничного слоя. При медленном изменении параметра Клаузера (порядка 1 на указанном перемещении) течение можно считать равновесным, а при более быстром изменении градиентное течение является динамически неравновесным: характеристики турбулентности в пограничном слое турбулентного течения зависят не только от параметра Клаузера, но и темпа его изменения.

В динамически неравновесном пограничном слое с положительным градиентом давления экспериментально установлено повышение энергии турбулентных пульсаций, достигающее четырехкратного увеличения по сравнению с безградиентным течением. Кратно увеличивается и толщина самого слоя с высокой энергией турбулентных пульсаций, достигая в координатах закона стенки толщины более 100 единиц. В этом слое интенсивность турбулентных пульсаций медленно уменьшается с увеличением расстояния от стенки, а при некоторых условиях даже увеличивается с образованием максимума пульсаций аномально далеко от стенки, на расстоянии порядка 100 вязких единиц. Выявлен механизм такого аномального распределения турбулентных пульсаций. Фактически в области максимума пульсаций на аномально большом расстоянии от стенки мы видим отнесенный от стенки слой высокой турбулентности, сгенерированный выше по потоку в условиях более высокой динамической скорости. При быстром изменении параметра Клаузера новое динамическое равновесие не успевает установиться.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-19-00355).
Частично представлены результаты, полученные при поддержке РФФИ (проект 19-08-00421).*

УДК 532.542, 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ В КОМПЛАНАРНЫХ КАНАЛАХ

Терехов В.И.^{1,2}, Золотухин А.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Компланарные каналы представляют собой особую конструкцию с перекрестно расположенными ребрами, выполненными на противоположных поверхностях канала, и обеспечивающих перекрестное течение теплоносителя [1]. Работы некоторых авторов, выполненные по данной тематике, говорят о значительном росте теплообмена, около 3 – 6 раз, при использовании компланарных каналов вместо гладких, но взамен это ведет к значительному увеличению гидравлического сопротивления. Существенное улучшение теплообмена крайне актуально в отраслях промышленности, в которых используются агрегаты с высокими тепловыми нагрузками, которым необходим отвод тепла. На данный момент компланарные каналы активно используются в охлаждаемых лопатках ГТД (газотурбинных двигателях), камерах ЖРД (жидкостных ракетных двигателях), зеркалах лазеров и рекуперативных теплообменниках [2].

На сегодняшний день проблема заключается в отсутствии экспериментальных работ по изучению локальных эффектов внутри компланарных каналов. Авторами не было обнаружено работ, которые могли бы дать точное описание картины всех процессов, происходящих в ячейках, образованных перекрещенными ребрами. Поэтому целью данной экспериментальной работы является изучение локальных эффектов внутри компланарных каналов и обнаружение возможных местных феноменов. Также актуальной задачей является оптимизация теплогидравлических параметров компланарных каналов, а именно, увеличение теплосъема с нагреваемой поверхности при неизменном или пониженном гидравлическом сопротивлении, что входит в задачи данной исследовательской работы.

Для изучения структуры течения в ячейках компланарных каналов в работе используется бесконтактный оптический метод ЛДИС (Лазерный доплеровский измеритель скорости). Были созданы три экспе-

риментальных участка с различным углом скрещивания ребер – 60°, 90° и 120°. Экспериментальный стенд содержит все элементы аэродинамической трубы для создания качественного потока: генератор высокого напора, диффузор, поворотное колено с разделителями потока и конфузор, выполненный по профилю Витошинского. На стенде, до и после экспериментального участка, было расположено несколько точек отбора статического давления и трубка Пито-Прандтля.

Уже было проведено несколько экспериментов, в ходе которых обнаружено, что гидравлическое сопротивление в компланарных каналах в несколько раз больше, чем в гладком канале – от 8 до 20 раз, в зависимости от числа Рейнольдса и угла скрещивания ребер.

Для исследования аэродинамики течения газа в ячейках компланарных каналов был использован метод ЛДИС, благодаря которому удалось получить значения продольной и поперечной скорости в компланарном тракте с углом скрещивания 90°. По этим данным были построены профили скоростей, которые показывают, что течение в компланарном тракте является крайне сложным и трехмерным.

В дальнейшем планируется провести исследование по влиянию угла скрещивания на теплообмен в компланарных каналах.

Список литературы:

1. Теплогидравлическая эффективность применения компланарных трактов охлаждения камер ЖРД / Александренков В.П. // Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия Машиностроение. 2015. №2 (101). С. 44–56.
2. Эффективные методы интенсификации теплообмена в системах охлаждения лопаточных аппаратов высокотемпературных газовых турбин/Ануров Ю.М.//Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук / С.-Петербург. гос. политехн. ун-т. Санкт-Петербург, 2005.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект 19-38-90030).

УДК 621.9

ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ТРУБ И ПЛАСТИН С ГЕНЕРАТОРАМИ СПИРАЛЕВИДНЫХ ВИХРЕЙ – НАКЛОНЕННЫМИ ОВАЛЬНО-ТРАНШЕЙНЫМИ ЛУНКАМИ

Исаев С.А.^{1,4}, Сон Э.Е.², Леонтьев А.И.³, Никущенко Д.В.⁴, Судаков А.Г.¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, 196210, Россия, Санкт-Петербург, ул. Пилотов, 38

² Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

³ Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, 105005, Россия, Москва, Бауманская 2-я ул., 5-1

⁴ Санкт-Петербургский государственный морской технический университет 190121, Россия, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, 3

Эффективные поверхности теплообмена с генераторами спиралевидных вихрей – лунок актуальны в энергетике, транспорте и микроэлектронике [1–3]. При анализе интенсификации конвективного теплообмена около плоских поверхностей [4, 5] и в круглых трубах [6] накоплен некоторый полезный опыт использования сферических и асимметричных, в частности эллиптических, лунок. Однако настоящий прорыв в развитии луночных технологий произошел, когда была открыта аномальная интенсификация отрывного течения и теплообмена в узких каналах с предложенными в [7] одно- и многорядными наклоненными удлиненными овално-траншейными лунками (ОТЛ) [8, 9]. В [10] показано, что при прокачке трансформаторного масла в трубах с коридорным пакетом ОТЛ, наклоненных под углом 45°, теплоотдача растет в 20 раз по сравнению с гладкой трубой. В данной работе рассматривается интенсификация теплообмена при ламинарном и турбулентном течении воздуха, воды и масла около плоской пластины и в круглых трубах с однорядными наклоненными ОТЛ. Исследуется влияние угла наклона, глубины и плотности нанесения ОТЛ на стенки.

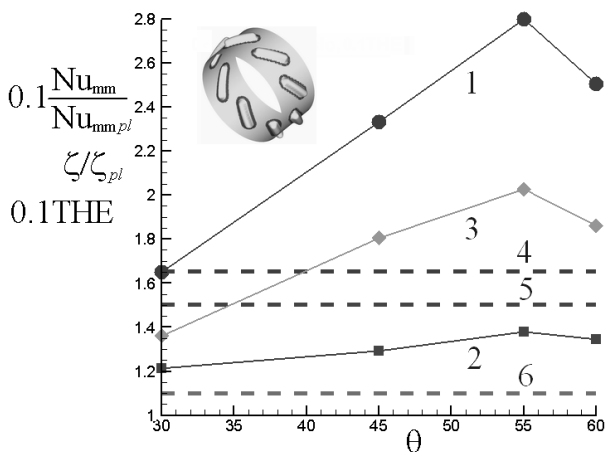


Рис.1. Зависимости тепловой $Nu_{mm}/Nu_{mm,pl}$ (1,4), гидравлической ζ/ζ_{pl} (2,5) и теплогидравлической $THE=(Nu_{mm}/Nu_{mm,pl})/(\zeta/\zeta_{pl})$ (3,6) эффективности от угла наклона ОТЛ θ . Штриховые линии соответствуют сферическим лункам.

На рис.1 представлены некоторые результаты анализа теплогидравлических характеристик на стабилизированном участке облуненной микротрубы при про-

качке трансформаторного масла при $Re=667$. Зафиксированы длина периодической секции трубы 0.5, глубина лунок 0.065, радиус скругления кромки лунок 0.06. Овално-траншейные лунки с отношением длины к ширине 2.82 и шириной 0.137 наклонены под углами 30°, 45°, 55° и 60° к потоку в трубе. Для сравнения рассматривается периодический участок со сферическими лунками глубиной 0.119. Среднемассовая температура масла выбирается равной 293К, а нагрев стенки невелик и отношение температуры стенки к характерной составляет 1.034. Получен оптимум тепловой и теплогидравлической эффективности при угле наклона 55°. $(Nu_{mm}/Nu_{mm,pl})_{max}=28$.

Список литературы:

1. Калинин Э.К. Дрейцер Г.А., Копп И.З., Мякочин А.С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
2. Вихревые технологии для энергетики / А.И. Леонтьев, С.В. Алексеенко, Э.П. Волчков и др.; Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. 350 с.
3. Rashidi S., Hormozi F., Sunden B. and Mahian O. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology – A review on mechanisms and applications // Applied Energy. 2019. V. 250. P. 1491–1547.
4. Kathaw N., Vorayos N., Kiatsiriroat T., Khunatorn Y., Bunturat D., Nuntaphan A. Heat transfer behavior of flat plate having 45° ellipsoidal dimpled surfaces // Case Studies in Thermal Engineering. 2014. V. 2. P. 67–74.
5. Leontiev A.I., Kiselev N.A., Vinogradov Yu.A., Strongin M.M., Zditovets A.G., Burtsev S.A. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces coated with dimples of different shape // Int. J. Thermal Sciences. 2017. V. 118. P. 152–167.
6. Liu Y., Rao Y., Weigand B. Heat transfer and pressure loss characteristics in a swirl cooling tube with dimples on the tube inner surface // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. V. 128. P. 54–65.
7. Isaev S.A., Leontiev A.I., Mityakov A.V., Pyshnyi I.A., Usachov A.E. Intensification of tornado turbulent heat exchange in asymmetric holes on a plane wall // J. Engineering Physics and Thermophysics. 2003. Vol. 76. No. 2. P. 266–270.
8. Isaev S., Gritckevich M., Leontiev A., Popov I. Abnormal enhancement of separated turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163 (Part.A). P. 202–207.
9. Isaev S.A., Gritckevich M.S., Leontiev A.I., Milman O.O., Nikushchenko D.V. Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145 (118737). P. 1–13.
10. Исаев С.А., Судаков А.Г., Чорный А.Д., Жукова Ю.В., Усачов А.Ю. Интенсификация теплообмена в микротрубе с коридорным пакетом сферических и наклоненных овално-траншейных лунок при прокачке трансформаторного масла // ТВТ. 2019. Т. 57. №6. С. 866–869.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ по проекту 19-19-00259.

УДК 536.46

ОСОБЕННОСТИ ПРИСТЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ С ТОРЦЕВЫМ ЗАВИХРИТЕЛЕМ

Абдрахманов Р.Х.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Пристенные течения в вихревых камерах имеют незначительную толщину, а следовательно, характеризуются значительными градиентами параметров потока, на очень небольшом протяжении. Данное обстоятельство предъявляет достаточно жесткие требования к размерам измерительных зондов или областям регистрации, в случае бесконтактных, методов измерения.

Визуализация с помощью саже-масляной плёнки, достаточно простой, доступный и информативный метод изучения пристенных течений, который хорошо зарекомендовал себя в аэродинамических экспериментах. Применение данной методики для изучения ограниченных закрученных потоков крайне ограничено [1].

Метод основан на том, что масляная пленка, содержащая в себе краситель, увлекаются в направлении линий тока касательным напряжением, которое возникает на стенке в результате взаимодействия вязкого потока с поверхностью. Интерпретация полученных “отпечатков”, заключается в анализе картины взаимодействия вязкого потока с масляной пленкой. В зонах отрыва потока и в застойных зонах, образуется повышенная концентрация масляной плёнки (см. рис. 1), а в местах присоединения потока – линия растекания.

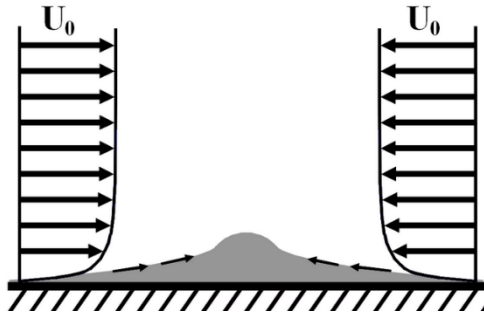


Рис. 1. Схема, показывающая случай накопления масла в застойной зоне.

Из-за того, что в пристенной области присутствуют вихри, полученные отпечатки имеют полосчатую структуру. Мелкие полоски выстраиваются вдоль предельных линий тока.

Данная методика была применена для изучения особенностей пристенных течений в вихревой камере (см. рис. 2), имеющим торцевой завихритель. Внутренний диаметр камеры составлял $DK = 74$ мм, высота камеры составляла $HK = 89$ мм. Завихритель располагался в нижнем торце камеры и представлял собой 12 круглых отверстий, диаметром $d = 2$ мм, равномерно распределённых по окружности, относительно оси камеры. Оси входных отверстий располагались под уг-

лом 7° , по отношению к торцевой поверхности. Выходное отверстие имело диаметр $d_{out} = 18$ мм и располагалось на одном и том же торце с завихрителем. Противоположный торец был закрыт.

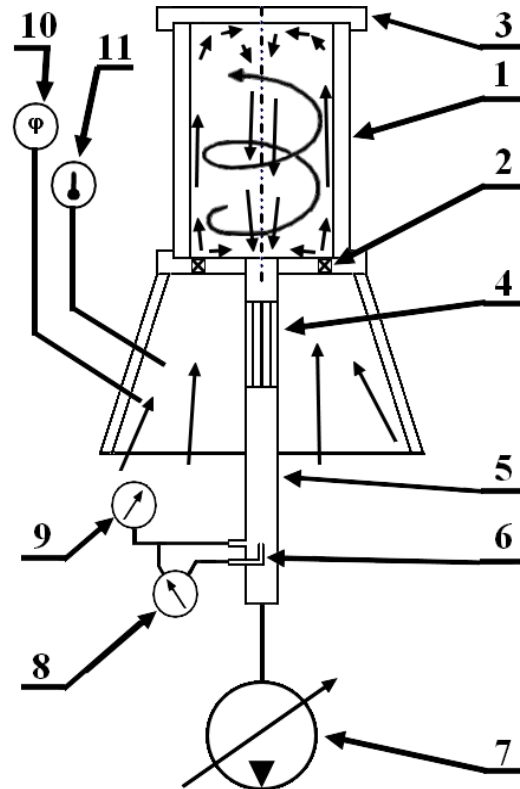


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.
1 – вихревая камера; 2 – завихритель; 3 – глухой торец;
4 – хонейкомб; 5 – трубопровод; 6 – трубка полного напора; 7 – управляемый вентилятор;
8 – дифференциальный манометр; 9 – мановакуумметр;
10 – психрометр; 11 – термометр.

С помощью саже-масляной визуализации были выявлены некоторые особенности пристенных течений в данной вихревой камере.

Список литературы:

1. Kaustav Niyogi, Maria M. Torregrosa, Maria N. Pantzali, Geraldine J. Heynderickx, Guy B. Marin, Vladimir N. Shtern. On Near-Wall Jets in a Disc-Like Gas Vortex Unit // AICHE J. 2017, v63, №5, pp. 1740–1756.

УДК 621.9

УСТОЙЧИВОСТЬ АСИММЕТРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ

Рыженьков В.О.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Область возвратного течения, реализуемая за телом обтекания, часто используется в промышленности. На практике это явление достигается при помощи кольцевой геометрии (два соосных цилиндра). Такая конфигурация позволяет реализовать обратный поток жидкости или газа за внутренним цилиндром. В задачах горения, например, обратный поток жидкости способствует лучшему перемешиванию реагентов, а также установлению равномерного распределения температуры. В результате достигается более стабильный режим горения и снижается уровень вредных выбросов в атмосферу [1].

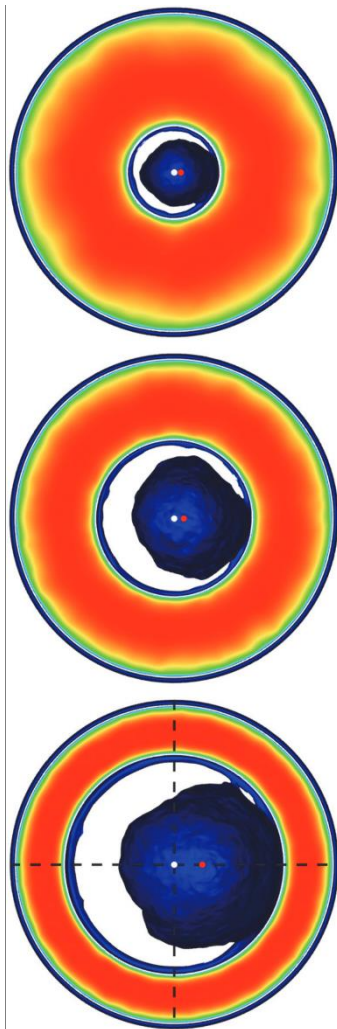


Рис. 1. Среднее по времени поле продольной скорости в плоскости $r - \theta$ для $x / D = 0.0$. Синяя изо-поверхность указывает на область возвратного течения. Белые точки соответствуют оси симметрии, красные — глобальной точке стагнации.

Несмотря на простую осесимметричную постановку задачи, нелинейная природа уравнений Навье – Стокса приводит к неоднозначному поведению, например, к потере симметрии (Рис. 1). Это явление описано в ряде экспериментальных и численных исследований, посвященных ламинарному обтеканию препятствий различной формы [2–7]. С помощью линейного анализа устойчивости можно определить критическое число Рейнольдса, при котором происходит бифуркация решения. Для ламинарных кольцевых осесимметричных струй оно зависит от отношения диаметров $a = d / D$ [6]. Переход к асимметричному состоянию происходит при $Re = 190, 85, 40$ для $d / D = 0.5, 0.7, 0.89$, соответственно, однако механизм смены режимов течения ещё не изучен. При переходе к турбулентным режимам течения асимметрия потока сохраняется [8, 9]. В данной работе построена диаграмма устойчивости в зависимости от Re и d / D и описан механизм потери симметрии в кольцевых осесимметричных струях при помощи глобального анализа устойчивости.

Список литературы:

1. Taglia C.D., 2003. Numerical investigation of the non-reacting unsteady flow behind a disk stabilized burner with large block-age. Ph.D. thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich.
2. Ormieres D. et al., 1999. Transition to turbulence in the wake of a sphere. Phys. Rev. Lett. 83, 80–83.
3. Meliga P., et al., 2009. Global mode interaction and pattern selection in the wake of a disk: a weakly nonlinear expansion. J. Fluid Mech., 633, 159–189.
4. Grandemange M., et al., 2013. Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects. Phys. Fluids 25, 095103.
5. Pavia G. et al., 2019. Three dimensional structure of the unsteady wake of an axisymmetric body. Physics of Fluids, 31(2), 025113.
6. Del Taglia C. et al., 2009. Spontaneous Break of Symmetry in Unconfined Laminar Annular Jets. J. Fluids Eng, 131(8), 081202.
7. Vanierschot, M. et al., 2008. Influence of swirl on the initial merging zone of a turbulent annular jet. Physics of Fluids, 20(10).
8. Del Taglia C. et al., 2004. Numerical and Experimental Investigation of an Annular Jet Flow With Large Blockage. Journal of Fluids Engineering, 126(3), 375.
9. Danlos A. et al., 2013. Experimental characterization of the initial zone of an annular jet with a very large diameter ratio. Experiments in Fluids, 54, 1418.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и частично поддержана грантом Российского Фонда Фундаментальных Исследований No 18-38-20167 и 19-38-90275. Авторы благодарны

Сибирскому суперкомпьютерному центру, межведомственному суперкомпьютерному центру и информационно-вычислительному центру НГУ за предоставленные вычислительные ресурсы.

УДК 532.517.4 + 532.574.7

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ИМПАКТНОЙ СТРУИ С ШЕВРОНАМИ

Небучинов А.С.

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

С использованием современных панорамных оптических методов измерения было выполнено комплексное экспериментальное исследование структуры течения и теплообмена в затопленной импактной струе с шевронами и без них. Было проведено детальное исследование влияния наличия плоской, перпендикулярно ориентированной преграды на структуру потока и процесса конвективного теплопереноса при натекании на преграду.

Турбулентные течения являются самой распространенной формой движения жидкостей и газов. Одним из наиболее часто встречающихся форм организации эффективного тепло-массообмена, используя ограниченные струйные течения, являются импактные струи, струи, соударяющиеся с твердой поверхностью нормально или расположенной под углом. Охлаждение поверхностей широко применяются в металлургии, энергетике и энергетическом машиностроении и радиоэлектронике, в том числе, для охлаждения нагреваемых элементов интегральных микросхем и мощных процессоров. К другим областям практического применения импактных струй можно также отнести и авиационную технику – это системы защиты летательных аппаратов от обледенения, очистка взлетно-посадочных полос и дорог от снега и наледи, предотвращение их разрушения от струй реактивных двигателей; бумажная сушка; охлаждения турбинных лопаток.

Изменение геометрии сопла можно отнести к пассивным способам интенсификации теплообмена в импактных струях. В исследовании ограниченных импактных струй Colucci и Viskanta (1996) показано, что гиперболическая форма сопла приводит к более равномерному теплообмену на нагреваемой поверхности. Gao(2003) показывает, что для расстояния между срезами сопла и поверхностью равному 4-м диаметрам, насадка с треугольными выступами, расположенных по окружности сопла, приводит к интенсификации теплообмена более чем на 25% по отношению к круглой струе. В свободных струях с шевронами, процесс смешивания изменяется за счет генерации вращающихся в противоположных направлениях продольных структур в пазах шеврона (Bridges and Brown, 2004).

С использованием измеренных полей мгновенной скорости и температуры для импактной затопленной струи были рассчитаны поля статистических моментов. Показано, что в случае струи с шевронами значения скорости у поверхности превышают значения стандартной круглой струи. А пульсации интенсивней и более равномерны вблизи импактной поверхности, что, соответственно, влияет и на теплообмен на стенке. На основе распределений турбулентного теплового потока вблизи преграды был сделан вывод о

корреляции между прохождением вихревых структур во внешнем слое смешения и локальными пульсациями теплового потока вблизи поверхности. Это свидетельствует о значительной роли вихревых структур в процессе турбулентного теплообмена с преградой. В работе сделано предположение, что проходящие во внешнем слое смешения продольные вихри индуцируют пульсации потока в направлении перпендикулярном преграде и, возможно, отрыв потока. Увеличение средней интенсивности теплообмена шевронной струи достигает 24%, по сравнению с «обычной». Причём коэффициенты теплообмена растут с увеличением количества шевронов, что говорит о более интенсивном перемешивании (см. рис. 1). Подобная тенденция сохраняется при всех расстояниях между соплом и импактной поверхностью. Максимальная интенсивность теплообмена наблюдалась при $h/D=3$ для струи с 8-ю шевронами. Также по результатам работы можно заключить, что теплообмен растёт с ростом числа Рейнольдса. Таким образом, шевроны выступают, в качестве пассивных интенсификаторов теплообмена в импактных струях.

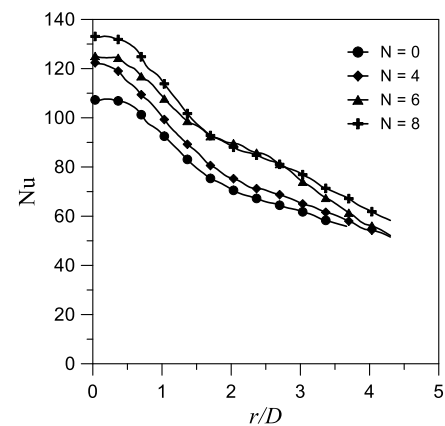


Рис. 1. Распределение среднего числа Нуссельта по поверхности нагревателя струи с различным количеством шевронов ($N=4, 6, 8$) при $Re = 6000$, $h/D = 3$, в сравнении с круглой ($N=0$).

Список литературы:

1. D.W.Colucci, R.Viskanta Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet// Experimental Thermal and Fluid Science. July 1996. Volume 13. Issue 1. Pp. 71–80.
2. Gao, N., Sun, H., & Ewing, D. Heat transfer to impinging round jets with triangular tabs// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003. Volume 46. Issue 14. Pp. 2557–2569.
3. Bridges, J., & Brown, C. A. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets// Collection of Technical Papers – 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conferenc., 1 September 2004. Pp. 284–300.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 621.9

ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПРИПОЛЯРНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Держо О.Г.

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

В данном докладе будет представлена простая аналитическая модель низкочастотной крупномасштабной изменчивости Антарктического циркумполярного течения (АСС) [1]. Физический механизм изменчивости связан с временными и пространственными вариациями среднего циклонического потока АСС из-за циркулярно распространяющихся нелинейных цугов баротропных волн Россби. Показано, что пакет волн Россби представляет собой фундаментальный режим движения, заключенный между основными фронтами в АСС. Предполагается, что волны Россби будут вращаться с определенной угловой скоростью, которая зависит от величины и ширины среднего течения. Показано, что пространственная структура вращающейся структуры, включая её зональное волновое число, определяется конкретным видом связи между функцией тока и завихренностью. Подчеркнуто сходство между смоделированными вихрями и Антарктической циркумполярной волной (АСВ). Модель способна предсказать наблюдаемую последовательность теплых и холодных пятен в АСВ, а также ее зональный номер.

В работе смоделирована изменчивость АСС из-за вращения пакета нелинейных волн Россби с нулевой циркуляцией. Волновой пакет волн Россби вращается вокруг Антарктиды. Угловая скорость вращения вихревой волновой картины Россби не является произвольным параметром, напротив она прогнозируется как вращение с определенной угловой скоростью, которая не зависит от зонального номера, а скорее зависит от расстояния между SAF (Субантарктический поток) и PF (Полярное течение) и интенсивности среднего потока течения. Волновой пакет распространяется против АСС, когда расстояние между SAF и PF потоками велико и течёт в том же направлении, что и АСС, когда это расстояние мало.

После задания закона зависимости между завихренностью и функцией тока, предложенная модель предсказывает, что существует особая нелинейная вихревая картина течения для определённого номера каждой зональной моды. Показано, что режимы существования первой, второй или третьей зональной

моды допустимы в природных условиях, однако они имеют существенно различные амплитуды при различном выборе диапазона параметров в соотношении функция тока – завихренность. Это, вероятно, указывает на то, что в процессе формирования структур с разными номерами зональной моды имеют место разные физические механизмы для образования этих волновых структур. Этот вывод согласуется с наблюдениями. Наблюдаемые значения расстояния между SAF и PF, а также величина среднего расхода переносимой жидкости в Антарктическом Циркуляционном течении, приводят к предсказанию периода вращения. Для полученной структуры он примерно равен 9 годам и поля скоростей в ней имеют значения порядка 15 см/сек в случае квадрупольной моды два, обнаруженной многими исследователями в АСВ [2]. Также прогнозируется, что волновая структура пакета волн Россби включает в себя зоны рециркуляции, в которых могут переноситься массы захваченной жидкости.

Показано, что эти такие образования могут переносить жидкость из внутренней (более холодной) или внешней (более теплой) границы АСС, таким образом объясняя последовательность теплых и холодных участков в Антарктической Циркуляционной (Циркумполярной) Волне (АСВ). Следовательно, есть разумное согласие с наблюдаемыми особенностями Антарктической циркумполярной волны, несмотря на идеализированный теоретический подход, принятый в работе. Более подробное изучение важности рельефа океанского дна потребуют сложной пространственной модели, которая выходит за рамки настоящего исследования.

Список литературы:

1. Rintoul S.R. Antarctic Circumpolar Current. // Encyclopedia of Ocean Sciences (Second Edition). 2009. С. 178–190.
2. Venegas S.A. The Antarctic Circumpolar Wave: A Combination of Two Signals? // J. of Climate. Т. 16. С. 2509–2525.

*Работа выполнена при поддержке
Государственного Задания для ИТФ СО РАН
(AAAA-A18-118051690120-2).*

УДК 536.25

ЗАВИСИМОСТЬ СТРУКТУРЫ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ РЭЛЕЙ-БЕНАРОВСКОЙ КОНВЕКЦИИ ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО РАЗМЕРА СЛОЯ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА

Данилов Н.И.¹, Митин К.А.^{1,2}, Бердников В.С.^{1,2}

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

² 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.

В теоретических исследованиях 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 [1-6].

Учет конечной теплопроводности стенок, ограничивающих слой жидкости, усложняет постановку задачи об устойчивости механического равновесия и установления конечно-амплитудного конвективного течения. Именно эта проблема является предметом данной работы. Практически важными являются исследования влияния сопряженного конвективного теплообмена со стенками на процессы установления пространственной формы 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, особенно с учетом сопряженного конвективного теплообмена на жестких границах области, занятой жидкостью. Данная работа является естественным продолжением серии исследований, проведенных в ИТ СО РАН [2-6].

Численно изучена конвекция в ограниченных фрагментах горизонтальных слоев жидкости (этиловый спирт), равномерно подогреваемых снизу. Методом конечных элементов решалась система уравнений свободной конвекции в приближении Буссинеска. Внешние боковые границы – изотермические, также было произведено сравнение со случаем линейного распределения температуры на боковых границах. Численное моделирование проводилось в безразмерном виде в двухмерной сопряженной постановке в декартовых координатах.

Задана толщина боковых жестких стенок конечной теплопроводности (оргстекло), а также толщина верхней горизонтальной (зеркальное стекло) границы конечной теплопроводности. Поля температуры в стенках и слое жидкости находились из решений уравне-

ний теплопроводности. Относительные размеры расчетной области составляли $L/H = 6, 8$ и в интервале [3, 4] с шагом 0.1, H – высота слоя жидкости, L – горизонтальный размер. Расчеты выполнены при значениях числа Прандтля $Pr = 16$ в диапазонах чисел Рэлея $1500 \leq Ra \leq 80000$. 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.

Вычисления проводились с помощью собственного пакета программ, основанного на методе конечных элементов. Использованы треугольные конечные элементы с заданными на них линейными базисными функциями. Число узлов в сетке: $N_Y = H \cdot 50$; $N_X = L/H \cdot 50$. 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.

Полученные результаты дополняют экспериментальные данные о пространственных формах течений в ограниченных слоях и о полях скорости. 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. Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. // М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
2. Berdnikov V.S., Kiryashkin A.G. Structure of free-convection flow in a horizontal layer of liquid under various boundary conditions// Fluid Mech., Soviet Research. V. 9, N 6, 1980. P. 1–36.
3. 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, N 5. P. 65–72.
4. Berdnikov V. S., Getling A. V., Markov V. A. Wavenumber selection in Rayleigh-Benard convection: Experimental evidence for the existence of an inherent optimal scale// Exp. Heat Transfer 1990, 3(3), 269–288.
5. Kutateladze S. S., Berdnikov V. S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall// International Journal of Heat Mass Transfer 1984, 27(9), 1595–1611.
6. Бердников В.С., Гришков В.А., Ковалевский К.Ю., Марков В.А. Тепловизионные исследования ламинарно-турбулентного перехода в Рэлея-Бенаровской конвекции// Автометрия. 2012, т. 48, № 3, с. 111–120.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3).

УДК 532.5:536

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОТВОДА В СИСТЕМЕ С ТВЕРДЫМИ И ПОРИСТЫМИ РЕБРАМИ

Лэ Суан Хоанг Кхоа¹, Шеремет М.А.^{1,2}

¹Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

²Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Развитие энергетического приборостроения и электронной отрасли неразрывно связано с интенсификацией теплообменных процессов, протекающих в базовых узлах и агрегатах энергетических систем. Один из подходов повышения интенсивности транспортных процессов – создание развитой поверхности теплообмена за счет введения реберной структуры или пористых вставок [1]. Применение на практике данного подхода требует детального изучения всех особенностей теплопереноса в замкнутых системах при наличии твердых или пористых ребер.

В настоящее время проведены некоторые теоретические и экспериментальные исследования, отражающие особенности использования реберных элементов. Так, например, математическое моделирование естественной конвекции в замкнутой дифференциально-обогреваемой полости при наличии пористого ребра на горячей стенке было проведено в [2]. Авторы установили, что длина, положение и угол наклона ребра имеют существенное влияние на интенсивность теплообмена внутри полости. В частности, было показано, что введение пористого ребра позволяет повысить среднее число Нуссельта по сравнению с дифференциально-обогреваемой полостью без ребер. В работе [3] установлены особенности использования горизонтального и вертикального пористых ребер внутри квадратной полости с изотермическими вертикальными стенками. Показано, что горизонтальное пористое ребро, размещенное на нагреваемой стенке, позволяет повысить интенсивность теплообмена внутри полости по сравнению с вертикальным ребром, расположенным на нижней адиабатической стенке. При этом интенсивность теплопереноса также зависит и от материала пористого ребра. Влияние двух твердых ребер на интенсивность естественной конвекции газа внутри наклонной полости при низком давлении исследовано в [4]. Установлена интенсификация теплообмена при введении двух теплопроводных ребер на нагреваемой стенке. Численный анализ термогравитационной конвекции внутри квадратной дифференциально-обогреваемой полости с пористыми ребрами различных размеров и расположения на нагреваемой стенке проведен в [5]. Авторы показали, что ребра с высокой проницаемостью и высокой теплопроводностью способны интенсифицировать теплоотвод от нагреваемой поверхности. При этом рост количества пористых ребер также интенсифицирует теплосъем.

Представленный краткий обзор отражает актуальность рассматриваемой тематики исследований, при этом большая часть опубликованных работ посвящена интенсификации теплоотвода от изотермических по-

верхностей. Целью настоящего исследования является моделирование естественной конвекции в замкнутой полости при наличии тепловыделяющего элемента и реберной структуры (рис. 1).

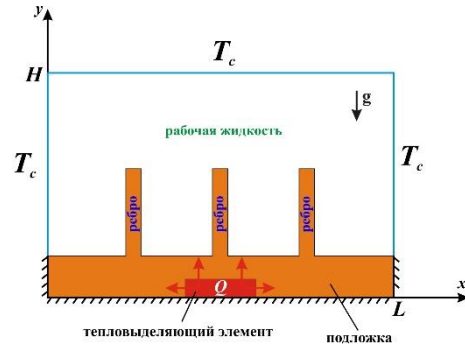


Рис. 1. Область исследования.

Моделирование проведено на основе решения краевых задач математической физики с использованием безразмерных преобразованных переменных «функция тока – завихренность». Для описания влияния выталкивающей силы используется приближение Буссинеска, моделирование транспортных процессов внутри пористых ребер проведено на основе модели Бринкмана. Полученные результаты отражают оптимальные характеристики реберной структуры.

Список литературы:

1. Asl K.A., Hossainpour S., Rashidi M.M., Sheremet M.A., Yang Z. Comprehensive investigation of solid and porous fins influence on natural convection in an inclined rectangular enclosure // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – Vol. 133. – P. 729–744.
2. Khanafer K., AlAmiri A., Bull J. Laminar natural convection heat transfer in a differentially heated cavity with a thin porous fin attached to the hot wall // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – Vol. 87. – P. 59–70.
3. Alshuraiaan B., Khanafer K. The effect of the position of the heated thin porous fin on the laminar natural convection heat transfer in a differentially heated cavity // International Communications in Heat and Mass Transfer. – 2016. – Vol. 78. – P. 190–199.
4. Al-Kouz W., Alshare A., Kiwan S., Al-Muhtady A., Alkhalidi A., Saadeha H. Two-dimensional analysis of low-pressure flows in an inclined square cavity with two fins attached to the hot wall // International Journal of Thermal Sciences. – 2018. – Vol. 126. – P. 181–193.
5. Wang L., Liu R.Z., Liu D., Zhao F.Y., Wang H.Q. Thermal buoyancy driven flows inside a differentially heated enclosure with porous fins of multiple morphologies attached to the hot wall // International Journal of Thermal Sciences. – 2020. – Vol. 147. – P. 106138.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-821.2019.8).

УДК 536.25: 621.9

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЕРЕГОРОДКИ НА НЕСТАЦИОНАРНЫЙ СОПРЯЖЕННЫЙ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН И ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В СТЕНКАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВНОГО БАКА

Бердников В.С.^{1,2}, Митин К.А.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Создание и эксплуатация современной авиационной техники предъявляют повышенные требования к качеству проведения расчетов термических напряжений в неизоэнтальпических тонкостенных элементах конструкций летательных аппаратов [1, 2]. При наличии градиентов температуры и неравномерной температурной деформации возникают дополнительные напряжения в элементах конструкций. Например, в топливных баках с подкрепленными элементами, включая перегородки из материалов с различной теплопроводностью [1]. Распределение температуры и термических напряжений, внутри стенок баков зависят от сопряженного конвективного теплообмена. Существенное влияние на закономерности локального 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 [3-5]. Для оценок и точного расчета термических напряжений и анализа общего напряженно-деформированного состояния конструкции летательного аппарата необходимы достоверные знания о закономерностях сопряженного конвективного теплообмена в конструкции с нестационарными условиями на внешних и внутренних поверхностях летательного аппарата. Поэтому необходимы фундаментальные исследования особенностей нестационарной термогравитационной конвекции в тонкостенных авиационных конструкциях в режимах взлета, посадки, выхода на крейсерскую скорость [1, 2]. При полетах на сверхзвуковых скоростях добавляются процессы разогрева обшивки ЛА. Аналогичные проблемы характерны для многих технических устройств в режимах включения и выключения нагрева или охлаждения. 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 [3-5]. В неравномерно нагретых объемах жидкости, находящихся в поле тяжести, развиваются свободно-конвективные течения, сопровождающиеся расслоением жидкости по температуре, что существенно влияет на развитие пограничных слоев и теплообмен [3-6].

Численно в сопряженной постановке исследован нестационарный сопряженный теплообмен в прямоугольной модели полностью заполненного тонкостенного бака, разделенного внутренней вертикальной перегородкой на два отсека 1/3 и 2/3 от объема бака. Внешние поверхности торцевых стенок и внешняя поверхность верхней стенки бака теплоизолированы.

Нижняя обшивка разогревается под действием равномерного теплового потока. Расчеты проведены при различных теплопроводностях внутренней перегородки бака и теплофизических параметрах топлива Т1. Рассчитаны поля температуры, как в жидкости, так и в твердых стенках бака. Изучена эволюция конвективных течений и полей температуры после внезапного подвода тепла под основание бака. Исследовано влияние внутренних вертикальных перегородок с различной теплопроводностью на пространственную форму конвективных течений и закономерности нестационарного сопряженного теплообмена. Показано, что внутри твердых стенок конечной теплопроводности формируется неоднородное поле температуры. Теплопроводность внутренних перегородок существенно образом влияет на пространственную форму конвективных течений и интенсивность конвективного теплообмена. Расчеты проведены при числе Прандтля $Pr = 25.66$, соотношениях теплопроводности твердых стенок к теплопроводности топлива $\lambda_s / \lambda_f = 1041.3$ и $\lambda_s / \lambda_f = 1$ (низкотеплопроводная перегородка).

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. Забродин В.С. Температурные поля в конструкции летательных аппаратов (Методы расчета). М.: Машиностроение. 1978. 184 с.
3. 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.
4. 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.
5. K. A. Mitin, S. A. Kislitsyn, V. S. Berdnikov Influence of conjugate convective heat transfer on temperature fields in thin walls that organize liquid layers of various orientations // Journal of Physics: Conference Series-2019, Volume 1382, doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012199
6. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен / Б. Гебхарт, Й. Джалурия, Р. Махаджан, Б. Саммакия. В 2 книгах, кн. 1. Пер. с англ. М.: Мир, 1991. 678 с.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос. Рег. АААА-А17-117022850021-3) и при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-48-540003 p_a).

УДК 530.145.83, 536.932, 538.941

ВЛИЯНИЕ ФОНОВОЙ КВАНТОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ДИНАМИКУ ТЕПЛОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕ II

Кондаурова Л.П.

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

Учитывая использование сверхпроводящих магнитов в технике, исследование теплопередачи в сверхтекучем гелии остается актуальным. Локальный перегрев гелия может привести к испарению его, в результате возможно возникновение аварийной ситуации. В работе [1] показано, что закипание гелия происходит тем быстрее, чем больше плотность вихрей вблизи нагревателя. При большой квантовой турбулентности существенно уменьшается скорость потока, что в свою очередь приводит к уменьшению теплопроводности гелия, т.е. к возрастанию температуры гелия вблизи нагревателя, к переходу гелия в нормальное состояние и к образованию паровой пленки. Для того, чтобы описать наблюдаемые в экспериментах процессы необходимо знать, как развивается плотность вихревого клубка. На сегодняшний день существуют различные модификации уравнений динамики плотности вихревых линий. В работе [2] были проанализированы все модификации уравнений динамики плотности вихревых линий в случае однородной гомогенной турбулентности и постоянной скорости потока. Проведенные численные расчеты показали, что время развития вихревого клубка до своего равновесного значения хорошо описывается уравнением Вайнена. Полученные результаты с хорошей точностью совпадают с экспериментальными данными и с результатами расчетов, проведенных в рамках метода вихревой нити с использованием полного уравнения Био-Савара. Также в рамках гидродинамики сверхтекучей турбулентности (ГСТ) были проведены численные исследования по определению времени вскипания гелия. Было установлено, что экспериментальные данные наиболее адекватно описываются при использовании уравнения Вайнена.

Одной из целей данной работы является окончательно определить в выборе уравнения динамики плотности вихревых линий для описания экспериментальных данных и дальнейшего исследования процессов теплопередачи в сверхтекучем гелии.

Определившись в выборе уравнения провести исследование влияния остаточной (фоновой) квантовой турбулентности на динамику мощных импульсов.

1. Динамика мощных тепловых импульсов. В рамках ГСТ с использованием различных модификаций уравнений динамики плотности вихревых линий исследовано распространение прямоугольных импульсов, подаваемых на плоский нагреватель, в длинном канале при температуре невозмущенного гелия $T_0 = 1.4 \text{ K}$. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментом [3]. Проведенные сравнения показали, что экспериментальные данные хорошо описываются при использовании уравнения Вайнена. В результате проведенных исследований сделан сле-

дующий вывод: при проведении теоретических исследований процессов теплопередачи в сверхтекучем гелии необходимо использовать уравнение Вайнена.

2. Таким образом, определившись в выборе уравнения для описания плотности вихревых линий, проведено исследование влияния фоновой квантовой турбулентности на динамику мощных тепловых импульсов при различных значениях температуры невозмущенной жидкости $1.3 \text{ K} \leq T_0 \leq 2.1 \text{ K}$. Плотности теплового потока $q = 6 \text{ Вт/см}^2$, длительность импульса $\tau = 10^{-3} \text{ с}$. Значения фоновой плотности вихревого клубка $10^2 \text{ 1/см}^2 \leq L_{\text{fon}} \leq 10^7 \text{ 1/см}^2$. Цилиндрический нагреватель радиуса $r = 2.5 \text{ мм}$.

Полученные результаты показали, что значение фоновой плотности вихревого клубка сильно изменяет форму теплового импульса.

На рис.1 показаны зависимости возмущения температуры жидкости от времени в точке, расположенной на расстоянии $d = 1 \text{ мм}$ от поверхности нагревателя. Видно, что при одних и тех же исходных параметрах с возрастанием температуры невозмущенной жидкости перегревы уменьшаются. Это связано с изменением термодинамических свойств жидкости и динамики плотности вихревого клубка.

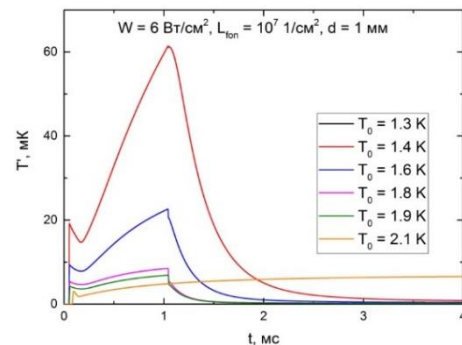


Рис.1. Возмущения температуры от времени.

Список литературы:

1. L. Kondaurova, V. Efimov, A. Tsoi, Influence of Quantum Turbulence on the Processes of Heat Transfer and Boiling in Superfluid Helium // J Low Temp Phys. 2017. V. 187. P. 80–89.
2. Л.П. Кондаурова, Динамика плотности вихревых линий и процессы теплопередачи в сверхтекучем гелии // ФНТ, 2018. т. 44, №1. С 36–45.
3. W. Fiszdon, M.v. Schwerdtner, G. Stamm, and W. Poppe, // J. Fluid Mech. 1990. V. 212. P. 663.

Исследование по определению выбора уравнения динамики вихревого клубка выполнено за счет гранта РФФИ проект №: 18-08-00576а, исследование влияния фоновой турбулентности на динамику тепловых импульсов выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-Ф17-117022850027-5).

УДК 519.63

О ПРИМЕНЕНИИ ПОЛИЭДРАЛЬНЫХ РАСЧЕТНЫХ СЕТОК В ЗАДАЧАХ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АЭРОДИНАМИКИ ЗДАНИЙ И СООРУЖЕНИЙ

Вальгер С.А.^{1,2}, Федорова Н.Н.¹

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

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

Численное моделирование задач строительной аэродинамики, основанное на физико-математических моделях механики сплошной среды, сегодня достаточно прочно вошло в практику расчета ветровых нагрузок и аэрации для случаев сложных строительных объектов и их комплексов. Следует отметить, что данный класс задач, пришедших из сугубо инженерной практики, имеет ряд особенностей как в части построения корректной физико-математической модели, учитывающей особенности поведения турбулентного потока воздуха в приземном слое атмосферы вблизи сложных систем плохобтекаемых тел, так и в части технологии ее решения и построения вычислительного алгоритма. В последние годы появляется все больше работ, посвященных разработке и верификации численных моделей и методов, предназначенных для корректного описания аэродинамики зданий и сооружений. Один из наиболее полных обзоров, отражающих достижения вычислительной гидродинамики в задачах аэродинамики городских территорий, приведен в [1].

К особенностям задач численного моделирования обтекания зданий и их комплексов относится сложность описания границ расчетных областей. Кроме того, масштабы расчетных областей являются достаточно большими и могут достигать в некоторых случаях нескольких километров, что налагает определенные ограничения на используемые расчетные конечно-объемные сетки. Общеизвестным является тот факт, что сетки, построенные на основе гекса-элементов правильной формы, имеют хорошие геометрические свойства, высокое качество и достаточно просты для аппроксимации на них исходных уравнений модели. Это обуславливает хорошую сходимость и снижение численной ошибки решения. Кроме того, сетки на основе гекса-элементов позволяют работать с существенно меньшим количеством конечных объемов по сравнению с неструктурированными сетками на основе тетраэдров. Многие работы, посвященные верификации численных методов для решения задач обтекания плохобтекаемых тел потоком атмосферного воздуха, основаны на применении сеток из гекса-элементов [2].

Однако расчетные области для большинства реальных застроек в силу их сложной геометрии могут быть описаны лишь на основе неструктурированных расчетных сеток. Методы автоматической генерации тетраэдров хорошо изучены и позволяют декомпозировать практически любую геометрическую область, что делает их наиболее универсальным решением в 3D задачах со сложной геометрией. Однако низкое качество тетраэдральных элементов сетки может приводить к проблемам со сходимостью численного, а также к потере точности итогового решения.

Альтернативой описанным выше подходам может стать использование неструктурированных сеток на основе полиэдральных элементов. Полиэдральные сетки, которые также позволяют описывать сложные границы расчетной области, имеют ряд преимуществ с точки зрения общего количества конечных объемов в модели, простоты вычисления градиентов переменных на гранях ячеек, низкой чувствительности решения к качеству ячеек и т.д. [3].

Настоящее исследование посвящено вопросу применения и тестирования неструктурированных полиэдральных расчетных сеток для задач аэродинамики зданий. На 3D задаче об обтекании потоком воздуха призмы квадратного сечения, закрепленной на плоской подложке, для условий эксперимента [4] проведено сравнение численных решений, полученных на различных типах сетки: гексаэдральной, тетраэдральной и полиэдральной. Физико-математическая модель, описывающая течение воздуха в окрестности призмы, основана на решении 3D осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных $k-\omega$ моделью вихревой вязкости для учета турбулентных эффектов. В работе использован программный код Fluent 2020 R1, который имеет встроенный генератор для полиэдральных сеток.

В ходе работы для различных типов сетки сравниваются количество конечных объемов, сходимость решения, время выполнения расчета, а также соответствие полученного решения экспериментальным данным [4]. Сравнение с экспериментальными данными проведено по качественным особенностям поля течения, характерным размерам отрывных зон на крышке призмы и за призмой, а также по профилям скорости и турбулентной кинетической энергии в характерных сечениях в окрестности призмы.

Список литературы:

1. Blocken B. 50 Years of computational wind engineering: past, present and future // Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2014. Vol. 129. Pp. 69–102.
2. Quality assurance and improvement of microscale meteorological models // COST Action 732. 2010. p. 123.
3. Garimella R. V., Kim J., and Berndt M. Polyhedral mesh generation and optimization for non-manifold domains // Proceedings of the 22nd International Meshing Roundtable. 2014. Pp. 313–330.
4. Meng Y., Hibi K. Turbulent measurements of the flow field around a high-rise building // Journal of Wind Engineering, Japan Association for Wind Engineering. 1998. Vol. 76, Pp. 55–64.

*Работа выполнена при поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
РФФИ, грант № 18-08-00755 А.*

УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВДУВЕ ПРИСТЕННОЙ ВСТРЕЧНОЙ СТРУИ

Чохар И.А.², Очередыко А.И.^{1,2}, Пахомов М.А.¹, Филиппов М.В.¹, Терехов В.В.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр-т. Карла Маркса, 20

Встречные пристенные струйные течения распространены в природе и часто встречаются в различных технологических процессах. Такие потоки используются для интенсификации теплообмена в элементах энергетического оборудования, в турбореактивных двигателях, при стабилизации пламени в горелках, для интенсификации процессов смешения и разбавления и др. [1, 2]. Пристенные встречные газовые струи (завесы) широко применяются для защиты элементов энергетического оборудования от воздействия высокоэнтальпийных потоков газа. Уровень турбулентности в таких течениях заметно выше соответствующего значения в сравнении со вдувом струи в затопленное пространство, а также струй при наличии спутного потока, наклонном или нормальном вдуве струи в газовый поток. Из-за повышенного уровня турбулентности наблюдается значительная интенсификация процесса теплообмена (до 10 раз в сравнении с течением в плоском канале при прочих идентичных условиях) при использовании встречных пристенных струй [3].

В силу известных сложностей проведения детальных экспериментальных исследований многие аспекты этой сложной задачи остались не изученными. Поэтому целью данной работы является численное исследование особенностей аэродинамики и теплообмена пристенных встречных струй в широком диапазоне изменения определяющих параметров.

В расчетах встречная струя создавалась вдувом потока воздуха через плоскую щель высотой $s = 8$ мм, установленную на нижней стенке плоского канала высотой $h = 145$ мм и длиной $X = 1200$ мм. Вдув вторичного потока осуществлялся на расстоянии $x_1 = 520$ мм от входа в канал, где профиль скорости был равномерным. Температура основного потока воздуха была равна температуре вторичного потока $T_1 = T_2 = 293$ К. Диапазон изменения параметра вдува в исследованиях был $m = 0.5-3$. В расчетах фиксированной величиной была выбрана скорость основного потока $U_1 = 12$ м/с. Толщина стенки, разделяющей основной и встречный потоки, равна $b = 10$ мм. На нижние горизонтальные стенки канала, как до места вдува, так и после него, подводился постоянный по величине тепловой поток $q_w = \text{const} = 2.4$ кВт/м².

Для проведения численных расчетов использовался свободно распространяемый пакет программ OpenFOAM (v. 18.10). Для описания динамики и теплопереноса в однофазном турбулентном воздушном потоке используется система нестационарных двумерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS). Численное решение было получено с использованием метода контрольных объемов

на разнесенных сетках. Решение уравнений, связанных с давлением, осуществлялось по алгоритму SIMPLE. Все численные расчеты, приведенные в данной статье, получены с использованием $k-\omega$ SST модели турбулентности. Сетка состоит из более чем 6×10^4 контрольных объемов.

Численно изучены характерные особенности процесса смешения и теплообмена пристенной встречной плоской струи с набегающим потоком. Наблюдается локальное увеличение скорости между верхней стенкой канала и отрывной зоной. В результате проведенного численного исследования выявлено, что в торцевой части стенки, разделяющей встречный и основной потоки, возникает отрывная область потока за счет его внезапного расширения после выхода из пристенной щели. На начальном участке течения над рабочей стенкой создается протяженная зона рециркуляционного течения. Размер отрывной области и интенсивность течения в ней определяются величиной параметра вдува. Протяженность зоны рециркуляции течения увеличивается с ростом параметра вдува. Показано наличие протяженной области повышенного уровня турбулентности, расположенной над рабочей стенкой канала. Это обусловлено наличием крупного рециркуляционного вихря при смешении пристенной встречной струи с основным потоком.

Вдув пристенной встречной струи в основной поток вызывает значительную интенсификацию теплообмена (максимальный рост теплообмена достигает 6 раз) в сравнении с течением в канале при прочих идентичных условиях. При увеличении параметра вдува наблюдается существенное снижение интенсивности теплообмена (почти в 2 раза). Авторами выполнено сопоставление с данными измерений [3] и получено удовлетворительное согласие с данными измерений по локальной динамической и тепловой структуре течения.

Список литературы:

1. Эльперин И.Т., Мельцер В.Л., Павловский Л.Л., Енякин Ю.А. Процессы переноса во встречных струях (газовзвесь). Минск: Наука и техника. 1972.
2. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Теория турбулентных струй. М.: Наука. 1984.
3. Volchkov E.P., Lebedev V.P., Nizovtsev M.I., Terexhov V.I. Heat transfer in a channel with a counter-current wall jet injection // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38. P. 2677–2687.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (по программе АААА-А17-117030310010-9).

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАВЕСНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ

Козюлин Н.Н.

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

Завесное охлаждение является одним из наиболее широко используемых методов тепловой защиты для элементов с высокой интенсивностью нагрева (например, лопатки турбин, термически нагруженные элементы камер сгорания). Эффективность завесного охлаждения сильно зависит от интенсивности диффузии охладителя в пограничном слое. Негативным эффектом в данном случае является отрыв струи охладителя от охлаждаемой поверхности.

Одним из способов повышения тепловой эффективности является воздействие на структуру пристенного потока, вблизи выходных отверстий охладителя. Изменение формы выходного сопла или введение в поток препятствий различной геометрии может привести к значительному улучшению эффективности охлаждения [1, 2].

Однако изменение формы выпускного отверстия не позволяет осуществлять динамическое управление режимом охлаждения из-за статического характера модификации. Другим способом воздействия для улучшения эффективности охлаждения является модуляция потока охлаждающей жидкости на выделенной частоте схода когерентных структур. Динамическая природа когерентных структур и нелинейные эффекты их взаимодействия со стенкой могут приводить к прижатию струи охладителя к стенке и уменьшению вертикальной диффузии.

В данной работе когерентные осцилляции вводятся в поток, используя динамическую неустойчивость жидкости, развивающуюся в следе за резким уступом. Уступ находится внутри выходного сопла, разделяя основной поток и охлаждающую жидкость. За уступом охладитель и основной поток смешиваются, что приводит к генерации колебаний, аналогичных дорожке Кармана. Этот способ введения колебаний позволяет контролировать их частоту и период путем изменения скорости охлаждающей жидкости. Описанный метод не требует каких-либо дополнительных устройств для модуляции потока и является очень простым, что делает его привлекательным для практического применения. Данная работа посвящена численному исследованию влияния такой модуляции на эффективность завесного охлаждения.

Расчеты проводились методом крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES), с динамической моделью Смагоринского с помощью открытого расчетного кода OpenFoam (www.openfoam.com). Уравнения дискретизировались по методу конечных объемов со вторым порядком аппроксимации по времени и пространству.

Для верификации численного метода было проведено сравнение с экспериментальным исследованием

адиабатической эффективности завесного охлаждения струей жидкости, вытекающей из цилиндрического канала [3] для отношения скоростей охлаждающей жидкости и основного потока $M=U_c/U_\infty=0,75$. Число Рейнольдса, построенное по диаметру выходного сопла составляло 2500 ($Pr=0,75$). Стека состояла из $\sim 10^7$ ячеек. Результаты расчета показывают хорошее согласие с экспериментом.

Основная цель работы – исследовать, как добавление уступа внутрь сопла будет влиять на эффективность охлаждения, при сохранении формы выходного отверстия сопла одинаковым. На рис. 1 показано распределение эффективности адиабатического охлаждения в плоскости стенки. Видно, что введение уступа значительно повышает эффективность охлаждения вблизи выходного отверстия сопла.

Зона рециркуляции в месте смешения струи с основным потоком неустойчива, что приводит к возникновению самоподдерживающихся колебаний (на частоте $Sh \sim 0,2$) и периодическому сходу вихрей меняющихся знаков в область основного потока. Взаимодействие вихрей со стенкой приводит к тому, что струя прижимается к стенке с ее одновременным расширением в поперечном направлении на выходе из сопла. Это изменение структуры потока приводит к более быстрому распространению охладителя в горизонтальном направлении, что повышает эффективность охлаждения вдали от выходного отверстия сопла.

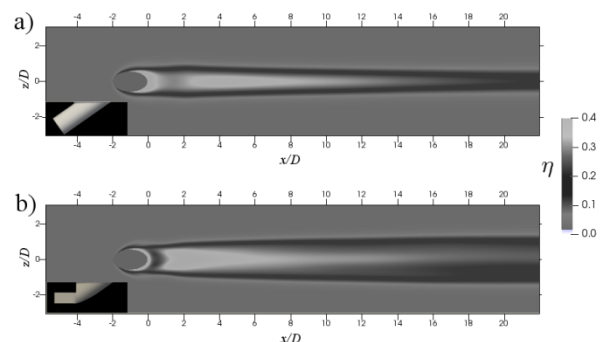


Рис. 1. Адиабатическая эффективность охлаждения на поверхности пластины для цилиндрического сопла (а), и для сопла с уступом (б).

Список литературы:

1. Zhou W., Hu H. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 2017, 110, 908–920.
2. Chen S.P., Chyu M.K., Shih T.I., Int. J. of Thermal Sci., 2011., 50, 6, 1085–1094.
3. Wright L.M., McClain S.T., Clemenson M.D., J. of Turbomachinery., 20011, 133(4), 041011.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 19-79-30075.

УДК 532.5

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВИХРЕОБРАЗОВАНИЯ ЗА ПОПЕРЕЧНЫМ ЦИЛИНДРОМ В ОГРАНИЧЕННОМ ПОТОКЕ НА РЕЖИМАХ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Молочников В.М.¹, Мазо А.Б.², Калинин Е.И.², Паерелий А.А.¹, Клюев М.А.¹

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

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, 18

За препятствиями в стационарном ламинарном потоке при $Re \sim 10^2$ формируются крупномасштабные квазипериодические вихревые структуры, которые вниз по потоку дробятся на более мелкие вихри и течение приобретает признаки турбулентности. Если препятствие расположено на стенке прямоугольного канала, определяющую роль в процессе вихреобразования и перехода к турбулентности играют спиралевидные движения жидкости от боковых стенок канала к его центру [1]. В настоящей работе изучается вихреобразование за поперечным цилиндром в прямоугольном канале в этих же условиях при различных расстояниях от цилиндра до стенки канала. Подобные исследования проводились, главным образом, для безграничного внешнего потока. Численное моделирование обтекания цилиндра в канале ранее выполнялись либо в двумерной постановке, либо в трехмерной, но при периодических граничных условиях на боковых стенках канала, т.е. без учета влияния пограничного слоя на этих стенках.

Настоящая работа содержит результаты эксперимента и прямого численного моделирования обтекания поперечного кругового цилиндра $d = 3$ мм в канале прямоугольного поперечного сечения высотой 20 и шириной 50 мм. Рассматривалось два случая: ось цилиндра располагалась на расстоянии 3 мм от нижней стенки канала или цилиндр устанавливался симметрично относительно его верхней и нижней стенок. Число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру цилиндра и скорости набегающего потока, изменялось от $Re = 60$ до 280. В экспериментах использовалась дымовая визуализация течения и SIV измерения мгновенных векторных полей скорости потока [2]. Прямое численное моделирование проводилось на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости. Выполнена верификация численной процедуры.

Установлено, что в исследованном диапазоне Re за цилиндром вблизи стенки ($h = 3$ мм) образуются спиралевидные движения от боковых стенок канала к его центру, которые занимают часть ширины канала. При $Re \sim 100$ отрывная область за цилиндром несимметричная и замкнутая, след совершает колебательные движения, вихри Кармана не образуются (рис.1, а). При $Re \approx 160$ область спиралевидного движения растет вниз по потоку, в центральной части канала формируются трехмерные вихревые сгустки (рис.1, б), образующие несимметричную вихревую дорожку Кармана. При $Re > 230$ после эти сгустки формирования распадаются на несколько вихрей, которые сносятся в основной поток, где происходит их турбулентный распад.

Подобная картина имеет место и при расположении цилиндра симметрично относительно верхней и

нижней стенок канала. Спиралевидные вихри формируются во всем диапазоне чисел Рейнольдса. Дорожка Кармана образуется при $Re \approx 90$, однако вихри имеют сложную пространственную форму (рис.2). Начиная с $Re \approx 150$ эти вихри вниз по потоку разбиваются на несколько более мелких образований и происходит турбулизация течения. Показано, что спиралевидное движение связано с формированием локальных областей высокого разрежения вблизи боковых стенок канала за цилиндром.

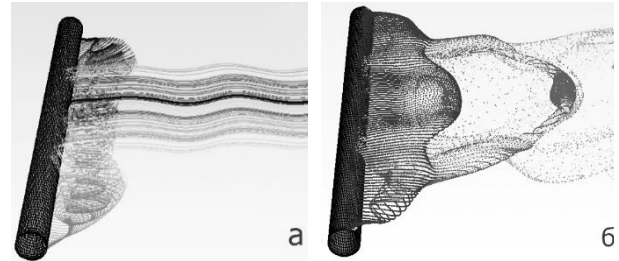


Рис.1. Формирование вихрей за цилиндром вблизи стенки при $h = d$ по данным DNS: а – $Re = 100$; б – 167.

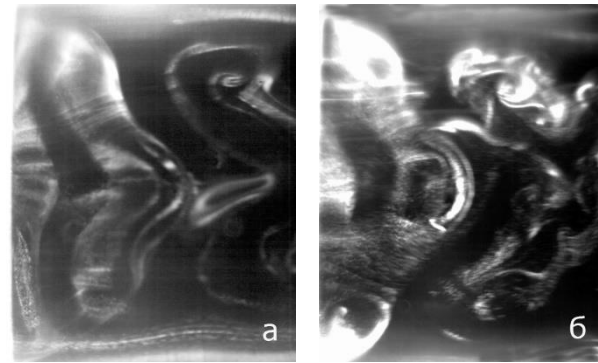


Рис.2. Формирование вихрей за цилиндром в центре канала $h = H/2$: а – $Re = 90$; б – 160. Течение слева направо.

Список литературы:

1. V.M. Molochnikov, A.B. Mazo, E.I. Kalinin, A.V. Malyukov, D.I. Okhotnikov, and O.A. Dushina. Formation and turbulent breakdown of large-scale vortical structures behind an obstacle in a channel at moderate Reynolds numbers // *Physics of Fluids*, 31, 104104 (2019), pp. 1 – 10.
2. Mikheev N.I., Goltsman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // *Experiments in Fluids* (2017) Volume 58, Issue 8, article 97.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-08-00621 (эксперимент) и РНФ 20-61-47068 (численное моделирование).

УДК 532.517.4; 526.24

О КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУРАХ И ТЕПЛОБМЕНЕ В ЗАКРУЧЕННОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУЕ

Абдуракипов С.С.^{1,2}, Лобасов А.С.¹, Шарборин Д.К.¹, Дулин В.М.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Струйные течения, натекающие на плоские поверхности, используются в ряде технических приложений, например, где требуется охлаждение и нагрев, нанесение покрытий на поверхность и т.д. Применение закрутки потока для организации импактных струй приводит к увеличению радиальных и тангенциальных составляющих скорости, вызывая расширение струи и усиление локального конвективного теплообмена от импактной поверхности. Однако закрутка потока струи может приводить к образованию застойных зон с локальной рециркуляцией потока, которые уменьшают общий теплообмен. Кроме того, закрученные струи часто характеризуются нестационарной динамикой потока, связанной с прецессией вихревого ядра струи, которая становится интенсивной для сильно закрученных турбулентных струй с выраженным распадом вихря. Указанные особенности потока в импактных закрученных струях изучены в литературе недостаточно, особенно это касается их вклада в нестационарный теплообмен.

Целью данной работы является исследование турбулентной структуры и динамики закрученных импактных струй с использованием стереоскопического метода PIV и анализ когерентных пульсаций температуры поверхности с помощью ИК-термометрии.

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый гидродинамический контур. Струйный поток организовывался лопаточными завихрителями с диаметром на выходе $d = 15$ мм. Число Рейнольдса, определяемое по среднерасходной скорости и диаметру выхода сопла, Re равнялось 5000. Интенсивность закрутки (число закрутки) определялось по геометрическим параметрам завихрителя [1]. Измерения проводились для трех чисел закрутки $S = 0, 0.41, 1.0$, что соответствует незакрученной, слабо закрученной и сильно закрученной струе. Только в последнем случае $S = 1.0$ струйное течение характеризовалось выраженным распадом вихревого ядра пузырькового типа с центральной зоной рециркуляции. Импактная поверхность изготовлена из сапфирового стекла, которое со стороны потока было покрыто тонкой проводящей пленкой из оксида индия-олова, прозрачной в видимом диапазоне, через которую проходил электрический ток, создавая равномерный нагрев. Расстояние H между соплом и импактной поверхностью составляло один или два диаметра сопла. Поля скорости были измерены с использованием Stereo PIV системы с высокой частотой съемки [2]. ИК-камера регистрировала температуру проводящей пленки на нагревательном элементе синхронно с измерениями скорости. Проведен анализ вклада когерентных структур в пульсации скорости и температуры для различной интенсивности закрутки потока. Для анализа динамики когерент-

ных структур на полях скорости были применены методы Proper Orthogonal Decomposition (POD) и Dynamic Mode Decomposition (DMD) [2].

Распределения средней по времени скорости и температуры для сильно закрученных струй ($S = 1.0$) показаны на рис. 1. Поток в условиях интенсивной закрутки характеризовался распадом вихревого ядра вблизи выхода из сопла и наличием центральной зоны рециркуляции пузырькового типа (см. рис. 1). Установлено, что сильно закрученная струя при $H/d = 1$ обеспечивает наиболее эффективное общее охлаждение поверхности для рассматриваемых конфигураций потока.

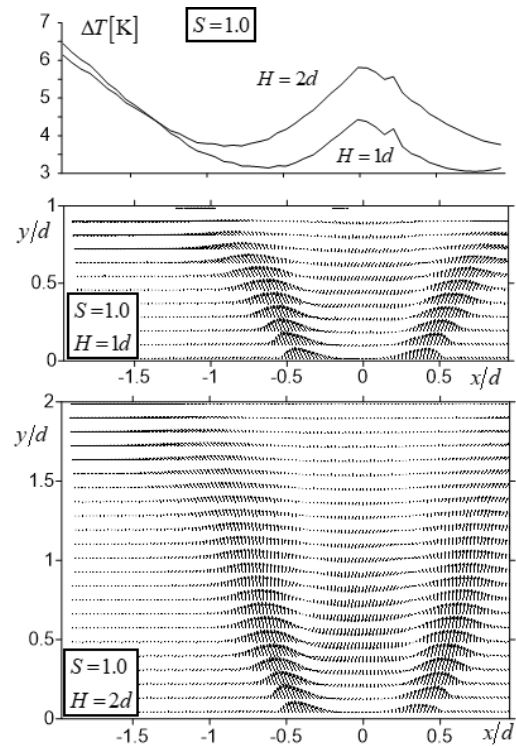


Рис. 1. Среднее по времени поле скорости и температуры стенки (вверху) для сильно закрученных импактных струй ($Re = 5000, S = 1.0$).

Список литературы:

1. Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M. Experimental study of an impinging jet with different swirl rates // IJHFF. 2007. V. 28. P. 1340–1359.
2. Markovich D. M., Abdurakipov S. S., Chikishev L. M., Dulin V. M., Hanjalić K. Comparative analysis of low-and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // Phys Fluids. 2014. V. 26. N. 6. P. 065109.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-08-01093.

УДК 532+53.03

КРИЗИС ТЕЧЕНИЯ И ВНУТРЕННИЙ ИСТОЧНИК НАГРЕВАНИЯ ПОТОКА В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

Правдина М.Х., Кабардин И.К., Полякова В.И., Гордиенко М.Р., Яворский Н.И.

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

Интерес к вихревому эффекту или эффекту Ранка в последнее время активизировался в связи с развитием бесконтактных методов исследования потоков. Эти методы тем более актуальны, что попытки поиска неизвестного физического механизма разделения энергии в вихревой трубе фактически приостановились, из-за того, что достаточно полная экспериментальная картина течения в вихревой трубе до последнего времени все еще не была представлена. Главным вопросом, требующим объяснения, остается даже не тепловое разделение, а физический механизм нагревания так называемого горячего потока.

В недавних работах [1-3] выполнено детальное экспериментальное исследование одной выбранной авторами трубы, что позволило, сопоставляя результаты экспериментов, обнаружить не замеченные ранее свойства течения. Так данные [1] указывают на то, что нагревание потока происходит по длине трубы неравномерно, а именно, имеется участок трубы, в исследованном случае примерно вторая треть от входа, на котором температура вблизи стенки заметно растет, а на других участках – практически не меняется. Тем самым компрометируются гипотезы нагрева потока в пограничном слое, или турбулентные тепловые насосы. Данные [2] указывают на то, что структура потока (профили скоростей, радиус противотока, радиус пристенного вихря) очень слабо зависит от перепада давления не только качественно, но и количественно. Последующие эксперименты показали, что после некоторого порогового значения перепада давления его увеличение вовсе не приводит к количественным изменениям. Объяснение этому явлению дается в [3], где экспериментально установлено явление дозвукового запирания потока на входе в вихревую трубу. Явление состоит в том, что при увеличении противодействия на входе сверх порогового значения перестает расти объемный расход через трубу, при том, что продолжает расти плотность газа. Это явление также требует объяснения.

Экспериментально полученная структура течения в трубе при доле холодного расхода 0,3 качественно иллюстрируется рисунком 1, на котором схематично представлены три области: I – вращающаяся пристенная струя, распространяющаяся от входа в горячий выход, II – центральный противоток от горячего конца трубы в холодный выход и III – вторичное течение, представляющее собой циркуляционную область в виде вытянутого тора. Аналогичная картина показана в [4] при исследованиях на воде. Заметим, что в отсутствии холодного выхода мы имели бы хорошо изученное течение типа центробежной форсунки, имеющее в затопленном режиме вторичное течение в виде центральной циркуляционной зоны. Так же как в бесконечной трубе, для разомкнутого закрученного потока жидкости в форсунке известно наличие кризиса течения [5]: скорость продольного движения не может непрерывно перейти через значение скорости центробежных упругих волн (критическая скорость). Если продольная скорость потока больше критической, то

возможен гидравлический прыжок, приводящий при сохранении потока импульса к перестройке потока с потерей кинетической энергии, которая ударным образом переходит в тепло в объеме текущей среды.

В исследовании проверялась гипотеза о возможности кризиса течения в вихревой трубе. Кризис объяснил бы явление дозвукового запирания, а гидравлический прыжок – нагревание в объеме потока.

На рис. 2 показана измеренная продольная скорость (*квадраты*) на границе вихря и вторичного течения, и вычисленная согласно [5] по значениям окружной скорости на границе вихря критическая скорость (*треугольники*). Видно, что на некотором участке трубы происходят колебания продольной скорости относительно критического значения.

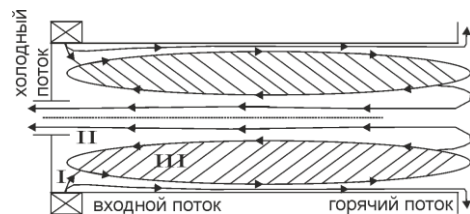


Рис.1 Сема течения в вихревой трубе (I – пристенный вихрь, течет от входа в горячий выход, II – поток от горячего конца в холодный выход, III – продольный вихрь, вторичное течение, циркуляционная зона.).

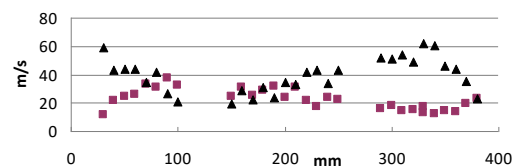


Рис.2 Эволюция вдоль трубы критической и продольной скоростей.

Список литературы:

1. Kabardin I.K., Meledin V.G., Yavorskiy N.I. et al. Small Disturbance Diagnostic Inside The Vortex Tube With A Square Cross-Section // AIP Conference Proceedings 1770, 030003 (2016).
2. Yavorskiy, N.I., Kabardin, I.K., et al. Velocity field diagnostics inside the Ranque-Hilsh vortex tube with square cross-section // AIP Conference Proceedings 2027, 030122 (2018).
3. Кабардин И.К., Полякова В.И., Правдина М.Х., и др. Анализ режимов в трубах Ранка с круглым и квадратным сечениями рабочего канала // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 1(359). С.43–52.
4. Akhmetov D. G., Akhmetov T.D. Flow structure and mechanism of heat transfer in a Ranque-Hilsh vortex tube // Experimental Thermal and Fluid Science 113 (2020) 110024.
5. Вукалович М.П., Техническая термодинамика / М.П. Вукалович, И.И. Новиков, М.: Машиностроение. 1968.

Исследование потока в вихревой трубе выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН АААА-А18-118051690120-2, разработка экспериментальной методики исследования потока выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 18-31-20036).

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ДЕЛЬТОВИДНЫХ ТАБОВ НА ДИНАМИКУ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕН В ОТРЫВНОЙ ОБЛАСТИ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Терехов В.И.¹, Дьяченко А.Ю.¹, Жданов В.Л.², Смульский Я.И.¹, Шаров К.А.¹

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

² Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАНБ,
220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

Вопросы управления отрывными течениями являются важной задачей в фундаментальном и прикладном плане. Пассивные методы являются наиболее надежными и простыми в управлении отрывного течения. Среди пассивных методов следует выделить ряд способов, вызывающих продольные вихри. Работы [1,2] посвящены изучению влияния генераторов продольных вихрей в форме прямоугольных табов на течение и теплообмен за обратным уступом. Важное значение при этом имеет форма вихрегенераторов. Задачей настоящей работы является экспериментальное исследование влияния табов дельтовидной формы на аэродинамику и теплообмен отрывного течения за обратным уступом, а также определение их энергоэффективности.

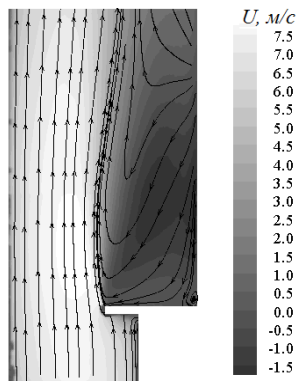


Рис. 1 Распределение продольной скорости и линий тока.

Эксперименты проводились в прозрачном канале длиной 1 м с прямоугольным сечением 20×150 мм. На нижней стенке канала за обратным уступом размещался тепловой участок длиной 400 мм. Вихревые дельтовидные генераторы (табы) высотой 6 мм были выполнены из стали. 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. Для измерения полей скоростей использовался метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Для исследования распределения статического давления за уступом в миделевом и в двух продольных сечениях нижней стенки канала были заделаны 80 приемников для отбора давления. Для измерения полей температуры на стенке за обратным уступом была изготовлена идентичная модель из теплоизолирующего материала. Стенка за обратным уступом нагревалась, таким образом, чтобы на ней поддерживался постоянный тепловой поток $q=2000$ Вт/м².

Течение за дельтовидными табами, расположенными на краю уступа, является трехмерным. Так, в

центральном сечении (рис.1) для табов, установленных с шагом $P = 25$ мм, не наблюдается области присоединения, которая имеет место при обтекании уступа без возмущений. Разделение потоков происходит на расстоянии 3,6 калибров. Распределение полей скоростей и проекций линий тока в других сечениях качественно отличается от показанной картины, причины которого подробно обсуждаются в докладе.

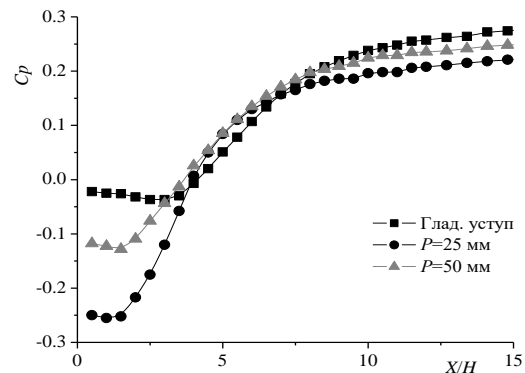


Рис. 2 Профили коэффициента давления C_p в центральном сечении модели.

Основное отличие в распределении давления на поверхности (рис. 2) наблюдается вблизи основания уступа. Часто установленные табы (шаг $P = 25$ мм) приводят к большему разрежению вблизи уступа и в тоже время увеличивают гидродинамические потери, о чем свидетельствует более низкий уровень восстановления давления. Представлен подробный анализ распределений давления в нескольких сечениях в продольном направлении, а также величина гидродинамических потерь.

В докладе демонстрируются термограммы распределения полей температуры за обратным уступом, коэффициенты теплоотдачи и величина теплогидравлической эффективности для различных сценариев развития отрывных потоков.

Список литературы:

1. Terekhov V.I., Sharov K.A., Smulsky Ya.J., Dyachenko A.Yu. The influence of tabs on fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step// Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2019 Vol.1382, Paper 012047, 4 p.
2. Terekhov V.I., Dyachenko A. Yu., Zhdanov V.L., Smulsky Ya. J. The influence of the shape and the orientation angle of the tabs on heat transfer in a separated region behind a backward-facing step // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2019 Vol. 1382, Paper 01204, 6 p.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 20-58-00038) и БФФИ (грант T20P-043).

УДК 621.9

ТЕПЛОВИЗИОННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА НА МОДЕЛИ СТРЕЛОВИДНОГО КРЫЛА. СОЗДАНИЕ БАЗЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Бородулин В.И., Иванов А.В., Мищенко Д.А.

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

Проблема ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в сдвиговых течениях представляет собой одну из важнейших фундаментальных проблем механики жидкостей и газов. Явление перехода к турбулентности широко распространено на практике и часто реализуется в условиях работы широкого спектра аэродинамических устройств: крылья самолетов, воздухозаборники, сопла и т.д. Затягивание или, наоборот, стимулирование ЛТП способно существенно повысить эффективность их работы, совершенствовать эксплуатационные характеристики, одновременно повышая надежность и долговечность. Так, например, хорошо известно, что большая часть потерь на сопротивление современных летательных аппаратов вызвана силами трения в турбулентном пограничном слое на их аэродинамических поверхностях. В результате, одной из ключевых задач при проектировании современных летательных аппаратов является задача ламинаризации обтекания их аэродинамических элементов и предсказание положения ЛТП в соответствующих пограничных слоях.

Настоящая работа посвящена созданию пополняемой базы надежных экспериментальных данных пригодных для верификации современных программных пакетов предсказания положения ЛТП в пограничных слоях на стреловидных крыльях. В создаваемой базе будет содержаться исчерпывающая информация об условиях проведенных экспериментов: параметры экспериментальной модели (ее геометрия, установленный угол атаки к потоку, степень шероховатости рабочей поверхности и т.п.); скорость и степень турбулентности набегающего протока; параметры среднего течения около модели (его трехмерная структура, интегральные характеристики пограничного слоя и т.п.); а также информация о положениях ЛТП в широком диапазоне параметров задачи. В данный момент в базу вносятся результаты новых систематических экспериментов, проведенных с использованием оригинальной тепловизионной методики регистрации положения ЛТП.

Эксперименты были проведены в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН с использованием созданной высокоточной экспериментальной модели стреловидного крыла (профиль НАСА 67 1-215 (модифицированный), хорда 700 мм, угол скольжения 45°). Модель оснащена дренажом, который позволил провести измерения распределений давления на «верхней» и «нижней» рабочих поверхностях модели в широком диапазоне продольных хорды координат x_r . Основные измерения положения ЛТП проведены на двух сторонах модели для трех углов атаки крыла $\alpha = -5, 0$ и $+3$ град. в диапазоне скоростей на входе рабочей части трубы Q от 15 до 50 м/с. Исследования проведены для трех степеней турбулентности потока ϵ .

Характеристики среднего течения у рабочих поверхностей модели были тщательно задокументированы

с помощью дренажных и термоанемометрических измерений для каждого установленного угла атаки. Однониточным датчиком термоанемометра были измерены наборы нормальных стенке профилей средней скорости в широком диапазоне x_r . Линии тока на границе пограничного слоя были получены путем фиксации на различных x_r положений следов (дефектов скорости) за тонкими лесками, систематический набор которых был натянут на небольшом расстоянии вверх по потоку от модели перпендикулярно ее передней кромке. (Лески натягивались только в момент проведения указанной серии измерений.)

Во время основных экспериментов, положение ЛТП фиксировалось за счет применения высокочувствительной тепловизионной камеры FLIR SC7300. Перед проведением тепловизионной съемки, (в каждом из исследованных режимов) рабочая поверхность модели равномерно нагревалась примерно на 6°C относительно комнатной температуры. Нагрев осуществлялся при нулевой скорости потока с помощью специальной лампы (набора из 120 галогеновых ламп, расположенных на специальном каркасе), установленной в рабочую часть трубы параллельно нагреваемой поверхности. После нагрева лампа вынималась из рабочей части, производился запуск Т-324 с одновременной записью видеоизображения распределения температур на поверхности модели (термограммы) с частотой 50 Гц. Съемка осуществлялась через штатное окно рабочей части трубы, которое было затянуто прозрачной для теплового излучения мембраной. В результате, полученные термограммы включали все стадии формирования течения на рабочей поверхности модели с момента запуска трубы до установления заданной скорости потока и формирования четкой, статистически достоверной панорамы положений ЛТП вдоль размаха модели для каждого из исследованных режимов. (Теплосъем в турбулентной зоне обтекания модели в несколько раз мощнее, чем в области ламинарного течения.). Последующая компьютерная обработка, основанная на анализе производных по времени от пространственных распределений логарифмов температур поверхности, позволяет получить достоверные координаты начала, конца и протяженности ЛТП для каждого режима.

В проведенных экспериментах зафиксированы три основных сценария ЛТП на скользящем крыле, вызванных: (1) неустойчивостью Толлмина-Шлихтинга, (2) модами неустойчивости поперечного течения, а также (3) сценарий, в котором обе неустойчивости играют примерно одинаковую роль.

Работа по созданию базы выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (проект АААА-А19-119051590050-2).

УДК 536.25: 621.1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗВИТИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПЛОТНОСТЯХ ТЕПЛОвого ПОТОКА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКЕ

Бердников В.С.^{1,2}, Гришков В.А.¹, Михайлов А.В.², Шумилов Н.А.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Во многих технических и технологических системах содержатся полости, наполненные жидкостями или расплавами, в которых в режимах нагрева или охлаждения ограждающих стенок развивается нестационарная термогравитационная конвекция [1–4]. При наличии свободной поверхности жидкости в случае не полного заполнения объема полостей при боковом подогреве возникает тепловая гравитационно-капиллярная конвекция [3, 4]. Топливные баки авиационной и ракетной техники наиболее очевидные примеры таких систем [2–4]. Для всех этих систем характерны недостаточно полно изученные процессы сопряженного конвективного или сложного радиационно-конвективного теплообмена при нестационарных (переходных) и установившихся граничных условиях [3]. От особенностей теплообмена в такого рода переходных процессах зависит или качество получаемых изделий, как в случае монокристаллов, или ресурс эксплуатации, как в случае энергетического оборудования, авиационной и ракетной техники. Распределения температуры, градиентов температуры и термических напряжений в стенках и массивах, содержащих полости с жидкостями, зависят от локальных особенностей течения в пограничных слоях и нестационарного сопряженного конвективного теплообмена. Данные о переменных во времени полях градиентов температуры необходимы для расчетов термических напряжений.

В данной работе экспериментально исследована нестационарная тепловая гравитационно-капиллярная конвекция в прямоугольной полости при внезапном разогреве одной из вертикальных стенок электрическим током. Исследовано развитие во времени пространственной формы течений жидкости-имитатора авиационного топлива Т1, визуализированного частичками трассерами. Изучено развитие гидродинамического пограничного слоя на нагреваемой стенке и течения вдоль свободной поверхности слоя жидкости. Измерены профили вертикальной и горизонтальной компонент скорости в процессе развития пограничных слоев и течения в объеме жидкости. Развитие течения во всей полости и эволюция во времени нестационарного гидродинамического пограничного слоя на нагреваемой вертикальной стенке изучено с использованием цифровой видеосъемки и компьютерной обработки видео фильмов. С использованием современного тепловизора FLIR X650sc, который оснащен интерфейсами Gigabit Ethernet и Camera Link, для того чтобы была возможность контролировать и записывать тепловизионную съемку на персональный компьютер, исследована эволюция полей температуры на

свободной поверхности слоя жидкости и на изначально холодной тонкой металлической стенке, на которую натекает поток нагретой жидкости.

Особенности развития пространственной формы течения и нестационарного сопряженного конвективного теплообмена натекающего потока со стенкой существенно влияют на нестационарные поля температуры и градиентов температуры в тонкой металлической стенке. Максимальные градиенты температуры в стенке возникают после удара набегающего потока и на начальной стадии развития течения у холодной стенки. Эксперименты выполнены при дискретном наборе высот слоев жидкости – имитатора топлива (этилового спирта с числом Прандтля $Pr = 16$ при 20°C) $H = 80, 120, 160, 170$ мм. При каждой высоте слоя эксперименты проведены при плотностях теплового потока на нагреваемой стенке $P = 300, 620, 1390$ Вт/м². При каждом значении H и P эксперименты выполнены с открытой к окружающей среде свободной поверхностью слоя жидкости и закрытой оргстеклянной крышкой. В последнем случае над свободной поверхностью жидкости находился парогазовый слой. Основное внимание было обращено на исследования развития нестационарных пограничных слоев на разогреваемой стенке и эволюции полей температуры на тонкой металлической стенке при натекании на ее внутреннюю поверхность жидкости, нагретой на противоположной вертикальной стенке.

Список литературы:

1. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло-и массообмен. В 2-х книгах. М.: Мир. 1991.
2. Белов В.К., Белов В.В. Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термосиловом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2011. 491 с.
3. 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.
4. 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.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-08-00707 А).

УДК 533.6

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ПРИМЕНИМОСТИ К-Е МОДЕЛИ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ И МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА РЕЙНОЛЬДСОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ
УПРАВЛЕНИИ ПОВОРОТНО-ДИВЕРГЕНТНЫМ ПОТОКОМ**

**Кабардин И.К.¹, Яворский Н.И.¹, Меледин В.Г.¹, Правдина М.Х.¹, Гордиенко М.Р.¹, Езендеева Д.П.¹,
Какаулин С.В.¹, Кабардин А.К.¹, Усов Э.В.², Климонов И.А.²**

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

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

Проблема правильного управления потоком часто возникает в механике, в химии и катализе при оптимизации массопереноса. Эффективность работы различного рода реакторных установок 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 течения. При численном моделировании таких явлений требуется верификация и модернизация моделей турбулентности для адекватного описания течения.

В работе проведен анализ характеристик турбулентного течения в поворотно-дивергентном течении при управлении потоком управляющими лопатками с возможностью формирования различной интенсивности турбулентности набегающего потока. При диагностике распределения скорости и пульсационных характеристик скорости 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. Среда считается несжимаемой и изотермической. Для замыкания осредненных уравнений использованы полуэмпирические модели турбулентности: $k-\varepsilon$ [2] модель турбулентности и модель переноса Рейнольдсовых напряжений [3].

Верификация численного моделирования выполнена на основе измерений кинематических параметров методом лазерной доплеровской анемометрии. Она показала, что в отсутствии управляющих лопаток все модели турбулентности адекватно моделируют поворотно-дивергентное течение только до формирования отрывов потока и образования зон возвратного течения. При управлении потоком с привлечением поворачива-

ющих лопаток уменьшается образование зоны возвратного течения на повороте и профиль скорости в месте после поворота становится более равномерным.

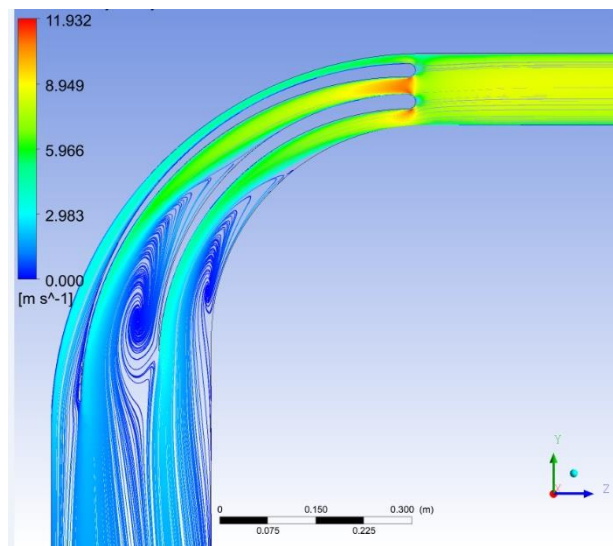


Рис. 1. Расчет линий тока (осевая компонента скорости) в поворотном устройстве на основе применения модели переноса Рейнольдсовых напряжений.

При расходе 250 н.м³/ч.

Сравнение результатов расчета и эксперимента показали, что модель переноса Рейнольдсовых напряжений более адекватно описывает течение чем К-е модель турбулентности.

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. 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.
3. Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries. Inc. La Canada. California. 1998.
4. 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 (АААА-А18-118051690120-2), исследование границ применимости моделей турбулентности выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 18-31-20036).

УДК 532.5

СЛОИ СМЕШЕНИЯ В СТРУЙНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ ХЕЛЕ – ШОУ

Ляпидевский В.Ю., Чесноков А.А.

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

Взаимодействие быстрых и медленных потоков при их слиянии приводит к появлению вихревых структур и образованию слоя смешения. Интерес к моделированию таких течений связан с геофизическими и техническими приложениями, в которых необходимо описать процессы перемешивания при слиянии потоков в открытых и закрытых каналах. Для широкого класса течений исследование сдвиговой неустойчивости можно проводить в рамках двумерной теории мелкой воды с учетом влияния донного трения. При этом характер течения и интенсивность перемешивания определяются взаимодействием вихрей, возникающих на нелинейной стадии развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, и турбулентным трением, обусловленным малой толщиной слоя жидкости. Следует отметить, что движение жидкости между двумя плоскостями с малым зазором между ними можно интерпретировать как течение в ячейке Хеле–Шоу с турбулентным законом трения на стенках. В монографии [1] предложен оригинальный метод построения одномерных моделей распространения нелинейных возмущений в сдвиговых течениях тонкого слоя жидкости. Метод основан на применении теории трехслойной мелкой воды с учетом турбулентного перемешивания в промежуточном слое.

В представленной работе рассматривается плоское турбулентное перемешивание в сдвиговом потоке идеальной однородной жидкости, заключенной между двумя близко расположенными непроницаемыми стенками. В рамках теории мелкой воды с учетом турбулентного трения и трехслойного представления течения предложены две одномерные модели, описывающие формирование и эволюцию слоя смешения. Построение первой модели основано на осреднении уравнений Рейнольдса при наличии дополнительного предположения о том, что касательное напряжение пропорционально удельной кинетической энергии пульсационного движения [1, 2]. Второй подход состоит в применении специальной процедуры осреднения уравнений мелкой воды для сдвиговых течений [3, 4]. Несмотря на различия в выводе этих моделей, они имеют сходную структуру, допускают единообразное представление и дают близкие результаты. Полученные уравнения движения позволяют определить осредненные границы области интенсивного перемешивания жидкости, а также скорости в слоях и удельную кинетическую энергию пульсационного движения. Построены и проанализированы стационарные решения моделей. Используя осредненные характеристики потока, полученные с помощью одномерных уравнений, получена гиперболическая система для определения профиля скорости и касательного напряжения Рейнольдса поперек слоя смешения.

Значительное внимание в данной работе уделяется верификации предложенных теоретических моделей. Выполнено сравнение с экспериментальными результатами эволюции турбулентных струйных течений в ячейке Хеле–Шоу, полученными в [5, 6] для потоков с числами Рейнольдса порядка $Re = 10^4$. Установлено, что предложенные одномерные модели дают достаточно точное описание средних границ области интенсивного перемешивания на расстояниях порядка 100–150 толщин от входного сечения канала. Причем расчеты согласуются с экспериментами как для случая относительно широких струй (ширина струи во входном сечении составляет порядка 10 толщин канала [5]), так и для случая, когда ширина струи имеет один и тот же порядок с толщиной ячейки Хеле–Шоу [6]. Профиль скорости и касательное напряжение Рейнольдса поперек стационарного слоя смешения определяются из решения предложенной полулинейной гиперболической модели. Численное решение строится стандартным методом с использованием модификации схемы Годунова. Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [7] о распределении профиля скорости и удельной кинетической энергии пульсационного движения жидкости в поперечном сечении слоя смешения. Подробное изложение результатов приведено в препринте [8].

Список литературы:

1. Ляпидевский В.Ю., Тешуков В.М. Математические модели распространения длинных волн в неоднородной жидкости, Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 420 с.
2. Liapidevskii V.Yu., Dutykh D. On the velocity of turbidity currents over moderate slopes // Fluid Dyn. Res. 2019. V. 51. 035501.
3. Тешуков В.М. Газодинамическая аналогия для вихревых течений со свободной границей // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 8–15.
4. Чесноков А.А., Ляпидевский В.Ю. Эволюция горизонтального слоя смешения в мелкой воде // ПМТФ. 2019. Т. 60, № 2. С. 207–219.
5. Shestakov M.V., Mullyadzhano R.I., Tokarev M.P., Markovich D.M. Modulation of large-scale meandering and three-dimensional flows in turbulent slot jets // J. Engin. Thermophys. 2016. V. 25. P. 159–165.
6. Landel J.R., Caulfield C.P., Woods A.W. Stream-wise dispersion and mixing in quasi-two-dimensional steady turbulent jets // J. Fluid Mech. 2012. V. 711. P. 212–258.
7. Shestakov M.V., Dulin V.M., Tokarev M.P., Sikovsky D.Ph., Markovich D.M. PIV study of large-scale flow organization in slot jets // Int. J. Heat Fluid Flow. 2015. V. 51. P. 335–352.
8. Chesnokov A.A., Liapidevskii V.Yu. Mixing layer and turbulent jet flow in a Hele–Shaw cell // arxiv.org/abs/2003.06589 (2020).

*Работа частично поддержана РФФИ
(код проекта 19-01-00498).*

УДК 532.526.3

УПРАВЛЕНИЕ РАЗВИТИЕМ СОБСТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА КРЫЛОВОМ ПРОФИЛЕ С ПОМОЩЬЮ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ОТСОСА ЧЕРЕЗ МЕЛКОПЕРФОРИРОВАННУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Грек Г.Р.¹, Катасонов М.М.¹, Козлов В.В.^{1,2}, Корнилов В.И.¹, Садовский И.А.¹

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Задача управления ламинарными течениями состоящая, главным образом, в затягивании вниз по потоку положения перехода пограничного слоя в турбулентное состояние на сегодняшний день, по-прежнему, является одной из ключевых. Существует множество факторов, таких как неровность и оребрение, кривизна, нагревание и охлаждение поверхности, отсос и вдув в пограничный слой, а также другие факторы, в той или иной степени влияющие на линейную устойчивость течения и переход к турбулентности [1–3]. К настоящему времени в рамках лабораторных исследований апробированы несколько способов управления ламинарным течением, основанные на отсосе пограничного слоя [4–13].

Целью настоящей работы является исследование воздействия проницаемой поверхности на собственные возмущения (волны Толлмина-Шлихтинга) как на линейной, так и на слабо нелинейной стадиях перехода к турбулентности на крыловом профиле.

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН при скорости набегающего потока $U_\infty = 10.5$ м/с, что соответствовало числу Рейнольдса по хорде крыла $Re_c = 0.35 \times 10^6$. Исследуемая модель представляет собой прямоугольный в плане крыловой профиль, составленный НАСА 0012 с относительной толщиной 0.12 и хордой $c = 0.501$ м и размахом 0.950 м. Для организации равномерного стационарного отсоса воздуха из пограничного слоя использовалась заделанная заподлицо с основной поверхностью мелкоперфорированная секция длиной 90 мм и размахом 400 мм, изготовленная по технологии 2-го поколения, то есть её обтекание эквивалентно обтеканию гидравлически гладкого аналога. Средняя (по площади) скорость отсасываемого воздуха, равная 0.2 м/с, а также средняя скорость U и пульсации скорости u' регистрировались термоанемометром постоянной температуры. Искусственное внешнее акустическое поле создавалось громкоговорителем, помещенным в рабочую часть аэродинамической трубы позади модели.

Впервые показано, что распределенный отсос через гидравлически гладкую мелкоперфорированную поверхность является эффективным средством затягивания положения перехода из ламинарного состояния в турбулентное на крыловом профиле. Данный способ управления позволяет снизить в 10 раз интенсивность естественных возмущений пограничного слоя, а при наложении искусственных возмущений интенсив-

ность волны уменьшается примерно в 20 раз. Установлено также, что распределенный отсос существенно влияет на среднее течение, вплоть до устранения отрыва пограничного слоя вблизи задней кромки крыла.

Список литературы:

1. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое // Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.
2. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгал А.В., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях // М.; Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, Институт компьютерных исследований, 2005. 304 с.
3. Schubauer G.B., Skramsted H.K. Laminar boundary layer oscillation and stability of laminar flow // NASA Rep.1948. № 909.
4. Струминский В.В., Лебедев Ю.Б., Фомичев В.М. Влияние градиента температуры вдоль поверхности на протяженность ламинарного пограничного слоя газа // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 4. С. 813–816.
5. Dovgal A.V., Levchenko V.Y., Timofeev V.A. Boundary layer control by a local heating of the wall // Laminar-Turbulent Transition / Ed. by D. Arnal, R. Michel. B.:Springer-Verlag, 1990. IUTAM Symposium. P. 113–121.
6. Grek G.R., Kozlov V.V., Titarenko S.V. An experimental study on the influence of riblets on transition // J. Fluid Mech. 1996. V. 315. P. 31–49.
7. Luchini P. Asymptotic analysis of laminar boundary layer flow over finely grooved surfaces // Eur. J. Mech. B/Fluids. 1995. V. 14. № 2. P. 169–195.
8. Arnal D., Juillen J.C., Reneaux J., Gasparian G. Effect of wall suction on leading edge contamination // Aerosp. Sci. Technol. 1997. V. 8. P. 505–517.
9. Abegg C., Bippes H., Janke E. Stabilization of boundary-layer flows subject to crossflow instability with the aid of suction // Laminar-Turbulent Transition / Ed. by H.F. Fasel, W.S. Saric. Berlin: Springer-Verlag, 2000. IUTAM Symposium. P. 607–612.
10. Abu-Ghanamm B. J., Shaw R. Natural transition of boundary layers – the effects of turbulence, pressure gradient, and flow history // J. Mech. Eng. Sci. 1980. V. 22. P. 213–228.
11. Козлов В.В., Левченко В.Я., Щербаков В.А. Развитие возмущений в пограничном слое при щелевом отсасывании // Учен. Зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 2. С. 99–105.
12. Бойко А.В., Козлов В.В., Сызранцев В.В., Щербаков В.А. Активное управление вторичной неустойчивостью в трехмерном пограничном слое // Теплофизика и Аэромеханика. 1999. Т. 6. № 2. С. 181–192.
13. Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Чернорай В.Г., Грек Г.Р., Лефдаль Л.Л. Управление неустойчивостью поперечного течения скользящего крыла с помощью отсоса // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10. № 4. С. 559–567.

Работа частично выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610128-8) и при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах, соглашение № 075-15-2019-1923.

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ ТРУБЫ НА ТЕПЛОБМЕН В ОТРЫВНОЙ ОБЛАСТИ

Богатко Т.В., Терехов В.И.

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

В данной работе приведены результаты численного исследования влияния степени расширения на динамические и тепловые характеристики потока. Степень расширения канала $ER = (D_2/D_1)^2$ варьировалась в диапазоне $ER = 1.085 \div 4$. Геометрия расчётной области представлена на рис. 1.

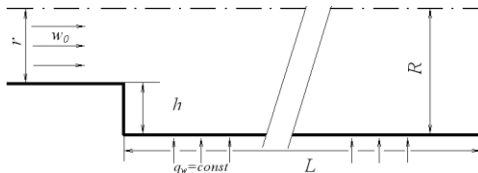


Рис. 1. Геометрия расчётной области.

Диаметр входной трубы – $d = 120$ мм, диаметр канала после расширения D изменялся от 125 мм до 240 мм, длина трубы после расширения равнялась 1600 мм, что было не вполне достаточно для стабилизации возмущённого течения, особенно для больших высот ступени. Число Рейнольдса изменялось в диапазоне $Re_d = u \cdot d/\nu = 6,7 \cdot 10^3 \div 1,3 \cdot 10^5$.

Для расчёта выбрана модель турбулентности k- ω SST, как наиболее приемлемая из реализованных в ANSYS FLUENT, для расчёта турбулентных отрывных течений.

Сравнение расчетных результатов о длине отрывной зоны x_r/h с экспериментальными данными работ [1-4] показано на рис. 2. С увеличением степени расширения наблюдается существенное возрастание длины рециркуляционной зоны за счет роста разрежения в этой области. Протяжённость зоны возвратных течений составляет от 5 до 11 калибров. В области малых расширений наблюдается согласие расчета с экспериментом, а при больших расширениях расчет дает завышенные значения x_r/h , что требует дальнейшего изучения.

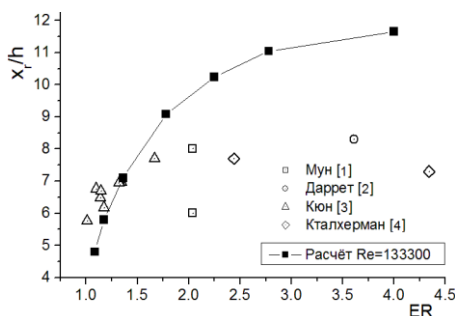


Рис. 2. Относительная длина рециркуляционной зоны.

Рассмотрена эволюция кинетической энергии турбулентности по сечению трубы. Показано, что турбулентная энергия сконцентрирована на границе взаимодействия рециркуляционной зоны и свободного сдвигового слоя. Максимальное значение турбулентности достигается в центре отрывного пузыря. Затем,

происходит стабилизация течения и профили турбулентной кинетической энергии выравниваются.

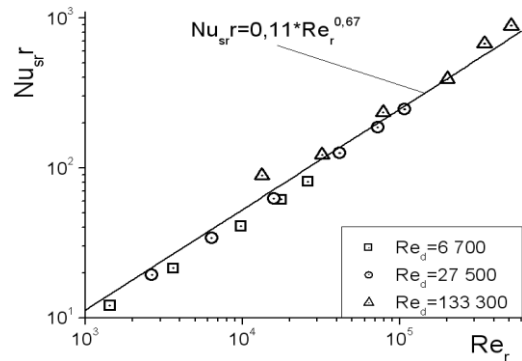


Рис. 3. Обобщение данных для средних значений числа Нуссельта.

Расчеты показали, что интенсивность теплообмена существенно снижается по мере увеличения степени расширения. Однако средние значения числа Нуссельта на участке от места расширения потока до точки его присоединения в широком диапазоне чисел Рейнольдса хорошо обобщаются между собой зависимостью (рис.3)

$$Nu_{sr} = 0.11 \cdot Re_r^{0.67}$$

если критерии Nu_{sr} и Re_r рассчитывать по длине отрывной зоны.

Таким образом, в работе установлено, что увеличение параметра расширения ER приводит к подавлению теплообменных процессов, а координаты точек присоединения и Nu_{max} сдвигаются вниз по потоку. Представлена корреляционная формула, которая позволит рассчитывать характеристики отрывного течения с различной степенью расширения канала.

Список литературы:

1. Мун, Рудингер. Распределение скорости в канале круглого сечения с внезапным расширением // Теплопередача, 1977, № 1, С. 326–331.
2. Даррет, Стивенсон, Томпсон. Измерения с помощью ЛДИС радиальной и продольной составляющих скорости в осесимметричном турбулентном потоке воздуха за внезапным расширением сечения трубы // Современное машиностроение, 1989 г, серия А, № 7, С. 1–7.
3. Кюн Д.М. Влияние положительного градиента давления на характеристики присоединяющегося течения несжимаемой жидкости над уступом // РТК, 1980, Т. 18, № 4, С. 268–269.
4. Ктальхерман М.Г. Исследование турбулентных отрывных течений в канале. Дисс. к.т.н., Новосибирск, 1970.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-17-117030310010-9) и проекта РФФИ №18-08-00477.

УДК 534.24

К ПРИМЕНЕНИЮ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРУБ С ВНУТРЕННИМ СПИРАЛЬНЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Скрышник А.Н., Попов И.А.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ», 420111, Россия, Казань, К. Маркса 10

Трубы с внутренним спиральным оребрением являются перспективным способом повышения тепловой и теплогидравлической эффективности труб теплообменных аппаратов [1–2]. Проектирование теплообменных аппаратов, с применение таких труб, предполагает использование расчётных зависимостей, позволяющих определить теплогидравлические характеристики теплообменных каналов, в зависимости от режимных и геометрических параметров.

Представленные автором обобщающие зависимости [3] позволяют с доверительной вероятностью $P=0.95$ выполнить расчет величин гидравлического сопротивления и средней теплоотдачи труб с внутренним спиральным оребрением со средним отклонением $\pm 30\%$ от эмпирических значений, представленных в базе данных.

Представленные в научной литературе работы, позволяют отметить перспективы применения искусственных нейронных сетей для регрессионного анализа данных. В рамках данной работы разработаны модели искусственной нейронной сети на основе применения библиотек Keras и Tensor flow, при написании программного кода на языке python 3.0, позволяющие учесть взаимовлияние и нелинейный характер воздействия параметров на выходную величину.

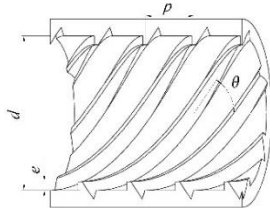


Рис. 1 Геометрические характеристики теплообменных труб с внутренним спиральным оребрением: θ — угол спирального оребрения $[\circ]$; e — высота выступа, м; p — осевой шаг между выступами; d_i — внутренний диаметр трубы, м; d_o — внешний диаметр трубы, м.

В качестве влияющих параметров, на основе критического анализа научных работ посвященных анализу структуры потока в трубах с внутренним спиральным оребрением, были выбраны: величина числа Рейнольдса – Re ; величина числа Прандтля – Pr ; относительный осевой шаг между выступами – p/d ; относительная высота выступов – e/d ; относительное расстояние между выступами – p/e ; число заходов спирального оребрения – N .

Геометрические параметры труб с внутренним спиральным оребрением представлены на рис. 1.

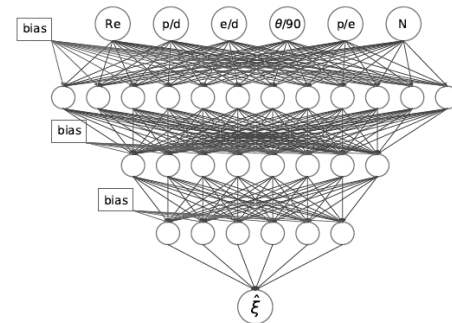


Рис. 2. Схема нейронной сети для расчета коэффициента гидравлического сопротивления

Итоговая модель искусственной нейронной сети для расчета значений коэффициентов гидравлического сопротивления ξ , и величины среднего коэффициента теплоотдачи Nu труб с внутренним спиральным оребрением состояла из входного, выходного и трех скрытых слоев нейронной сети: первый скрытый слой состоял из 12, второй из 8 и третий из 6 нейронов (Рис.2). Из каждого нейрона предыдущего слоя информация передавалась в каждый нейрон следующего слоя. Обучение производилось последовательным вводом массива из 10 случайных значений выборки в течение 500 обучающих поколений. Полученная программа позволила выполнить расчет теплогидравлических характеристик труб с внутренним спиральным оребрением со средним отклонением от экспериментальных данных $\pm 20\%$, что значительно повышает предсказательную точность, по сравнению с зависимостями, полученными посредством регрессионного анализа.

Список литературы:

1. Интенсификация теплообмена. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования / Ю. Ф. Гортышов, И. А. Попов, В. В. Олимпиев и др. // Издательство «Центр инновационных технологий», Казань, 2009. 530 с. 2009.
2. Эффективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок / А.И. Леонтьев, Ю.Ф. Гортышов, В.В. Олимпиев, И.А. Попов // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2005. № 1. С. 75–91.
3. Skrypnik A. N., Popov I. A., Schelchkov A. V. Generalized correlations for predicting heat transfer and friction factor of turbulent flow in tubes with inner helical ribs // Journal of Physics: Conference Series / IOP Publishing. — Vol. 1382. — 2019. — P. 012032.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 19-38-90077.

УДК 533.17, 532.517.4, 53.082.56, 532.574.7

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА ЗА ГИДРОТУРБИНОЙ ФРЭНСИСА

Палкин Е.В., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И.

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

Радиально-осевые турбины или турбины Френсиса относятся к наиболее распространенным в мире типам турбин, которые могут эксплуатироваться при частичных и форсированных нагрузках генератора. Однако, в таких режимах работы в проточной части гидротурбины могут возникать нестационарные режимы течения, которые в самом неблагоприятном случае угрожают безопасности работы всей гидроэлектростанции. Одной из наиболее опасных гидродинамических неустойчивостей является прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ) или «вихревой жгут» [1]. ПВЯ можно представить как когерентную вихревую структуру, которая возникает за телом обтекания турбины в форме спирали, ориентированной вдоль осевого направления расширяющейся конической проточной части гидротурбины.

В данной работе мы исследуем динамику закрученного течения в модельном потоке за гидротурбиной Френсиса. Численные эксперименты полностью соответствуют геометрии и режимам, реализованным на лабораторной установке, расположенной в Институте теплофизики СО РАН [2]. Вихреразрешающее численное моделирование проведено при помощи открытого пакета OpenFOAM. Расчетная сетка составлена из гексагональных элементов с небольшим количеством призматических. На Рис. 1 показана часть расчетной геометрии, генерирующая закрученный поток за гидротурбиной Френсиса. В докладе будут представлены результаты, включающие анализ сред-

них и мгновенных распределений скорости и давления, а также интенсивности их пульсаций. Особый акцент будет сделан на роли прецессирующего вихревого ядра.

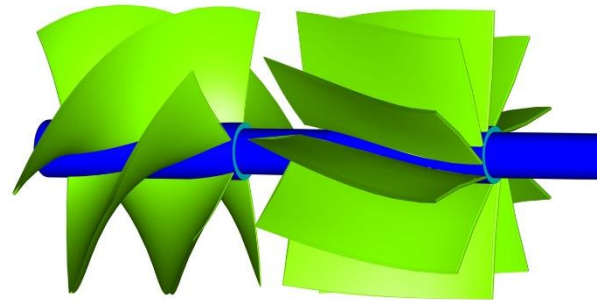


Рис. 1. Часть расчетной геометрии, которая генерирует закрученный поток за гидротурбиной Френсиса.

Список литературы:

1. Gallaire F., Ruith M., Meiburg E., Chomaz J.M., Huerre P. Spiral vortex breakdown as a global mode. *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 549, pp. 71-80, 2006.
2. Litvinov I., Shtork S., Gorelikov E., Mitryakov A., Hanjalic K. Unsteady regimes and pressure pulsations in draft tube of a model hydro turbine in a range of off-design conditions. *Experimental Thermal and Fluid Science*. Vol. 91, pp. 410-422, 2018.

Работа выполнена при поддержке РФФИ
(грант № 20-58-12012).

УДК 551.55

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИЗГИБА РЕКИ НА ДИНАМИКУ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Бобров М.С.

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

Реки способны оказывать значительный эффект на динамику атмосферного пограничного слоя (АПС). Как известно, реки являются источниками плавучести и влаги в ночное время, за счет высокой теплоемкости воды, в то же время, днем они способны оказывать стабилизирующий эффект на АПС. Помимо этого, важное влияние имеет течение реки [1], которое приводит к образованию горизонтальных циркуляций вблизи реки. Для идеализированной прямой реки в ночных условиях наблюдалось увеличение скорости прорастания слоя инверсии при учете ее течения. Однако влияние изгиба реки на АПС изучено недостаточно. В данной работе в качестве объекта исследования была выбрана река Енисей, так как она оказывает большое влияние на АПС вблизи г. Красноярска.

Моделирование проводилось методом крупных вихрей (LES) с использованием пакета с открытым исходным кодом для моделирования атмосферных потоков MicroHH 1.0 (www.microhh.org) [2], со схемами четвертого порядка для пространственной дискретизации и компактной схемой Рунге - Кутты третьего порядка во времени. Код был ранее проверен на нескольких атмосферных случаях [2] и показал, что он обеспечивает разумное согласие с экспериментальными данными.

Размер расчетной области составлял $10 \times 10 \times 1$ км (в направлениях x , y и z соответственно) с сеткой из ~ 1 миллиарда узлов. Условия устойчивой стратификации с амплитудой инверсии $2^\circ\text{C}/\text{км}$ были заданы в качестве исходного температурного профиля. Поле скоростей в реке было получено из дополнительных двумерных расчетов. Средняя амплитуда скорости в реке составляла 1.5 м/с.

Моделирование начиналось с ночных условий, когда температура реки на 5°C выше, чем температура окружающей среды. Восходящий поток начинает развиваться над поверхностью реки, локально поднимая слой инверсии. Затем воздух начинает распространяться по горизонтали, создавая циркуляции на малых высотах вокруг реки. Затем, когда земля постепенно нагревается, меняется структура потока. Вокруг реки начинают появляться конвективные ячейки. Наиболее заметное изменение появляется над точкой максимальной кривизны изгиба реки. В этот момент направление горизонтального потока изменяется, создавая струеобразное течение в верхней части слоя смешения. Через эту струю воздух переносится с одного берега реки на другой. В предыдущих исследованиях [1] было установлено, что прямолинейное течение реки локально усиливает скорость роста слоя инверсии из-за взаимодействия горизонтального сдвига с вертикальными восходящими потоками, вызванными плавучестью. В нашем случае этот эффект еще более усиливается появлением описанного выше поперечного потока.

Формирование струи приводит к разнице между высотой инверсии над одним берегом реки и другим, которая наблюдается на расстоянии до нескольких километров от реки. Из-за взаимодействия циркуляций на противоположных берегах воздух в струе дополнительно ускоряется вверх, компенсируя отрицательный эффект плавучести от слоя инверсии. Точка максимальной высоты струи находится на расстоянии около 2 радиусов кривизны от точки максимального изгиба реки.

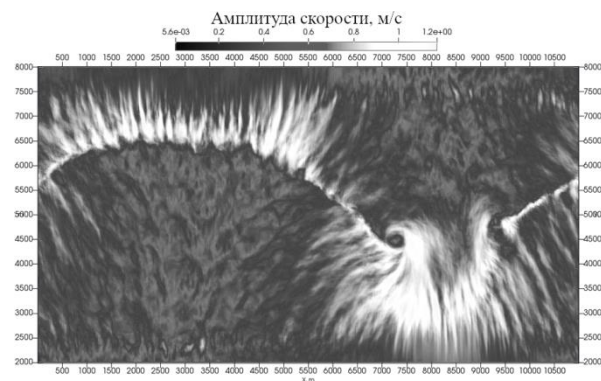


Рис. 1. Поле скорости в горизонтальном сечении на высоте 50 м, осредненное по интервалу времени 10:30–11:30.

Эффект образования струи наиболее выражен в первой половине дня и сопровождается появлением крупномасштабных вертикальных вихрей по бокам струи. Наблюдаемые вихри хорошо видны в осредненном по времени распределении скоростей (см. рис. 1). Горизонтальный масштаб вихрей составляет около 150 м, а период обращения составляет около 14 мин. Время жизни вихря порядка 1,5 часов. Максимальная скорость в вихре находится на его периферии, что указывает на большие размеры вихревого ядра. В случае, когда имеется несколько последовательных изгибов с чередующимися знаками кривизны, наиболее устойчивые вихри образуются в точках нулевой кривизны. Эти большие вихри могут накапливать значительные количества энергии и в последствии двигаться в виде вихревых пар с самоиндуцированной скоростью.

Список литературы:

1. Hrebtov, M. Yu, et al. Numerical investigation of the influence of river flow on the atmospheric boundary layer under stably stratified conditions. *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1105. No. 1. IOP Publishing, 2018.
2. van Heerwaarden, Chiel, et al. MicroHH 1.0: a computational fluid dynamics code for direct numerical simulation and large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flows. *Geoscientific Model Development* 10 (2017): 3145–3165.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-45-543010.

УДК 621.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООТДАЧИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Миронов А.А., Скрыпник А.Н., Попов И.А.

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

Сегодня основное направление исследований интенсификации теплообмена – поиск рациональных форм интенсификаторов. Работы по поиску формы [1], обеспечивающей сопоставимый прирост теплоотдачи по сравнению с гидросопротивлением, вызывают огромный интерес в первую очередь у производителей теплообменного оборудования.

Использование численного эксперимента позволило детально оценить влияние различных режимных и конструктивных параметров и выявить рациональные с точки зрения теплогидравлической эффективности. Однако для данных работ требуется верификация полученных результатов.

Рекомендуется выемки выполнять овально-траншейной и овально-дуговой формы [2, 3]. Выемка должна иметь относительно большое удлинение ($l/b=4,7-5,78$ или $l_k/b=5,57-6,78$) и относительную глубину $h/b=0,34-0,37$.

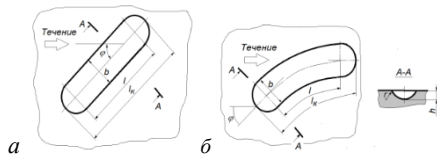


Рис. 1. Схема овально-траншейной (а) и овально-дуговой (б) выемки: l – длина цилиндрической части выемки, мм; l_k – длина выемки, мм; h – глубина, мм; b – ширина выемки, мм; r – радиус скругления кромок выемки, мм; φ – угол натекания потока на выемки, градусы.

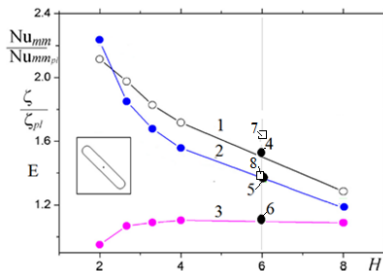


Рис. 2. Зависимость относительной теплоотдачи $Nu/Nu_{ст1}$ (1), относительного прироста гидравлического сопротивления $\zeta/\zeta_{ст1}$ (2) и теплогидравлической эффективности $E=(Nu/Nu_{ст1})/(\zeta/\zeta_{ст1})$ (3) по длине периодической секции с овально-траншейными выемками от относительного шага нанесения выемок H . Точки 4, 5, 6 – относительная теплоотдача, прирост гидравлического сопротивления и теплогидравлическая эффективность, полученная в ходе эксперимента. Точки 7, 8 – относительная теплоотдача и прирост гидравлического сопротивления, полученные с использованием модели нейронной сети.

В [4–9] проведен комплекс численных исследований турбулентного обтекания водой овально-траншейных выемок в узком канале при фиксированном значении числа Рейнольдса $Re=10^4$ в широком диапазоне определяющих геометрических параметров вих-

регенераторов – углов натекания потока $\varphi=1-89^\circ$, относительной глубины выемки h в пределах от $\Delta=h/h_k=0,0625$ до $0,375$ (h_k – высота канала), относительного шага размещения выемок $N=2h_k$ до $8h_k$, относительной длины выемок $l/b=1$ до 7 .

Верификация полученных численных данных проведена по результатам экспериментального исследования. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по интегральным характеристикам показывает, что удовлетворительное согласование данных по теплоотдаче, гидросопротивлению и теплогидравлической эффективности – отклонение не превысило 1% (рис.2).

Использование модели нейронной сети для расчета величин трения и теплоотдачи показало хорошее прогнозирование – отклонение рассчитанного значения коэффициента гидравлического сопротивления составило для тестовой выборки - не более 2%, а для коэффициента теплоотдачи – не более 9% (рис.2).

Список литературы:

- Rashidi S., Hormozi F., Sunden B., Mahia O. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology – A review on mechanisms and applications. Applied Energy. Vol. 250. 2019. P.1491–1547.
- Патент на изобретение № 2 684 303. Теплообменная поверхность / Опубликовано: 05.04.2019 Бюл. № 10. Приоритет 13.06.2018.
- Патент на изобретение № 2 716 958. Теплообменная поверхность / Опубликовано: 17.03.2020 Бюл. № 8. Приоритет 26.07.2019.
- Isaev S., Leontiev A., Chudnovsky Y., Popov I. Vortex heat transfer enhancement in narrow channels with a single oval-trench dimple oriented at different angles to the flow // J. Enhanced Heat Transfer. 2018. Vol. 25, No. 6. P. 579–604.
- Исаев С.А., Баранов П.А., Леонтьев А.И., Попов И.А. Интенсификация ламинарного течения в узком микроканале с однорядными наклонными овально-траншейными лунками // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, вып. 9. С. 73–80.
- Isaev S.A., Leontiev A.I., Milman O.O., Popov I.A., Sudakov A.G. Influence of the depth of single-row oval-trench dimples inclined to laminar air flow on heat transfer enhancement in a narrow micro-channel // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 134. P. 338–358.
- Исаев С. А., Грицкевич М. С., Леонтьев А. И., Попов И. А., Судачков А. Г. Аномальная интенсификация турбулентного отрывного течения в наклонных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // Теплофизика высоких температур, 2019, том 57, № 5, с. 797–800.
- Исаев С.А., Грицкевич М.С., Леонтьев А.И., Мильман О.О., Никущенко Д.В. Ускорение турбулентного потока в узком облученном канале и интенсификация отрывного течения при уплотнении однорядных наклонных овально-траншейных лунок на стенке // Теплофизика и аэромеханика, 2019, том 26, № 5. С.697-702.
- Isaev S.A., Gritkevich M.S., Leontiev A.I., Milman O.O., Nikushchenko D.V. NT Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.145, 2019. 118737.

Научные исследования проводились при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках исполнения обязательств по выполнению обязательств по Соглашению 075-03-2020-051-3 от 09.06.2020.

УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БИСТАБИЛЬНОГО РЕЖИМА КОЛЬЦЕВОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ

Терехов В.В., Терехов В.И.

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

Импактные струи имеют широчайшее применение в технических приложениях как один из способов добиться высокой конвективной теплоотдачи от поверхности к турбулентному потоку охладителя. Использование систем импактных струй, в свою очередь, позволяет управлять распределением теплоотдачи на поверхности. Альтернативный пассивный способ управления теплоотдачей – использование различных геометрических форм сопел для подачи струи охладителя. Одним из перспективных направлений является использование кольцевого сопла [1, 2].

Геометрические и расходные параметры, при которых может формироваться два и более стабильных режимов течения, наблюдались в импактных струях ранее в ряде работ, в частности [3-5]. Важно подчеркнуть, что в бистабильных режимах картина течения определяется не только граничными условиями задачи, но и предысторией развития течения. Структура потока в различных режимах может кардинально отличаться и, переходя от одного режима к другому, можно добиваться существенной интенсификации теплообмена. Так, в рассмотренной в [3] конфигурации отличие по интегральному коэффициенту теплоотдачи между бистабильными режимами достигало 32%.

Целью настоящей работы была оценка возможностей численного моделирования методами URANS и LES импактных струй в условиях бистабильности. В докладе представлены результаты численного моделирования кольцевой импактной струи в условиях эксперимента [3].

Численное моделирование было выполнено с помощью кода, разработанного авторами. В нем реализовано интегрирование уравнений Навье-Стокса с четвертым порядком точности по пространству и вторым по времени. С использованием подхода URANS и SST $k-\omega$ модели турбулентности было проведено моделирование в двумерной осесимметричной постановке, выбраны оптимальные вычислительные сетки и спрогнозированы сетки для моделирования методом LES.

Особое внимание было уделено граничным и начальным условиям, которые позволили получить принципиально разные квазистационарные состояния кольцевой импактной струи. Так, в качестве начального условия использовалось полностью неподвижная среда. Граничные условия в вариантах «А» и «В» отличались тем, что вектор скорости выходе из сопла помимо осевой компоненты содержал еще и радиальную компоненту, отрицательную для «А» и положительную для «В». Радиальная компонента затухала со временем, так, что выход на квазистационарное состояние наблюдался существенно позже ее полного затухания.

На рис. 1 представлены распределения средней осевой скорости в режимах «А» и «В».

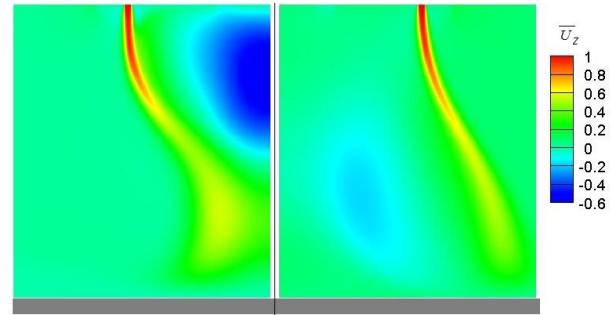


Рис 1. Распределение средней скорости в кольцевой импактной струе. $Re=5000$, $H/D_0=1$, $D_i/D_0=0.947$. Показаны левая и правая относительно оси полуплоскости для режимов «А» и «В», соответственно.

Можно видеть, что режим «А» характеризуется наличием мощной зоны возвратных токов с низким давлением, расположенной вблизи сопла. При этом кольцевая форма струи быстро изменяется путем смыкания ее краев к оси симметрии. Очевидно, что в таком режиме максимум теплоотдачи будет расположен в области близкой к оси. В режиме «В» ситуация практически прямо противоположная. Кольцо струи, по мере ее развития, наоборот расширяется, что больше характерно для свободных струй. Это обусловлено образованием гораздо более слабой и протяженной рециркуляционной зоны. В этом случае следует ожидать максимума теплоотдачи на существенном удалении от центра.

Указанные выше результаты и сделанные по ним выводы качественно подтверждаются результатами эксперимента работы [3].

Список литературы:

1. Kalinina S.V., Terekhov V.I., Sharov K.A. An experimental investigation of flow structure and heat transfer in an impinging annular jet, *Int. Comm. Heat Mass Trans.*, 2015, v. 79, 89–97.
2. Мазур А.И., Юшина Л.Е. Теплообмен в импактной кольцевой струе // *Пром. теплотехника*. 1980, т. 2, № 2, 35–38.
3. Travnicek Z., Tesar V. Hysteresis in annular impinging jets // *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2013, v. 44, 565–570.
4. Maki H., Yabe A., Heat transfer by the annular impinging jet, *Exp. Heat Trans.* 2, 1989, 1–12.
5. Спотарь С.Ю., Терехов В.И. Два спонтанно меняющихся режима течения вихря над плоскостью, *ПМТФ*, 1987, № 2, 68–70.

Исследования выполнены за счет средств гранта РФФИ 18-08-00986.

УДК 502.22:911.3745.227

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТРОВЫХ ПОТОКОВ В ЗОНАХ ЖИЛОЙ ЗАСТРОЙКИ И ОЦЕНКА ИХ ВЛИЯНИЯ НА ПЕШЕХОДНУЮ КОМФОРТНОСТЬ

Мешкова В.Д.¹, Дектерев А.А.^{1,2} Филимонов С.А.^{1,2} Литвинцев К.Ю.^{1,2} Гаврилов А.А.^{1,2}

¹ Сибирский Федеральный университет

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Моделирование с использованием RANS моделей турбулентности стало наиболее популярным для изучения ветра, с точки зрения, комфортного пребывания в городской среде. Как правило, математическое моделирование применяется: для фундаментальных исследований, путем проведения расчетов для простых, имеющих общую конфигурацию зданий, чтобы получить представления о поведении потока; для параметрических исследований; для прикладных исследований, которые позволяют получать информацию о ветровых условиях в окружающей среде в конкретных и более сложных тематических исследованиях.

Настоящая работа посвящена исследованию аэродинамического переноса примеси (взвешенных веществ 50 и 100 мкм) от дорожной пыли и оценке пешеходной комфортности в реальной городской застройке г. Красноярска. Авторами разработана нестационарная микромасштабная модель, на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений гидродинамики и дифференциальных моделей турбулентности.

Реализация математической модели выполнена в программном комплексе SigmaFlow [1]. Рассматривалось турбулентное изотермическое течение воздуха в окрестности зданий, представляющих собой систему плохо обтекаемых тел с учетом однородности подстилающей поверхности. Для расчета использовалась неструктурированная гексагональная сетка, построенная методом остере с использованием инструмента SigmaMesh3D [2]. Использовалась SST k- ω модель турбулентности [3].

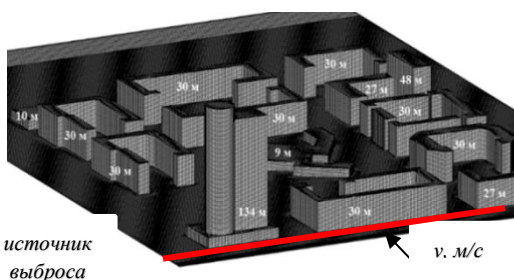


Рис. 1. Геометрия моделируемого участка с расчетной сеткой.

В рассматриваемом районе имеется высотное здание (рис.1), согласно EN1991-1-4:2005, зона влияния данного здания на ближайшие составляет 65 м [4]. Определение средней скорости и интенсивности турбулентных потоков производится на высоте 2 м, в зоне пребывания людей. Характерная картина течений ветровых потоков позволяет нам увидеть, что в теневых зонах зданий образуются многочисленные рециркуляционные зоны, происходит интенсивное снижение скорости до критических значений 0-1 м/с, которые приводят к снижению способности процесса рассеивания и выноса загрязняющих веществ за пределы застройки; происходит процесс

формирования зон застоя. Рядом с высотным зданием происходит сдавливание турбулентного потока, что, в свою очередь, приводит к увеличению скорости до дискомфортных значений для человека, около 7–9 м/с.

Исследование поведения примеси в застройке выполнялось путем равномерного запуска частиц разного размера в месте расположения источника, с последующим отслеживанием их движения в течение часового физического времени. Результаты моделирования показали, что крупномасштабные структуры течения оказывают сильное влияние на движение частиц. В вертикальном направлении, чем легче частица, тем лучше происходит процесс рассеивания вверх по течению, и выноса над застройкой. В случае, когда частицы тяжелее происходит их осаждение в теневых и рециркуляционных зонах, что приводит к накоплению и, в конечном счете, формированию неблагоприятных условий для человека (рис. 2).

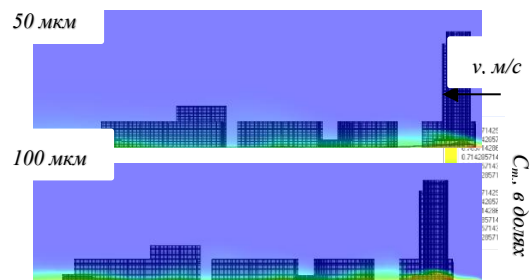


Рис. 2. Модель поведения примеси в потоке.

Максимальная концентрация примеси наблюдается вдоль источника выброса, также наблюдается локальный максимум в районе вторичных вращательных движений воздушных масс вниз по потоку рядом с малоэтажным зданием. Предложенная модель позволяет подробно рассмотреть механизмы формирования пешеходной комфортности и условия возникновения неблагоприятных ситуаций на территории застройки.

Список литературы:

1. Дектерев А.А. и др. Использование программы SigmaFlow для численного исследования технологических объектов // Вычислительные технологии. 2003. Vol. 8, № 1. С. 250-255.
2. Litvintsev K.Y., Finnikov K.A., Kharlamov E.B. Features of a mathematical model of heat transfer in a vacuum resistance furnace // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 891. p. 6.
3. Гувернюк С.В. и др. Численное и физические моделирование ветрового воздействия на группу высотных зданий // Вестник МГСУ. 2011. 2011. Т. 1, № 3. С. 185-191
4. Еврокод 1 (EN 1991-1-4:2005). Воздействия на конструкции. Часть 1-4. Общие воздействия. Ветровые воздействия. Технический кодекс установившейся практики. – Минск.: Минстройархитектура, 2010. – 117 с.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-31-90096.

УДК 532.526.3

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРЕХМЕРНОГО ЭЛЕМЕНТА ШЕРОХОВАТОСТИ НА ТЕЧЕНИЕ НА ТРАПЕЦИЕВИДНОМ ЛЕТАЮЩЕМ КРЫЛЕ

Павленко А.М., Каприлевская В.С., Козлов В.В.

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

Актуальность исследования течения на модели трапециевидного летающего крыла обусловлена широким распространением данной формы крыла в военной и гражданской авиации. Помимо этого, в данной области содержится малое количество работ, рассматривающих влияние элемента шероховатости на течение, формирующееся на летающем крыле. Исследования, проведенные на модели скользящего крыла [1, 2] продемонстрировали влияние элементов шероховатости на течение, а также взаимодействие двух различных типов шероховатости друг на друга. Целью данной работы является исследование действия уединенного трехмерного элемента шероховатости на течение, формирующееся на поверхности трапециевидного летающего крыла при натуральных числах Рейнольдса.

Эксперимент проведен в рабочей части дозвуковой аэродинамической трубы замкнутого типа АТ-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Степень турбулентности набегающего потока для данной трубы меньше 0,04%. Измерения проводились в диапазоне скоростей набегающего потока от 7,2 до 20 м/с.

Экспериментальные исследования проводились на модели летающего крыла трапециевидной формы. Размах крыла составил 750 мм, хорда по среднему сечению 500 мм (см. рис. 1). Крыло было установлено под углом атаки -5° для реализации благоприятного градиента давления на исследуемой наветренной стороне крыла.

Стационарные возмущения вводились в поток с помощью уединенного цилиндрического трехмерного элемента шероховатости, установленного на расстоянии 6 мм от передней кромки. Выбор данного местоположения обусловлен нахождением на данном расстоянии области максимальной восприимчивости течения к введенным возмущениям, которая была определена в ходе эксперимента. Высота элемента шероховатости составила 0,98 мм, диаметр 1,6 мм.

Эксперимент включал в себя получение картин визуализации с помощью методики жидкокристаллической термографии. Также с помощью термоанемометрии были получены количественные данные.

Жидкокристаллическая термография дала представление о структуре течения в отсутствие и при наличии трехмерного элемента шероховатости. В первом случае происходит формирование продольных структур на передней кромке летающего крыла. Во втором случае (см. рис. 2) при установке трехмерного элемента шероховатости в область максимальной восприимчивости происходит формирование отчетливой уединенной продольной структуры, которая вниз по течению принимает S-образную форму.

Термоанемометрические измерения осуществлялись с помощью однниточного датчика, нить которого выполнена из вольфрама толщиной 5 мкм. Дан-

ные измерения позволили увидеть внутреннюю структуру продольного возмущения, а также получить спектры пульсации скорости при наличии и в отсутствие трехмерного элемента шероховатости на передней кромке крыла.

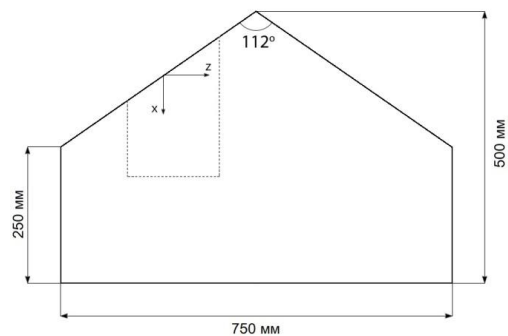


Рис. 1 Параметры летающего крыла и область измерений

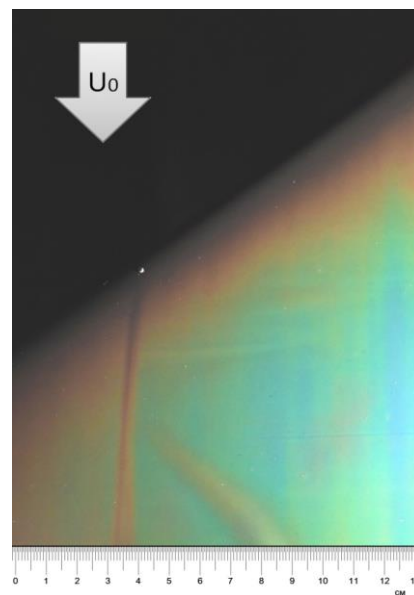


Рис. 2 Уединенный трехмерный элемент шероховатости на передней кромке крыла

Список литературы

1. Толкачев С. Н., Горев В. Н., Козлов В. В. Исследование возникновения и развития стационарных и вторичных возмущений в области благоприятного градиента давления на скользящем крыле / Вестник НГУ, Серия: Физика. 2013, Т.8, вып. 2
2. Толкачев С. Н., Каприлевская В. С., Козлов В. В. Роль двумерного элемента шероховатости в процессе ламинарно-турбулентного перехода в области благоприятного градиента давления на скользящем крыле / Вестник НГУ, Серия: Физика. 2014, Т.9, вып. 4.

Работа выполнена в рамках гранта РФФ
проект № 16-19-10330.

УДК 621.436

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОМЕХАНИКИ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПОТОКОВ ГАЗА ВО ВПУСКНЫХ СИСТЕМАХ С КАНАВКАМИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ДВИГАТЕЛЯМ С ТУРБОНАДДУВОМ

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

Поршневые двигатели внутреннего сгорания (ДВС) с турбокомпрессором (ТК) широко используются во всех отраслях народного хозяйства в качестве силовых установок для различной техники и энергетики. Очевидно, что эффективность ДВС будет во многом определять эксплуатационные показатели конечного продукта для потребителя. Поэтому совершенствование рабочего цикла и процессов газообмена ДВС является актуальной задачей в развитии поршневого двигателестроения [1]. В данной статье предложен способ интенсификации теплообмена во впускной системе ДВС с ТК с целью снижения подогрева воздуха в процессе впуска и соответствующего улучшения заполнения цилиндра, что должно привести к росту КПД и мощности ДВС.

При этом, известно, что система турбонаддува оказывает существенное влияние на газодинамику и теплообмен пульсирующих потоков во впускной системе ДВС [2, 3], поскольку лопаточный аппарат колеса центробежного компрессора является источником внешней турбулентности к основному течению. По этой тематике существует большое количество работ, в частности, [4, 5].

В данной работе проводились экспериментальные исследования газодинамики и теплообмена пульсирующих потоков газа во впускных системах разной конфигурации. Стенд представлял собой одноцилиндровую модель двигателя с приводом коленвала от электродвигателя. Диаметр поршня 82 мм, ход поршня 79 мм. Частота вращения коленвала n изменялась в диапазоне 600–3000 мин^{-1} . ДВС оснащался турбокомпрессором ТКР-6, ротор которого приводился с помощью сжатого воздуха от внешнего источника. Частота вращения ротора ТК n_{TK} изменялась в диапазоне от 25000 до 60000 мин^{-1} . Для интенсификации теплообмена в выходном канале компрессора ТК наносились канавки. Геометрические размеры канала: диаметр 42 мм, длина 120 мм; канавки имели овальную форму 5x2,5 мм, глубиной 1,65 мм, три ряда. Плотность облучения трубы составляла 1,02.

Измерительная система включала в себя аналого-цифровой преобразователь и датчики. Тахометры использовались для определения частот вращения коленвала ДВС и ротора ТК. Для измерения местной скорости потока воздуха во впускной системе использовался термоанемометр с чувствительным элементом в виде нихромовой нити длиной 5 мм, диаметром 5 мкм. Определение локального коэффициента теплоотдачи α_x также осуществлялось с помощью термоанемометра. Методика основана на идее гидродинамической аналогии теплообмена (аналогии Рейнольдса), которая предполагает единство процессов передачи импульса и тепла в турбулентном потоке и устанавливает количественную связь между теплопередачей и гидравлическим сопротивлением.

Установлено (рис. 1), что наличие канавок в выходном канале компрессора приводит к снижению степени турбулентности (за цикл) во впускной системе ДВС с ТК на величину до 33 % по сравнению с базовой системой. При этом наибольшее снижение наблюдается при низких частотах вращения коленвала. Одновременно имеет место интенсификация теплоотдачи (вплоть до 20 %) во впускной системе с канавками. Наибольший рост α_x наблюдается при высоких значениях n .

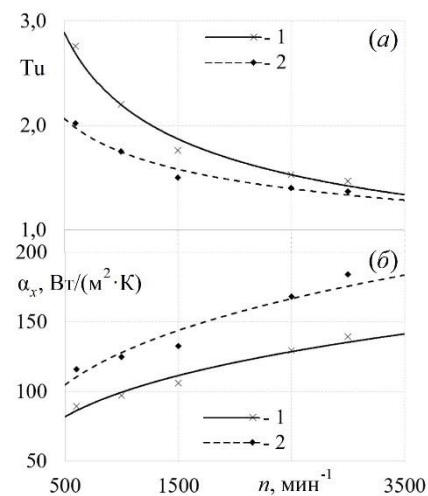


Рис. 1. Зависимости степени турбулентности Tu (а) и локального коэффициента теплоотдачи α_x (б) от частоты вращения коленчатого вала n для базовой впускной системы (1) и системы с каналом с канавками (2) при скорости вращения ротора ТК равной 50000 мин^{-1}

Полученные результаты могут быть полезны для уточнения алгоритмов расчета процессов газообмена и доводки впускных систем поршневых ДВС с ТК.

Список литературы:

1. Вихерт М.М., Грудский Ю.Г. Конструирование впускных систем быстроходных дизелей. Москва: Машиностроение, 1982. 151 с.
2. Plotnikov L.V., Zhilkin B.P. Specific aspects of the thermal and mechanic characteristics of pulsating gas flows in the intake system of a piston engine with a turbocharger system // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 160. A.n. 114123.
3. 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. P. 3465-3472.
4. Simonetti M., Caillol C., Higelin P., Dumand C., Revol E. Experimental investigation and 1D analytical approach on convective heat transfers in engine exhaust-type turbulent pulsating flows // Applied Thermal Engineering. 2020. Vol. 165. A.n. 114548.
5. Cerdoun M., Khalfallah S., Beniaiche A., Carcasci C. Investigations on the heat transfer within intake and exhaust valves at various engine speeds // Int. J. Heat and Mass Transfer. Vol. 147. A.n. 119005.

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

УДК 621.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ФАКТОРЫ ЭНДОТЕЛИЗАЦИИ ПОТОК-ПЕРЕНАПРАВЛЯЮЩИХ УСТРОЙСТВ В ГЕМОДИНАМИКЕ ЦЕРЕБРАЛЬНЫХ АНЕВРИЗМ

Тихвинский Д.В.¹, Куянова Ю.О.¹, Паршин Д.В.², Орлов К.Ю.³

¹ Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, Пирогова, 1

² Институт гидродинамики имени Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15

³ Национальный медицинский исследовательский центр имени академика Мешалкина,
630055, Россия, Новосибирск, Речкуновская, 15

Церебральные аневризмы являются широко распространенным заболеванием и встречаются в среднем в количестве 50 на 1000 человек населения [1]. Основными задачами современной нейрохирургии церебральных аневризм являются определение риска их разрыва и минимизации постоперационных рисков, в том числе их реканализации (повторного возникновения кровотока в аневризме). Целью данной работы является изучение гемодинамических основ эндотелизации стента и, как следствие, причин реканализации церебральных аневризм при лечении их эндоваскулярной установкой поток-перенаправляющих устройств. Вычислительная гемодинамика является мощным современным методом предоперационного моделирования [1, 2].

В работе мы рассмотрели виртуальную установку стента в церебральные сосуды пациент-специфичной геометрии, которая была получена в результате реконструкции DICOM-изображений реальных пациентов, проходивших лечение в Национальном медицинском исследовательском центре им. академика Е.Н. Мешалкина. Согласно локальному комитету по этике, данные пациентов предоставляются анонимно. В нашей работе мы проводим численное моделирование в ANSYS 17/2 (Лицензия ИГИЛ СО РАН).

В нашей работе мы предполагаем, что именно изменение значений WSS для постоперационной конфигурации по сравнению с дооперационной соответствует хорошему исходу, т.е. когда эндотелизация стента происходит штатно и напротив, малые изменения WSS в области стента после операции по сравнению с дооперационной картиной свидетельствуют о плохой эндотелизации стента. Полученный результат обнаруживает сходство с влиянием изменения значений WSS для других внутрисосудистых устройств [3].

Список литературы:

1. D.M. Sforza, C.M. Putman and J.R. Cebra Computational fluid dynamics in brain aneurysms. International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering 2011.
2. Паршин Д.В., Куянова Ю.О., Кислицин Д.С., Виндбергер У., Чупахин А.П. О влиянии поток-перенаправляющего стента на гемодинамику церебральных аневризм// Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. № 6. С. 963–970.
3. Q. Zhang, L. Jing, J. Liu, K. Wang, Y. Zhang, N. Paliwal, H. Meng, Y. Wang, Sh. Wang, and X. Yang. Predisposing factors for recanalization of cerebral aneurysms after endovascular embolization: a multivariate study// Journal of NeuroInterventional Surgery. 2018. Т. 10. № 3. С. 252–257.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Правительственного гранта №14.W03.31.0002.*

УДК 532.526

К ПРОБЛЕМЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ ТЕЛ В ТРАНСЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Бойко А.В.¹, Демьянко К.В.^{1,2}, Кириловский С.В.¹, Нечепуренко Ю.М.^{1,2}, Поплавская Т.В.¹

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

² Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука, 119333, Россия, Москва, ул. Губкина, 8

Прогнозирование ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в пограничных слоях различных элементов летательных аппаратов (крыльев, мотогондол и др.) очень важно для задачи естественной ламинаризации течения. При определении ЛТП необходимо учитывать многие факторы, такие как наличие градиентов давления по направлениям, шероховатость поверхности, турбулентность набегающего потока Tu , а в качестве основных возможных механизмов перехода к турбулентности – развитие бегущих волн Толлмина-Шлихтинга и стационарных вихрей неустойчивости поперечного течения.

Одним из современных подходов для моделирования перехода является eN-метод, в основе которого лежит физически обоснованная линейная теория гидродинамической устойчивости, которая справедлива как для двумерных, так и трёхмерных несжимаемых и сжимаемых потоков. В настоящее время eN-метод определения ЛТП не представлен в газодинамических пакетах общего назначения, но используется в качестве отдельно подключаемого модуля [1–3].

В последние годы соавторами данной работы был разработан автономный программный комплекс LOTRAN [4], реализованный в среде MATLAB для анализа аэродинамической устойчивости и расчета ЛТП в трехмерных пограничных слоях на основе данных о ламинарном обтекании тел потоком вязкой сжимаемой среды, рассчитанных с приемлемой для практики точностью любым CFD кодом. В настоящей работе показана работа блока ЛТП, созданного на базе программного комплекса LOTRAN, в связке с пакетом ANSYS Fluent для расчета положений перехода в трансзвуковых пограничных слоях тел разной геометрии: крыловой профиль, вытянутый сфероид и мотогондола (Рис.1а, б).

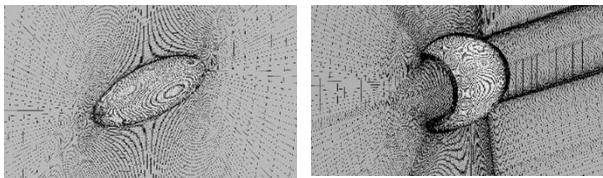


Рис.1. Фрагмент расчетной сетки: на поверхности вытянутого сфероида и в плоскости симметрии (а) и на поверхности мотогондолы и в плоскости симметрии (б).

При решении задач моделирования трехмерных течений и последующего исследования полученных профилей течения в блоке ЛТП одним из наиболее ответственных этапов, непосредственно влияющих на точность конечных результатов CFD анализа, является построение расчетной сетки (Рис.1). В данной работе расчетная сетка, граничащая с поверхностью трехмерной модели и содержащая пограничный слой

(ПС), выделяется в отдельную область. Далее данные о структуре сгущаемой к поверхности расчетной сетки и параметров течения только в этой области передаются в модуль перехода с целью концентрации вычислительных ресурсов.

Расчеты ламинарного течения выполнялись посредством решения уравнений Навье–Стокса для задач обтекания двумерных и трехмерных тел с помощью газодинамического пакета общего назначения ANSYS Fluent. Полученные данные о ламинарном течении конвертировались во внутреннее представление блока ЛТП с помощью модуля экспорта данных. В процессе работы блок ЛТП определяет характеристики ПС, производит построение линий тока, отрисовывает кривые N -факторов и соответствующие их пороговым значениям положения ЛТП (Рис. 2).

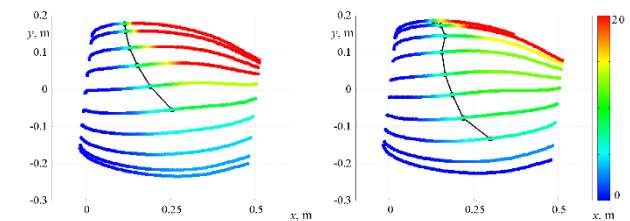


Рис.2. Линии тока на МГ, подкрашенные N -факторами: неустойчивость волн Толлмина-Шлихтинга (а); неустойчивость вихрей поперечного течения (б), черная линия – положение начала ЛТП.

$M_\infty = 0.75$, $Re_1 = 33.2 \times 10^6$ 1/м, $\alpha = 7^\circ$, $Tu = 0.2\%$.

В работе проводится сравнение полученных расчетных данных по положению перехода с известными экспериментальными данными, взятыми из открытых источников. Для трехмерных конфигураций исследуется вопрос о доминирующем механизме ламинарно-турбулентного перехода, развивающегося в пограничном слое модели, обтекаемой трансзвуковым потоком газа под углом атаки.

Список литературы:

1. Krimmelbein N., Radespiel R. Transition prediction for three-dimensional flows using parallel computation // Computers & Fluids. 2009. Vol. 38. P. 121–136.
2. Krumbein A. Automatic Transition Prediction and Application to Three-Dimensional High-Lift Configurations // Journal of Aircraft. 2007. Vol. 44. № 3. P. 918–926.
3. Poplavskaya T.V., Boiko A.V., Demyanko K.V., Kirilovskiy S.V., Nечepуренко Y.M. Numerical simulation of the transition to turbulence in subsonic and transonic flows // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1359. № 012068.
4. Boiko A.V., Demyanko K.V., Nечepуренко Y.M. // Rus. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2017. Vol. 32. № 1. P. 1–12.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00460).

УДК 532.542.4, 532.574.7, 532.582.3

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ПОВЕРХНОСТИ ОБТЕКАЕМОГО КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА НА ПАРАМЕТРЫ БЛИЖНЕГО СЛЕДА

Лебедев А.С., Добросельский К.Г., Лобасов А.С.

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

Цилиндрические поперечно обтекаемые поверхности имеют широкое распространение в различных теплообменных, энергетических и теплотехнических устройствах. Тепловыделяющие элементы атомных электростанций, входные кромки лопаток турбин, кромки крыльев и лопаток летательных аппаратов, за частую, представляют собой цилиндр или часть цилиндра. Несмотря на кажущуюся простоту геометрии, обтекание объекта цилиндрической формы является сложным явлением.

В литературе выделяют такие режимы обтекания, как докритический (ламинарный пограничный слой вдоль обтекаемой поверхности), критический (переход к турбулентности в пограничном слое) и сверхкритический [1]. Критический режим обтекания реализуется в диапазоне чисел Рейнольдса примерно от 150 000 до 400 000 и характеризуется значительным уменьшением лобового сопротивления обтекаемого объекта. При реализации критического режима обтекания, характеристики потока зависят от уровня турбулентности, шероховатости поверхности, материала поверхности и общей геометрии экспериментальной модели, а именно отношения поперечного сечения канала к лобовой площади цилиндра, отношению длины цилиндра к диаметру [2].

В данной работе экспериментально исследуется влияние материала поверхности обтекаемого цилиндра на характеристики крупномасштабных пульсаций скорости в диапазоне чисел Рейнольдса 70 000 – 180 000 с использованием методик исследования и анализа структуры потоков PIV и POD.

Для проведения экспериментального исследования использовался замкнутый гидродинамический стенд объемом 750 л [3]. Рабочая часть стенда состоит из теплообменника, хонейкомба, конфузора длиной 580 мм, выполненного по профилю полинома четвертого порядка, имеющего степень поджатия потока 13,3, рабочего участка, диффузора. Рабочий участок установки представляет собой прозрачную трубу прямоугольного сечения 150 x 80 мм², длиной 1 000 мм. Для измерений полей скорости использовалась PIV-система (рис. 1), состоящая из программируемого синхронизирующего процессора; ПЗС-камеры (2 048 × 2 048 пикселей, 8 бит), оснащенной объективом SIGMA 50 mm 1:2.8 DG MACRO; двойного твердотельного импульсного Nd:YAG лазера (длина волны 532 нм, энергия в импульсе 25 мДж, длительность импульса 10 нс, частота повторения импульсов 1,3 Гц) с фокусирующей и цилиндрической линзами для создания лазерного ножа.

В рамках данной работы были исследованы цилиндры из фторопласта и вакуумной резины, диаметром 28 мм. С помощью метода PIV получены мгновенные и усредненные поля скорости, размер выборки – 1000 снимков на один реализованный режим (рис. 2). По усредненным полям скорости определены размеры отрывной зоны и углы отрыва. Пространственная форма и кинетическая энергия наблюдаемых крупномасштабных пульсаций в следовой области проанализированы с применением статистического метода POD.

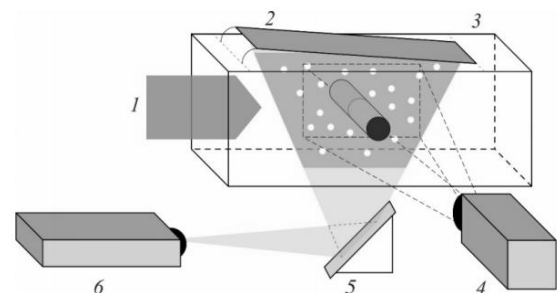


Рис.1. Схема рабочего участка экспериментальной установки: 1 – набегающий поток; 2 – зеркало; 3 – измерительная область; 4 – камера; 5 – зеркало; 6 – лазер. Белые точки – трассеры

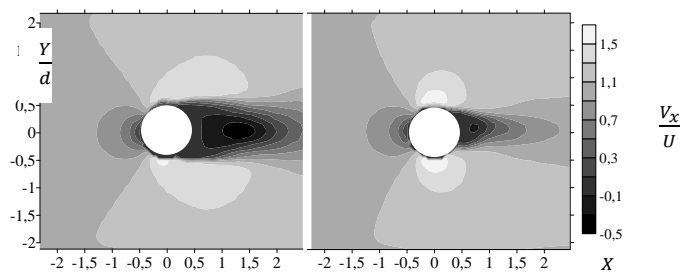


Рис. 2. Поля средней продольной компоненты скорости $\overline{V_x}$ для резинового цилиндра (слева) и фторопластового цилиндра (справа) при $Re = 180\,000$. U – среднерасходная скорость.

Список литературы:

1. Roshko A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. J. Fluid Mech., 1961, vol. 10 (3), p. 345–346.
2. Farrell C., Blessman J. On critical flow around smooth circular cylinders. J. Fluid Mech., 1983, vol. 136, p. 375–391.
3. Абдуракипов С. С., Добросельский К. Г. Экспериментальное исследование оптическим и статистическим методами крупномасштабных пульсаций потока при обтекании цилиндра // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14. №. 3. С. 5-14.

УДК 532.5:536

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕШЕТОЧНОГО МЕТОДА БОЛЬЦМАНА В ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЗАДАЧАХ ЕСТЕСТВЕННО-КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЗАМКНУТЫХ ОБЛАСТЯХ С ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ

Гибанов Н.С., Шеремет М.А.

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

Необходимость в проведении численных исследований естественной конвекции в замкнутых областях обусловлена множеством проблем и задач, возникающих в различных инженерных областях. Результаты подобных исследований могут быть интересны, например, для разработчиков электронного оборудования. Следует отметить, что для обеспечения эффективной и качественной работы электронных приборов необходимо учитывать множество параметров и следить за тепловым состоянием отдельных электронных компонентов. Причем желательно проводить численные исследования в пространственных постановках для обеспечения более достоверных результатов.

В настоящий период времени довольно активно развиваются вычислительные подходы, применяемые для решения различных физических задач. Существует множество вычислительных методик способных разрешить практически любые задачи. Одним из перспективных и активно развивающихся вычислительных методов является решеточный метод Больцмана. Данный метод позволяет проводить моделирование самых разнообразных процессов вне зависимости от их сложности и имеет ряд очевидных преимуществ по сравнению с уже ставшими классическими методами конечных разностей и контрольного объема [1]. Однако, как пишут авторы, данный метод имеет и ряд ограничений [2], хотя уже есть предложения, разрешающие имеющиеся трудности [3].

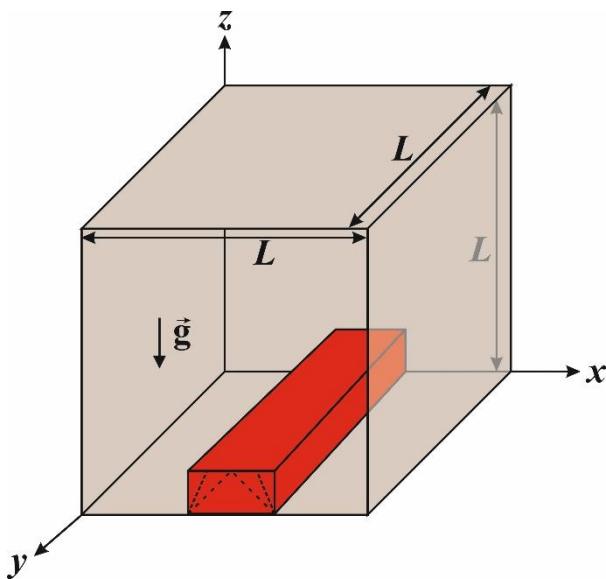


Рис. 1. Область исследования.

В данной работе было проведено численное исследование пространственной нестационарной естественной конвекции в замкнутом кубическом контуре, представленном на рисунке 1, с локальными источниками квадратного, треугольного и трапециевидного сечения методами конечных разностей и решеточным методом Больцмана. Внутри полости располагается ньютоновская несжимаемая жидкость, удовлетворяющая приближению Буссинеска. Теплофизические свойства рассматриваемой среды считаются постоянными и не зависят от температуры.

Тепломассообмен в представленной полости в случае использования метода конечных разностей описывается системой нестационарных пространственных уравнений Обербека-Буссинеска в безразмерных преобразованных переменных «векторный потенциал – вектор завихренности» [4], в случае использования решеточного метода Больцмана уравнения принимали следующий вид:

$$f_i(x + c_{xi}\Delta t, y + c_{yi}\Delta t, z + c_{zi}\Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, y, z, t) = -\frac{\Delta t}{\tau_v} [f_i(x, y, z, t) - f_i^{eq}(x, y, z, t)] + \Delta t F_i c_{zi}$$

$$g_i(x + c_{xi}\Delta t, y + c_{yi}\Delta t, z + c_{zi}\Delta t, t + \Delta t) - g_i(x, y, z, t) = -\frac{\Delta t}{\tau_a} [g_i(x, y, z, t) - g_i^{eq}(x, y, z, t)]$$

Здесь функции f и g – функции распределения, с помощью которых можно получить макроскопические скорости и температуру, соответственно.

В процессе расчетов была проведена оценка влияния числа Рэлея в диапазоне 10^4 – 10^6 . Полученные интегральные и локальные характеристики теплопереноса двумя численными методами были сравнены между собой, а также с 2D приближением.

Список литературы:

1. Kruger T., Kusumaatmaja H., Kuzmin A., Shardt O., Silva G. Vigen E.M. The Lattice Boltzmann Method. Springer International Publishing Switzerland 2017.
2. Mohamad A. A. Lattice Boltzmann Method: Springer-Verlag London Ltd., part of Springer Nature 2019.
3. Qiu R., You Y., Zhu C., Chen R. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Lattice Boltzmann simulation for high-speed compressible viscous flows with a boundary layer // Applied Mathematical Modelling. – 2017. – Vol. 48. – P. 567–583.
4. Gibanov N.S., Sheremet M.A. Effect of trapezoidal heater on natural convection heat transfer and fluid flow inside a cubical cavity. – 2019. – Vol. 29(4). – P. 1232–1248.

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского научного фонда (соглашение № 17-79-20141).

УДК 536.25

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В КОЛЬЦЕВЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ СЛОЯХ ЖИДКОСТИ

Бердников В.С.^{1,2}, Винокуров В.А.¹, Винокуров В.В.¹, Гришков В.А.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Вопрос о физике процесса перехода ламинарного течения в турбулентное – один из важнейших в современной гидродинамике. Механизмы неустойчивости, формирования и эволюции вторичных течений, определение границ их развития и существования интересны с фундаментальной и с практической точек зрения потому, что при смене режимов течений происходит изменение механизмов и интенсивности тепло- и массообмена. Эти же проблемы рассматриваются в классической задаче физической гидродинамики – при течении термогравитационной природы в вертикальном слое жидкости со стенками, нагретыми до разных температур [1–6]. В данной работе исследовалась гидродинамика и теплообмен в режиме ламинарно-турбулентного перехода в свободно конвективных пограничных слоях в вертикальном кольцевом слое жидкости, боковые стенки которого нагреты до различных температур. Работа является естественным развитием серии исследований, выполненных в ИТ СО РАН, результаты которых были обобщены в обзоре [2]. Основным отличием от предыдущих работ [2] является рабочий участок с прозрачными стенками. Это позволило сделать видео фильмы картины течения в пограничных слоях на вертикальных стенках в двух плоскостях: в плоскости, параллельной стенке, и в плоскости по нормали к ней. Создан стенд, в котором вертикальные стенки, нагретые до разных температур, образованы двумя концентрически расположенными прозрачными трубами. Это позволяет применить хорошо отработанные методики визуализации и измерений. Исследования проведены в кольцевом слое, где исчезают проблемы, обусловленные теплообменом передней и задней стенок полости с окружающей средой и формированием пограничных слоев в угловых областях и на передней и задней стенках полости. Граничные условия становятся более строго определенными. Рабочий объем представляет собой кольцевую полость в межтрубном пространстве. Внутренняя труба имеет внешний диаметр $D_1 = 141.1$ мм, в ней прокачивается холодная вода. Внешняя труба имеет внутренний диаметр $D_2 = 166,4$ мм, она с внешней стороны подогревается за счет прокачки нагретой воды. Дополнительный геометрический параметр $d = D_1/D_2 \approx 0,85$, характеризует кривизну стенок. Высота кольцевого слоя 1473 мм и толщина слоя 12,65 мм. Относительный размер $H/\Delta R = 116,4$. Стратификация ядра слоя жидкости слабо выражена (при перепаде температуры между стенками 3,25K), но существенным фактором в отличие от плоского слоя [5] становится гидродинамическое взаимодействие пограничных слоев – восходящего на горячей внешней стенке и нисходящего на холодной внутренней стенке слоя. В кольцевых каналах предшествующие немногочисленные исследования проводились при малых абсолютных и относительных размерах [3, 4].

Изучена локальная структура течений в режиме ламинарно-турбулентного перехода в ядре слоя и в свободноконвективных пограничных слоях в зависимости от числа Рэлея Ra_x , построенного по продольной координате. Число Прандтля жидкости $Pr = 16$.

Эксперименты проведены в диапазоне чисел Рэлея $10^8 \leq Ra_n \leq 10^{11}$. Исследования проведены в установившихся непрерывных многодневных режимах охлаждения и нагрева границ слоя. В кольцевом слое развивается неустойчивость в пограничных слоях, характерная для случая отдельной вертикальной стенки или для не взаимодействующих разнонаправленных течений на стенках вертикального слоя. И развивается неустойчивость на границе встречных потоков. Вторичные вихри этого типа в центральной части слоя дрейфуют вверх со скоростью существенно меньшей скорости всплывания пристеночных вихрей первого типа. На их пространственную структуру сильно влияет развитие вихрей первого типа, появляющихся в пристеночной области и имеющих кольцевую форму. Практически не зависимо от перепада температуры вниз по потоку появляются Λ -структуры, затем структуры грибообразной формы. С ростом Ra_n течение приобретает ярко выраженный трехмерный нестационарный характер. В центральной части спорадически возникают вторичные вихри и возникают винтообразные продольные вихри, колеблющиеся в азимутальном и радиальном направлениях.

Список литературы:

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1972. 392 с.
2. Kutateladze S.S., Berdnikov V.S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. Vol.27. N 9. P. 1595–1611.
3. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 320 с.
4. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен / Б. Гебхарт, Й. Джалурия, Р. Махаджан, Б. Саммакия. В 2-х книгах, кн. 1. Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 678 с.
5. В. С. Бердников, В.А. Гришков Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции // Сб. тр. Всерос. конф. по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17-19 июня 2008, Новосибирск, 2009, с. 124–131.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-08-00707 А).

УДК 536.24

UNSTEADY FORCED CONVECTION HEAT TRANSFER OF A STATIONARY AND ROTATING SPHERE: EXPERIMENTAL INVESTIGATION

Abed A. H.^{1,2}, Shcheklein C.E.²

¹ Department of Electromechanical Engineering, University of Technology, Iraq

² Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin 1
9 Mira St., Yekaterinburg 620002, Russia.

Heat and mass transfer from a stationary/rotating sphere in the fluid field have been an ongoing research topic for many years due to its importance in several industrial applications such as gas-cooled nuclear reactor, chemical, or electrochemical process industries, astrophysics, and aeronautical engineering [1]. The rotation phenomena have an effect on the sphere forces and increasing the turbulence in the surrounding fluid [2]. This, in turn, can have an important impact on the heat-transfer enhancement. In this work, an experimental investigation has been performed to elucidate the effects of rotational speed on heat transfer enhancement of the sphere using a lumped capacity system as a heat-transfer model. Experiments were carried out with an initial surface temperature $T_{si} = 300, 200, \text{ and } 100 \text{ }^\circ\text{C}$, Reynolds number varied from 15000 to 40000, and non-dimensional rotational speed $\Omega=0.105\text{-}0.192$.

A special-purpose conical diffuser having a circular cross-section with constant divergence angle has been carefully designed as a passive rotating technique based on the sphere diameter. High-frequency (100 KHz) electromagnetic induction (HFEMI) is a type of heating system that uses high-frequency electricity induction was adopted in this experiment as a heating system. The induction coil was constructed of a copper tube with 55 mm inner diameter installed directly around the conical diffuser and testing sphere. For a rotating test, the heat-transfer measurements were conducted with a hollow chrome steel sphere, 35mm in diameter and for stationary test with a solid sphere having the same diameter. Two temperature measurement methods were used in this experiment: thermocouple measurement and infrared camera (IR) measurement. Using an infrared camera (IR) measurement system to obtain a local temperature distribution on the sphere surface, greatly assist in understanding and confirm the uniform temperature distribution circumferentially at any point in the sphere surface.

During the unsteady heat transfer process, when the heated sphere subjected to an airflow stream, unsteady heat conduction inside the sphere occurred, in which the temperature of the sphere declines with time. For small Biot numbers (Bi), the temperature change inside the sphere is so small and can be neglected. Basically, for a heated sphere rotating in an airflow stream, the average heat-transfer rate is equal to the sum of convective and radiation heat-transfer coefficients. Due to the low sphere temperature ($T_s \leq 300\text{C}$), the corresponding radiation heat transfer coefficient was $0.39 \text{ W/m}^2\cdot^\circ\text{C}$, which is about 0.45% and 1% compared with the convective heat transfer coefficient for rotating and stationary sphere respectively. And hence, its influence so small and can be neglected in

our experiment. On the basis of this assumption, the analytical solution for heat conduction equation can be defined as: [2]

$$h_c = \frac{C_p \rho_s r}{3} \left[\frac{(\partial T_s(t)/\partial t)}{(T_s(t) - T_\infty)} \right]$$

It is observed from the comparison made that there are significant differences between the stationary and rotating sphere of heat transfer behavior. The experimental results of heat transfer behavior in terms of surface temperature and Nusselt number, respectively, expose that surface temperature decreases with increase of non-dimensional rotational speed by about 280% (Fig.1), while Nu increases with the increase of non-dimensional rotational speed around 600% (Fig.2).

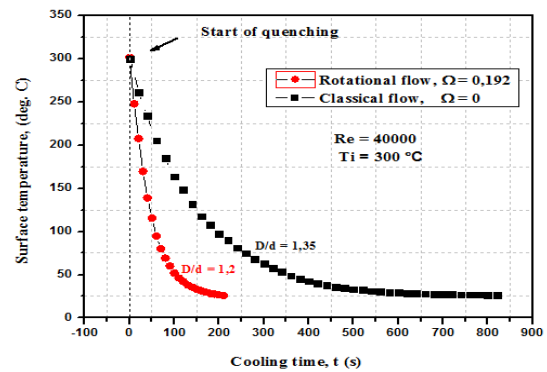


Fig. 1. Cooling time for stationary and rotating spheres.

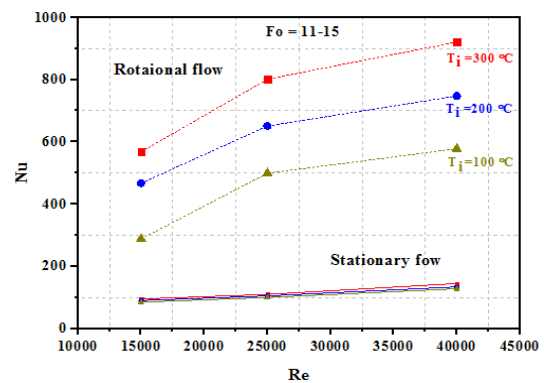


Fig. 2. Experimental results of average Nusselt number vs. Reynolds number for stationary and rotating flow.

References:

1. Laminar flow structures from a rotating sphere: effect of rotating axis angle / Poon E.K.W. et al. // Int. J. Heat Fluid Flow. 2010. №.31, pp. 961–972.
2. Dobson, J., Ooi A., and Poon E. K. W. The flow structures of a transversely rotating sphere at high rotation rates // Computers & Fluids. 2014.№.102. pp.170–181.

УДК 532.526

**РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ МАССОВОГО РАСХОДА И ТЕМПЕРАТУРЫ ТОРМОЖЕНИЯ
В ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ И СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА
ПРИ ЧИСЛАХ МАХА 2 И 2,5**

Яцких А.А., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Ермолаев Ю.Г., Панина А.В., Кочарин В.Л., Афанасьев Л.В.

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

Ламинарно-турбулентный переход сдвиговых течений является одной из фундаментальных проблем в механике жидкости и газа, обладающей большой практической значимостью. Турбулизация течений является сложным трёхмерным нестационарным процессом. Практически значимой является задача предсказания положения ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя, образующегося на поверхности летательных аппаратов при сверхзвуковых скоростях полёта. Экспериментальные и расчётные исследования турбулизации в пристенных сдвиговых течениях продолжают оставаться предметом пристального внимания учёных ведущих научных центров мира. Отсутствие глубоких знаний о закономерностях ламинарно-турбулентного перехода и его чувствительности к изменению различных условий полета затрудняет развитие инженерных методов определения положения ламинарно-турбулентного перехода, особенно для случая сверхзвуковых скоростей набегающего потока. Для развития новых моделей и численных методов предсказания ламинарно-турбулентного перехода высокоскоростных пограничных слоёв необходимы детальные экспериментальные данные об уровне и составе пульсаций высокоскоростных течений.

Наиболее полные данные дают измерения с помощью термоанемометра. Ниточный датчик термоанемометра обладает необходимым высокочастотным откликом и достаточным пространственным разрешением для измерения полей пульсаций в сверхзвуковых пограничных слоях. Известно, что датчик термоанемометра чувствителен к пульсациям массового расхода и температуры торможения. Коэффициенты чувствительности к этим пульсациям зависят от температурного напора датчика. Таким образом, проведя несколько измерений при различных значениях перегрева датчика можно разделить сигнал термоанемометра на пульсации массового расхода и температуры торможения. Такой подход эффективно используется для исследований свободных потоков и турбулентных пограничных слоёв [1–7].

Для исследований ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях подход измерений термоанемометром при различных перегревах датчика позволяет получать подробные данные о возмущениях. Новое поколение термоанемометров, разработанное в ИТПМ СО РАН в 2016 году, позволяет проводить измерения в режиме автоматического сканирования по перегревам датчика на всех стадиях ламинарно-турбулентного перехода сверхзвуковых пограничных слоев, что позволяет проследить за нарастанием пульсаций массового расхода и температуры торможения.

В данной работе анализируются экспериментальные данные по развитию естественных возмущений в процессе ламинарно-турбулентного перехода в пограничных слоях плоской пластины и скользящего крыла со сверхзвуковой передней кромкой, полученные с помощью термоанемометра в режиме автоматического сканирования по перегревам датчика при числах Маха набегающего потока 2 и 2,5.

Эксперименты проведены в малошумной аэродинамической трубе Т-325 в ИТПМ СО РАН. Измерения в пограничном слое пластины и крыла проведены при нулевом угле атаки. Для определения состава пульсаций в пограничном слое в каждой точке измерения были проведены при 10 различных значениях перегрева датчика термоанемометра. Состав пульсаций определялся с помощью модифицированного метода диаграмм Коважного. Особенностью данной работы является то, что помимо уровня пульсаций массового расхода и температуры торможения, также определяется коэффициент корреляции между этими пульсациями.

Анализ экспериментальных данных показал, что на всех стадиях ламинарно-турбулентного перехода течения в пограничном слое отношение уровней возмущений температуры торможения и пульсаций массового расхода остаётся практически постоянным. Коэффициент корреляции между пульсациями массового расхода и температуры торможения на всех стадиях ламинарно-турбулентного перехода также постоянен и близок к единице.

Список литературы:

1. Kovasznay L.S. The hot-wire anemometer in supersonic flow // J. Aeronautical Sciences. 1950. Vol. 17. P. 565–584.
2. Kovasznay L.S. Turbulence in supersonic flow // J. Aeronautical Sciences. 1953. Vol. 20. P. 657–674.
3. Kistler A.L. Fluctuation measurements in a supersonic turbulent boundary layer // The Physics of Fluids. 1959. Vol. 2. P. 290–296.
4. Smits A.J., Hayakawa K., Muck K.C. Constant temperature hot-wire anemometer practice in supersonic flows // Experiments in Fluids. 1983. Vol. 1. P. 83–92.
5. Morkovin M.V. Fluctuations and hot-wire anemometry in compressible flows // AGARD Rept 24. 1956. 102 p.
6. Лебига В. А., Зиновьев А. Н., Пак А. Ю. Применение термоанемометра для измерения характеристик произвольного акустического поля в сжимаемых потоках // ПИМТФ. 2002. Т. 43, вып. 3. С. 176–181.
7. Weiss J., Knauss H., Wagner S., Kosinov A.D. Constant temperature hot-wire measurements in a short duration supersonic wind tunnel // The Aeronautical Journal. 2001. Vol. 105. No. 1050. P. 435–450.

*Исследование выполнено при поддержке Российского
Научного Фонда (проект № 17-19-01289).*

*Эксперименты выполнены на базе
ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН.*

УДК 532.5

О ДВИЖЕНИИ ВИНТОВЫХ ВИХРЕЙ С РАЗНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЗАВИХРЕННОСТИ В ЯДРЕ

Окулов В.Л.^{1,2}, Фукумото Я.³

¹ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, 630090, Новосибирск-90, Россия

² Факультет ветроэнергетики, Технический университет Дании, Нильс Коппелс аллея, 403, ДК-2800 Люнбю

³ Институт математики для промышленности, Университет Кюсю, 819-0395 Фукуока, Япония

Повышенный интерес к изучению винтовых вихрей связан с тем, что винтовые вихри имеют фундаментальное значение для механики жидкости, поскольку они описывают одно из основных состояний закрученных потоков в природе и технике. Очень важно правильно предсказать их динамику, так как движение вихрей способствует интенсификации теплообмена, влияет на производительность роторных машин, и, наоборот, стационарное, неподвижное их положение обеспечивает стабильные операционные режимы в вихревых устройствах [1,2]. Теория винтовых вихрей активно стала развиваться в начале прошлого века в связи созданием вихревой теории ротора Жуковским для авиации [3]. В дальнейшем интерес к исследованиям поддерживался, в том числе, развитием энергетических задач, так как ротор является широко распространенным преобразователем кинетической энергии потоков. В настоящее время, возник дополнительный интерес к изучению винтовых вихрей при описании их взаимодействия в следах за турбинами, расположенными в цепочках друг за другом в ветро- и гидрофермах [4, 5].

В результате интенсивного исследования задачи были получены различные аналитические решения: (i) для вихревой нити через ряды Каптейна [6] и в форме с аналитическим выделением сингулярности [7,8]; (ii) для винтовой вихревой пелены [9]; (iii) для винтовых вихревых трубок с равномерным распределением завихренности в круговых сечениях ядра [78,10]; (iv) для мультиплетов из винтовых вихрей при обобщении задачи Кельвина об устойчивости N-угольника точечных вихрей [7,11] и т.д.

Данное исследование впервые делает доступными аналитические решения для спиральных вихрей с ядром Гаусса, существование которых было подтверждено в недавних экспериментах [12] и расчетах [13]. Из-за сложности задачи до настоящего времени не было возможности получить аналитические решения, описывающие движение с гауссовым ядром. Ранее было описано движение вихрей только с постоянным распределением завихренности в ядре (тип вихревого ядра Ранкина) путем аппроксимации через решение для подходящего вихревого кольца. Текущий результат был получен путем обобщения метода Дайсона для закона Био-Савара. На рис 1 впервые определены различия между самоиндуцированными движениями винтовых вихрей с обоими типами вихревого ядра. Предложенные решения важны для фундаментального понимания и описания потоков с винтовыми вихрями и происходящих в них процессов тепло и массообмена. Результаты могут быть использованы в различных областях применения вихревых технологий в промышленности, так и для описания и объяснения вихревых явлений в природе.

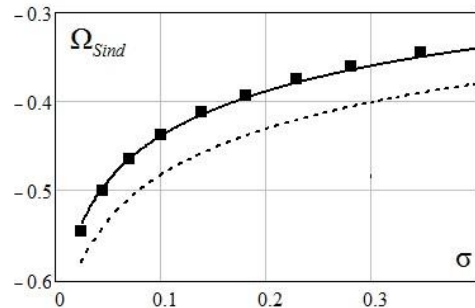


Рис. 1. Сравнение угловых скоростей движения винтовых вихрей с шагом 0,5 как функции радиуса ядра вихря σ для разных распределений завихренности: сплошная линия – гауссов тип; пунктирная линия – соответствует ядру постоянной завихренности; квадраты – численный расчет [13].

Список литературы:

1. Алексеенко С.В., Окулов В.Л. Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3(2) С. 101–38.
2. Alekseenko S.V., Kuibin P.A. Okulov, V.L. Theory of Concentrated Vortices: An Introduction, Springer-Verlag, Berlin, 2007.
3. Okulov, V.L., Sørensen J.N., Wood D.H., The rotor theories by Professor Joukowski, Vortex Theories // Prog. Aerosp. Sci., 2015, Vol. 73, pp. 19–46.
4. Nygaard N.G. Wakes in very large wind farms and the effect of neighbouring wind farms // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2014. Vol. 524. P. 012162.
5. Okulov V.L., Kabardin I.K., Litvinov I.V., Mikkelsen R.F., Naumov I.V., Sørensen J.N., Wood D.H., Alekseenko S.V. Hydrokinetic energy conversion: the basis of Hydro Farm // In Abs. 5th International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control August 13-16, 2019, Novosibirsk, Russia 2019.
6. Fukumoto, Y., Okulov, V.L., Wood, D.H. The contribution of Kawada to the analytical solution for the velocity induced by a helical vortex filament // ASME. Appl. Mech. Rev., 2015, vol. 67(6), pp. 060801-060801-6.
7. Okulov V.L. On the stability of multiple helical vortices // J. Fluid Mech. 2004, vol.521, pp.319–342.
8. Okulov V.L., Sørensen J.N. The self-induced motion of a helical vortex // J. Fluid Mech. 2020. Vol. 883. A-5.
9. Goldstein S. On the vortex theory of screw propellers // Proc R Soc London A 1929; vol.123; pp. 440–465.
10. Boersma, J. and Wood, D.H. On the self-induced motion of a helical vortex // J. Fluid Mech., 1999, vol. 384, pp. 263–280.
11. Okulov V.L. An acentric rotation of two helical vortices of the same circulations // RCD, 2016, Vol. 21, No. 3, pp. 267–273.
12. Okulov VL, Kabardin IK, Mikkelsen RF, Naumov IV, Sørensen JN, 2019, Helical self-similarity of tip vortex cores // J. Fluid Mech. 2015 vol. 859, pp. 1084–1097.
13. Selçuk C., Delbende I., Rossi M. Helical vortices: Quasiequilibrium states and their time evolution // Phys.Rev.Fluids, 2017, 2, 084701.

Работа является продолжением исследований, проводимых одним из авторов в рамках выполнения серии проектов РФФИ (94-02-05812; 01-01-00899; 0401-00124; 07-01-00223). Текущий проект Минобрнауки № 075-15-2019-192.

УДК 641.454.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО СПОСОБА ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА

Французов М.С.^{1,2}, Королева А.П.^{1,3}, Александров В.Ю.¹, Ильченко М.А.¹

¹Центральный институт авиационного моторостроения имени П.И. Баранова, 111116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2

²Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

³Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», 111250, Россия, Москва, Красноказарменная улица, дом 14

Традиционными методами интенсификации теплообмена в каналах охлаждения являются увеличение скорости течения хладоносителя (например, за счет уменьшения проходного сечения канала охлаждения) и увеличение площади поверхности теплообмена (например, за счет оребрения теплоотдающей поверхности).

В современной литературе можно найти работы, посвященные как теоретическому, так и экспериментальному исследованию интенсификации теплообмена посредством акустических колебаний. В работах [1-2] проведено численное исследование использования звуковой волны для интенсификации теплообмена в элементах газовой турбины, а также сравнение численной модели с эмпирическими соотношениями. Исследование [3] посвящено экспериментальному и численному исследованию интенсификации теплообмена в двухтрубном теплообменнике в присутствии ультразвуковых колебаний с частотой 26,7 кГц. В [3] показано, что использование ультразвуковых колебаний более эффективно при низких Re и возможно увеличение коэффициента теплоотдачи на 60%.

Экспериментальные исследования с использованием в составе испытательного стенда генератора ультразвуковых колебаний показывают, что влияние ультразвуковых колебаний на падение давления и усиление теплообмена уменьшается с ростом Re и температуры на выходе.

В настоящей работе представлены результаты сравнительно-экспериментального исследования различных способов интенсификации теплообмена в канале. Рассмотрено четыре различных способа интенсификации теплообмена: скрученная лента, проволочная спираль, совместный интенсификатор из проволочной ленты и скрученной спирали, акустический способ интенсификации. Экспериментально исследованы тепловые и гидравлические характеристики различных способов интенсификации теплообмена, а также определена эффективность интенсификации теплообмена. В качестве эталона принимались тепловые и гидравлические характеристики гладкого канала без интенсификации, полученные в тех же условиях экспериментальным образом. В ходе проведенного сравнительного анализа рассматриваемых способов интенсификации установлены наиболее эффективные в диапазоне изменения числа Рейнольдса от 10000 до 60000.

В представленной работе экспериментально исследованы различные способы интенсификации теплообмена в каналах, из которых наиболее перспективным можно считать способ самовозбуждения резонансных автоколебаний при обтекании потоком воздуха профилей, установленных внутри теплообменного канала в виде трубки, в диапазоне звуковых и ультразвуковых частот $f = 10573 \div 26249$ Гц с уровнями звукового давления 172 ÷ 178 дБ.

При сравнении способов интенсификации теплообмена акустическими колебаниями в трубке с профилями и в трубке с турбулизатором в виде скрученных ленты и спирали с теплообменом при нагреве потока в гладкой трубке установлено:

– числа Нуссельта в трубке с профилями превышают их величины в гладкой трубке в 1,057 ÷ 2,052 раза, а в трубке с лентой и спиралью в 1,88 ÷ 2,076 раза;

– коэффициенты гидравлических сопротивлений возрастают в трубке с профилями в 6,91 ÷ 9,04 раз, а в трубке с лентой и спиралью в 10,2 ÷ 11,02 раз;

Оценка эффективности способов интенсификации теплообмена акустическими колебаниями в трубке с профилями и в трубке с лентой и спиралью с использованием критерия

$$\left(\frac{Nu_{интен}}{Nu_{глад}} \right)^{3.5} > \left(\frac{\xi_{интен}}{\xi_{глад}} \right)$$

также показала более высокую эффективность интенсификации теплообмена акустическими колебаниями в трубке с профилями.

Это позволяет сделать вывод о том, что интенсификации теплообмена акустическими колебаниями в трубке с профилями является более эффективной, чем в трубке с лентой и спиралью, а также одиночными лентой и спиралью.

Список литературы:

1. Rulik S., Wróblewski W., Nowak G., Szwedowicz J. Heat transfer intensification using acoustic waves in a cavity // Energy. 2015. Vol. 87. P. 21–30.
2. Rulik S., Wróblewski W. A. Numerical Study of The Heat Transfer Intensification Using High Amplitude Acoustic Waves // ARCHIVES OF ACOUSTICS. 2018. Vol. 43. № 1. P. 31–47
3. Milad Setareh, Majid Saffar-Avval, Amir Abdullah. Experimental and numerical study on heat transfer enhancement using ultrasonic vibration in a double-pipe heat exchanger // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 159. 113867.

УДК 636.24

ТЕПЛООБМЕН В ТОЧКЕ РАСТЕКАНИЯ ИМПАКТНОЙ ЛАМИНАРНОЙ СТРУИ

Леманов В.¹, Матюнин В.^{1,2}, Травничек З.³

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ Institute of Thermomechanics of the Czech Academy of Sciences,
182 00, Czech Republic, Prague 8, Dolejškova, 5

Импактные струи имеют достаточно широкое применение для охлаждения теплонапряженных устройств. Теплоотдача в таких струях зависит от большого числа параметров [1]. Наиболее существенными из них являются число Рейнольдса (Re) и расстояние от сопла до поверхности (h). Авторами [2] показано, что форма сопла (профилированный конфузур или длинная трубка) также существенно влияет на тепловые параметры. Применительно к задачам охлаждения миниатюрных устройств, например в микроэлектронике, числа Рейнольдса не достигают значений, характерных для турбулентных потоков. В результате возникает необходимость изучать импактные ламинарные струи. Ранее было показано [3] что ламинарные круглые струи обладают существенно большей дальностью, чем турбулентные. В связи с этим теплообмен в лобовой точке импактной струи на ламинарных режимах больше, чем в низкоскоростных турбулентных потоках. Таким образом возникла задача изучения локального теплообмена в лобовой точке осесимметричной импактной струи, истекающей из длинной трубки при низких числах Рейнольдса ($Re < 4000$).

В экспериментах струя воздуха истекала из сопла в воздушное пространство. В качестве сопла использовались трубка диаметром $d = 3,2$ мм и длиной 1 м. Расстояние от начала струи до преграды составляло $h = 64$ мм. Теплообменный участок с электроподогревом выполнен в виде медной пластины диаметром 190 мм и толщиной 50 мм. На поверхности пластины устанавливались миниатюрные тонкопленочные датчики теплового потока (ДТП) размером $2 \times 2 \times 0,2$ мм. Временное разрешение ДТП составляло порядка 3 кГц. Граничное условие на пластине близкое к постоянству температуры стенки.

Для расчета теплоотдачи в области лобовой точки плоской преграды обычно используется зависимость

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

где коэффициенты C , m , n , p – варьируются у различных авторов [1]. Эта корреляция приводит к монотонному росту числа Нуссельта при больших числах Рейнольдса ($m = 0,4 - 0,7$). Для малых чисел Рейнольдса данные по теплообмену в литературе практически отсутствуют.

Наши эксперименты показали, что, при числах Рейнольдса $Re < 3160$ наблюдается более сильная зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, чем при турбулентном режиме течения. Это связано с тем, что угол расширения ламинарной струи существенно

меньше, чем для турбулентной струи. В опытах, из-за высокого временного разрешения, имелась возможность измерять мгновенное значение теплового потока. В результате осреднения вычислялись среднее значение теплового потока и среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока. На рис. 1 представлено изменение по времени локального теплового потока на пластине Q ($Re = 2370$). Для случая, когда в струйном источнике режим течения был ламинарный ($Re < 3160$) уровень флуктуаций теплового потока в точке торможения составлял примерно 3%. При этом степень турбулентности в начальном сечении струи не превышала 1%.

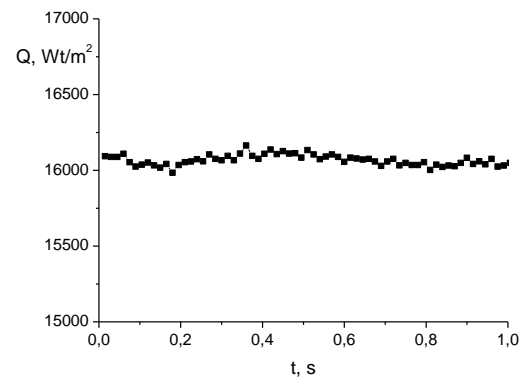


Рис. 1. Значение локального теплового потока на пластине в точке торможения потока.

Таким образом показано, что в ламинарной импактной струе наблюдается более сильная зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, чем при турбулентном режиме течения. В точке торможения наблюдается высокое значение флуктуаций теплового потока, которое составляет 3–4%.

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.
3. Леманов В.В., Терехов В.В., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 9. С. 34–40.

Опыты по динамике струи выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-08-00958), теплообмен – в рамках государственного задания № АААА-А17-117030310010-9.

УДК 532.525.2

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ В ЛАМИНАРНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУЕ

Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А.

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

Технический прогресс последних десятилетий в направлении миниатюризации технических устройств вызвал существенный рост интереса к ламинарным и переходным течениям в каналах и струях. Ламинарные течения реализуются вследствие малых геометрических масштабов, однако физические закономерности остаются общими, за исключением отдельных случаев [1], для макро- и микротечений.

Турбулентные струи и струи с ламинарно-турбулентным переходом изучены достаточно хорошо [2]. По ламинарным струям известно некоторое количество теоретических и численных работ, но практически единственными экспериментальными исследованиями по ламинарным струям на сегодняшний день остаются работы Andrade et. al. [3–4] 30-40-х годов. Лишь в 2019 году появилась работа [5] в которой исследованы динамические характеристики плоских микроструй в диапазоне чисел $Re = 30-140$. Следует также отметить, что во всех работах посвящённых ламинарным течениям очень мало внимания уделяется пульсациям скорости, хотя все реальные течения имеют пульсационную составляющую, которая в технологических процессах может оказывать существенное влияние на процессы смешения, тепло- и массообмена. В данной работе проводится исследование пульсационных характеристик затопленной ламинарной струи, в которой зона ламинарно-турбулентного перехода отсутствует.

В экспериментах струя воздуха истекала из длинной (более $100d$) трубки диаметром $d = 3,2$ мм. На выходе из трубки формировался профиль Пуазейля, благодаря чему происходило затягивание перехода к турбулентности в струе, и формировалось протяжённое ламинарное струйное течение. Истечение происходило в канал из оргстекла размером $150 \times 150 \times 300$ мм. Расход контролировался прецизионным регулятором расхода El-Flow фирмы Bronkhorst, который позволял регулировать расход в диапазоне значений $0,01-0,2$ г/с. Динамические характеристики струи исследовались с помощью термоанемометра постоянной температуры DISA 55M. В качестве датчика применялся миниатюрный зонд DISA 55P11 (золоченый вольфрам, диаметр нити 5 мкм, длина нити 0,6 мм).

Эксперимент проводился при расходе $0,02$ г/с, что соответствовало числу Рейнольдса по среднерасходной скорости $Re = 436$. Распределения средней скорости и пульсаций вдоль оси показали отсутствие ярко выраженных максимумов, из чего можно заключить, что струя оставалась ламинарной на всём протяжении. Средняя скорость на оси струи монотонно падает. Измерения профилей средней скорости в нескольких сечениях вдоль течения показали, что при этом струя расширяется незначительно, что соответствует ламинар-

ному течению. На рис. 1 приведены профили пульсаций скорости в четырёх сечениях на разных расстояниях x от среза трубки вдоль оси струи. Как видно, степень турбулентности Tu (осевые пульсации отнесены к максимальной средней скорости на срезе трубки) на оси сначала немного растёт, потом уменьшаются, причём, в начальных сечениях максимум расположен в осевой области струи, а ниже по течению максимальные значения появляются в периферийных областях. Поперечная координата y на рис. 1 отнесена к радиусу трубки r_0 . Рост пульсаций на периферии струи обусловлен, очевидно, развитием слоёв смешения.

Таким образом, показано, что ламинарная струя в области слоя смешения способна генерировать довольно существенный уровень турбулентности (до 3%), и это необходимо учитывать при расчётах тепло- и массообмена.

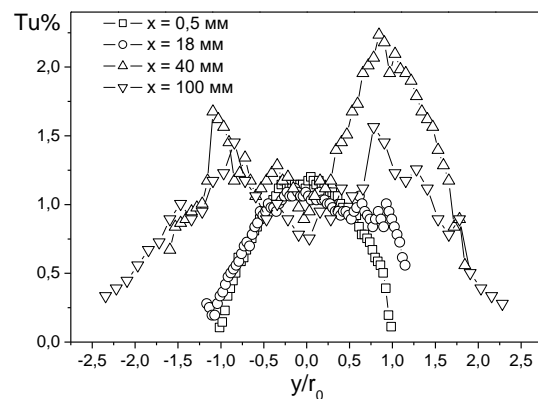


Рис.1 Профили пульсаций продольной скорости вдоль течения ламинарной струи, $Re=436$.

Список литературы:

1. Gau C., Shen C.H., Wang Z.B. Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow // Phys Fluids. 2009. v.21, № 9 Art. No. 092001.
2. Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 9. С. 34–40.
3. E. N. da C. Andrade, L. C. Tsein The velocity-distribution in a liquid-into-liquid jet // Proc. Phys. Soc. 1937. v.49. pp.381-391
4. E. N. da C. Andrade The velocity distribution in a liquid-into-liquid jet. Part 2: the plane jet // Proc. Phys. Soc. 1939. v. 51. pp. 784–793.
5. V. M. Aniskin, A. A. Maslov, K. A. Mukhin Structure of subsonic plane microjets // Microfluidics and Nanofluidics. 2019. v. 23. Art. No. 57

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ
(No. АААА-А17-117030310010-9)
и РФФИ (No. 17-08-00958).

УДК 532.5.032

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СТРУЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Дауэнгауэр Е.И.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Струйный осциллятор представляет собой компактное устройство, не имеющее подвижных частей, которое генерирует на выходе осциллирующее течение [1], которое может быть использовано в широком спектре промышленных приложений. Это устройство является объектом интенсивных исследований как в качестве управляющего элемента [2], что позволяет влиять на такие свойства потока как сопротивление и динамика отрывной зоны, так и для интенсификации процессов перемешивания [3]. Имеется большое количество работ [4–6], описывающих численные результаты, большинство из которых получено при помощи метода URANS. Тем не менее, целью данной работы является исследование струйного осциллятора при помощи метода крупных вихрей (LES).

Рассматривается пространственно осциллирующая струя, генерируемая струйным осциллятором, с геометрией, рассмотренной в недавних экспериментах [7] для диапазона чисел Рейнольдса от 1.5×10^3 до 30×10^3 , построенном по среднерасходной скорости потока U_0 на входе в устройство и диаметре сопла d . Все расчеты проводятся в рамках метода крупных вихрей (Large eddy simulation, LES) при помощи вычислительного кода Nek5000 [8], основанного на методе спектральных элементов (Spectral element method, SEM), для замыкания уравнений Навье-Стокса используется динамическая модель Смагоринского, основанная на гипотезе турбулентной вязкости. Вычислительная сетка содержит около 98×10^3 спектральных элементов с порядком полиномов $N = 4, 6$ и 8 , что соответствует 6.3×10^6 , 21.1×10^6 и 50×10^6 вычислительных узлов, соответственно. Проверка сеточной сходимости показала, что крупномасштабная динамика хорошо описывается даже на самой грубой сетке, в то время как поле завихренности разрешается аккуратно только для $N = 8$.

На рис. 1 показана мгновенная изоповерхность Q -критерия для случая $N = 8$, демонстрирующая 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 неустойчивости с автоколебаниями.

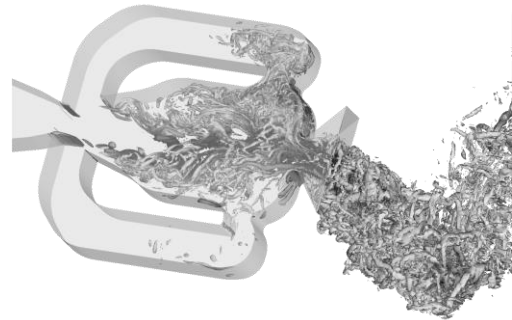


Рис. 1. Изоповерхность безразмерного Q -критерия для $Re = 3 \times 10^3$ и $N = 8$.

Предварительные результаты дают отличное согласие с экспериментом [7] для частоты колебаний, которая линейно растет с увеличением числа Рейнольдса. В полной работе будут представлены осредненные характеристики течения, проанализированы типичные частоты осцилляций.

Список литературы:

1. Cattafesta III L. N. et al. Actuators for active flow control // Annual Review of Fluid Mechanics. 2011. Т. 43. С. 247–272.
2. Schmidt H. J. et al. Drag reduction on a rectangular bluff body with base flaps and fluidic oscillators // Experiments in Fluids. 2015. Т. 56. №. 7. С. 151.
3. Simmons J. M. et al. Velocity measurements in an oscillating plane jet issuing into a moving air stream // Journal of Fluid Mechanics. 1978. Т. 84. №. 1. С. 33–53.
4. Vatsa V. et al. Numerical simulation of fluidic actuators for flow control applications // 6th AIAA Flow control Conference. 2012. С. 3239.
5. Aram S. et al. Computational fluid dynamic analysis of fluidic actuator for active flow control applications // AIAA Journal. 2018. С. 111–120.
6. Krüger O. et al. Numerical modeling and validation of the flow in a fluidic oscillator // 21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. 2013. С. 3087.
7. Ostermann F. et al. Properties of a sweeping jet emitted from a fluidic oscillator // Journal of Fluid Mechanics. 2018. Т. 857. С. 216–238.
8. 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.

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.

УДК 532.5.032

УРАВНЕНИЕ КАРМАНА – ХОВАРТА – МОНИНА ДЛЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ: ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Иващенко В.А.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Турбулентные течения переменной плотности являются прототипом широко класса процессов, происходящих как в природе, так и в различных технических устройствах. В данной работе мы исследуем поток одного газа, вытекающий в пространство, затопленное другим газом, что приводит к возникновению перемешивания среды с переменными плотностью и вязкостью [1]. Проблема замыкания осредненных уравнений движения (RANS уравнения), которые используются для анализа и предсказания характеристик турбулентных течений в прикладной инженерии, приводит к необходимости моделирования пульсаций полей скорости и плотности. Аналогичная проблема возникает и при использовании осреднения Фавра, которое используется при анализе турбулентных течений переменной плотности [2]. Для случая постоянной плотности наиболее распространены градиентные модели замыкания. Известно, что в турбулентных течениях переменной плотности такие модели не соответствуют физике процессов из-за, в частности, присутствия в таких течениях контргradientного переноса [3].

В данной работе с помощью данных прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса рассматриваются уравнения баланса турбулентной кинетической энергии наряду со слагаемыми уравнения на двухточечные корреляции, так называемого уравнения Кармана-Ховарта-Монина [4]. Численное исследование слагаемых уравнения поможет установить физические механизмы, реализующиеся в энергетическом каскаде при перемешивании струи воздуха с другим газом (углекислым газом, гелием или воздухом), которые значительно отличаются от классического Колмогоровского сценария [5].

Был проведен вывод полного уравнения Кармана-Ховарта-Монина для случая анизотропной неоднородной турбулентности. Стоит отметить, что в литературе [4] есть аналогичный вывод, но с использованием предположения равенства нулю некоторых дивергентных слагаемых. В рамках вывода, представленного в работе, никаких предположений и приближений не используется, поэтому полученная форма уравнения является точной и полной для рассматриваемого случая.

Проанализированы основные слагаемые уравнения с объяснением физического смысла каждого из них. Проведено сравнение значений слагаемых для всех трёх рассматриваемых газов: одного случая постоянной плотности («воздух – воздух»), двух случаев переменной плотности («воздух – гелий», «воздух – углекислый газ»).

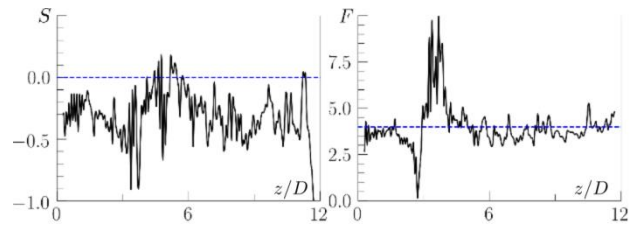


Рис. 1. Коэффициенты асимметрии S (слева) и эксцесса F (справа) вдоль оси струи (z/D) для случая «воздух – воздух».

На Рис. 1 приведены два коэффициента, которые традиционно рассматриваются в теории однородной изотропной турбулентности [6]: коэффициент асимметрии S и эксцесса F , построенные по продольной компоненте скорости и продольной координате:

$$S = \frac{\overline{(\partial u'_z / \partial z)^3}}{\left[\overline{(\partial u'_z / \partial z)^2} \right]^{3/2}}, F = \frac{\overline{(\partial u'_z / \partial z)^4}}{\left[\overline{(\partial u'_z / \partial z)^2} \right]^2}$$

где u'_z – соответствующие флуктуации, а горизонтальной верхней чертой обозначается осреднение по времени. Стоит отметить, что для случайной величины, имеющей распределение Гаусса, $S = 0$ и $F = 4$, показанные пунктирной линией на Рис. 1. Область $3 < z/D < 5$, где коэффициент F ведет себя крайне немонотонно, указывает на сильную неравновесность потока, что связано, как нам кажется на текущий момент, со смыканием слоев смешения. В полной работе будут проанализированы данные величины для случаев переменной плотности.

Список литературы:

1. Абрамович Г. Н. и др. Теория турбулентных струй. 1984.
2. Besnard D. et al. Turbulence transport equations for variable-density turbulence and their relationship to two-field models. // Los Alamos National Lab., NM (United States). 1992. №. LA-12303-MS.
3. Chassaing P. et al. Variable density fluid turbulence. // Springer Science & Business Media. 2002. Т. 69.
4. Lai C. C. K. et al. A Kármán–Howarth–Monin equation for variable-density turbulence // Journal of Fluid Mechanics. 2018. Т. 843. С. 382-418.
5. Kolmogorov A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers // Cr Acad. Sci. URSS. 1941. Т. 30. С. 301–305.
6. Pope S. B. Turbulent flows. 2001.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда №19-79-30075. Авторы благодарны Сибирскому суперкомпьютерному центру, межведомственному суперкомпьютерному центру РАН и информационному вычислительному центру НГУ за предоставленные вычислительные ресурсы.

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ КАНАЛА НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ОБТЕКАНИИ СИСТЕМЫ РЕБРО – УСТУП

Барсуков А.В.¹, Терехов В.В.^{1,2}, Терехов В.И.²

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новосибирск Россия

Отрыв потока от стенки и его повторное присоединение наблюдается в проточных каналах многих технических устройств, поэтому данной проблеме посвящено большое количество исследований [1,2]. Возможность пассивного управления отрывным течением в канале за обращенным против потока уступом с помощью мини-турбулизатора в виде ребра, устанавливаемого на стенке канала перед уступом, показана в [3]. На характеристики такого рода течения оказывают влияние различные факторы: число Рейнольдса, размер и положение минитурбулизатора [3], толщина пограничного слоя набегающего потока [1]. Кроме того, при небольших числах Рейнольдса, важную роль играет степень расширения канала [1, 2], которая определяется как соотношение высот после расширения и до него.

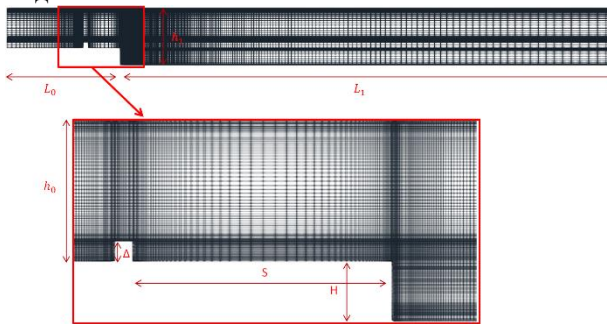


Рис 1. Схема расчетной области.

В данной работе были получены результаты численного моделирования турбулентного течения в плоском канале с обратным уступом. На рисунке 1 представлена схема расчетной области. Число Рейнольдса, рассчитанное по высоте уступа и среднерасходной скорости, равнялось $Re = 5000$. Перед уступом было установлено ребро, высотой $\Delta/H = 1/6$. Варьируемыми параметрами были расстояние от ребра до края уступа и степень расширения $ER = h_1/h_0$. На нижней стенке канала за уступом был задан постоянный тепловой поток $q = const$. Остальные стенки были теплоизолированными. Перед основным расчетом был получен полностью развитой профиль скорости для задания входных условий.

Численное моделирование было выполнено методом RANS. Интегрирование всех уравнений, входящих в математическую модель, проводилось с помощью метода контрольного объема второго порядка точности по пространству в стационарной (итерационной) постановке с использованием решателя simpleFoam из пакета OpenFOAM. В предварительных расчетах были выбраны оптимальные сетки, при которых решение перестает зависеть от количества ячеек.

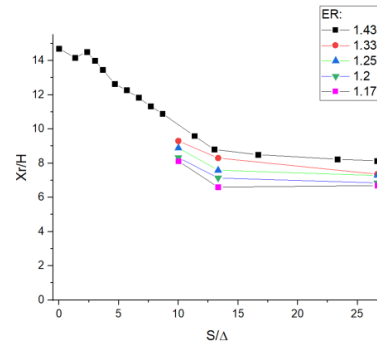


Рис 2. Зависимость длины зоны рециркуляции от положения ребра.

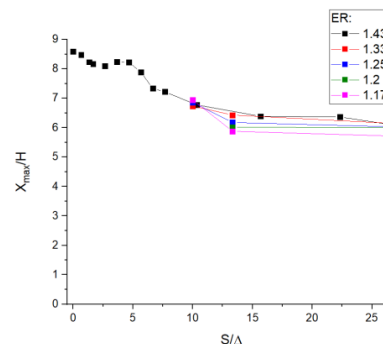


Рис 3. Зависимость положения максимума теплоотдачи от положения ребра.

На рисунке 2 показано влияние степени расширения канала ER на длину зоны рециркуляции. Из рисунка видно, что при уменьшении параметра ER происходит уменьшение длины зоны рециркуляции. На рисунке 3 показано влияние степени расширения на положение максимума теплоотдачи на стенке канала за уступом. Из этого рисунка можно сделать вывод, что точка максимума теплоотдачи также приближается к уступу с уменьшением степени расширения. Полученные данные качественно согласуются с экспериментом [4].

Список литературы:

1. Проблемы теплообмена в отрывных течениях/ Терехов В.И.; М.: Издат. Дом Моск. энерг. ин-та, 2006. Т. 1. С. 103–111.
2. Eaton J. K., Johnston J. P. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment// AIAA J. 1981. V. 19. P. 1093–100.
3. Дьяченко А.Ю., Жданов В.Л., Смольский Я.И., Терехов В.И. Экспериментальное исследование теплообмена в отрывной области за обратным уступом при наличии табов // Т и А. 2019. Т. 26. № 4. С. 549–560.
4. Chovet C, Lippert M, Foucaut J-M, Keirsbulck L Dynamical aspects of a backward-facing step flow at large Reynolds numbers // Exp. Fluids, 2017, 58:162.

Исследования выполнены за счет средств гранта РФФ 18-19-00161.

УДК 533.2:533.9:536.7

ИССЛЕДОВАНИЕ КАСКАДНОГО МЕХАНИЗМА ЭНЕРГООБМЕНА В ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ ГАЗА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ВТОРИЧНОЙ ЗАКРУТКИ

Волов В.Т.¹, Ляскин А.С.²

¹ Самарский государственный университет путей сообщения
443066, г. Самара, ул. Свободы, 2 В

² ЗАО «КАДФЕМ Си-Ай-Эс», филиал в ПФО
443069, г. Самара, ул. Авроры, 110, корп. 1, офис 406

Статья представляет собой продолжение цикла работ авторов [1–5] по численному исследованию структуры потока в сверхзвуковых закрученных течениях на основе RANS-моделей турбулентности (рис. 1).

На основе выявленного эффекта вторичной закрутки [1] было показано, что после соплового сечения вихревой камеры, где имеется система косых скачков уплотнения, во всей камере реализуется сверхзвуковой режим течения для полной скорости потока.

Проведенный энергетический анализ потерь энергии в вихревой камере позволил определить энергию организации каскадной системы вихрей.

Было показано, что определяющим фактором эффективности энергообмена в закрученном потоке является уровень крутки вторичных вихрей. Так в невязком сверхзвуковом закрученном потоке газа (уравнение Эйлера) струи, вытекающие из соплового аппарата, не вращаются относительно собственной оси и эффект энергоразделения отсутствует. Для вязкого закрученного потока газа эффект энергоразделения тем выше, чем выше уровень угловой скорости вращения струй относительно собственной оси, определяемый формой поперечного сечения тангенциальных сопел.

В отличие от известных моделей энергообмена в закрученном потоке газа (эффекта Ранка), базирующихся на теплообмене в поле радиального градиента давления, предлагаемая модель каскадного энергообмена основывается на эффекте вторичной закрутки [1–5], реализующий в поле азимутального градиента давления каскад вихрей второго и третьего уровней. В поле радиального градиента давления осуществляется энергообмен генерированного каскада вихрей в камере. В статье приведены экспериментальные подтверждения предлагаемого механизма сепарации энергии в закрученном потоке газа.

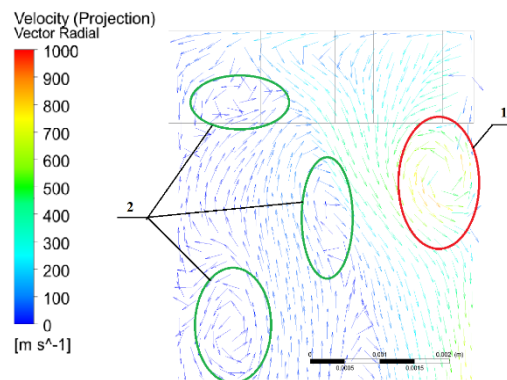


Рис. 1 Каскадная структура закрученного потока газа:
1 – вторичный вихрь; 2 – вихри третьего уровня.

Список литературы:

1. Волов В.Т., Ляскин А.С. Исследование сверхзвуковых закрученных потоков газа в самовакумирующихся вихревых трубах // Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках», 21–23 ноября 2017, Новосибирск.
2. V.T. Volov, A.S. Lyaskin Numerical research of the swirling supersonic gas flows in the self-vacuuming vortex tube. – 2018 J. Phys.: Conf. Ser. 980 012041.
3. Volov V.T., Lyaskin A.S. Numerical study of secondary swirl effect in supersonic rotating gas and plasma flows. Proceeding 4th International Retreat on Vortical Flow and Aerodynamics. – Novosibirsk, 2018.
4. V.T. Volov, A.S. Lyaskin Effect of secondary swirl in supersonic gas and plasma flows in the self-vacuuming vortex tube / MATEC Web of Conferences 209, 00020 (2018).
5. Волов В.Т., Ляскин А.С. Численное исследование вторичной закрутки в сверхзвуковых закрученных потоках газа // Современные проблемы теплоэнергетики : материалы Международной научно-технической конференции (г. Липецк, 28 ноября 2019 г.) / Липецкий гос. технический ун-т ; сост. В. Д. Коршиков ; [под общ. ред. А. Г. Арзамасцева]. — Казань: Бук, 2019 — 248 с. С. 27–33.

УДК 533:519.63:004.942

ПОСТРОЕНИЕ КОНЕЧНО-РАЗНОСТНОЙ СЕТКИ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ И ВЫБОР МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА В СРЕДЕ OPENFOAM

Михайленко К.И.

Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН,
450054, Россия, Уфа, пр. Октября, 71

Вихревая труба или труба Ранка–Хилша в настоящее время достаточно хорошо известное устройство, используемое в самых разнообразных технологических областях. Следует, однако, отметить, что подобная картина сложилась далеко не сразу. Первая публикация [1] Жоржа Жозефа Ранка, вышедшая в 1933 году, была воспринята негативно в научном сообществе, что объясняется кажущимся нарушением закона сохранения энергии. Интерес к описываемому устройству появился только после публикации Рудольфа Хилша [2], сделанной в 1947 году. С этого момента наблюдается взрыв интереса и, соответственно, публикаций по данной тематике. Так, уже к 1954 году насчитывалось более сотни публикаций по исследованию вихревых труб [3]. Интерес к данной теме сохраняется по настоящее время, что подтверждается постоянным ростом числа публикаций [4].

Основной причиной большого количества исследований вихревых труб является тот факт, что несмотря на активное использование устройства в самых разных областях [4,5], физический механизм явления остаётся по большей части не раскрытым, что затрудняет разработку действительно эффективных вихревых труб.

Представлены исследования, направленные на построение математической модели для проведения вычислительных экспериментов в среде OpenFOAM. OpenFOAM представляет собой множество открытых решателей, основанных на дискретной схеме, построенной по методу конечного объема.

При моделировании вихревой трубы в пакете OpenFOAM следует выделить две технические проблемы, жестко связанные между собой.

Первая заключается в выборе математической модели, адекватно описывающей происходящие процессы. Здесь следует учитывать, что при работе вихревой трубы давление воздуха в системе может достигать нескольких атмосфер, а скорость — 200–300 м/с, то есть течение газа внутри трубы оказывается существенно турбулентным, при этом возможно возникновение ударных волн.

Таким образом при подходе к моделированию следует учитывать наличие турбулентности. Это можно сделать, например, посредством прямого численного моделирования (DNS). У автора имеется негативный опыт применения такого моделирования [6]. При таком подходе сложность заключается в необходимости использовать средства высокопроизводительных вычислений, что привносит свои сложности. Второй подход заключается в использовании каких-либо осредненных моделей турбулентности. Рассматривались двухпараметрические $k-\epsilon$ и $k-\omega$ модели.

Отдельную сложность составляет построение конечно-объемной сетки для моделирования вихревой

трубы. Это связано с тем, что для снижения погрешности следует по возможности придерживаться ортогональных гексагональных объемов (кубиков), минимизируя любые искажения. По понятным причинам для расчётной области, описывающей вихревую трубу это сложная задача [7].

Также в процессе вычислительных экспериментов было показано, что значительное внимание следует уделять постановке граничных условий и размещению границ [8]. При использовании $k-\omega$ модели дополнительно возникает необходимость выделить конечные объемы в пристеночной области.

В рамках проведенных исследований показано, что при использовании решателей rhoPimpleFoam и sonicFoam пакета OpenFOAM применение $k-\epsilon$ модели для описания вихревой трубы оказывается более приемлемым. Это определяется тем фактом, что $k-\omega$ модель по итогу требует большего числа узловых точек (пристеночная область), значительно меньшего шага по времени, а также достаточно малого (≈ 0.5) фактора релаксации поправки по давлению, что резко замедляет сходимость.

Таким образом, в настоящее время с использованием модели $k-\epsilon$ проводятся теоретические исследования влияния ряда геометрических параметров [9, 10] вихревых труб на их производительность.

Список литературы:

1. Ranque G.J. Experiments on expansion a vortex with Simultaneous Exhaust of hot air and cold air // J. Phys. Radium. 1933. V. 4. Pp. 112s–114s (in French).
2. Hilsch R. The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process // Review of Scientific Instruments. 1947. V. 18. Pp. 108–113.
3. Westley R. A bibliography and survey of the vortex tube. College of Aeronautics, Cranfield, UK. 1954. 38 p.
4. Subudhi S., Sen M. Review of Ranque–Hilsch vortex tube experiments using air // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2015. V. 52. Pp. 172–178.
5. Eiamsa-ard S., Promvong P. Review of Ranque–Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2008. V. 1. Pp. 1822–1842.
6. Марьин Д.Ф., Михайленко К.И., Хазиев Л.Х. Прямое численное моделирование эффекта Ранка // Параллельные вычислительные технологии (ПАВТ'2011). Труды международной научной конференции. 2011. С. 539–547.
7. Михайленко К.И. К моделированию вихревой трубы: подготовка гексагональной сетки для вычислительных экспериментов в среде OpenFOAM // Труды Института механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН. 2016. Т. 11, № 1. С. 112–118.
8. Минибаев М.Р., Михайленко К.И. Исследование влияния граничных условий при численном решении модели вихревой трубы // Многофазные системы. 2019. Т. 14, № 2. С. 89–100.
9. Mikhaylenko C.I. Vortex tube modelling: outlet parameter dependencies of cold air production // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1158, Issue 3. P. 032032.
10. Adiullin B.R., Mikhaylenko C.I. Influence of the channel length of a vortex tube on the air temperature separation // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1268. P. 012001.

УДК 621.9

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

Евдокименко И.А., Куликов Д.В., Лобанов П.Д., Прибатурин Н.А.

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

Важной проблемой при создании энергоэффективного оборудования является разработка пассивных интенсификаторов теплообмена. Часто для этой цели используются устройства с разделением потока. Такие устройства просты и надежны, поэтому их часто используют в различных технических устройствах, включая высокоэнергетическое оборудование и камеры сгорания. Одним из самых простых примеров такого оборудования является круглая труба или канал с внезапным расширением. Из-за интенсивного образования вихрей в отрывной зоне потока происходит значительная интенсификация процессов теплообмена. Несмотря на довольно большой объем исследований, ряд вопросов по-прежнему открыт даже для однофазного потока.

Влияние внезапного расширения канала на структуру потока и на координату расположения области присоединения пограничного слоя изучалось в [1]. Было рассмотрено влияние периодических возмущений на поток [2]. Возмущения создавались с использованием электромеханических или аэродинамических (реактивных) генераторов. Показаны профили скорости в канале с обратным уступом, полученные с помощью метода PIV. Также приведены данные о турбулентных пульсациях в течениях подобного типа.

Цель данного исследования – проведение измерений распределения скоростей жидкости, чтобы получить информацию об осредненных и флуктуационных характеристиках потока, а также исследование гидравлических потерь в области за внезапным расширением плоского канала.

Эксперименты проводились при $Re = 6600$. Рабочая жидкость - дистиллированная вода перекачивалась из основного бака через систему измерения расхода и подачи воды. Для измерения расхода использовался ультразвуковой расходомер. Экспериментальная модель представляла собой плоский канал размерами $1000 \times 200 \times 20$ мм. Чтобы создать внезапное расширение, в него была установлена плоская вставка из оргстекла длиной 600 мм и высотой 12 мм. В ходе экспериментов температура жидкости в контуре находилась в диапазоне $24,9-25,1$ °С. На входе в модель была установлена сотовая сетка для выравнивания потока.

Для измерения профиля скорости в канале использовался метод лазерной доплеровской анемометрии. Использовалась система «ЛАД-05». Для экспериментов с использованием LDA в жидкость были добавлены полиамидные частицы размером $20 \div 50$ микрон. Перемещение прибора осуществлялось автоматически с использованием координатного устройства. Координатная сетка представляла собой набор точек с определенным шагом, охватывающим канал от ближней к дальней стене. Шаг составлял 0,5 мм по ширине

канала. Вблизи стенок шаг был уменьшен до 0,1 мм. После получения профиля скорости на определенном расстоянии от уступа прибор перемещался с помощью координатного устройства на следующее расстояние и измерения скорости повторялись. После завершения измерений полученные данные были экспортированы в специально разработанное программное средство для последующей обработки.

В первой серии экспериментов была выполнена визуализация потока в канале. Были использованы лазерный нож и ПЗС-камера. Использовался лазер зеленого цвета с максимальной мощностью 1 Вт. Мощность была установлена на 0,5 Вт. В верхней части канала расположена зона высокой скорости. Зона рециркуляции потока была обнаружена сразу после точки расширения канала. Было обнаружено, что для однофазного потока расположение области присоединения потока составляет приблизительно 7–9 Н от уступа. После точки присоединения начинается реорганизация потока в канале. Зона с высоким уровнем завихренности заканчивается примерно в этой же точке.

В результате получены распределения скорости жидкости на разных расстояниях от точки внезапного расширения канала. Перед внезапным расширением был найден профиль, близкий к параболическому распределению. Сразу после уступа ($X = 0-6H$) находится зона рециркуляции потока, в которой были измерены отрицательные значения скоростей жидкости. Максимальная амплитуда отрицательной скорости смещается к нижней стенке канала с увеличением расстояния от ступеньки. Подобные данные можно найти в литературе. После точки присоединения происходит восстановление профилей скорости. На расстоянии $8H$ отрицательные значения средних скоростей не обнаружены. Это хорошо согласуется с данными визуализации.

Результаты измерений будут использованы для настройки кодов вычислительной гидродинамики, включая LES подход. Данные LDA будут использованы для валидации результатов, полученных с помощью PIV в одно и двухфазных потоках в канале с внезапным расширением.

Список литературы:

1. J.K. Eaton and J.P. Johnston, AIAA J. 19, 1093–1100 (1981).
2. K.B. Chun and H.J. Sung, Exp. Fluids 25, 133–142 (1998)

Измерения профилей скорости выполнены в рамках Госзадания ИТ СО РАН (АААА-А18-118051690120-2).

Эксперименты с использованием визуализационных методов выполнены в рамках проекта РФФИ № 18-08-00477.

УДК 532.13

ТОЧНЫЕ И АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Пухначев В.В.^{1,2}, Фроловская О.А.¹, Петрова А.Г.^{1,3}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³ Алтайский государственный университет,
656049, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 61

Рассматриваются две модели релаксирующей несжимаемой жидкости: модель Павловского в динамике водных растворов полимера и модель Ривлина-Эриксона жидкости второго порядка. Обе модели содержат дополнительный по сравнению с уравнениями Навье-Стокса параметр – коэффициент релаксационной вязкости κ с размерностью квадрата длины. Исковыми функциями в этих моделях являются вектор скорости и давление, что выгодно отличает их от усложненных моделей типа Олдройда.

Для обеих моделей рассмотрены нестационарные слоистые течения, в том числе и течения со слабыми разрывами. Выявлено влияние релаксации напряжений на свободной границе на характер течения. Обнаружено различие в описании движения релаксирующей жидкости в трубе под действием продольного градиента давления по двум моделям. Если в модели Павловского давление не зависит от поперечных координат, то в модели Ривлина-Эриксона эта зависимость появляется.

Найдено семейство точных решений, описывающих плоские и осесимметричные движения около критической точки. Соответствующие им уравнения имеют двойное вырождение за счет обращения в нуль коэффициента при старшей производной на стенке и за счет малости параметра κ , входящего в этот коэффициент. Оказалось, что две эти сингулярности нейтрализуют друг друга, и полученные решения не содержат функций типа пограничного слоя.

Задача о течении вблизи критической точки в стационарной модели Павловского была решена численно. На рис. 1 показано поведение одной из компонент скорости $q'(y)$ в зависимости от параметра δ , пропорционального коэффициенту релаксационной вязкости κ .

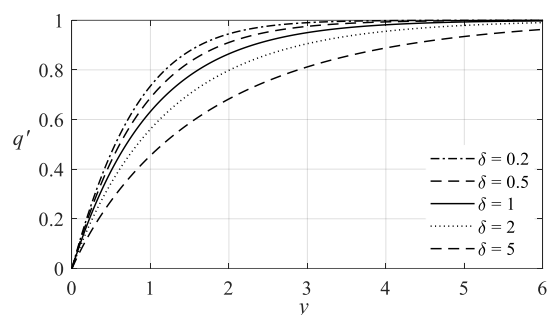


Рис. 1. Графики продольной компоненты скорости $q'(y)$ при различных значениях параметра δ .

Выведены уравнения пограничного слоя в модели Павловского. Рассмотрен аналог классической задачи Блазиуса об обтекании прямолинейной пластинки под нулевым углом атаки. Как известно, решение Блазиуса обладает неустранимым дефектом: поперечная скорость вблизи кромки пластины неограниченно возрастает. Введение в модель релаксационного члена позволяет устранить эту сингулярность.

Список литературы:

1. Frolovskaya O.A., Pukhnachev V.V. Analysis of the Models of Motion of Aqueous Solutions of Polymers on the Basis of Their Exact Solutions // *Polymers*. 2018. Vol. 10, 684. doi: 10.3390/polym10060684.
2. Петрова А.Г. Об однозначной разрешимости задачи течения водного раствора полимера вблизи критической точки // *Математические заметки*. 2019. Т. 106. № 5. С. 723–735. doi: 10.4213/mzm12272.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ (проект № 19-01-00096).*

УДК 621.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В СТРУКТУРИРОВАННОЙ УПАКОВКЕ

Перепелица Б.В.

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

Широкое использование структурированных упаковок в различных промышленных применениях привело к всесторонним исследованиям их свойств и характеристик. Среди различных методов моделирования вычислительная гидродинамика (CFD) является эффективным подходом для представления деталей течения жидкости внутри структурированных упаковок. Тему.

Процессы массообмена и теплопередачи в основном определяются течением жидкости по гофрированным листам. Структура потока жидкой фракции изучена недостаточно [1-3]. По-видимому, чтобы продвигаться вперед необходимо четкое понимание общей картины течения на гофрированных листах в упаковках. Распределение точек орошения очень важно для распределения жидкости по упаковочным листам. Установлено, что даже незначительное смещение точки орошения может значительно перераспределить жидкость по упаковочным листам. Цель исследования состояла в том, чтобы определить типичные гидродинамические процессы после струйного столкновения с насадкой и изучить влияние точки орошения на поток жидкости под упаковочными листами. Рассматривается влияние микротекстуры и отверстий в листах на течение пленки жидкости в зависимости от числа Рейнольдса. Распределение жидкости в упаковке сильно зависит от небольшого изменения точки подвода жидкости, что связано с расположением отверстий на пластине в этой области и кромке пластины. наблюдения картины течения жидкости, в исследуемой области, показали, что возможно много разнообразных сценариев растекания струи. В потоке происходят сложные нестационарные процессы. Наша задача заключалась выделить наиболее характерные процессы из всего многообразия наблюдаемых явлений. На Рис. 1 представлено влияние расположения точки орошения на распределение жидкости на выходе из упаковки.

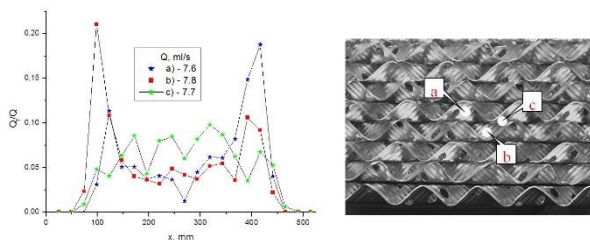


Рис. 1. Распределение жидкости на выходе из упаковки в зависимости от расположения точек орошения. а) b) c) – точки орошения).

На Рис. 2 представлено влияние перераспределителя на распределение жидкости на выходе из упаковки. Перераспределитель представлял собой

наклонную пластину с микротекстурой, размещенную между листами упаковки. Угол наклона пластины к горизонтали – 56 градусов. На рис. 3 показано, что расположение верхнего края отверстия диаметром 4 мм рядом с выступающим ребром микротекстуры обеспечивает образование валика над этим отверстием. По мере роста величины валика он смывается и этот процесс периодически повторяется, т.е., наблюдается пульсирующий режим течения.

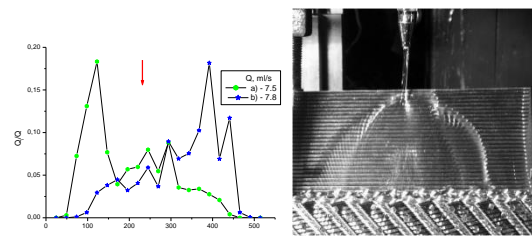


Рис. 2. Распределение жидкости на выходе из упаковки в зависимости от положения перераспределителя.

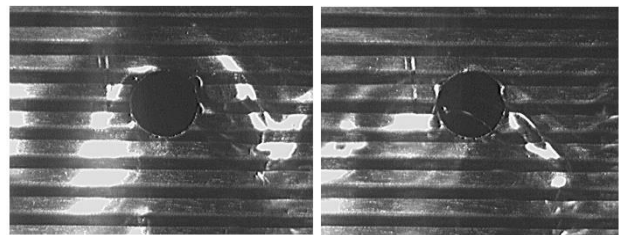


Рис. 3. Образование валика над отверстием 4мм и смыв его (верхняя кромка отверстия совпадает с выступающим ребром микротекстуры).

Список литературы:

1. Alekseenko, S. V.; Markovich, D. M.; Evseev, A. R.; et al. Experimental investigation of local film thickness and velocity distribution inside liquid falling films on corrugated structured packings AICHE JOURNAL Volume: 54 Issue: 6 Pages: 1424–1430 Published: JUN 2008
2. A. Pavlenko, N. Pecherkin, V. Chekhovich, and O. Volodin, Hydrodynamics in falling liquid films on surfaces with complex geometry, Microgravity Sci. Technol., 2009, Vol. 21, Suppl. 1, P. 207–213
3. S.V. Alekseenko, V.E. Nakoryakov, and B.G. Pokusaev, Wave Flow of Liquid Films, Begell House, New York, 1994.
4. SJ Gerke, JU Repke – Experimental investigations of the fluid dynamics in liquid falling films over structured packing geometry Chemical Engineering Research and Design, 2019 – Elsevier BV
5. Перепелица Б.В. Влияние микротекстуры на формирование пленки жидкости на вертикальной поверхности. Теплофизика и аэромеханика, том 18, № 3, 2011, с.519–522.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК

ПРОБЛЕМЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Терехов В.В., Терехов В.И.

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

Интенсивность тепломассообмена при свободной конвекции, как правило, значительно ниже чем у других видов теплопереноса, таких как вынужденная конвекция, теплота фазовых переходов и др. В то же время, свободноконвективные течения обладают одним неоспоримым преимуществом - простотой и надежностью организации процесса теплообмена и отсутствием необходимости использования дополнительных устройств для прокачки теплоносителя. Эта положительная сторона естественной конвекции стала определяющей при создании новых систем охлаждения в целом ряде энергетических устройств. Важное место в этой большой проблеме занимает создание систем охлаждения электронных устройств с достаточно высокой плотностью тепловых потоков, выделяемых на малых масштабах. Поэтому поиски путей интенсификации теплообмена представляет собой актуальную проблему, решение которой необходимо для создания электронных гаджетов с высокой эффективностью.

В докладе представлено современное состояние проблемы интенсификации теплообмена при свободной конвекции в замкнутых и открытых обла-

стях, причем основное внимание будет уделено ламинарному режиму течения, который наиболее характерен для устройств микроэлектроники. Рассматриваются течения при наличии интенсифицирующих ребер, анализируются карты режимов течения и теплообмена для различной геометрии ребер, их местоположения. Представлена оценка влияния теплофизических свойств материала ребра в виде предельных случаев - адиабатические ребра и ребра с бесконечной теплопроводностью.

Рассмотрены течения в каналах и прослойках при установке на поверхности тепловыделяющих элементов различной протяженности и их расположения. Показаны особенности сопряженной смешанной конвекции, а также даны основы для оптимизационного анализа теплогидравлической эффективности.

Также в докладе излагаются современные достижения по интенсификации свободноконвективного теплообмена на поверхностях с трехмерными вихрегенераторами, возможности использования фазоизменяемых материалов, в том числе и с нанокапсулированием и другие методы усиления свободно-конвективной теплоотдачи.



Секция 2

Процессы переноса
при физико-химических превращениях,
включая горение



УДК 533.6.011

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ, ИНИЦИИРУЕМОЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЗДУШНОЙ СТРУЕЙ

Замураев В.П.^{1,2}, Калинина А.П.^{1,2,3}

¹ Институт Теоретической и Прикладной Механики им. С.А.Христиановича,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1,

Сибирский университет потребительской кооперации,
³630087, Россия, Новосибирск, пр. К.Маркса, 26

Проблема организации горения в сверхзвуковом потоке связана с разработкой летательных аппаратов, эксплуатируемых при высоких полетных числах Маха. Используя численное моделирование можно сократить число проводимых экспериментов, а также получить характеристики процесса, которые невозможно получить экспериментально. Однако при численном моделировании присутствует элемент произвола в выборе физико-математических моделей, в частности, модели турбулентности и химической кинетики. И даже при выборе этих моделей остается необходимость задания количественных значений входной турбулентности и значений предэкспонента и энергии активации в константах скорости химических реакций. Данное исследование посвящено численному моделированию первой стадии двухстадийного процесса запуска камеры сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя, предложенного в [1, 2], а также изучению влияния значений энергии активации в константе скорости химической реакции. Первая стадия этого двухстадийного механизма запуска заключается в предварительном торможении сверхзвукового потока в секции постоянного сечения до околосвуковых скоростей. В эту секцию подается углеводородное топливо (в данном исследовании этилен или керосин), полное сгорание которого позволит затормозить поток только до околосвуковых скоростей. Чтобы инициировать воспламенение и горение, в канал подается дросселирующая струя сжатого воздуха. Давление в газогенераторе этой струи в несколько раз превышает давление основного потока в канале, благодаря чему в окрестности струи создается ударная волна, которая инициирует процесс воспламенения и горения топлива.

Рассматривается задача в осесимметричной постановке при осевой подаче топлива в секцию постоянного сечения. Перед входом в расширяющуюся секцию подается дросселирующая струя. Решаются нестационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса, замыкаемые k - ϵ моделью турбулентности при упрощенной химической кинетике из одной реакции как для этилена, так и для керосина. Изучается влияние начальной турбулентности и изменения энергии активации при горении этилена, выполняется сравнение горения этих двух видов топлив.

Полученные результаты согласуются с ожиданиями. Начальное значение турбулентности в потоке в канале без горения не оказывает практически никакого влияния на конечный результат, потому что про-

изводство турбулентной энергии связано с взаимодействием потока с ударной волной от дросселирующей струи. Поскольку подаваемое количество топлива даже при полном сгорании может затормозить поток лишь до околосвуковой скорости, то формирующиеся режимы отличаются только временным масштабом: в случае более низкой энергии активации процесс формирования околосвуковой области происходит быстрее, а отличия в качественной картине процессов нет.

Горение керосина и этилена происходят по-разному, что связано с разницей молекулярных масс и скоростей транспорта компонент смеси, а не с энергией активации. Керосин содержит более тяжелые молекулы из-за чего процесс смешения идет медленнее. Если при осевой подаче струи этилена происходит ее заметное расширение и интенсивное перемешивание этилена с воздухом [3], то в случае керосина его смешение с потоком происходит только благодаря воздействию дросселирующей струи и процесс формирования околосвуковой области идет медленнее.

Список литературы:

1. Tretyakov P.K., Krainev V.L., Lazarev A.M., Postnov A.V. Peculiarities of organization of effective hydrocarbon fuel combustion in supersonic flow // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018) : AIP Conference Proceedings. S. 1. 2018. Vol. 2027 No. 1. P. 030029(6). DOI: 10.1063/1.5065123.
2. Tretyakov P.K. Kerosene combustion in a supersonic flow // Journal of Physics: Conference Series : XVI All-Russian Seminar with international participation "Dynamics of Multiphase Media" (Novosibirsk, 30 Sept. - 5 Oct. 2019). S.I.: IOP Publishing, 2019. Vol. 1404. P. 012070(4). DOI: 10.1088/1742-6596/1404/1/012070.
3. Zamuraev V.P., Kalinina A.P., Fedorova D.V., Popova D.S. Calculations of shock-wave flow structure in axisymmetric channel with near-wall ethylene burning with throttle air jet // Journal of Physics: Conference Series : 5 International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control (IWHT-2019), (Novosibirsk, 13–16 Aug. 2019). S. 1.: IOP Publishing, 2019. Vol. 1369. P. 012066(6). DOI: 1088/1742-6596/1369/1/012066.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610135-6) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 20-08-00245).

УДК 533.17, 532.517.4, 53.082.56, 532.574.7

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР НА СМЕСЕОБРАЗОВАНИЕ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТУ

Лобасов А.С.

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

В настоящее время для стабилизации горения в камерах сгорания газовых турбин часто используется закрутка потока, обеспечивающая горение в относительно небольшом объеме и способствующая достижению хороших характеристик поджига пламени и устойчивого горения в широком диапазоне соотношения топливо-окислитель [1–3]. Для течения с закруткой характерно наличие дополнительной центробежной неустойчивости потока, проявляющейся в случаях, когда интенсивно закрученное течение поступает в камеру сгорания через область внезапного расширения. При достаточно сильной закрутке потока имеет место распад вихревого ядра, как правило сопряженный с формированием центральной зоны рециркуляции и интенсивной прецессией потока. Наличие прецессирующего вихревого ядра в закрученных струях с горением и его значимость в механизме стабилизации пламени остаются открытыми вопросами, которым адресовано множество исследований. Применение современных методов экспериментального моделирования таких как анемометрия по изображениям частиц (PIV) и панорамная лазерно-индуцированная флуоресценция (PLIF), открывают новые перспективы детального исследования влияния крупномасштабных вихревых структур на процесс локального перемешивания в камерах сгорания.

Экспериментальные исследования закрученного течения проведены в модельной камере сгорания ГТУ при атмосферном давлении. Установка состоит из цилиндрической форкамеры, модельного фронтального устройства и камеры сгорания с квадратными охлаждаемыми окнами из кварцевого стекла (100x100 мм толщиной 4 мм) обеспечивающими оптический доступ. Фронтное устройство включает в себя радиальный завихритель потока и центральное сопло для подачи пилотного топлива. Число Рейнольдса для воздуха, выходящего из 37-мм выходного отверстия завихрителя, устанавливалось на значениях 5000, 15000 и 30000. Пространственные распределения мгновенной скорости в выбранном сечении потока, освещенном лазерным ножом, были измерены методом PIV реализованным на основе двух камер с ПЗС-сенсором (4 Мпикс изображения, 8 бит) и двух импульсных Nd:YAG лазеров (532 нм, длительность импульса – 10 нс). Метод PLIF, на основе УФ импульсного Nd:YAG лазера (266 нм, длительность импульса – 10 нс) и гибридной ПЗС-КМОП камеры (5 Мпикс, 16 бит) с УФ электронно-оптическим преобразователем и усилителем (мульти-щелочной фотокатод), был использован для измерения распределений мгновенной концентрации флуоресцентной примеси в потоке. Работа PIV/PLIF-системы была синхронизована с использованием нескольких программируемых генераторов

TTL-сигналов. Частота регистрации объединенной системы составляла 1,5 Гц. Проверка сведения лазеров PIV/PLIF-системы в единую плоскость осуществлялась с помощью листа фотобумаги, закрепленного в области измерений. Для пространственного сопоставления изображений, регистрируемых камерами PIV/PLIF-системы, использовалась плоская калибровочная мишень, установленная в плоскости освещения. В результате, для каждого исследуемого режима течения было зарегистрировано порядка 2000 мгновенных изображений полей скорости и концентрации флуоресцентной примеси в потоке.

Для анализа данных и определения когерентных структур с наибольшей энергией использовался метод главных компонент, реализованный в виде сингулярного разложения [4] пространственных распределений пульсаций скорости. Поскольку каждая пространственная мода может быть представлена в виде линейной комбинации полей пульсаций скорости можно также выполнить условное осреднение пульсаций любой другой совместно измеряемой величины (подробнее об этом см. [5]).

В результате получена информация о средних и мгновенных распределениях скорости и концентрации, интенсивности пульсаций скорости и концентрации, напряжений Рейнольдса и турбулентного потока пассивной примеси. С использованием метода главных компонент, реализованного в виде сингулярного разложения, проведен анализ влияния когерентных структур на процесс локального перемешивания в камере сгорания. Проведена количественная оценка вклада данных структур в интенсивность пульсаций скорости и турбулентного переноса импульса.

Список литературы:

1. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. Swirl flows. England, Tunbridge Wells, Kent: Abacus Press, 1984. 488 с.
2. Lieuwen T.C. Unsteady combustor physics. Cambridge University Press, 2012. 426 с.
3. Михайлов А.И., Горбунов Г.М., Борисов В.В., Квасников Л.А., Марков Н.И. Рабочий процесс и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей. М.: Государственное издательство оборонной промышленности, 1959. 286 с.
4. Kerschen G., Golinval J.C., Vakakis A.F., Bergman L.A. The method of proper orthogonal decomposition for dynamical characterization and order reduction of mechanical systems: an overview // Nonlinear Dynamics. 2005. Т. 41. № 1–3. С. 147–169.
5. Lobasov A.S., Alekseenko S.V., Markovich D.M., Dulin V.M. Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2020. Т. 83. С. 108539.

*Работа выполнена при поддержке РФФ
(грант № 19-79-10225).*

УДК 533.17, 532.517.4, 532.574.7, 533.6.08

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ И НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ СМЕСИ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТУ

Дектерев Ар.А., Лобасов А.С., Дектерев А.А.

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

Строгие экологические нормы выбросов загрязняющих веществ для современных газовых турбин и высокие цены на топливо стимулируют разработку новых подходов для организации эффективной работы камер сгорания с низким уровнем эмиссии. В частности, сжигание бедных предварительно смешанных смесей топлива и окислителя является эффективной стратегией снижения выбросов оксидов азота [1,2]. Однако сжигание обедненной предварительно перемешанной смеси обладает серьезными недостатками, поскольку такие пламена подвержены термоакустическим пульсациям, которые могут приводить к резонансным эффектам в камерах сгорания [3]. Для стабилизации пламени часто используют закрутку потока. Однако для течения с закруткой характерно наличие дополнительной центробежной неустойчивости потока, проявляющейся в случаях, когда интенсивно закрученное течение поступает в камеру сгорания через область внезапного расширения. При достаточно сильной закрутке потока имеет место распад вихревого ядра, как правило, сопряженный с формированием центральной зоны рециркуляции и интенсивной прецессией потока [4]. При этом наличие прецессирующего вихревого ядра в закрученных потоках с горением и его роль в стабилизации пламени по-прежнему остаются открытыми вопросами [5].

Целью работы является исследование динамики турбулентного закрученного пламени в нестационарных условиях горения частично перемешанной смеси со значительным избытком воздуха при повышенных давлениях и начальной температуре смеси с использованием математического моделирования.

Модель камеры сгорания состояла из предварительной камеры цилиндрической геометрии с размещенным внутри завихрителем модельной геометрии [6] и камеры сгорания с охлаждаемыми конфузуром и выходным соплом, обеспечивающим повышенное давление в камере сгорания вследствие реализации эффекта критического потока. Воздух подавался в кольцевую камеру через 4 симметричных отверстия, а затем направлялась в завихритель. Топливо подавалось через центральный канал диаметром 5,8 мм. Смешение топлива и воздуха осуществлялось непосредственно в камере сгорания. Выходной диаметр завихрителя был равен 38 мм, а ширина камеры сгорания составляла 180 мм.

Для моделирования турбулентного горения была использована методика расчета основанная на применении 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). В качестве 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. В работе были использованы различные кинетические модели газозольных реакций (детальный механизм горения метана GRI-Mech 3.0 и механизм горения синтез-газа H_2/CO включающий детальный механизм окисления водорода). 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. Была использована неструктурированная расчетная сетка. Вычисления проводились на вычислительном кластере, состоящем из 60 высокопроизводительных ядер.

В результате проведено численное исследование нестационарного турбулентного горения в модельной камере сгорания ГТУ с закруткой потока при давлении до 3 атм. и температуре смеси до 500 К на выходе из фронтального устройства. Проведена проверка математической модели физико-химических процессов для численного моделирования горения закрученных пламен при повышенных температуре и давлении.

Список литературы:

1. Jager B., Kok J.B.W., Skevis G. The effects of water addition on pollutant formation from LPP gas turbine combustors // Proc. Combust. Inst. 2007. Т. 31. С. 3123–3130.
2. Temme J.E., Allison P.M., Driscoll J.F. Combustion instability of a lean premixed prevaporized gas turbine combustor studied using phase-averaged PIV // Combust. and Flame. 2014. Т. 161. С. 958–970.
3. Huang Y., Yang V. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion // Progress in Energy and Comb. Sc. 2009. Т. 35. №. 4. С. 293–364.
4. Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C.N., Paschereit C.O., Petz C., Hege H.-C., Noack B.R., Wagnerski I. Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing vortex breakdown: Stability analysis and empirical mode construction. // J. Fluid Mech. 2011. Т. 679. С. 383–414
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 // Phys. Fluids. 2014. Т. 26. Paper 065109.
6. Janus B., Dreizler A., Janicka J. Experiments on swirl stabilized non-premixed natural gas flames in a model gasturbine combustor // Proc. Combust. Inst. 2007. Т. 31. №. 2. С. 3091–3098.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

*Уникальный идентификатор проекта
RFMEFI58318X0035.*

УДК 614.7, 614.8

ИЗМЕНЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В ОКРЕСТНОСТИ МАЛЫХ ОЧАГОВ ПРИРОДНЫХ ПОЖАРОВ

Лобода Е.Л.^{1,2}, Агафонцев М.В.^{1,2}, Касымов Д.П.^{1,2}, Рейно В.В.², Гордеев Е.В.², Тараканова В.А.^{1,2},
Мартьянов П.С.^{1,2}, Орлов К.Е.¹, Савин К.В.¹, Дутов А.И.¹, Лобода Ю.А.^{1,2}

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

² Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия
634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1

В мире ежегодно происходит большое количество лесных, степных и торфяных пожаров [1, 2]. Последствия природных пожаров включают в себя выброс в атмосферу газообразных продуктов горения, которые способны переноситься в атмосфере на значительные расстояния. Выбросы от лесных пожаров оказывают большое влияние на качество местного воздуха и глобальный климат [3–5].

Несмотря на то, что изучением природных пожаров в мире начали всерьез заниматься еще в XX-ом веке, вопрос моделирования механизмов распространения, прогнозирования возникновения и оценки последствий содержит много «белых пятен» и неразрешенных вопросов, которые еще даже не достигли достаточного уровня конкретизации для корректной постановки задачи.

В данной работе представлены результаты полунатурных экспериментальных исследований механизмов и характеристик распространения фронта степного пожара, его влияния на метеопараметры и выброс аэрозолей.

Эксперименты по моделированию степных пожаров проводились в мае 2019 года на территории Базового экспериментального комплекса (БЭК) ИОА СО РАН. Он имеет координаты 562849с.ш., 850608в.д. и высоту 170 м над уровнем моря. На станциях обоих обсерваторий установлены идентичные автоматические комплексы для измерения широкого набора метеорологических величин, концентраций малых газовых примесей и аэрозолей в приземном слое атмосферы. В качестве основной экспериментальной площадки выбиралась полоса длиной 40 м и шириной 15 м.

Температура воздуха, относительная влажность и атмосферное давление контролировались при помощи метеостанций (ультразвуковая метеостанция АМК-03). Температура воздуха варьировалась в пределах 275–278 К. Относительная влажность воздуха изменялась в интервале 42–44 %, атмосферное давление 751–759 мм рт. ст. Скорость ветра изменялась в диапазоне 1–6 м/с, температура почвы на глубине 0.1 м составила – 275 К и влагосодержание – 43 %. Влагосодержание растительных горючих материалов определялось при помощи анализатора влажности AND MX-50 с точностью 0.01% и составило 5,61 %. Запас РГМ на экспериментальной площадке изменялся в пределах 0,476–0,563 кг/м². Поле температур во фронте пожара и структура пламени контролировались при помощи инфракрасной камеры JADE J530SB с частотой съемки 50 кадров/сек в узком спектральном интервале 2,5–2,7 мкм. Выбор спектрального интервала обусловлен спектром излучения основных продуктов горения

пламени (пары воды, углекислый газ). Для корректировки коэффициента излучения пламени и контроля распространения фронта пожара внутри экспериментальной полосы размещались стойки с термопарами ХА (хромель-алюмель) типа К. Формирование фронта горения производилось равномерно по всей ширине площадки.

В результате экспериментального исследования были сделаны следующие выводы:

1. Очаги горения небольшого размера приводят к повышению температуры воздуха в области пожара на 2–3 градуса, а также уменьшению относительной влажности воздуха на 5%. В этих условиях наблюдаются достаточно крупные масштабы турбулентности, которые являются эффектом масштаба и действия ветра.

2. Очаг горения приводит к изменению аэрозольного состава атмосферы, а также способствует росту концентрации парниковых и окисляющих газов. Однако было зафиксировано уменьшение концентрации озона до 16 мг/м³ (при фоновом значении 47,5 мг/м³).

3. Изменения аэрозольного и газового состава атмосферы при природном пожаре происходят с некоторой задержкой по времени. Этот факт может быть использован для своевременного противодействия росту природных пожаров и перерастанию их в чрезвычайные ситуации регионального масштаба.

Список литературы:

1. Pagni P (1993) Causes of the 20th October 1991 Oakland Hills conflagration. *Fire Safety Journal* 21, P. 331–340. doi:10.1016/0379-7112(93)90020-Q.
2. Catry F.X., Rego F.C., Bação F.L., Moreira F. Modeling and mapping wildfire ignition risk in Portugal. *Volume 18. Issue 8, 2009. P. 921–931.*
3. Виноградова А.А., Смирнов Н.С., Коротков В.Н., Романовская А.А. Лесные пожары в Сибири и на дальнем востоке: эмиссии и атмосферный перенос черного углерода в Арктику // *Оптика атмосферы и океана*. 2015. Т. 28. № 6. С. 512–520.
4. Ситнов С.А., Мохов И.И., Джола А.В. Влияние сибирских пожаров на содержание монооксида углерода в атмосфере над европейской частью России летом 2016 г. // *Оптика атмосферы и океана*. 2017. Т. 30. № 2. С. 146–152.
5. Поповичева О.Б., Козлов В.С., Рахимов Р.Ф., Шмаргунов В.П., Киреева Е.Д., Персианцева Н.М., Тимофеев М.А., Engling G., Eleptheriadis K., Diarouli L., Панченко М.В., Zimmermann R., Schnelle-kreis J. Оптико-микрофизические и физико-химические характеристики дымов горения сибирских биомасс: эксперименты в аэрозольной камере // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т. 29. № 4. С. 323–331.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

УДК 536.7

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОЁМКОСТИ ЛИГНОЦЕЛЛЮЛОЗНОГО СЫРЬЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ РАЗЛОЖЕНИИ

Козлова М.А., Шаманский В.А.

Институт энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130

Утилизация и переработка лигноцеллюлозного сырья, как правило, основана на его термохимических превращениях. Можно выделить три распространенных в промышленности способа такой переработки: полное сжигание, пиролиз и газификация. Не останавливаясь здесь на специфике каждого из этих способов, отметим, что все они обусловлены химическими процессами, протекающими при высоких температурах внутри лигноцеллюлозных частиц, на их поверхности и в приповерхностном слое газовой фазы, где происходит завершение химических превращений в системе в целом. Несмотря на то, что физико-химические процессы при нагревании, например, древесины достаточно разнообразны, если воспроизводить условия эксперимента, термогравиметрические кривые её разложения имеют хорошую воспроизводимость. Это свидетельствует о строгой закономерности протекающих внутри древесных частиц процессов термического разложения. Как правило, такие процессы описываются статистическими соотношениями, которые в целом, безусловно, должны соответствовать термодинамическим законам, определяющих допустимость тех или иных изменений системы в целом. Основной проблемой в этой ситуации является выбор промежуточных структур и составов, на которые распадаются макромолекулы. При этом, если состав газовой фазы доступен для измерения и идентификации, а, следовательно, и для термодинамического описания, то информация о текущем составе и структуре карбонизированной частицы чаще всего ограничивается её элементным составом. Это позволяет включать в модельные расчеты балансы элементов, но не теплоты, хотя суммарная теплота химических превращений внутри частицы, как и теплота, уходящая со стефановским потоком, доступны для определения.

Термодинамические характеристики вещества в общем случае зависят от температуры, давления и его природы (структура, элементный состав). Поскольку изменение состава лигноцеллюлозного вещества при его термическом разложении, как указано выше, воспроизводится¹ при сохранении внешних условий, в первую очередь скорости нагрева, то изменение термодинамических параметров лигноцеллюлозного вещества в процессе термохимической конверсии в инертной среде тоже зависят от температуры и давления при заданной скорости нагрева. Так как состав и структура карбонизированной частицы зависят от температуры, то такую частицу в термодинамическом смысле можно считать одним веществом, находящемся в разных термодинамических состояниях при

разных температурах, учитывая тот факт, что термодинамические характеристики в явном виде состав вещества не учитывают. Таким образом, теплоёмкость лигноцеллюлозного вещества при постоянном давлении будет зависеть от двух факторов: температуры и скорости нагрева, т.е. запишется в виде двумерной таблицы. Может возникнуть вопрос: нет ли здесь противоречия с законами термодинамики, в которой состояние системы не зависит от пути, по которому она в это состояние пришла? Здесь на наш взгляд следует учитывать два обстоятельства. Во-первых, скорость нагрева должна быть постоянной при изменении состояния системы, что в общем случае всегда возможно при моделировании для достаточно малых промежутков времени. Тогда эта величина, наравне с температурой и давлением просто входит в промежуточную характеристику системы. Во-вторых, важна идентификация системы, как объекта. То есть, термодинамические характеристики будут различными не только для древесины сосны или тополя, соломы или ореховой шелухи, но и для продуктов с различной степенью термохимической конверсии одного и того же исходного вещества. Последнее обстоятельство делает область исследований чрезвычайно обширной, однако, как правило, в технологиях переработки используется вполне конкретное лигноцеллюлозное сырье или несколько его разновидностей и для создания математических моделей достаточно провести исследования только применительно к этому сырью или ограниченному набору продуктов такого рода.

В данной работе предложена методика расчета термодинамических характеристик опилок сосны на основе термогравиметрического анализа и масс-спектров газообразных продуктов их термического разложения. В этих целях был использован комплекс синхронного термического анализа. В состав комплекса входят блок термического анализа STA 449 F1, квадрупольный масс-спектрометр QMS 403 Aeolos и блок импульсного термического анализа PulseTA. Образующиеся продукты пиролиза и горения древесины и угля регистрировали в диапазоне массовых чисел от 1 до 200 с ионизацией электронным ударом 70 Эв.

*Работа выполнена в рамках проекта
государственного задания 17.2.2
(рег. № АААА-А17-117030310433-6)
фундаментальных исследований СО РАН.
Исследование выполнено с использованием
оборудования Центра коллективного пользования
«Высокотемпературный контур» ИСЭМ СО РАН.*

¹ То есть воспроизводятся термографические кривые, кривые сигнала ДСК и масс-спектры летучих веществ, причем воспроизводимость улучшается в ряду: древесные опилки – обессмоленные опилки – целлюлоза (фильтровальная бумага).

УДК 533.17, 532.517.4, 53.082.56, 532.574.7

ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТУ

Хребтов М.Ю., Палкин Е.В., Мулляджанов Р.И.

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

Вихревые камеры сгорания представляют собой сложную систему, эффективность работы которой зависит от таких факторов, как гидродинамическая устойчивость потока, неравномерность поступления и смешения топлива, особенности химического реагирования, пульсации тепловыделения и давления. Хорошо известно, что возникновение нестационарных явлений зачастую ограничивает условия безопасной и эффективной работы энергетического оборудования. В частности, развитие неустойчивостей и усиление термоакустических пульсаций в камерах сгорания может приводить к разрушению газовых турбин. Известно, что внешнее периодическое возмущение с определенными частотами может быть успешно использовано для эффективного управления процессами переноса в потоках различных конфигураций [1–4]. Однако, выбор месторасположения актуаторов, возмущающих поток, остается задачей либо некоторой процедуры оптимизации, что является ресурсозатратным, либо реализуется из общих соображений, что зачастую не является оптимальным.

В данной работе мы исследуем процессы смешения в закрученном течении модельной камеры сгорания ГТУ при атмосферном давлении. Численные эксперименты полностью соответствуют геометрии и режимам в лабораторной установке, расположенной в Институте теплофизики СО РАН, которая состоит из цилиндрической форкамеры, модельного фронтального устройства и камеры сгорания. Фронтное устройство включает в себя радиальный завихритель потока и центральное сопло для подачи пилотного топлива. Число Рейнольдса для воздуха, выходящего из 37-мм выходного отверстия завихрителя, находится в диапазоне значений 5000–30000. Вихреразрешающее численное моделирование проведено при помощи открытого пакета OpenFOAM. Расчетная сетка составлена из гексагональных элементов с небольшим количеством призматических. На Рис. 1 показана визуализация течения при помощи изоповерхностей пассивного скаляра для демонстрации особенностей процессов

перемешивания. В докладе будут представлены результаты, включающие анализ средних и мгновенных распределений скорости и концентрации, а также интенсивности их пульсаций. Особый акцент будет сделан на роли прецессирующего вихревого ядра на эффективность перемешивания в области около сопла.

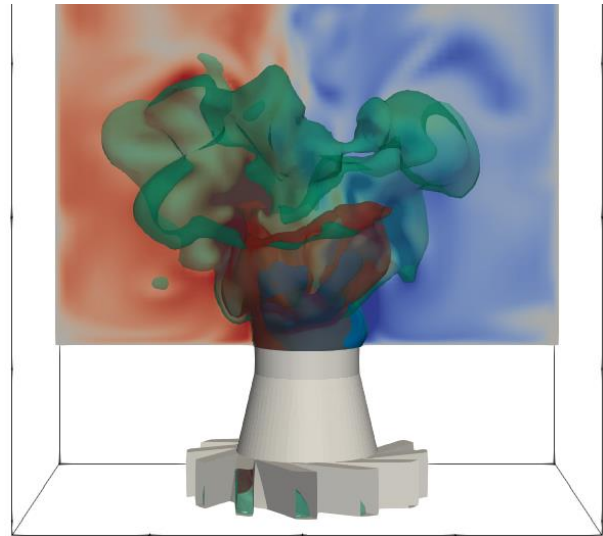


Рис. 1. Часть расчетной геометрии и изоповерхности концентрации пассивного скаляра, используемого для визуализации процессов перемешивания закрученного потока внутри модельной камеры сгорания.

Список литературы:

1. Вулис Л.А., Ярин Л.П. Аэродинамика факела. Л.: Энергия. 1978.
2. Gad-el-Hak M. Flow control: passive, active, and reactive flow management. Cambridge university press. 2007.
3. Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К. Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физматлит, 2001.
4. Lieuwen T.C. Unsteady combustor physics. Cambridge University Press, 2012.

Работа выполнена при поддержке РФФ
(грант № 19-79-10225).

УДК 519.95:544.4

**КРАЕВАЯ ЗАДАЧА С ВЫРОЖДЕНИЕМ ДЛЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ
ТИПА РЕАКЦИИ – ДИФФУЗИЯ**

Казаков А.Л., Кузнецов П.А.

Институт динамики систем и теории управления имени В.М. Матросова СО РАН,
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 134

Система нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными

$$\begin{cases} T_t = (T^\sigma T_x)_x + F(T, S), \\ S_t = (S^\theta S_x)_x + G(T, S), \end{cases} \quad (1)$$

известна под названием «система реакции-диффузии» и обычно применяется в химической кинетике. Здесь t, x – независимые переменные (время и пространственная координата соответственно), σ, θ – положительные константы, F, G – известные функции своих аргументов. Искомые функции $T(t, x)$ и $S(t, x)$ являются значениями концентрации веществ-эффекторов, участвующих в реакции: активаторов и ингибиторов соответственно [1]. Системы вида также (1) используются для описания процессов теплопроводности, фильтрации, популяционной динамики.

Замена искомых функций $u = T^\sigma, v = S^\theta$ позволяет переписать (1) в виде

$$\begin{cases} u_t = uu_{xx} + \frac{1}{\sigma} u_x^2 + f(u, v), \\ v_t = vv_{xx} + \frac{1}{\theta} v_x^2 + g(u, v). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь и далее предполагается, что $f(0, 0) = 0, g(0, 0) = 0$. Функции $f(u, v), g(u, v)$ считаем достаточно гладкими.

Для системы (1) рассматриваются следующие краевые условия

$$u|_{x=a(t)} = p(t), v|_{x=a(t)} = q(t), \quad (3)$$

где $p(0) = 0, q(0) = 0$. Пусть функции $a(t), p(t), q(t)$ также обладают достаточной гладкостью.

Особенностью рассмотренной постановки является то, что в начальный момент времени в системе (2) одновременно обращаются в нуль коэффициенты перед старшими (вторыми) производными, что приводит к вырождению параболического типа рассматриваемой системы.

Наличие указанной особенности, в свою очередь, является причиной того, что у рассматриваемой задачи появляются решения специального вида, которые с физической точки зрения представляют собой возмущения, распространяющиеся по покоящемуся (нулевому) фону с конечной скоростью. Подобное, как известно, совершенно нетипично для уравнений и систем параболического типа. Отметим, что для нелинейного уравнения теплопроводности решения с соответствующими свойствами были, насколько нам известно, впервые предложены ровно 70 лет назад в классической работе Я.Б. Зельдовича и А.С. Компанейца [2].

Ранее задачи вида (2), (3) в скалярном случае (для уравнения нелинейной фильтрации) рассматривались в научной школе академика А.Ф. Сидорова [3, 4], к которой принадлежат также и авторы доклада [5].

В рамках настоящего исследования для задачи (2), (3) доказана новая теорема существования и единственности решения в классе аналитических функций, которая обобщает ранее полученные авторами результаты [5, 6] на случай системы (2). При этом решение строится в виде степенных рядов, коэффициенты которых определяются из системы алгебраических уравнений. Сходимость рядов доказывается классическим методом мажорант, что и обеспечивает локальную разрешимость рассмотренной задачи в классе аналитических функций.

Важным достоинством данной техники, идеи которой восходят к работам А.Ф. Сидорова [3], является то, что она позволяет как доказывать строгие математические утверждения, так и использовать отрезки рядов с рекуррентно вычисляемыми коэффициентами для проведения численных расчетов. Наиболее эффективным является комбинирование частичных разложений в ряды, которые используются для раскрытия особенности, с другими численными методиками, например, основанными на методе граничных элементов [6, 7].

Список литературы:

- Gambino G., Lombardo M.C., Sammartino M., Sciacca V. Turing pattern formation in the Brusselator system with nonlinear diffusion // Physical Review E. 2013. V. 88. P. 042925.
- Зельдович Я.Б., Компанец А.С. К теории распространения тепла при теплопроводности, зависящей от температуры // Сборник, посвященный 70-летию А.Ф. Иоффе. М.: Изд. АН СССР, 1950. С. 61–71.
- Сидоров А.Ф. Избранные труды. Математика. Механика. М.: Физматлит, 2001. 576 с.
- Ваганова Н.А. Построение новых классов решений нелинейного уравнения фильтрации с помощью специальных согласованных рядов // Труды ИММ УрО РАН. 2003. Т. 9. № 2. С. 10–20.
- Казаков А.Л., Лемперт А.А. О существовании и единственности решения краевой задачи для параболического уравнения нестационарной фильтрации // ПИМТФ. 2013. Т. 54. № 2. С. 97–105.
- Kazakov A.L., Kuznetsov P.A., Lempert A.A., Spevak L.F. Analytical and numerical solutions to the problem on a heat wave initiating for the nonlinear heat equation with a source // Journal of Physics: Conference series. 2019. V. 1268. P. 012030.
- Kazakov AL, Spevak LF. An analytical and numerical study of a nonlinear parabolic equation with degeneration for the cases of circular and spherical symmetry // Applied Mathematical Modelling. 2016. V. 40. P. 1333–1343.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке
РФФИ в рамках научных проектов
№ 20-07-00407, 20-51-552003.*

УДК 662.612

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ АГЛОМЕРАТОВ ПОЛИЭТИЛЕНА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Донской И.Г., Свищев Д.А., Козлов А.Н., Пензик М.В.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130

Горение систем с полимерными материалами (например, бытовых отходов) часто затруднено из-за явления агломерации: при нагреве частицы отходов вспучиваются и выделяют значительное количество вязких продуктов, в результате чего образуются слипшиеся комья из частиц, обладающие низкой проницаемостью для воздуха [1]. В работе с помощью экспериментальных и теоретических моделей исследованы некоторые особенности образования и разложения агломератов.

Образцы агломератов были подготовлены в лабораторной установке периодического действия путем нагрева смеси полиэтиленовых гранул и частиц керамзита (массовое отношение 1:1, масса засыпки 600 г, размеры частиц около 5 мм). Стенки реактора обогреваются электрической спиралью до температуры 350–400°C, для предотвращения воспламенения слой продувается аргоном (расход 2 л/мин). В процессе нагрева полиэтилен расплавляется и заполняет порозное пространство, в результате чего происходит усадка слоя. В приведенной постановке размер агломерата определяется размером слоя, хотя вблизи стенок наблюдается уменьшение содержания полиэтилена, что связано с лучшими условиями для стекания расплава. Полученные агломераты далее подвергаются окислению воздухом (расход 25 л/мин) в той же установке с нагревом стенок до 700°C.

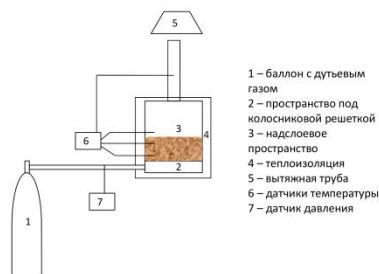


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

С помощью математической модели [2] были проведены численные расчеты режимов прогрева в условиях экспериментальной установки. Сопоставление

экспериментальных и расчетных температур приведено на рис. 2.

Рассмотрено изменение формы агломерата в разные моменты времени (из данных расчета по границе массовой доли полиэтилена). Разложение полиэтилена начинается при температурах порядка 400–500°C, преимущественно в нижней части слоя, где теплота переносится преимущественно за счет притока подогретого газа (вблизи стенок разложение протекает медленнее из-за невысокой теплопроводности пористого керамзита).

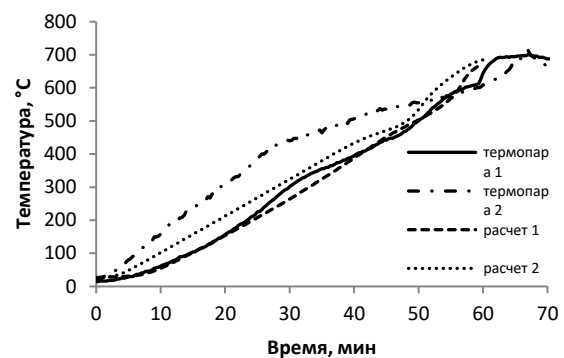


Рис. 2. Динамика температуры в реакторе: сплошные кривые – измерения, пунктирные кривые – расчет (1 – полувысота, 2 – верхняя граница слоя).

Список литературы:

1. Донской И.Г. Моделирование процесса совместной газификации древесины и полимерных материалов в плотном слое // *Химия твердого топлива*. 2018. № 2. С. 67–72.
2. Донской И.Г. Математическое моделирование образования агломератов в реагирующей пористой среде с меняющейся проницаемостью // *Вычислительные технологии*. 2020. Т. 25. № 2.

Работа выполнена в ИСЭМ СО РАН при поддержке РФФИ (проект № 19-08-00744) и с использованием оборудования ЦКП «Высокотемпературный контур».

УДК 621.9

ВЛИЯНИЕ УТОПЛЕННОСТИ СОПЛА НА ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ РДТТ

Бендерский Б.Я., Чернова А.А.

¹ Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова, 426000, Россия, Ижевск, ул. Студенческая, 7

Современные тенденции развития ракетной техники требуют поиска новых нетрадиционных решений организации рабочих процессов. Одним из наиболее эффективных методов остается применение схемы компоновки РДТТ с размещением соплового блока в канале заряда. Для проектирования таких двигателей требуется информация об организации газодинамических и теплофизических процессов в камере сгорания которая определяет расходно-тяговые характеристики [1-3]. В работах [4-8] рассмотрены вопросы влияния конструктивных параметров двигателя с утопленным соплом на расходно-тяговые характеристики. Вопросы влияния степени утопленности сопла на теплообмен в камере сгорания двигателя с цилиндрическим каналом рассмотрены в работах С.Д. Панина [9]. Результаты по теплообмену получены экспериментальным путем. Влияние соотношения расходов газа, поступающих из надсоплового зазора и центрального канала (коэффициент K_g) при одной и той же степени утопленности сопла для различных форм каналов заряда представлено в [10].

В работе представлены результаты численного моделирования пространственной газодинамики и теплообмена в проточных трактах зарядов различных форм поперечного сечения и предсопловом объеме (ПО) камеры сгорания с различной степенью утопленности сопла.

Решена сопряженная задача теплообмена в камере сгорания при реализации режимов с различной величиной K_g . В данной постановке через скорость горения топлива определяется скорость твуда с массоподводящей поверхности ($\rho_T u_T = \rho_r U_r$), где $u_T = a \cdot p^v$, константы a, v определяются по [11]. Используется модель вязкого сжимаемого теплопроводного газа. Рабочее тело – однофазные продукты сгорания условного твердого топлива с показателем адиабаты 1,2, температурой горения 3000К. Число Рейнольдса на выходе из канала имеет порядок 10^7 , при числах Маха в области критического сечения утопленного сопла $M = 0.9$. Для замыкания системы уравнений применена двухзонная модель турбулентности Ментера SST $k-\omega$ [12]. Дискретизация расчетной области производилась с использованием шестигранников, общее количество которых не превышало 2.5 млн элементов, включая призматические ячейки для разрешения пристеночных течений.

В результате проведенных расчетов получены распределения полей физических величин в проточных трактах двигателя. Выявлено, что увеличение степени утопленности сопла приводит к структурной пере-

стройке потока в ПО. Изучено изменение топологических особенностей структуры потока вблизи входной поверхности утопленного сопла и в надсопловом зазоре в зависимости от степени утопленности для двигателей с зарядами различной формы поперечного сечения.

Получены закономерности изменения коэффициента теплоотдачи на поверхности утопленного сопла и значения числа Нуссельта в области топологических особенностей на входной поверхности утопленного сопла. Сравнение численных данных с результатами эксперимента [10] дает удовлетворительное совпадение.

Список литературы:

1. Н. Д. Коваленко, Г. А. Стрельников Газодинамика сверхзвуковых укороченных сопел // Материалы IV Украинско-Российско-Китайского симпозиума по космической науке и технике. Киев, 1996. С. 35–43.
2. Н. Д. Коваленко, Г. Н. Коваленко, А. Е. Золотко, Г. А. Стрельников Достигнутый уровень и некоторые направления создания ракетно-космических двигателей // Техническая механика. 2005. № 2. С. 38–49.
3. Н. Д. Коваленко, Г. А. Стрельников Некоторые тенденции развития двигателестроения в ракетно-космической технике // Авиационно-космическая техника. 2007. № 7 (43). С. 67–71.
4. Сабирзянов А. Н., Кириллова А. Н. Многофакторность влияния степени утопленности сопла на коэффициент расхода // Вестник Концерна ВКО «Алмаз – Антей». 2018. № 1 С. 43–50.
5. Коваленко Н.Д., Стрельников Г.А., Золотко А.Е. Газодинамические аспекты и разработки сопел двигателей ступеней ракет с высокой плотностью компоновки // Техническая механика. 2011. № 2. С. 36–53.
6. Volkov K.N., Denisikhin S.V., Emel'yanov V.N. Gas Dynamics of a Recessed Nozzle in Its Displacement in the Radial Direction // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2017. Vol. 90, no. 4. Pp. 932–940.
7. 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.
8. Volkov K.N., Emel'yanov V.N., Denisikhin S.V. Formation of Vortex Structures in the Prenozzle Space of an Engine with a Vectorable Thrust Nozzle // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2016. Vol. 89, no. 3. Pp. 660–670.
9. Шишков А.А., Панин С.Д., Румянцев Б.В. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива: Справочник. М.: Машиностроение, 1988. 240 с.
10. Савельев С.К., Емельянов В.Н., Бендерский Б.Я. Экспериментальные методы исследования газодинамики РДТТ. Санкт-Петербург. 2007. 267 с.
11. Григорьев А.И. Твердые ракетные топлива // М.: Химия, 1969. 116 с.
12. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // Proc. 4th. Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Begell House, 2003, pp. 625–632.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ИжГТУ имени М.Т. Калашникова в рамках выполнения научного проекта №ЧАА/20-30-07.

УДК 536.46

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПОНЕНТНЫХ СОСТАВОВ ДЛЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ ЛЕСНЫХ МАССИВОВ

Войтков И.С., Стрижак П.А., Кузнецов Г.В.

Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Выбор способа тушения и огнетушащего вещества (ОТВ) имеет важное значение при тушении пожаров. Подбор состава производится на основании информации об объекте, горючей нагрузке и других параметров. Определение эффективного способа тушения и вида ОТВ основывается на химических и физико-химических процессах, протекающих при горении различных веществ и материалов [1, 2]. Заградительные полосы, как эффективное средство локализации низовых лесных пожаров, известны достаточно давно и широко применяются во многих странах мира. Несмотря на большое практическое значение, основные характеристики таких полос с применением различных огнетушащих составов изучено не в полной мере.

Целью исследований являлась разработка рекомендаций по созданию эффективных заградительных полос с использованием ОТВ.

Аналогично опытам [3, 4], использовался стенд, обеспечивающий возможность проведения в лабораторных условиях исследований основных характеристик локализации горения модельных очагов низовых лесных пожаров на примере навесок хвои и листьев.

При проведении экспериментов установлены существенно отличающиеся условия процессов взаимодействия использованных огнетушащих составов с двумя типами лесных материалов как до инициирования горения, так и непосредственно во фронте пиролиза и пламенного горения. Основные отличия связаны со свойствами как материалов, так и жидкостных составов. Дело в том, что листья обладают высокой плотностью укладки и большей площадью поверхности (в сравнении с хвоинками). Как следствие, любой жидкостной состав при распылении в значительной мере остается на поверхности листьев. Если рассматривать хвойную навеску, то, напротив, значительная доля распыляемой жидкости проходит в глубинные слои навески. Эти особенности распределения жидкости в заградительной полосе позволяют сформулировать гипотезы о том, какие жидкостные составы целесообразнее использовать

при создании надежных заградительных полос, обеспечивающих гарантированную локализацию горения навески конкретного материала. Также установлено, что в связи с тем, что по хвойной навеске фронты горения и пиролиза проходят с разной скоростью в глубине и на свободной поверхности, то необходимо пропитывание навески по всей толщине или ее уплотнение. Такие условия можно обеспечить, если применять эмульсии пенообразователя, которые вследствие малого поверхностного натяжения стекают по элементам структуры в глубинные слои, или применять суспензии бентонита, которые уплотняют и стягивают приповерхностные слои хвои. Эксперименты показали, что для тушения пористого ЛГМ (веточки, хвоинки), требуется в 1,5–2 раза больше жидкости на единицу площади, чем при тушении, например, листьев, которая способна задерживать жидкость в своем слое, тем самым, способствуя сокращению необходимого для тушения такого пожара тушащего состава. Эти факторы очень важны при определении достаточной для тушения низового лесного пожара плотности орошения.

Список литературы:

1. Zhdanova A.O., Kuznetsov G.V., Volkov R.S., Khasanov I.R. Suppressing the thermal decomposition of forest fuel using the different water spraying schemes // *Thermal science*. 2019. V. 23. P. 3263–3273.
2. Данилов С.С., Николаева В.М. Обнаружение лесных пожаров методы тушения лесных пожаров // *Аллея науки*. 2018. № 11. С. 11–14.
3. Volkov R.S., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Experimental determination of the fire-break size and specific water consumption for effective containment and complete suppression of the front propagation of a typical local wildfire // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2019. V. 60. No 1. P. 1–12.
4. Voytkov I.S., Volkov R.S., Zhdanova A.O., Kuznetsov G.V., Nakoryakov V.E. Physicochemical processes in the interaction of aerosol with the combustion front of forest fuel materials // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2018. V. 59. P. 891–902.

*Исследования выполнены за счет гранта Российского
научного фонда (проект № 18-1900056).*

УДК (66.092-977+66.092.094.25.097):662.65

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И СРЕДЫ ПРОЦЕССА НА ТЕРМИЧЕСКОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ КУЗБАССКИХ УГЛЕЙ

Ушаков К.Ю.¹, Петров И.Я.², Богомолов А.Р.^{1,3}

¹ Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия, г. Кемерово, ул. Весенняя, 28

² Институт углехимии и химического материаловедения Федерального исследовательского центра угля и углехимии СО РАН, 650000, Россия, г. Кемерово, Советский проспект, 18

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Обостряющиеся экологические требования к энергетическому сырью в развитых странах Европы и Азии, наряду с активным поиском альтернативных источников энергии, станут в ближайшем будущем одними из основных факторов снижения количества потребляемого угля в мире. Опасные перспективы значительного уменьшения добычи угля вследствие снижения спроса на него как на сырье для энергетического сектора могут привести в Кузбассе к крайне негативным экономическим и социальным последствиям. Экономически выгодным вариантом решения данной проблемы является широкое внедрение в регионе комплексных экологически безопасных технологий масштабной переработки угля в товарные продукты, пользующиеся спросом на мировом и внутреннем рынках. Успешному внедрению таких технологий способствует наличие на территории Кузбасса значительных запасов низкометаморфизованных и высокозольных углей, которые не пригодны для использования в энергетике и металлургии. Для реализации подобных технологий на практике необходимо исследовать процессы термического воздействия на угольное вещество в различных средах, что даст ценную информацию об основных закономерностях образования продуктов превращений углей в зависимости от основных технологических параметров процесса (в частности, от температуры и давления).

В работе проведена экспериментальная оценка возможности термической переработки ряда низкометаморфизованных кузбасских углей с целью получения из них товарных продуктов с более высокой добавленной стоимостью: 1) барзасские сапромикситы (плитчатая модификация и продукт ее выветривания в виде «рогожки»); 2) бурые угли Итатского месторождения; 3) длиннопламенные каменные угли разреза Караканский-Западный. Достаточно высокие показатели атомных отношений Н/С и выхода летучих продуктов для вышеперечисленных углей свидетельствуют об их хорошей гидрируемости и возможности получения из них жидких продуктов. Термическая обработка (ожижение) исследуемых углей проводилась в атмосферах CO₂ и H₂ в диапазонах температур от 400 до 550°C и давлений от 6,0 до 12,0 МПа с использованием микроавтоклава объемом ~ 20 см³. По результатам каждого опыта производился расчет материального баланса. Опытты показали, что при термообработке кузбасских углей в исследуемых средах образуются три основных вида продуктов: 1) газообразные горючие продукты; 2) содержащие смолу твердые продукты и 3) небольшие количества жидких продук-

тов, представляющих собой водные растворы органических веществ. Эффективность процесса термической переработки угля оценивалась по суммарному выходу мальтенов и асфальтенов (определяемых методом последовательной экстракции продуктов термообработки n-гексаном и бензолом в аппарате Сокслета) и по относительной интенсивности ИК-полос поглощения алкильных групп (-CH₃ и >CH₂) в твердом остатке продуктов реакции.

Согласно данным ИК-спектроскопии, независимо от среды проведения процесса, с повышением температуры до 475°C наблюдалось увеличение относительного содержания алкильных групп в твердых продуктах конверсии углей с последующим быстрым снижением их концентрации при более высоких температурах термообработки. При повышении температуры процесса выше 475°C в обеих средах отмечалось перераспределение относительного содержания кислородсодержащих связей в твердых продуктах реакции, проявившееся в уменьшении количества карбонильных и гидроксильных групп и увеличении доли С-О-С- и С-О-Н-структур. Не обнаружено заметного влияния давления водорода в интервале 6-12 МПа на распределение относительного содержания функциональных групп в твердых продуктах термообработки углей при 475°C. После термообработки барзасских углей при 475°C в обеих исследованных средах фиксировалось образование небольшого количества жидкой фазы (около 3-5 масс.%), тогда как после термической обработки образцов этих углей при 400 и 550°C жидкие продукты отсутствовали. Также они отсутствовали и при термообработке Караканского и Итатского углей. По данным хроматографического анализа, основными компонентами жидкой фазы, независимо от среды термообработки, были производные мооядерных фенолов (до ~ 77% масс). Показано, что при термообработке барзасских сапромикситов в среде водорода наблюдался более высокий выход «угольных жидкостей» (мальтенов и асфальтенов) и более низкий выход газов, по сравнению с углекислотной средой, причем при ожижении плитчатой формы барзасского угля в среде водорода выход этих продуктов был почти в 1,5 раза выше, а выход газов более чем в 2 раза ниже, чем в аналогичных экспериментах с «рогожкой». Выходы «угольных жидкостей», получаемых в ходе переработки Караканского и Итатского углей, при выбранных условиях экспериментов были крайне низкими.

УДК 544.45

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ГОРЕНИЯ
АЭРОВЗВЕСИ ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ В ЗАМКНУТОМ СФЕРИЧЕСКОМ ОБЪЕМЕ**

Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет, 634061, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

В докладе представлена математическая модель и результаты численного решения задачи горения аэровзвеси порошка алюминия в замкнутом сферическом объеме. Задача заключается в моделировании развития горения облака пыли при воспламенении его от стенок сферического объема высокотемпературным очагом. Высокотемпературный очаг задается в виде шарового слоя вблизи стенок сферического объема. Высокая температура вокруг облака приводит к зажиганию аэровзвеси и развитию горения, при этом волна горения распространяется с периферии облака к его центру. Целью исследования являлось определение особенностей распространения пламени в зависимости от размера и массовой концентрации частиц.

Постановка задачи формулируется при следующих предположениях. В сферическом замкнутом объеме имеется однородная аэровзвесь алюминиевой пыли. Частицы пыли имеют одинаковый размер. Объем сферического сосуда задавался равным 0.01 м^3 , что соответствует радиусу сосуда 0.136 м . Вблизи стенок сосуда имеется высокотемпературная область в виде тонкого шарового слоя толщиной Δ .

Математическая постановка задачи основана на подходах механики многофазных реагирующих сред Р. И. Нигматулина. Основные допущения математической модели изложены в [1]. Температура зажигания частиц описывается зависимостью [2]. Система уравнений математической модели:

уравнение неразрывности для газа:

$$\frac{\partial r^2 \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial r^2 \rho_g u_g}{\partial r} = -r^2 G, \quad (1)$$

уравнение сохранения импульса для газа:

$$\frac{\partial r^2 \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial r^2 (\rho_g u_g^2 + p_g)}{\partial r} = 2r p_g - r^2 (\tau_{ir} + G u_g), \quad (2)$$

уравнение энергии для газа:

$$\frac{\partial r^2 \rho_g \left(\epsilon_g + \frac{u_g^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial r^2 u_g \left[\rho_g \left(\epsilon_g + \frac{u_g^2}{2} \right) + p_g \right]}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) - r^2 G \left(c_{pg} T_g + \frac{u_g^2}{2} \right) - r^2 \left(u_p \tau_{ir} + \alpha_p n_p S_p (T_g - T_p) \right), \quad (3)$$

уравнение баланса массы кислорода в воздухе:

$$\frac{\partial r^2 \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial r^2 \rho_{ox} u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(D_g \rho_g r^2 \frac{\partial a_{ox}}{\partial r} \right) - r^2 G, \quad (4)$$

уравнения баланса массы частиц:

$$\frac{\partial r^2 \rho_p}{\partial t} + \frac{\partial r^2 \rho_p u_p}{\partial r} = r^2 G, \quad (5)$$

уравнение сохранения импульса частиц:

$$\frac{\partial r^2 \rho_p u_p}{\partial t} + \frac{\partial r^2 \rho_p u_p^2}{\partial r} = r^2 (\tau_{ir} + G u_g), \quad (6)$$

уравнение энергии для частиц:

$$\frac{\partial r^2 \rho_p (\epsilon_p + 0.5 u_p^2)}{\partial t} + \frac{\partial r^2 \rho_p u_p (\epsilon_p + 0.5 u_p^2)}{\partial r} = r^2 \left(\frac{QG}{\alpha_1} + G \left(c_{pg} T_g + \frac{u_g^2}{2} \right) + \tau_{ir} u_p \right) + r^2 \alpha_p S_p n_p (T_g - T_p), \quad (7)$$

уравнение счетной концентрации частиц:

$$\frac{\partial r^2 n_p}{\partial t} + \frac{\partial r^2 n_p u_p}{\partial r} = 0, \quad (8)$$

уравнение состояния газа:

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (9)$$

Начальные условия имеют вид:

$$T_g(r, 0) = T_p(r, 0) = \begin{cases} T_{gb}, & 0 \leq r < R - \Delta, \\ T_h, & R - \Delta \leq r < R, \end{cases} \\ \rho_{ox}(r, 0) = \rho_{ox,b}, \rho_p(r, 0) = m_p, \rho_g(r, 0) = \rho_{gb}, \\ n_p(r, 0) = n_{pb}, u_g(r, 0) = u_p(r, 0) = 0. \quad (10)$$

Граничные условия задавались в виде:

$$\frac{\partial \rho_g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_p(0, t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial T_g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial n_p(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_p(0, t)}{\partial r} = 0, \quad (11) \\ \rho_{ox}(R, t) = u_g(0, t) = u_p(0, t) = 0, T_g(R, t) = T_h.$$

Задача решалась численно методом С. К. Годунова для газа [3] и методом А. Н. Крайко [4] для частиц. Шаг расчетной сетки по пространству задавался постоянным и равным $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, шаг по времени вычислялся из условия устойчивости Куранта. Из параметрического решения задачи определялись характерные режимы распространения пламени и время достижения волной горения центра сферического облака.

Список литературы:

1. Моисеева К. М., Крайнов А. Ю., Дементьев А. А. Определение критических условий искрового зажигания бидисперсного порошка алюминия в воздухе // ФГВ. 2019. Т. 55. № 4. С. 26–33.
2. Huang Y., Risha G. A., Yang V., Yetter R. A. Effect of particle size on combustion of aluminum particle dust in air // Comb. Flame. 2009. V. 156. Pp. 5–13.
3. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. Москва: Наука, 1976.
4. Крайко А.Н. О поверхностях разрыва в среде, лишенной 'собственного' давления // ПММ. 1979. Т. 43. № 3. С. 500 – 510.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ГЗ № 0721-2020-0036.

УДК

REACTION KINETICS IN CHEMICAL ENGINEERING

Boyadjiev Ch.B.

Institute of Chemical Engineering at the Bulgarian Academy of Sciences
Bulgaria, Sofia 1113, Acad. G. Bonchev Str. Bl.103, Sofia 1113

In the lecture is presented a theoretical analysis of the role of the reaction kinetics in chemical engineering for the solution of the main problems in the chemical industry (biotechnology, heat energy), i.e. the optimal design of new devices and the optimal control of active processes. The thermodynamic and hydrodynamic approximations for the modeling of the industrial process rates are presented and analyzed.

The industrial processes are the result of reactions, i.e. creation or disappearance of a substance and (or) heat as a result of chemical and (or) physical processes and their rate is determined by the reaction kinetics.

The reactions deviate the systems from the thermodynamic equilibrium and as a result processes arise, who are trying to restore that equilibrium. The rate of these pro-

cesses can be determined by Onsager's "linearity principle", where the rate of the process depends linearly on the deviation from the thermodynamic equilibrium.

The Onsager's linearity coefficient can be determined after solving the hydrodynamics, mass transfer and heat transfer equations, where it is proportional to the mass transfer (heat transfer) coefficient.

The relations between the Onsager's linearity coefficient and mass transfer coefficient are presented for different processes.

This work is supported by Project of Fundamental Scientific Research # 19-58-18004, conducted by the Russian Foundation for Basic Research and the National Science Fund of Bulgaria, contract KP 06 RUSIA-3/27.09.2019.

УДК 662.76

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРОВОЗДУШНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ МЕХАНОАКТИВИРОВАННОГО УГЛЯ В МОДИФИЦИРОВАННОМ ПОТОЧНОМ РЕАКТОРЕ

Абаимов Н.А.¹, Никитин А.Д.¹, Бутаков Е.Б.², Рыжков А.Ф.¹, Бурдуков А.П.²

¹ Уральский федеральный университет,

620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В связи с ростом энергопотребления, ограниченностью ископаемых энергоресурсов и глобальными изменениями климата в результате антропогенного воздействия, фундаментальной проблемой энергетики является повышение эффективности выработки энергии из ископаемых топлив при минимальном воздействии на окружающую среду. Среди ископаемых топлив наибольшие запасы энергии сосредоточены в угле. Перспективной технологией для производства электрической энергии из угля является парогазовый цикл с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ). Ключевым узлом ПГУ-ВЦГ является газификатор, где в результате частичного сжигания твердого топлива образуется горючий синтез-газ.

В большинстве действующих промышленных газификаторов в качестве окислителя используется кислород. Применение воздуха вместо кислорода позволит снизить затраты на собственные нужды и увеличить эффективность цикла ПГУ-ВЦГ на 1,5-2%, а также более предпочтительно с точки зрения регулирования мощности ПГУ. Для использования в газификаторе воздушного дутья вместо кислородного требуются дополнительные меры по интенсификации процесса газификации топлива. Принципиально возможны два пути интенсификации. Первый способ – за счет высокотемпературного нагрева воздуха в дополнительном котле, характеризующийся значительными капитальными затратами при ограниченной температуре нагрева. Второй способ – за счет повышения реакционных свойств угля путем механической активации. Механическая активация заключается в тонком измельчении угля на мельнице-дезинтеграторе. В ходе механической активации увеличивается площадь поверхности частиц топлива за счет уменьшения их размера, изменяется элементный состав топлива и содержание функциональных групп органических соединений.

Дополнительная интенсификация процесса газификации угля возможна за счет подачи в газификатор водяного пара. С увеличением доли пара в паровоздушном дутье концентрация балластного азота снижается, а концентрация вступающего в реакции газификации угля окислителя возрастает, скорость газификации увеличивается. Водяной пар может увеличивать поверхность реагирования за счет развития пористой структуры угольных частиц (т.н. «паровая активация»). С другой стороны, за счет более высокой теплоемкости по сравнению с азотом и кислородом, подача пара ухудшает тепловой баланс газификации и снижает температуру процесса, что приводит к замедлению реакций газификации.

Проведенные ранее поисковые исследования паровоздушной газификации механоактивированного угля

в поточном реакторе ИТ СО РАН мощностью до 1 МВт [1] показали отрицательное влияние добавки водяного пара к воздушному дутью по причине аксиальной подачи пара в реактор. Водяной пар ограниченно перемешивался с потоком газа, создавал неоднородность распределения температур по сечению реактора и значительно снижал время пребывания частиц угля в реакторе.

Для устранения указанных недостатков выполнена модификация реактора, заключающаяся в замене аксиальной подачи пара на тангенциальную. Произведена установка нового улиточного завихрителя (являющегося первой ступенью реактора), конструкция которого препятствует осаждению в нем угля, и установка вставки для тангенциальной подачи пара. На модифицированном реакторе проведена серия экспериментов с варьированием доли пара в дутье при поддержании постоянного объемного расхода дутья и постоянного коэффициента избытка воздуха. Выявлено положительное влияние добавки водяного пара к воздушному дутью. Для Кузнецкого каменного угля марки Д окисленного получено оптимальное соотношение пар/уголь, составляющее 0,4 кг/кг.

Однако в проведенных экспериментах степень завершения процесса газификации угля составляла от 0,55 до 0,75 из-за недостаточной длины реактора. Для получения состава синтез-газа в случае полной газификации угля используется численное моделирование процесса в виртуально удлиненном реакторе по обработанной ранее методике [2]. Применение численного моделирования позволило уточнить результаты эксперимента, выявить систематическую ошибку, связанную с неконтролируемым подсосом воздуха в реактор, получить параметры процесса газификации механоактивированного угля в «идеальных» условиях (при отсутствии подсосов и полном завершении газификации) и определить конструктивные параметры (требуемые размеры реактора). Полученные данные позволяют определить параметры перспективного цикла ПГУ-ВЦГ с паровоздушной газификацией механоактивированного угля.

Список литературы:

1. Abaimov N. A. et al. Investigation of steam-air-blown two-stage entrained-flow gasification of mechanoactivated coal // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2015. 020001.
2. Abaimov, N. A. et al. Investigation of hydrodynamic features in two-stage steam-air-blown entrained-flow gasifier // JPCS. 2019. V. 1261(1). 012001.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-48-540009.

УДК 544.452

ГЕТЕРОГЕННОЕ И ИНИЦИИРОВАННОЕ ПЛАТИНОЙ ГОМОГЕННОЕ ГОРЕНИЕ АЗОТСОДЕРЖАЩИХ ГЕТЕРОЦИКЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В СРЕДЕ АРГОНА И ВОДЯНОГО ПАРА ПРИ ПОВЫШЕННОМ ДАВЛЕНИИ

Федяева О.Н., Артамонов Д.О., Востриков А.А.

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

По сравнению с традиционными способами сжигания топлива непосредственно в теплоносителе – водяном паре или сверхкритической воде имеет ряд преимуществ [1], основными из которых являются минимизация тепловых потерь и низкая температура реализации процесса ($T \leq 923$ К). Поскольку ископаемые топлива и биомасса содержат связанный азот, локализованный преимущественно в пиррольных и пиридиновых структурных фрагментах, и при гидротермальной конверсии пиррол и пиридин, а также их алкильные производные присутствуют в составе продуктов [2–4], то изучение особенностей окисления азотсодержащих гетероциклических соединений в водной среде имеет важное практическое значение.

В докладе представлены результаты исследования окисления пиррола и пиридина в среде аргона и водяного пара при повышенном давлении в условиях равномерного нагрева трубчатого реактора, изготовленного из нержавеющей стали. Эксперименты проведены с обедненными, стехиометрическими и обогащенными смесями (коэффициент избытка топлива 0.78–1.30) при степени их разбавления от 36 до 65% мол. Показано, что в присутствии водяного пара окисление пиррола и пиридина протекает через образование аммиака в качестве основного интермедиата. В составе N-содержащих продуктов идентифицированы NH_3 , $(\text{CH}_3)_2\text{NH}$ (только при окислении пиридина), N_2 , N_2O , нитрат и нитрит-ионы. Образование азотной кислоты при окислении пиррола и пиридина вызывает коррозию конструктивных элементов реактора.

Обнаружено, что окисление пиррола протекает по механизмам гетерогенного (на стенке реактора) и гомогенного (в объеме реакционной смеси) окисления [5]. Гетерогенная стадия предваряет гомогенную стадию, интенсивность которой зависит от количества кислорода, не израсходованного на гетерогенное окисление. Вклад гетерогенного окисления увеличивается при накоплении продуктов коррозии на стенке реактора и уменьшении плотности водяного пара. Исходя из временных зависимостей температуры реакционных смесей, измеренной с помощью Pt/Pt-Rh термопары, установлено, что в присутствии продуктов коррозии температура воспламенения пиррола в среде аргона примерно на 50 К ниже, чем в водяном паре (изменяется в диапазоне 608–619 К). Наибольшая степень удаления азота из пиррола в составе N_2 достигается при избытке кислорода при $T \geq 750$ К и невысокой плотности водяного пара. Увеличение плотности водяного пара уменьшает вклад гетерогенных реакций и препятствует полному выгоранию пиррола из-за проявления «эффекта клетки».

При анализе временных зависимостей температуры и давления реакционных смесей выявлены различия в динамике и механизмах окисления пиридина

при измерении температуры с помощью Pt/Pt-Rh или нихросил-нислоевой термопары, введенной в центральную часть реактора. В случае измерения температуры Pt/Pt-Rh термопарой окисление пиридина инициируется на ее поверхности из-за диссоциативной адсорбции кислорода. В среде аргона и при малой плотности водяного пара окисление пиридина сопровождается взрывом. Увеличение плотности водяного пара подавляет развитие взрывных режимов окисления. Установлено, что увеличение концентрации кислорода в реакционной смеси приводит к снижению температуры воспламенения пиридина (изменяется в интервале 518–632 К), увеличению степени его выгорания и доли азота, перешедшего в N_2 . При измерении температуры нихросил-нислоевой термопарой доминирует гетерогенное окисление пиридина на стенке реактора, сопровождающееся лишь малым приростом температуры реакционной смеси.

Различие в температурах воспламенения и механизмах окисления пиррола и пиридина объясняется структурой этих молекул. Наличие связи NH в молекуле пиррола способствует его адсорбции на поверхности оксидов металлов и увеличению вклада гетерогенного окисления. Образование пиррольного радикала на начальной стадии окисления и захват этим радикалом активных частиц, таких как O, OH, H и HO_2 может ингибировать воспламенение пиррола.

Полученные результаты могут стать базовыми при разработке экологически безопасных технологий сжигания ископаемых топлив, биомассы и органических отходов в водяном паре и сверхкритической воде.

Список литературы:

1. Vostrikov A.A., Fedyaeva O.N. Development concept of environmentally sound power industry based on fuel oxidation in supercritical water// 9th Scientific and Engineering Conference of Supercritical Fluids: Fundamentals, Technology, Innovation. Sochi, Russia, 9–14 October 2017. P. 226–228.
2. Fedyaeva O.N., Antipenko V.R., Vostrikov A.A. Conversion of sulfur-rich asphaltite in supercritical water and effect of metal additives// J. Supercrit. Fluids. 2014. V. 88. P. 105–116.
3. Fedyaeva O.N., Antipenko V.R., Dubov D.Y., Kruglyakova T.V., Vostrikov A.A. Non-isothermal conversion of the Kashpir sulfur-rich oil shale in a supercritical water flow// J. Supercrit. Fluids. 2016. V. 109. P. 157–165.
4. Fedyaeva O.N., Vostrikov A.A., Shishkin A.V., Sokol M.Y. Transformation of lignin under uniform heating. I. Gasification in a flow of water vapor and supercritical water// J. Supercrit. Fluids. 2019. V. 148. P. 84–92.
5. Fedyaeva O.N., Artamonov D.O., Vostrikov A.A. Heterogeneous-homogeneous oxidation of pyrrole in water vapor at elevated pressure// Combust. Flame. 2019. V. 210. P. 183–192.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-29-06005).

УДК 534.648

УТИЛИЗАЦИЯ РАСТИТЕЛЬНЫХ, УГОЛЬНЫХ И НЕФТЕСОДЕРЖАЩИХ ОТХОДОВ ПРИ СЖИГАНИИ В СОСТАВЕ ТОПЛИВНЫХ ПЕЛЛЕТ И СУСПЕНЗИЙ

Дорохов В.В., Романов Д.С., Вершинина К.Ю.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

На сегодняшний день существует большое разнообразие потенциальных компонентов для топливных суспензий и пеллет. Смеси можно подготавливать на основе биомассы, бытовых и промышленных отходов, низкосортного топлива. Значимость вторичного использования таких компонентов в последние годы все больше возрастает [1,2].

В настоящей работе рассматривается сжигание топливных композиций в двух различных формах: в виде высоковлажной суспензии и в виде сухой спрессованной смеси (пеллет). В ходе экспериментов определены основные энергетические (теплота сгорания, времена и температуры зажигания, длительности и температуры горения) параметры зажигания и горения исследуемых топлив. Определение комплекса таких характеристик представляет интерес для создания и развития технологий энергетической утилизации низкосортных горючих компонентов. Цель настоящей работы – экспериментальное определение характеристик зажигания и горения топлив, приготовленных в виде водосодержащей суспензии и пеллет с различным компонентным составом.

Компонентами топлив являлись фильтр-кек (угольный отход), компрессорное масло, торф, солома и вода, которая являлась основой суспензионного топлива. Приготовлены следующие топливные композиции: (1) 45% фильтр-кек, 10% компрессорное масло, 45% вода (суспензия); (2) 45% фильтр-кек, 10% торф, 45% вода (суспензия); (3) 45% фильтр-кек, 10% солома, 45% вода (суспензия); (4) 90% фильтр-кек, 10% компрессорное масло (пеллеты); (5) 90% фильтр-кек, 10% торф (пеллеты); (6) 90% фильтр-кек, 10% солома (пеллеты).

Экспериментальная установка [3] для определения параметров зажигания и горения состоит из трубчатой муфельной печи, механизированного устройства ввода топлива, системы видеорегистрации, ПК для управления устройствами, тепловизора для отслеживания температуры твердого остатка.

Характеристики зажигания и горения определялись в несколько этапов. На первом этапе искомые характеристики определялись при постоянстве начальных масс образцов. На втором этапе эксперименты проводились при равенстве теплот сгорания образцов топлив. Температура нагрева варьировалась в диапазоне 700–900°C.

В экспериментах определялись следующие параметры: время задержки зажигания; минимальная температура зажигания; максимальная температура в центре капли. На рис. 1 представлены кадры горения пеллет исследуемых составов.

Для исследуемых суспензий и пеллет температура зажигания варьировалась в диапазоне 400–600°C. Наиболее низкие температуры зажигания характерны

суспензиям на основе отхода углеобогащения и соломы. Установлено также, что суспензии отличаются более быстрым зажиганием по сравнению с пеллетами. По сравнению с суспензиями, пеллеты характеризовались меньшими температурами горения, что может быть обусловлено большей степенью недожога органической массы и, соответственно, меньшим тепловыделением при горении. Частицы твердых компонентов в пеллетах уплотнены, что ведет к определенной блокировке доступа кислорода в межпоровые пространства топливного образца и формированию более плотной (по сравнению с каплями суспензий) внешней зольной оболочки.

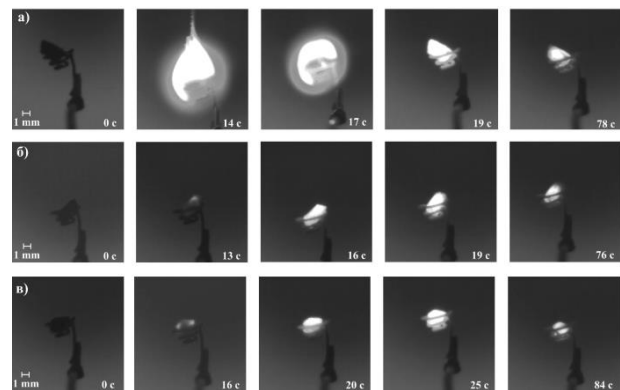


Рис. 1. Видеограммы горения топливных пеллет при температуре 800°C: а – 90% фильтр-кек, 10% компрессорное масло; б – 90% фильтр-кек, 10% солома; в – 90% фильтр-кек, 10% торф).

Согласно полученным результатам, можно сделать вывод о том, что для снижения пороговой температуры устойчивого зажигания целесообразно использовать высоковлажные суспензии. Для дополнительной интенсификации горения представляет интерес применение смесей с добавлением твердых горючих компонентов с высоким содержанием летучих веществ, например, древесных и растительных отходов. Брикетирование отходов целесообразно для упрощения и унификации процессов производства, транспортировки, хранения разнородных низкосортных топлив.

Список литературы:

1. Miccio F., Solimene R., Urciuolo M., Brachi P., Miccio M. Fluidized bed combustion of a lignin-based slurry // Chem. Eng. Trans. // 2016. V. 50. P. 271–276.
2. Demirbas A. Combustion characteristics of different biomass fuels. // Prog. Energy Combust. Sci. 2004. Vol. 30 (2). P. 219–230.
3. Vershinina 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 при поддержке
Российского научного фонда
(проект №18-73-00013).

УДК 536.46

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Архипов В.А.¹, Волков С.А.¹, Золоторёв Н.Н.^{1,2}, Ревягин Л.Н.¹, Романдин В.И.¹

¹ Национально исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

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

Возникновение и развитие в камере сгорания твердотопливных ракетных двигателей акустических колебаний может привести к режиму неустойчивости его работы – вибрационному (резонансному) горению. Основным источником усиления акустических колебаний является зона пламени или поверхность горения твердого топлива. При определенном соотношении частоты возмущений и частоты, соответствующей времени релаксации процесса горения, первоначальное малое возмущение давления усиливается. Камера сгорания начинает работать в режиме высокочастотной неустойчивости, что приводит к повышению среднего давления в камере сгорания и при определенных условиях к ее разрушению.

Интенсивные исследования данного процесса проводились во второй половине прошлого века для двигателей с баллиститными твердыми топливами [1, 2]. С появлением алюминизированных смесевых твердых топлив проблема высокочастотной неустойчивости потеряла актуальность, поскольку конденсированные частицы оксида алюминия в продуктах сгорания демпфировали акустические колебания в объеме камеры.

Создание перспективных смесевых твердых топлив привело к появлению композиций, включающих в себя новые компоненты, относящиеся к классу взрывчатых веществ, а также ультрадисперсные порошки металлов и катализаторов, активные горючие-связующие [3]. Скорость горения таких топлив существенно превосходит скорость горения традиционных составов. Становится реальной возможность возникновения неустойчивых режимов работы, в том числе акустической неустойчивости в связи с этим в последнее время повысился интерес к исследованиям высокочастотной неустойчивости камер сгорания [4, 5].

Количественной мерой оценки склонности твердых топлив к вибрационному горению является акустическая проводимость поверхности горения [5] – отношение изменения скорости оттока продуктов сгорания от поверхности топлива к давлению в звуковой волне у горячей поверхности.

В настоящей работе представлены метод измерения акустической проводимости с использованием одномерной камеры сгорания (Т-камеры) и примеры его реализации при исследовании влияния давления и частоты акустических колебаний в камере сгорания на акустическую проводимость поверхности горения смесевых твердых топлив.

Схема Т-камеры [5] использованной в настоящей работе, представлена на рис. 1. Внутренний диаметр камеры сгорания 42 мм. Исследовались образцы смесевых твердых топлив диаметром 40 мм, толщиной

(10÷14) мм, объем резервуара постоянного давления $80 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$.

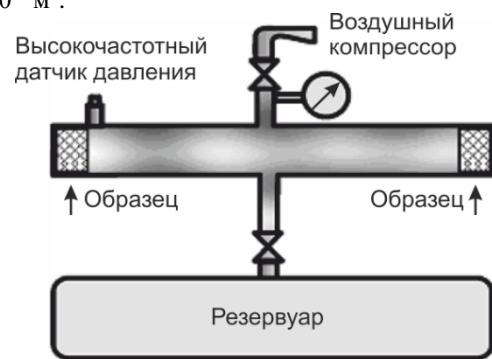


Рис. 1. Схема Т-камеры

Перед опытом установка заполнялась сжатым воздухом до заданного значения p_0 . Пульсации давления регистрировались пьезодатчиком типа ЛХ-601 и системой на базе цифрового компьютерного регистратора с относительной погрешностью 6%. Датчик подключался к двухканальному цифровому запоминающему осциллографу PCS 500, который, в свою очередь, через порт LPT соединялся с персональным компьютером. Программа PC-Lab 2000, входящая в комплект цифрового осциллографа, обеспечивает процесс измерения. Синхронизация запуска процессов в Т-камере и начала измерения осциллографом осуществлялась двумя группами контактов на одном тумблере. Конструкция установки позволяет варьировать уровень среднего давления в камере p_0 до значения 10 МПа, частоту продольных колебаний давления в диапазоне $f = (500 \div 4000)$ Гц за счет изменения длины Т-камеры L , а также площади поверхности горения образцов смесевых твердых топлив за счет нанесения на их торцевые поверхности продольных щелей.

Список литературы:

1. Саммерфилд М. Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. – М.: Изд-во иностр. лит, 1963. 440 с.
2. Price E.W. Experimental observations of combustion instability // Fundamentals of Solid-Propellant Combustion. 1984. Vol. 90. P. 733–790.
3. Жуков Б.П. Энергетические конденсированные системы. Краткий энциклопедический словарь. – М.: Янус К, 2000. 596 с.
4. Blomshield F.S. Pressure coupled response of solid propellants. In: Eights (Int.) Symp. on Special Topics in Chemical Propulsion. November 2–6, 2009, Cape Town, South Africa. 2009. P. 37.
5. Архипов В.А., Волков С.А., Ревягин Л.Н. Экспериментальное исследование акустической проводимости горячей поверхности смесевых твердых топлив // ФГВ. 2011. Т. 47. № 2. С. 74–80.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-10054).

УДК 621.9

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРИВОДЯЩИХ К СЕКВЕСТИРОВАНИЮ ОКСИДОВ АЗОТА И СЕРЫ, В НАЧАЛЬНЫЙ ПЕРИОД ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТОПЛИВА УГОЛЬ/БИОМАССА

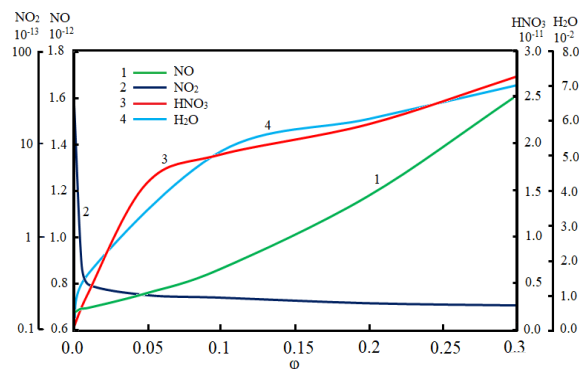
Сыродой С.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Как показывают современные прогностические эконометрические модели [1] доля угля в производстве тепловой и электрической энергии к 2040 году в мире будет составлять около 35-40%. Но рост потребления угля приводит к существенному насыщению атмосферы земли парниковыми (ускоряющими процесс глобального потепления – диоксид углерода CO₂) и высокотоксичными газами (SO_x, NO_x), а также золошлаковой пылью. Одним из наиболее перспективных технологических решений по существенному снижению концентрации антропогенных газов в продуктах сгорания угля на настоящее время является технология его сжигания в составе смесевых топливных композитов (например, на основе угля и биомассы).

Авторами [2] установлено, что при сжигании древесно-угольных композитов образуется меньше оксидов азота и серы. Как правило, такой синергетический эффект объясняется тем, что часть угольной компоненты (основного источника SO_x и NO_x) «вытесняется» древесиной. Также согласно данным [2] при совместном сжигании древесины и угля существенно сокращаются выбросы диоксида углерода в атмосферу.

Известно, что древесная биомасса, как правило, является влажной (влажность φ может достигать 80%). Значение φ существенно зависит от вида древесины, условий ее хранения и технологии подготовки к сжиганию. Соответственно, можно обосновано полагать, что при воспламенении и окислении такого влагонасыщенного топлива водяные пары, образующиеся при испарении свободной и связанной влаги, могут играть существенную роль в процессах подавления выбросов SO_x и NO_x. В условиях высокотемпературного нагрева в пограничном слое частиц древесины и угля возможно взаимодействие водяного пара с NO₂ и SO₃ с образованием паров азотной (HNO₃) и серной (H₂SO₄) кислот. Кислотные пары в период горения топлива вступают в термохимическое взаимодействие с оксидом железа минеральной части угля. Стоит сказать, что на настоящее время в мировой научной периодике нет примеров публикаций с описанием результатов экспериментальных и теоретических исследований влияния водяного пара на характеристики секвестирования оксидов азота и серы. По этой причине основной целью работы является математическое моделирование комплекса совместно-протекающих процессов термической подготовки, воспламенения и горения частиц древесно-угольного смесевого топлива с учетом образования и секвестирования оксидов азота.



Рис/ 1. Зависимость среднеобъемной концентрации компонента газовой смеси в момент воспламенения частицы древесно-угольного топлива.

На рисунке 1 приведены зависимости среднеобъемной массовой концентрации (\bar{Y}_i) компонентов газовой смеси (оксиды азота: NO, NO₂; пары воды (H₂O) и азотной кислоты (HNO₃)) в малой окрестности топливных частиц. Где:

$$\bar{Y}_i = \frac{1}{V} \iiint_0^V Y_i dV$$

V – объем газовой области вблизи поверхности частиц древесно-угольного топлива, м³. Хорошо видно, что увеличение влажности древесины приводит к снижению концентрации диоксида азота и увеличению концентрации азотной кислоты в малой окрестности топливных частиц. Это обусловлено тем, что водяные пары, формирующиеся при испарении внутрипоровой влаги, вступают в термохимическое взаимодействие с NO₂ с образованием паров азотной кислоты. При этом можно отметить, что увеличение влагосодержания φ больше 20% не приводит к существенному уменьшению \bar{Y}_{NO_2} . Последнее, скорее всего, обусловлено тем, что в этих условиях достигается максимально возможная скорость термохимического взаимодействия диоксида азота с водяным паром.

Список литературы:

1. Clean Coal Engineering Technology/ B.G. Miller. Butterworth-Heinemann is an imprint of Elsevier The Boulevard, Langford Lane, Kidlington, Oxford OX5 1GB, United Kingdom 50 Hampshire Street, 5th Floor, Cambridge, MA 02139, United States
2. Jun Li, Weihong Yang, Wlodzimierz Blasiak, Anna Ponzio. Volumetric combustion of biomass for CO₂ and NO_x reduction in coal-fired boilers. Fuel. 2012. 102. P. 624–633.

УДК 533.2, 533.665

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ ВОДОРОДА В ПОПЕРЕЧНЫЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО НАПОРА ПОДАЧИ

Федорова Н.Н.¹, Гольдфельд М.А.¹, Вальгер С.А.^{1,2}

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

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

Инжекция струй под большими углами в сверхзвуковой поперечный поток используется для подачи жидкого или газообразного горючего в камеру сгорания (КС) газотурбинных и прямоточных воздушно-реактивных двигателей. В связи с разработкой ГПВРД все большее внимание уделяется изучению структуры потока и эффективности смешения при скоростях полета с числами Маха 6-8 и более. В этих условиях скорость потока на входе в КС составляет $M=4-5$, что существенно снижает время пребывания смеси в канале [1]. Поэтому быстрота и эффективность смешения чрезвычайно важны при высокоскоростных процессах горения, так как позволят уменьшить длину и вес КС.

Основным параметром, определяющим высоту проникновения струи и степень смешения, является коэффициент динамического напора струи $J = (\rho U^2)_j / (\rho U^2)_f$, где индекс j относится к струе, а f - к основному потоку. К настоящему времени получено большое количество экспериментальных и расчетных данных для единичных струй, инжектируемых в полубесконечное пространство при дозвуковых и умеренно сверхзвуковых скоростях основного потока [2]. В то же время данные о смешении для случая инжекции двух встречных струй при $M>3$, а также о структуре потока в каналах переменного сечения ограничены.

В работе представлены результаты совместного экспериментального и расчетного исследования инжекции двух струй водорода, подаваемых по нормали к основному сверхзвуковому ($M=4$) потоку с противоположных стенок камеры сгорания. Целью работы является исследования влияния коэффициента динамического напора струи на структуру течения в канале переменного сечения и параметры смешения основного и вторичного газов. Эти данные необходимы для выбора схемы подачи топлива, которая обеспечивает достаточно высокую степень смешения и не приводит к запырению канала.

Эксперименты проведены в импульсной высоконтальной установке ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Модельная камера сгорания представляет собой плоский канал с поперечным сечением 100×100 мм, который в режиме присоединенного трубопровода соединен с соплом и изолятором. В качестве стабилизатора пламени использованы два уступа, расположенных на верхней и нижней стенках канала. Камера сгорания состоит из секции постоянного сечения и расширяющей под углом 12° секции. Общая длина канала за уступом 0.73 м. Инжекция водорода производится из двух круглых отверстий диаметром 2.5 мм, центры которых расположены в плоскости симметрии модели на расстоянии 12.5 мм от кромки уступа. Серия экспериментов [3] проведена при следующих параметрах

внешнего потока: число Маха на входе в камеру сгорания $M=3.86$, параметры торможения $P_0=15-70$ бар, $T_0=1200-1800$ К. Чтобы исключить воспламенение, в качестве основного газа использован азот. Было показано, что с ростом J головной скачок перед струей становится интенсивнее, увеличивается его угол, волновая конфигурация смещается вверх по потоку, а относительное статическое давление в канале растет.

Расчеты выполнены в программном комплексе ANSYS Fluent на основе полных осредненных уравнений Навье-Стокса многокомпонентного газа, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности при $M=3.86$, $P_0=65$ бар, $T_0=1800$ К, давление подачи звуковой струи водорода $P_{jet}=4-36$ бар, что соответствует $J=0.7-6$. Некоторые результаты расчетов представлены на рис. 1, где кривые 1 - 4 соответствуют $J = 0, 3, 4.5$ и 6. Полученные в расчетах данные качественно и количественно согласуются с экспериментом, а также позволяют проанализировать сложную пространственную картину течения и выбрать диапазон параметров подачи струи для дальнейших исследований реагирующих течений.

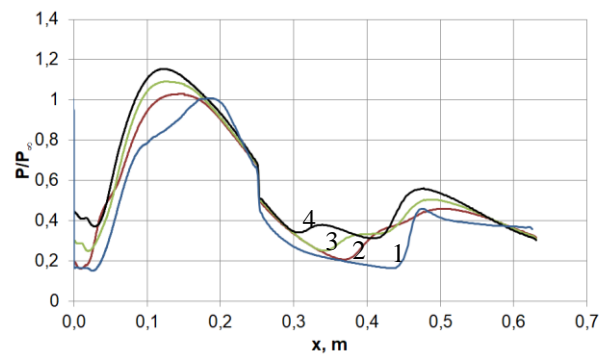


Рис. 1. Расчетные распределения статического давления на стенке камеры сгорания для разных J .

Список литературы:

1. Ben-Yakar A., Mungal M. G., Hanson R. K. Time evolution and mixing characteristics of hydrogen and ethylene transverse jets in supersonic crossflows // Phys. Fluids. 2006. Vol. 18. No. 026101.
2. Wei Huang Transverse jet in supersonic crossflows // Aerospace Science and Technology. 2016. Vol. 50. P. 183-195.
3. Голубев М.П., Гольдфельд М.А. Взаимодействие газовых струй со сверхзвуковым поперечным потоком в канале // Письма в ЖЭТФ. 2019. Вып. 1. С. 50-53.

Выполнено в рамках Программы фундаментальных научных исследований (проект АААА-А17-117030610139-4) и при поддержке РФФИ (грант № 20-08-00959).

УДК 543.42

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАМЕНИ БУНЗЕНА МЕТОДОМ ПЛОСКОСТНОЙ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Толстогузов Р.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Метод PLIF успешно используется для бесконтактных измерений температуры в нереагирующих и реагирующих газовых потоках [1]. Для различных типов молекул (например, для толуола) выход флуоресценции для разных спектральных областей может иметь достаточно различную чувствительность к температуре. Для таких видов молекул, стратегия регистрации отношения сигнала в двух участках спектра флуоресценции способна обеспечить достаточно точные измерения температуры на основе одной вспышки лазера. Этот метод позволяет получить высокую точность калибровки, поскольку соотношение между интегральными интенсивностями двух полос слабо зависит от локальной плотности лазерного излучения или концентрации молекулы-индикатора. Одной из возможных стратегий измерения 2D-распределений температуры по ОН PLIF изображениям является измерение отношения интенсивности для различных участков спектра в зависимости от температуры [2]. В данном подходе используется однократное освещение потока и регистрируется локальное соотношение интенсивности двух различных полос флуоресценции ОН с использованием двух камер. В основе метода лежит вклад столкновений и теплового движения молекул в интенсивность флуоресценции для линии с энергией больше энергии фотонов возбуждающего излучения.

В настоящей работе представлена обработка методов измерения полей температуры на основе плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции гидроксильного радикала (ОН) при возбуждении полосы (1–0) перехода $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ в пламени Бунзена при горении предварительно-перемешанной смеси. Эффективность PLIF термометрии на основании регистрации полос (2–0) и (0–0), (1–1) проверена численно с использованием пакета программ LASKIN для переходов $Q_2(7)$, $Q_1(8)$, $R_1(14)$, $P_1(2)$. Показано, что наиболее эффективной является линия $Q_1(8)$. Установлено, что тушение флуоресценции оказывает незначительный эффект на измерения температуры.

Экспериментальный стенд представляет собой горелочное устройство с профилированным соплом, имеющим внутренний диаметр $d = 15$ мм с возможностью подачи предварительно перемешанной смеси топлива и воздуха. Суммарный коэффициент избытка топлива был равен 0.8. Система ОН PLIF состояла из перестраиваемого импульсного лазера на красителе, импульсного Nd:YAG лазера накачки и двух интенсифицированных ПЗС камер на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП). Перестраиваемый лазер возбуждал флуоресценцию ОН на длине волны перехода $Q_1(8)$ полосы $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ (1–0). Интенсивность сигнала флуоресценции ОН для полосы (2–0) и

для полос (0–0), (1–1) регистрировалась двумя интенсифицированными камерами. Во втором случае была использована камера Princeton instruments PI-MAX-4 (фотокадод S20, 1 Мпикс, 16 бит), оснащенная УФ-объективом и полосовым оптическим фильтром (310 ± 10 нм). Изображение для перехода (2–0) было получено с использованием ПЗС-КМОП камеры (LaVision, 5 Мпикс, 16 бит), оснащенной усилителем на основе УФ ЭОП (LaVision IRO, фотокадод S20). ЭОП был также оснащен УФ-объективом и полосовым фильтром (265 ± 5 нм). Время экспозиции кадра для каждого изображения PLIF составляло 200 нс.

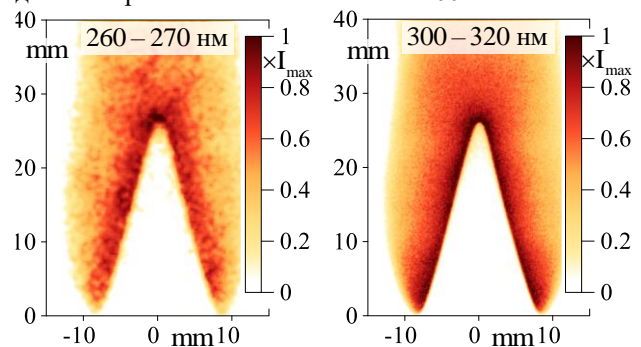


Рис. 1. Интенсивность сигнала флуоресценции ОН для спектральных диапазонов 260–270 нм (слева) и 300–320 нм (справа).

В работе сделан вывод о том, что при возбуждении перехода $Q_1(8)$ соотношение интенсивности сигналов флуоресценции для полосы (2–0) и полос (0–0), (1–1) обеспечивает высокую чувствительность к температуре (а именно, выше 1:5 для диапазона 1200–2200 К) и не подвержено значительному влиянию тушения флуоресценции. Установлено, что данный метод может быть реализован на основе одной вспышки лазера и может быть эффективно использован для обнаружения и регистрации горячих зон в продуктах сгорания.

Список литературы:

1. Thurber M.C., Grisch F., Kirby B.J., Votsmeier M. and Hanson R.K., 1998, Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. *Appl. Opt.* 37(21):4963–4978.
2. Copeland C., Friedman J. and Renksizbulut M., 2007, Planar temperature imaging using thermally assisted laser induced fluorescence of OH in a methane-air flame. *Exp. Thermal Fluid Sci.* 31(3):221–236.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Уникальный идентификатор проекта RFMEFI58318X0035.

УДК 544.45

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет,
634061, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Доклад является продолжением работы [1] и посвящен исследованию влияния состава газозвеси угольной пыли на скорость распространения пламени угле-метано-воздушной смеси в замкнутом объеме. Постановка задачи основана на работе [1] и дополнена учетом выделения летучих компонентов из частиц. Основные предположения физико-математической модели представлены в [1], в качестве дополнительных предположений полагается, что частицы угольной пыли содержат летучие компоненты, процентное содержание компонентов равно V^C . Выход летучих компонентов из частиц задается реакцией первого порядка по закону Аррениуса. Выделившиеся летучие компоненты переходят в газ и способны к химическому реагированию с окислителем. Скорость гомогенной реакции между газообразными летучими и кислородом определяется реакцией второго порядка по закону Аррениуса (первой по кислороду и горючему). Математическая модель основана на двухфазной двухскоростной модели реагирующей газодисперсной среды [2]. Уравнения записаны в сферической системе координат в консервативной форме. Задача решалась численно методом С. К. Годунова [3] для газа и методом А. Н. Крайко [4] для частиц. Шаг расчетной сетки по пространству задавался постоянным и равным $2 \cdot 10^{-5}$ м, шаг по времени вычислялся из условия устойчивости Куранта.

Полагалось, что в начале процесса в центре сферического объема расположен нагретый очаг радиуса 1 мм и температурой 2000 К. Объем сферического сосуда задавался равным 0.01 м^3 , что соответствует радиусу сосуда 0.136 м. Полагалось, что состав газозвеси определяется объемной долей метана в смеси, a_{vol} , радиусом r_p и массовой концентрацией частиц угольной пыли, m_{dust} , содержанием летучих компонентов в угольной пыли, V^C . В расчетах варьировался состав газозвеси, определялись структура волны горения и скорость распространения пламени по газозвеси. Особо оценивалось влияние выхода летучих компонентов из частиц на характеристики сгорания газозвеси. Результаты расчета представлены на рисунках 1, 2. На рисунке 1 представлена зависимость координаты фронта горения от времени для трех составов газозвеси: 1 – $m_{dust} = 0.15 \text{ кг/м}^3$, $V^C = 0.1$, 2 – $m_{dust} = 0.15 \text{ кг/м}^3$, $V^C = 0.3$, 3 – $m_{dust} = 0.14 \text{ кг/м}^3$, $V^C = 0.3$. Радиус частиц и объемная концентрация метана во взвеси в расчетах задавались равными 0.5 мкм и 3 %, соответственно. Согласно полученным результатам скорость сгорания газозвеси угольной пыли в замкнутом объеме возрастает при увеличении доли летучих компонентов в частицах. При малых массовых концентрациях угольной пыли выбранной энергии в очаге оказалось недостаточно для распространения пламени (кривая 3). На рисунке 2 представлена

динамика распространения волны горения по объему для состава, соответствующего кривой 1. Характер распространения волны горения аналогичен результатам [1].

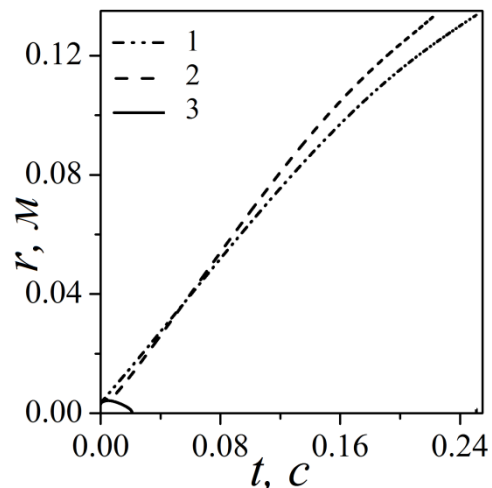


Рис. 1. Координаты фронта горения от времени.

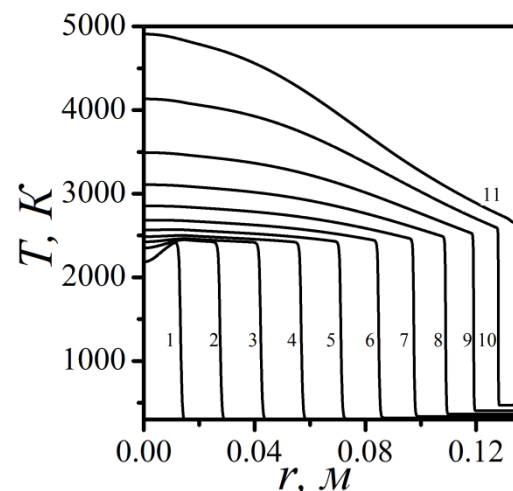


Рис. 2. Динамика распространения волны горения.

Список литературы:

1. Krainov A. Yu., Moiseeva K. M. Modeling of the flame propagation in coal-dust- methane air mixture in an enclosed sphere volume // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 754. 052003
2. Динамика многофазных сред. Ч. 1. / Р. И. Нигматуллин. М.: Наука, 1987. 464 с.
3. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. Москва: Наука, 1976.
4. Крайко А. Н. О поверхностях разрыва в среде, лишенной «собственного» давления // ПММ. 1979. Т. 43. № 3. С. 500–510.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-48-703006 p_мол_а.

УДК 662.9; 536.2

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДРЕВЕСИНЫ В ПРОЦЕССЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ КОНВЕРСИИ

Донской И.Г., Свищев Д.А., Шаманский В.А.

Институт системы энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130

Кинетическая модель процесса термохимической конверсии древесины (опилки, щепа, пеллеты) в качестве базовой информации включает механизм и кинетику гетерогенных химических превращений, процессы тепло- и массопереноса (как внутри, так и снаружи частиц). Процессы переноса в случае конверсии опилок протекают преимущественно во внешней среде, поскольку ввиду малости древесных частиц их температурное поле можно считать однородным (т.е. транспорт внутри частицы происходит быстрее или сравнимо с изменением окружающей среды), а их внутреннее состояние в каждый момент времени можно считать равновесным. С увеличением размеров частиц (например, для щепы или пеллет) ситуация меняется коренным образом. Во внешнем температурном поле такие «макрочастицы» прогреваются неоднородно: одновременно в частице присутствуют области с различной степенью конверсии. При высокой температуре нагрева внешний слой щепы или пеллеты может полностью обуглиться, в то время как центральная область еще сохраняет исходную влажность. То есть, степень конверсии древесины в такой частице послойно изменяется от нуля до максимального значения. Поскольку химические изменения древесины происходят под действием температуры, скорость и степень прогрева, формирующие температурное поле внутри частицы, являются важными факторами при моделировании технологического процесса конверсии в целом (например, при сжигании и газификации древесных отходов).

В теплопереносе внутри древесного вещества в процессе термической конверсии участвуют следующие основные процессы: теплопроводность, адвекция и диффузия, перенос излучения. Поскольку градиенты температур внутри такой частицы невысоки, теплоперенос излучением пренебрежимо мал. Потоки Стефана возникают в результате химических или фазовых переходов, которые в древесине инициируются нагреванием и поэтому они вторичны относительно распространения теплоты теплопроводностью. Расчет температурного поля в частице возможен только в том случае, если известны коэффициенты теплопроводности реагирующей среды. Так как их значения изменяются с изменением степени конверсии, в процессе пиролиза древесной частицы теплопроводность зависит от температуры и химического состояния в каждой точке, что необходимо учитывать при моделировании динамики ее внутреннего температурного поля.

Для измерения коэффициентов теплопроводности подготавливались образцы торрефицированных древесных опилок (сосна) с различной степенью конверсии. Предназначенные для исследования образцы прессовались в бумажные картриджи. Теплопровод-

ность образцов определяли по ГОСТ 30256-94 методом цилиндрического зонда. Для измерения теплопроводности были выбраны следующие значения плотности образцов: насыпная плотность; увеличенная в два и четыре раза относительно насыпной; максимальная плотность, достигаемая при прессовании образца с силой 10 т.

Установлено, что коэффициент теплопроводности слоя не торрефицированных опилок практически линейно зависит от их плотности. Теплопроводность опилок ниже теплопроводности сухой древесины в продольном и радиальном направлениях. Эта закономерность, по-видимому, объясняется значительным механическим разрушением исходной древесины и ее клеточных структур с образованием большого количества микропор в опилках. На имеющемся прессе максимальная плотность слоя опилок была достигнута при давлении на пуансон равном 10 т и составила 0,89 г/см³. Полученный в этих условиях образец представляет собой древесную пеллету с достаточной механической прочностью. При торрефикации (пиролизе при 300°C) древесное топливо теряет 27% от исходного веса. Основная потеря массы преимущественно связана с разложением гемицеллюлозы. Степень конверсии карбонизированного при 400°C топлива составляет 63%, а потеря массы обусловлена в основном разложением гемицеллюлозы и целлюлозы. При низкой плотности (< 0.2-0.3 г/см³) теплопроводность термообработанного топлива сопоставима с исходным древесным. Вероятно, что в этом интервале значений плотности, теплопроводность материала в основном зависит не от свойств твердого топлива, а от количества крупных пор и полостей в слое. При возрастании плотности образцов торрефицированного и карбонизированного топлива количество крупных пор сокращается и становится значимой микроструктура вещества. Коэффициенты теплопроводности рассчитывались с учетом изменения пористости исходных образцов.

Данные по измерениям теплопроводности использованы для оценки скорости прогрева одиночной лигноцеллюлозной частицы (щепки, пеллеты). Математическая модель пиролиза цилиндрической древесной частицы включает уравнения теплопереноса и бруттокинетики и позволяет оценить характерные времена прогрева и реагирования, а также оценить чувствительность этих величин к выбору значений коэффициентов теплопроводности.

*Работа выполнена в ИСЭМ СО РАН
при поддержке РФФИ (проект № 18-29-24047)
и с использованием оборудования
ЦКП «Высокотемпературный контур».*

УДК 536.46

СУПЕРСТРУКТУРЫ В ДИФФУЗИОННОМ ФАКЕЛЕ

Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А.

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

Динамическое воздействие на фронт диффузионного пламени объектов разного масштаба, таких как одиночный вихрь или пакет вихревых структур, системы ламинарных или турбулентных струй способны активно влиять на полноту, стабильность горения, а в определённых режимах приводить к срыву пламени. Одним из перспективных объектов исследования может стать метод управления горением струи топлива, основанный на динамических особенностях струи, истекающей из трубки в процессе перехода от развитого ламинарного течения Пуазейля к турбулентному потоку.

Хорошо известно, что для развития дозвуковых струйных течений существенную роль играют начальные условия [1]. Ранее авторами получены данные о возможных сценариях воздействия крупномасштабных вихревых образований (турбулентных суперструктур), генерируемых ламинарно-турбулентным переходом в потоке топлива, на динамику диффузионного факела [2].

Как известно управление процессами переноса импульса, тепла и массы – одна из фундаментальных проблем механики жидкости, газа и плазмы. Одно из современных и актуальных направлений этой тематики – интенсификация процессов теплообмена при движении среды с помощью организованных структур. Некоторые исследователи называют это направление структурным подходом. Известные методы оценки взаимодействия вихревого образования с фронтом пламени используют анализ характерных гидродинамических и химических масштабов процесса. Характерными масштабами при горении зарнее являются толщина ламинарного пламени и скорость его распространения. Основным параметром, описывающим взаимовлияние динамики потока и горения, считается параметр растяжения пламени. Часто предполагается, что вихри крупных масштабов вызывают растяжение пламени, а мелкомасштабные пульсации расширяют зоны предварительного нагрева пламени [3]. Как показывают наши исследования, при взаимодействии суперструктур с фронтом пламени вопрос выбора определяющих масштабов становится не однозначным.

В данной работе было использовано несколько экспериментальных методов: скоростной PIV с частотой видеосъёмки 7 кГц, термоанемометрия и измерения температурным зондом в пламени. Исследовались как изотермические потоки (воздух, CO₂, пропан), так диффузионные пламена (C₃H₈ в смеси с CO₂).

На рис. 1 показано изменение скорости по времени для истечения струи CO₂ в воздух на расстоянии от

трубки $x/d=0.8$ ($Re=2462$, $d=8$ мм). Такое распределение, с плавным передним и крутым задним фронтом, характерно для структуры типа порыв (puff) при переходе в трубе.

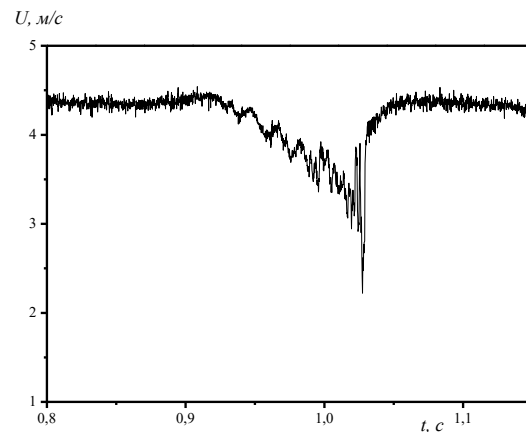


Рис. 1 Распределение мгновенной скорости по времени при прохождении турбулентной структуры типа порыв (puff).

В случае отсоединённого пламени динамика изменения скорости практически не отличается от изотермического течения. Наличие фронта пламени в случае присоединённого пламени качественно меняет ситуацию. Возмущение пламени в фиксированной точке факела регистрируется после прохождения вихревого образования в присоединённой области. Это справедливо как в случае горения пропана, так и в случае пропана, частично перемешанного с воздухом.

Применение вихревых суперструктур, возникающих в условиях ламинарно-турбулентного перехода, может иметь прикладные перспективы для химических технологий, использующих реагирующие струи с низкими числами Рейнольдса ($Re < 4000$), в частности для задач вертикального CVD.

Список литературы:

1. Абрамович Г. Н. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974. 272 с.
2. Леманов В.В., Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х., Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Шаров К.А. Режимы неустойчивого истечения и диффузионного горения струи углеводородного горючего // ФГВ. 2018. Т. 54. № 3. С. 3–12.
3. Doan N.A.K., Swaminathan N., Chakraborty N. Multiscale analysis of turbulence-flame interaction in premixed flames // Proc. of Comb. Inst. 2017. v. 36. PP. 1929–1935.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ
(No. АААА-А17-117030310010-9)
и РФФИ (No. 17-08-00958).

УДК 544.452.4

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СМЕСИ НА ПОЛЕ СКОРОСТИ В ПЛАМЕНИ СТАБИЛИЗИРОВАННОМ ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА

Шараборин Д.К.

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

Целью работы было исследование влияния подогрева смеси топлива с окислителем на поле скорости в пламени, стабилизированном закруткой потока. Чистый метан и синтез газ (смесь водорода и окиси углерода в соотношении 1:1) использовались в качестве топлива. Эти данные представляют интерес для верификации кодов численного моделирования процессов горения.

Закрученный поток организуется осесимметричным сужающимся соплом. Степень закрутки потока (определяемая соотношением между моментом импульса и импульсом струи, S) задавалась углом наклона лопаток в завихрителе и составляла $S = 1$. Число Рейнольдса струи, рассчитанное по среднерасходной скорости $U_0 = 5$ м/с и вязкости воздуха составляло $Re = 5000$ при температуре смеси 300 К. При температуре 500 К среднерасходная скорость воздуха $U_0 = 8.8$ м/с и $Re = 3400$. Коэффициент избытка топлива для смеси метан/воздух составлял $\Phi = 0.7$, а для смеси синтез-газ/воздух $\Phi = 0.44$. Для подогрева воздуха использовался нагревательный элемент мощностью 2кВт с промышленным регулятором температуры Термодат-13КТ5. Контроль температуры смеси осуществлялся термопарой (Тип К) на срезе сопла. При нагреве смеси массовый расход компонент смеси оставался постоянным.

Для измерения пространственного распределения трёхкомпонентного поля скорости использовалась стереоскопическая PIV-система включающая пару ПЗС-камер (ImperX Bobcat IGV-B2020, 4 Мпикс, 8 бит) и двойной импульсный Nd:YAG лазера (Quantel EverGreen 200, 6 нс длительность импульсов с энергией 200 мДж на длине волны 532 нм), который использовался для освещения трассерных частиц в потоке. Камеры были оснащены объективами (Sigma 105 мм, DG MACRO) и узкополосными оптическими фильтрами для подавления собственного свечения пламени (532 ± 5 нм). Задержка, между парой импульсов PIV лазера составляла 40 мкс.

В качестве индикатора положения горячих продуктов сгорания в потоке использовалось мгновенное распределение OH^* измеренное методом плоскостной лазерно индуцированной флуоресценции (planar laser induced fluorescence -PLIF). Система OH^* PLIF состояла из перестраиваемого импульсного лазера на красителе (Sirah Precision Scan), импульсного Nd:YAG лазера накачки (QuantaRay) и интенсифицированной ПЗС камеры на основе электронно-оптического преобразователя. Перестраиваемый лазер возбуждал флуоресценцию OH^* на длине волны перехода $Q_1(8)$ полосы $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(1-0)$. Средняя энергия импульса на длине волны 283 нм составляла приблизительно 12 мДж.

На рис. 1 представлено среднее поле скорости в турбулентном течении с сильной закруткой потока при горении метана при температуре смеси на выходе из сопла 300 К и 500 К. В первом случае при температуре 300 К на оси струи формируется выраженная центральная зона рециркуляции, а при увеличении температуры до 500 К можно наблюдать значительное уменьшение линейных размеров зоны рециркуляции. Помимо этого следует отметить значительное увеличение (до двукратного) осевой и тангенциальной скорости вследствие температурного расширения подогретой смеси.

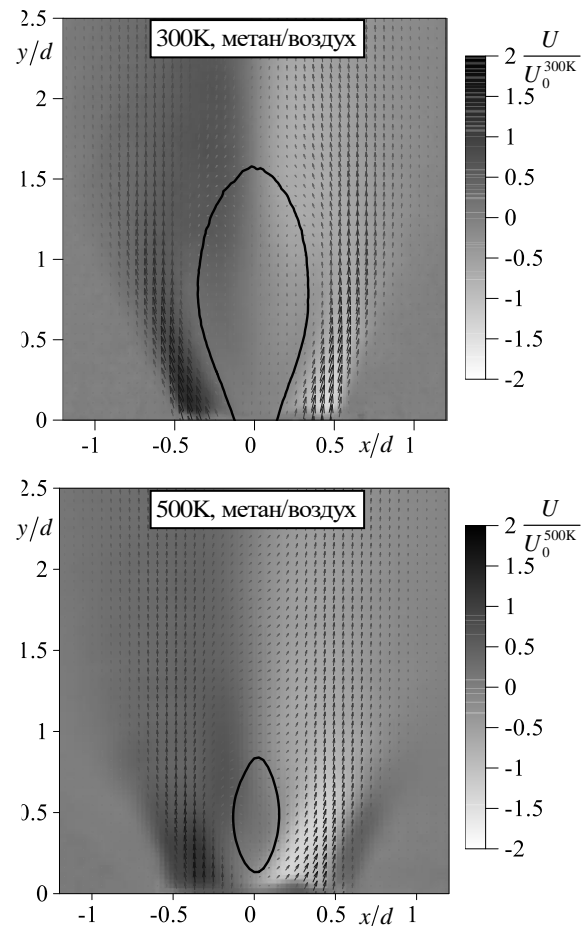


Рис. 1. Среднее поле скорости при горении метана. Цветом показана тангенциальная компонента скорости. Сплошной линией выделена зона рециркуляции.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Уникальный идентификатор проекта RFMEFI58318X0035.

УДК 62-643; 536.463

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАМЕНИ ПАРОМАСЛЯНОГО ВИХРЕВОГО ГОРЕЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА

Копьев Е.П.¹, Ануфриев И.С.¹, Шадрин Е.Ю.¹,
Лобода Е.Л.², Агафонцев М.В.², Мухина М.А.¹

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

² Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Утилизация некондиционных жидких углеводородов – одна из актуальных экологических проблем. Сжигание является наиболее распространенным способом их использования с получением тепловой энергии. Применение традиционных способов сжигания жидкого топлива с использованием распылительных форсунок, при утилизации жидких горючих отходов не является эффективным. Возникают проблемы коксования, засорения каналов подачи топлива, неустойчивости горения, повышенного сажеобразования и низкой полноты выгорания топлива.

В ИТ СО РАН предложен способ сжигания жидкого углеводородного топлива в потоке перегретого водяного пара, при котором происходит газификация углеродсодержащих частиц неполного сгорания жидких углеводородов. На горелочных устройствах испарительного типа было показано благоприятное воздействие водяного пара на основные характеристики процесса [1]. Этот подход является перспективным для экологически безопасной утилизации низкокачественных жидких углеводородных топлив и горючих производственных отходов с получением тепловой энергии.

В данной работе проведены температурные измерения во внешнем факеле вихревого горелочного устройства с распылением жидкого топлива высокоскоростной струей перегретого водяного пара. В качестве топлива использовались дизельное топливо и отработанное автомобильное масло.

Для измерения температуры использовалась тепловизионная камера фирмы FLIR специальной серии JADE J530SB. Рабочий диапазон тепловизора находится в среднем ИК-диапазоне 2.5–5.0 мкм. В этом же спектральном диапазоне находятся мощные линии излучения пламени, обусловленные излучением горячих продуктов горения (в том числе – паров воды, CO₂, CO). Для работы был выбран узкополосный дисперсионный оптический фильтр F0616 с полосой пропускания 2.5–2.7 мкм. Выбор фильтра обусловлен наличием мощных линий излучения продуктов горения в этом спектральном интервале [2]. Диапазон измерения температур тепловизора определяется калибровками и составляет 583–1773 К для выбранного фильтра.

Для определения эффективного коэффициента излучения в контрольных точках регистрировалась температура с помощью платиновых-платиновородиевой

термопары типа В, диапазон измеряемых температур 600–1600°C (кратковременно до 1800°C). По полученным данным на средней по времени термограмме определялась средняя температура в области расположения спая.

Тепловизор регистрирует интегральное излучение от всех внутренних слоев среды факела, по значению которого, с использованием калибровок и эффективного коэффициента излучения, определяется температура в плоскости наблюдений (в плоскости симметрии горелочного устройства.).

Для оценки достоверности полученных тепловизионных данных были проведены измерения средней температуры в высокотемпературном факеле горелочного устройства вдоль его оси при помощи термопары, используемой для определения эффективного коэффициента излучения. Рабочий конец термопары помещался в различные точки внутри факела при помощи координатно-перемещающего устройства (КПУ).

Измерения проводились в широком диапазоне изменения режимных параметров (расход и температура пара, расход топлива). Установлена зависимость эффективного коэффициента излучения пламени от расхода перегретого водяного пара и топлива. Выявлено влияние параметров работы устройства на температуру во внешнем факеле горелки. Показано соответствие результатов тепловизионных и термопарных измерений. Полученные данные могут быть использованы при анализе результатов измерений газового состава – для установления основных механизмов горения жидкого топлива с подачей пара.

Список литературы:

1. Anufriev I. S., Alekseenko S. V., Sharypov O. V., Kopyev E. P., Diesel fuel combustion in a direct-flow evaporative burner with superheated steam supply // Fuel. 2019. 254. 115723. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.115723>
2. Kopyev E.P., Anufriev I.S., Shadrin E.Y., Loboda E.L., Agafontsev M.V., Mukhina M.A., Studying the diesel flame structure in superheated water vapor jets by using IR thermography // Infrared Physics and Technology. 2019. V. 102. 103028. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2019.103028>

Исследования выполнялись в рамках гос. задания для ИТ СО РАН (рег. номер АААА-А17-117022850029-9).

УДК 621.9

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ CVD ПРОЦЕССА

Лукашов В.В.¹, Игуменов И.К.²

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева 3

Одной из фундаментальных проблем при анализе реагирующих потоков является определение области существования горения. Известно [1], что срыв пламени в пограничном слое со вдувом топлива через проницаемую поверхность происходит, когда фронт пламени приближается к «стенке». Как оказалось, это допущение физически аналогично условиям, соответствующим гетерогенной реакции на поверхности подложки в процессах химического осаждения функциональных покрытий из паров реагентов (CVD). В данной работе предлагается аналитический способ описания роста термобарьерного покрытия на подложке в условиях вынужденной конвекции в рамках приближения Шваба-Зельдовича.

Рассмотрим CVD процесс на примере однокомпонентного прекурсора, для определённости $Zr(dpm)_4$. Брутто формула – $ZrC_{44}H_{76}O_8$. При полном окислении $Zr(dpm)_4$ на поверхность осаждается ZrO_2 в виде твёрдой фазы. Плотность массового потока ZrO_2 при его отсосе из пограничного слоя можно представить как:

$$J_w = \frac{X_{Zr(dpm)_4}^0}{\mu_{Zr(dpm)_4}} \frac{\mu_{Zr} 60(1-\alpha)}{1 + b \frac{\mu_{Ar}}{\mu_{Zr(dpm)_4}} + 60\alpha \frac{\mu_{O_2}}{\mu_{Zr(dpm)_4}}} St \quad (1)$$

Где $\alpha = X_{O_2}^0 / (60 \cdot X_{Zr(dpm)_4}^0)$ - коэффициент избытка окислителя, $b = X_{Ar}^0 / X_{Zr(dpm)_4}^0$ относительная мольная доля аргона на входе в реактор. На Рис.2. представлены экспериментальные данные [2]. Зависимость демонстрирует влияние концентрации паров прекурсора на входе в реактор на относительную скорость покрытия. Линия- построена по (1). Как видно предлагаемый подход позволяет получить адекватные оценки сложного процесса роста кристаллита.

Можно предложить так же оценку для определения условий эффективного режима осаждения покрытия с точки зрения полноты использования вещества прекурсора. Пусть G_{Zr}^0 массовый расход атомов Zr, подаваемых в реакционную зону:

$$G^0 = \left(\frac{\mu_{Zr}}{\mu_{Zr(dpm)_4}} \right) G_{Zr(dpm)_4}^0, \text{ а } G_1 = S \cdot \frac{\mu_{Zr}}{\mu_{ZrO_2}} \cdot J_w$$

массовый расход атомов Zr осаждаемых в покрытие. Отношение расходов $\eta = G_1 / G^0$ характеризует полноту использования вещества. Для простоты имеет смысл рассмотреть нормированный коэффициент использования:

$$\eta_* = \left(\frac{G_1}{G^0} \right) / \left(\frac{G_1}{G^0} \right)^*$$

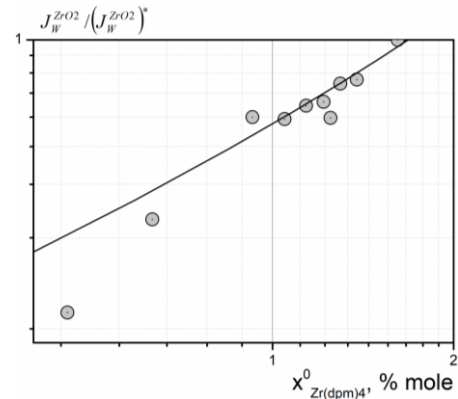


Рис.1. Влияние содержания паров прекурсора в реакционной смеси на относительную скорость роста термобарьерного покрытия.

Нормировка соответствует режиму с максимальной полнотой использования вещества. Тогда зависимости от массовой доли прекурсора на входе:

$$\eta_* = \frac{(G_{Ar}^0 + G_{O_2}^0)_* (1-\alpha) (1 - K_{Zr(dpm)_4}^0)}{(G_{Ar}^0 + G_{O_2}^0) (1-\alpha) (1 - K_{Zr(dpm)_4}^0)}$$

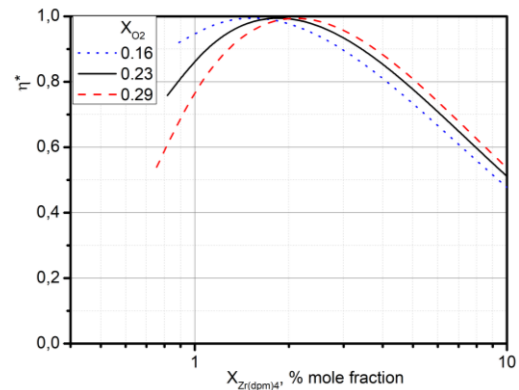


Рис.2. Оценки эффективных режимов осаждения термобарьерного покрытия.

Увеличение содержания кислорода в смеси реагентов сдвигает значение оптимальной концентрации $Zr(dpm)_4$ в сторону больших значений (Рис.2). По данным [2] скорость роста покрытия растёт от ~10 мкм/час до ~100 мкм/час пропорционально $X_{Zr(dpm)_4}^0$. Однако, с ростом содержания прекурсора с 0.2% до 1.8 % эффективность использования снижается с 40% до 20%.

Список литературы:

1. Volchkov E.P., Lukashov V.V., Terekhov V.V., Hanjalic K. Combustion and flame. 2013. 160. P. 1999–2008.
2. Tu R., Kimura T., Goto T. Surface & Coatings Technology. 2004. V.187. P. 238–244.



Секция 3

Гидродинамика, тепломассообмен
и волновые процессы
в многофазных средах



УДК 612.133+51.76

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ФОРМИРОВАНИЯ ОБХОДНЫХ СОСУДИСТЫХ АНАСТОМОЗОВ

Куянова Ю.О.^{1,2}, Дубовой А.В.³, Бервицкий А.В.³, Паршин Д.В.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова

³ ФГБУ «Федеральный центр нейрохирургии» Минздрава России,
630048, Россия, Новосибирск, ул. Немировича-Данченко, 132/1

На практике, при лечении церебральных аневризм, или патологических расширений сосудов головного мозга, нейрохирурги сталкиваются с проблемой выбора подходов к лечению. Одним из таких подходов является формирование обходных сосудистых анастомозов (шунтов). В современной клинической практике данная техника применяется при лечении церебральных аневризм в случаях, когда доступ к патологии ограничен и/или аневризма имеет сложную геометрию. В подобных ситуациях вместе с патологией приходится перекрывать артерии, дочерние ветви которых жизненно важны для пациента. Анастомоз в таких случаях устанавливается для компенсации кровотока из перекрытой артерии. Однако, остаётся открытым вопрос об оптимальном соединении сосуда-донора и сосуда-реципиента.

В целом, все оптимизационные задачи по установке шунта направлены на оптимизацию транспортной функции анастомоза, повышения энергоэффективности гидромеханической системы церебральных сосудов с анастомозом. Данное исследование посвящено задаче об оптимизации расположения сосуда-донора по отношению к сосуду-реципиенту, а также задаче об оптимальном угле формирования анастомоза [1].

Оптимальное место установки определяется с использованием методов роевого интеллекта, в частности, с использованием метода роя частиц [2]. Критерием оптимального местоположения соединения сосудов в рассматриваемой задаче служит достижение

требуемого уровня давления в средней мозговой артерии. Для расчёта гидродинамических параметров была использована электрическая модель сосудов Виллизиевого круга.

Поиск оптимального угла осуществлялся в сходящемся сосудистом тройнике и заключался в поиске такого взаимного расположения сосудов (донора и реципиента), при котором энергия вязкой диссипации была бы минимальной. Геометрия расчётной области, а также все численные расчёты были реализованы в трёхмерной жёсткой стационарной постановке в пакете ANSYS/CFX 17.2.

В результате исследования удалось определить оптимальный угол установки шунта а также наиболее эффективные расположения соединения сосуда-донора с реципиентом при различных радиусах шунта.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ (проект №14.W03.31.0002).

Список литературы:

1. Kuyanov, Y.O., Presnyakov, S.S., Dubovoi, A.V., Chupakhin, A.P., Parshin, D.V. Numerical Study of the Tee Hydrodynamics in the Model Problem of Optimizing the Low-Flow Vascular Bypass Angle. // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2019. V. 60, № 6, P. 1038–1045. <https://doi.org/10.1134/S0021894419060087>.
2. Kennedy J., Eberhart R. Particle swarm optimization // In Proceedings of the IEEE international conference on neural networks IV. 1995. P. 1942–1948.

УДК 532.5; 532.6

РАСЧЁТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ СМЕСЕЙ НЕФТИ И ВЫТЕСНЯЮЩЕГО АГЕНТА В ПРЯМЫХ МИКРОКАНАЛАХ, ИМИТИРУЮЩИХ ПОРУ И ТРЕЩИНУ В ГОРНОЙ ПОРОДЕ

Лобасов А.С.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Пряжников М.И.¹, Гузей Д.В.¹

¹ Сибирский федеральный университет,

660074, Россия, Красноярск, пр. Киренского, 28

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Нефтедобывающая отрасль как одна из основных в нефтегазовой индустрии является одной из важнейших отраслей экономики не только Российской Федерации, но и многих зарубежных стран. Постепенное истощение месторождений нефти происходит повсеместно, поэтому становятся актуальными вопросы разработки и применения новых технологий нефтедобычи, позволяющих значительно увеличить нефтеотдачу уже разрабатываемых пластов, а также использовавшихся и законсервированных месторождений, на которых традиционными методами извлечь значительные остаточные запасы нефти уже невозможно. Использование в широком смысле микро- и нанотехнологий является одним из возможных и перспективных способов решения этих задач. В этом направлении работают многие группы исследований по всему миру. Во многих исследованиях отмечается, что применение микрореакторных устройств позволяет значительно интенсифицировать физико-химические процессы по сравнению с классическими крупногабаритными реакторами [1-3]. Кроме того, высказываются идеи о возможности использования микроканальных чипов очень сложной формы с размерами пор до несколько микрон, которые можно рассматривать как систему, имитирующую керн, для исследования двухфазных потоков в микроканалах, моделирующих вымывание нефти из породы. Причём такие исследования могут быть как экспериментальными, так и численными. Однако на данный момент всё это остаётся на уровне идеи, и таких работ не очень много [4].

На сегодняшний день для повышения коэффициента извлечения нефти (КИН) обычно используют водные растворы разнообразных поверхностно-активных веществ (ПАВ). В последние годы появились работы, в которых показано, что использование наноразмерных суспензий (НС), которые в общем случае можно называть наножидкостями (НЖ), позволяет существенно повысить коэффициент извлечения нефти из пласта. С точки зрения снижения межфазного натяжения на границе с нефтью растворы ПАВ и наноразмерные суспензии обладают примерно одинаковыми характеристиками. При этом важным преимуществом НЖ по сравнению с растворами ПАВ является заметное снижение адсорбции ПАВ на поверхности материала породы. Это позволяет использовать в вытесняющих жидкостях гораздо меньшие концентрации ПАВ, что способствует улучшению экологических показателей производственных процессов. Кроме того,

вязкость растворов ПАВ значительно меньше вязкости природных нефтей, что может приводить к неоднородным прорывам протяженных «струй», вытесняющих жидкости вокруг незатронутых объемов пласта, и, в результате, к снижению достигаемых значений КИН. В то время как жидкости на основе наноразмерных суспензий обладают существенно более высокими значениями вязкости, исключающими образования прорывов.

Ещё одной из причин значительного увеличения коэффициента извлечения нефти с помощью наножидкостей является изменение смачиваемости породы, способствующее вымыванию как пленочной, так и капиллярно-удержанной нефти. Было обнаружено, что в среде НЖ на поверхности соприкосновения нефти с породой возникают специфические явления, отсутствующие в среде обычных жидкостей, не содержащих наночастицы, а именно, вдоль этой поверхности могут распространяться тонкие клинья наножидкости, постепенно формирующие сплошную пленку, разделяющие нефть и породу. В настоящий момент эта область за исключением нескольких отдельных работ изучена недостаточно.

В работе проведено исследование течения двухфазных смесей нефти и вытесняющего агента, в качестве которого может использоваться вода или наножидкость, в прямых микроканалах, имитирующих пору или трещину в горной породе. Построены карты режимов течения и получены зависимости этих режимов от чисел Рейнольдса (Re) и Вебера (Sc), а также от капиллярного числа (Ca).

Список литературы:

1. Tabeling P. Introduction to microfluidics. Oxford: Oxford University Press, 2005.
2. Karnidakis G., Beskok A., Aluru N. Microflows and nanoflows // Interdisciplinary Applied Math. Springer Science+Business Media Inc., 2005. V. 29. 817 p.
3. Karnik R. Microfluidic mixing // Encyclopedia of microfluidics and nanofluidics / Ed. Li D. Springer, 2008. P. 1177.
4. Rosero G., Peñaherrera A., Olmos C., Boschan A., Granel P., Golmar F., Lasorsa C., Lerner B., Perez M. Design and analysis of different models of microfluidic devices evaluated in Enhanced Oil Recovery (EOR) assays // Revista Matéria, 2018, V. 23, Is. 2, art. № e-12129.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 19-48-240015.

УДК 532.66

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ДЛИНУ И МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ СНАРЯДОВ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ ПРИ ПОТОКАХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОКАНАЛЕ С Т-ОБРАЗНЫМ ВХОДОМ

Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В.

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

В последние несколько лет потоки несмешивающихся жидкостей в микроканалах привлекают большой интерес исследователей, так как в перспективе способны существенно повысить эффективность различных технологических процессов. Такие особенности микроканальных потоков жидкость-жидкость, как большое отношение площади межфазной поверхности к объёму, интенсифицирующее процессы переноса, высокоточный контроль за потоком, дающий возможность производить манипуляции с отдельными микрокаплями, и малый расход реагентов, делают выгодным их применение в химической промышленности, аналитической биологии, медицине и других областях.

Большинство предлагаемых подходов, связанных с применением микроканалов, оперируют с характерными для них режимами течения – капельным и снарядным. При этом наиболее распространённые способы генерации капель в микроканалах пассивные, основанные на использовании геометрии канала. Однако контролировать параметры получаемых капель и снарядов с достаточной точностью при помощи пассивных методов генерации не представляется возможным. Альтернативой для решения этих проблем может быть активная генерация капель и снарядов за счёт наложения внешних возмущений на поток [1].

В данной работе представлено экспериментальное исследование влияния внешних возмущений на размеры и стадии формирования снарядов дисперсной фазы в потоке касторовое масло – вода в Т-образном микроканале прямоугольного сечения. Канал выполнен из полиметилметакрилата, сечение подводящих каналов равнялось 200x200 мкм, сечение выходного – 200x400 мкм (гидравлический диаметр $D_h = 267$ мкм). Длины входных и выходного участков равнялись 11,5 и 22,5 мм соответственно. Постоянное давление и наложение внешних возмущений на входах управлялось контроллером давления Elveflow OB1 и варьировалось в пределах от 0,1 бар до 5 бар. Для визуализации потока и определения размеров капель и снарядов использовалась скоростная съёмка границы раздела фаз, видимой за счёт разницы показателей преломления. Для измерения полей скорости в снарядах дисперсной фазы применялся панорамный метод цифровой трассерной визуализации micro-PTV (Particle Tracking Velocimetry).

Установлено, что механизм формирования снарядов под действием наложенных возмущений и, как следствие, их длина определяются отношением периода внешних возмущений (T_{dist}) к собственному пери-

оду системы (T_0). На рис. 1 представлен график зависимости средней длины снарядов от периода возмущений при различных амплитудах возмущений, выраженных в единицах среднего давления на входе для снарядного режима при $P_w = 0,3$ бар и $P_{co} = 2$ бар. Для случая $T_{dist} < T_0$ наибольший разброс длины снарядов зафиксирован для значения периода возмущений $T_{dist} = 0,75T_0$ (стандартное отклонение до 10%), в точках $T_{dist} = 0,25T_0$ и $T_{dist} = 0,5T_0$ средняя длина также колеблется рядом с невозмущённым значением (L_0), однако с меньшим отклонением. При $T_{dist} > T_0$ средняя длина снарядов возрастает по сравнению с L_0 , и её разброс возрастает с увеличением T_{dist} за счёт генерации капель разных размеров.

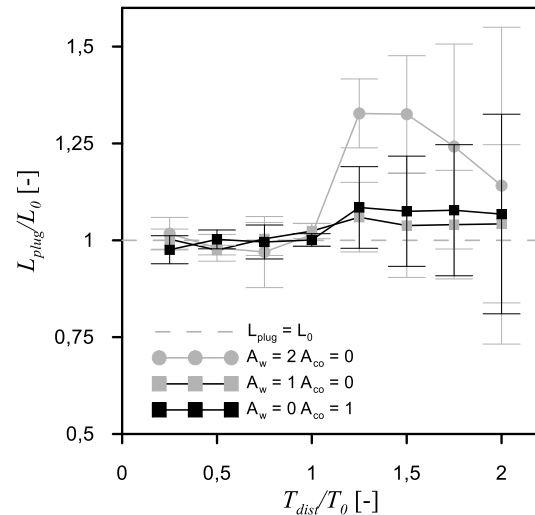


Рис. 1. Зависимость длины снарядов, нормированной на их длину в невозмущённом потоке, от отношения периода возмущений к собственному периоду системы.

При периоде $T_{dist} = T_0$ обнаружена стабилизация длины снарядов и снижение стандартного отклонения до 3% и меньше. На основании визуализации структуры потока обнаружены возвратные течения в снарядах и во входном канале с дисперсной фазой, вызванные внешними возмущениями.

Список литературы:

1. P. Zhu and L. Wang Passive and active droplet generation with microfluidics: a review // Lab Chip, 2017, 17, 34.

Исследование выполнено за счёт гранта РФФИ (проект № 18-38-00753 мол_a), измерение физических свойств жидкостей выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 532.542.4+532.574.7+532.582.31

КАВИТАЦИОННОЕ ОБТЕКАНИЕ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА В КРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

Добросельский К.Г.

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

По сравнению с бескавитационным потоком, относительно меньше исследований по кавитационному обтеканию поперечного круглого цилиндра. Интерес и актуальность исследований в критической области чисел Рейнольдса ($Re \approx (1,5 - 4) \cdot 10^5$) состоит в том, что в ней происходят значительные структурные изменения вблизи обтекаемого цилиндра, которые очень чувствительны к таким факторам, как уровень турбулентности, блокировка рабочего канала, отношение длины к диаметру и возможные поверхностные неровности, которые могут нарушить пограничные слои [1].

В данной работе представлены экспериментальные исследования кавитационного обтекания цилиндра в гидродинамической трубе закрытого типа [2]. Рабочий участок имеет поперечное сечение размером $0,08 \times 0,15$ м (ширина \times высота), в котором располагался круглый стальной цилиндр диаметром $d = 0,026$ м (рис. 1). Измерения скорости свободного потока показали наличие ядра с постоянной скоростью u_∞ и степенью турбулентности в нем $Tu \approx 0,8-1$ %.



Рис.1. Техника эксперимента.

Использовалась созданная в институте теплофизики СО РАН система PIV (*Particle Image Velocimetry*) ПОЛИС (рис. 1), которая состоит: из программируемого синхронизирующего процессора; ПЗС – камеры (2048×2048 pix², 8 бит); двойного твердотельного импульсного Nd:YAG лазера с длиной волны лазерного излучения 532 нм (энергия в импульсе 25 мДж, частота повторения импульсов 1,3 Гц); зеркал – основного снизу и дополнительного сверху, позволяющих «вырезать» определенный участок исследуемой области в рабочем участке. Управление экспериментом и обработка данных осуществлялись с использованием программного пакета «ActualFlow».

По осредненным (2000 двойных изображений) векторным полям скорости были определены геометрические и кинематические параметры вихревых кавитационных структур в ближнем следе цилиндра. Показано, что при изменении числа кавитации и $Re = (2,82-2,95) \cdot 10^5$ имеется характерный минимум длины обратного тока и расстояния между вихрями в ближнем следе за цилиндром.

С использованием оборудования PIV ПОЛИС были проведены исследования обтекания цилиндра при уменьшении статического давления в стенде для $u_\infty = 8,3$ м/с; 9,2 м/с; 9,8 м/с. Анализ фотографий, полученных с помощью ПЗС-камеры, показал, что начальная отрывная кавитация (стрики) начиналась при условии, когда число кавитации $\sigma_i \approx 2,7$ для $Re \approx 3,0 \cdot 10^5$, для $Re \approx 2,83 \cdot 10^5$ начало соответствовало $\sigma_i \approx 3,05$, а для $Re \approx 2,4 \cdot 10^5$ соответственно $\sigma_i \approx 3,15$.

Были отмечены два аномальных состояния, при которых происходило периодическое усиление/ослабление кавитационного следа, возникали биения, возрастали шум и вибрация. Например, для $Re \approx 2,8 \cdot 10^5$ и температуры $t \approx 24,5$ °С эти состояния соответствовали числам кавитации $\sigma \approx 2,4$ (вероятно переход от пленочной к облачной кавитации) и $\sigma \approx 1,7$ (возможно переход к вихревой кавитации).

Исследование кавитационного обтекания цилиндра показало существование нескольких видов отрывных структур в следе. На рис. 2 (слева) показано формирование двух вихрей с одной из сторон цилиндра, на рис. 2 (справа) – одновременное формирование пары вихрей с противоположных сторон цилиндра. Поток слева направо.

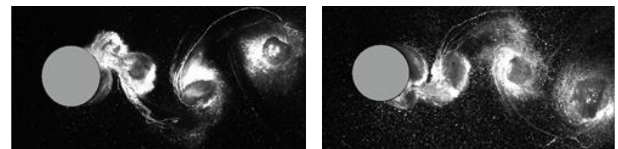


Рис. 2. Картины обтекания цилиндра при $Re \approx 3 \cdot 10^5$ и разной степени интенсивности кавитации: слева – $\sigma \approx 2,0$; справа – $\sigma \approx 1,61$.

Несмотря на существование различных видов отрывных вихревых течений в следе за цилиндром, а также их разрушения, в течение длительного периода времени отрыв кавитационных вихрей происходит квазипериодически.

Было получено, что при развитой кавитации в чистой воде за цилиндром появляются большие пузыри, как при обычном кипении, а в потоке с трассерами частицы прикрепляются к пузырькам, как при флотации.

Список литературы:

1. Farell C., Blessman J. On critical flow around smooth circular cylinders // J. Fluid Mech. 1983. V.136. P. 375–391.
2. Добросельский К.Г. Методика исследования поперечного обтекания цилиндра в гидродинамической трубе // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Т. 8. № 4. С. 110–117.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Министерства науки и высшего образования
Российской Федерации.*

УДК 532.54

СКАЧОК АЗИМУТАЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ДВУХ-ЖИДКОСТНОМ ВРАЩАЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ

Шарифуллин Б.Р., Наумов И.В., Кравцова А.Ю., 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, имеет ряд парадоксальных свойств прикладного и фундаментального значения [1–3].

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

В данной экспериментальной работе обнаружены два новых эффекта: (а) скачок азимутальной скорости из-за разности плотностей и (б) скачок радиальной скорости, происходящий при близких плотностях нижней и верхней жидкостей.

Измерения скорости проведены в вертикальном цилиндрическом контейнере ($R = 45$ мм, $h = 2R$), где верхний диск вращается с угловой скоростью ω . Контейнер заполнен подсолнечным маслом (о) ($h_o = R$) в качестве верхней жидкости, а в качестве нижней жидкости используется: (I) раствор глицерин-вода (g) ($h_g = R$) с кинематической вязкостью близкой к вязкости масла или (II) раствор спирт-глицерин (sg) ($h_{sg} = R$) с плотностью близкой к плотности масла. При температуре 22,6°C плотности и кинематические вязкости рабочих жидкостей составляли: $\rho_{sg} = 922$ кг/м³, $\rho_g = 1237$ кг/м³, $\rho_o = 914,7$ кг/м³, $\nu_{sg} = 7,366$ мм²/с, $\nu_g = 42,82$ мм²/с, и $\nu_o = 54,86$ мм²/с. Скорость вращения характеризуется числом Рейнольдса, $Re = \omega R^2/\nu_o$.

Для изучения потока были использованы оптические методы бесконтактной диагностики, такие как визуализация и метод цифровой трассерной визуализации (Particle Image Velocimetry, см. рис. 1).

Для более детального исследования вихревого движения были измерены распределения скорости в горизонтальных сечениях в нижней и верхней жидкостях на расстоянии 2 мм от границы раздела (рис. 1b). Было проведено сравнение профилей тангенциальной компоненты скорости V_θ для случаев близких вязкостей (I) и близких плотностях (II).

Рисунок 2 показывает зависимость максимальной тангенциальной скорости $V_{\theta max}$ от вертикальной координаты z вблизи поверхности раздела ($z = 45$ мм) в случае моножидкости (масло, *случай III*) и в случае двух жидкостей (I). Символы представляют результаты измерений, а кривые показывают предсказания теории [4] для медленного течения моножидкости в полубесконечной цилиндрической трубе, создаваемого вращением торцевого диска.

Согласие эксперимента (крестовые символы) и теории (штриховая кривая) в случае моножидкости

(III на рис. 2) свидетельствует, что течение вблизи поверхности раздела ползущее, т.е., в котором конвективный перенос мал по сравнению с диффузионным. В случае двух жидкостей непрерывная зависимость (пунктирная кривая на рис. 2) не согласуется с экспериментом (квадратные символы). Было сделано предположение, что на поверхности раздела происходит скачок скорости V_θ такой, чтобы угловой момент, $\rho r V_\theta$, был непрерывен. Эта гипотеза (нижняя кривая на рис. 2) согласуется с данными измерений.

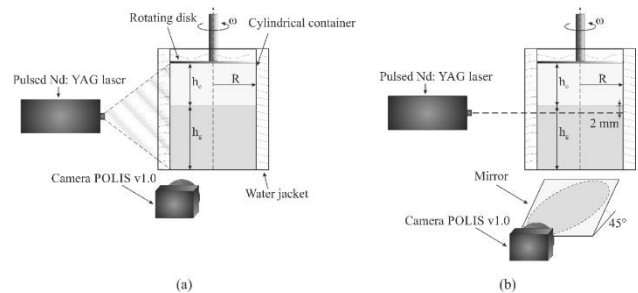


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

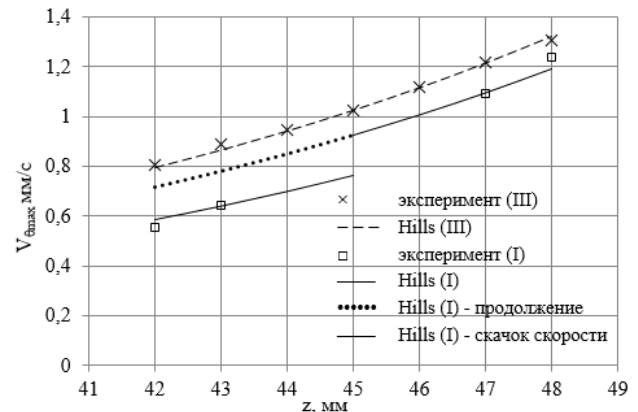


Рис. 2. Сравнение эксперимента (символы) и теории (кривые) для моножидкости (масло, III) и двух жидкостей (I) при $Re = 50$.

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., Sharifullin B., Shtern V.N. Vortex breakdown in the lower fluid of two-fluid swirling flow // Phys. Fluids. 2020. V.32. 014101.
4. Hills C.P. Eddies induced in cylindrical containers by a rotating end wall // Phys. Fluids. 2001. V.13. 2279-2286.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-08-00508.

УДК 536.423

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НА СТРУЮ ПЕРЕГРЕТОЙ ВОДЫ

Бусов К.А., Мажейко Н.А.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Интерес к изучению струй вскипающих жидкостей обусловлен эффективностью их использования в самых различных энергетических и технических устройствах (струйный принтер, пожарная техника, атомные реакторы, опреснительные установки и т.д.). В проведенных экспериментах, были выявлены различные особенности струи метастабильной жидкости [1-3], связанные непосредственным образом с кинетикой зародышеобразования [4]. Однако, несмотря на интенсивное исследование двухфазных потоков, остаются не выясненными еще многие вопросы, связанные, в частности, с дисперсным составом потока, с его устойчивостью, формообразованием и возможностью управления или регулирования параметров потока. В связи с этим, актуальным является изучение различных внешних факторов, оказывающих эффективное воздействие на истекающий поток. Одним из таких инструментов влияния является использование поперечного воздушного потока, имеющего самые различные сферы изучения, проявления и применения [5-7].

Цель данной экспериментальной работы заключалась в исследовании влияния изменения процесса истечения струи перегретой воды при поперечном обдуве воздушным потоком.

Истечение вскипающей струи воды происходило из сосуда высокого давления через короткий цилиндрический канал (диаметр 0.5 мм) с острыми входными и выходными кромками в атмосферу. Начальные условия (температура, давление) в рабочей камере соответствовали линии фазового равновесия и изменялись в широком диапазоне: $T=380 - 580$ К, $p=0.1 - 10$ МПа. Поперечный обдув струи осуществлялся двухлопастным вентилятором. Скорость воздушного потока изменялась в интервале от 1.5 м/с до 13 м/с.

Влияние поперечного потока, движущегося с малой скоростью (~1.5 м/с), на истечение жидкости было обнаружено уже при небольших степенях перегрева, когда у струи сохраняется сплошная жидкостная сердцевина. На расстоянии около 0.5 м от выходного среза канала у струи наблюдается усиление волн возмущения, приводящих к распаду струи жидкости на капли. С увеличением скорости поперечного воздушного потока (~4 м/с) происходит существенное увеличение амплитуды волн возмущения, уменьшение длины невозмущенного участка струи за выходным срезом короткого канала и ее отклонение на небольшой угол (~5°) относительно оси канала.

При скорости поперечного обдува 8 м/с угол отклонения струи составляет ~10° и основная масса

жидкости раздроблена на капли. Остается неразрушенной часть истекающей струи длиной около 60мм. Возрастание скорости поперечного потока от 8 м/с до 13 м/с приводит к увеличению угла отклонения раздробленной струи от 10° до 50°. Длина жидкостного ядра в предельном случае сокращается до 20мм.

С увеличением интенсивности вскипания струи сплошное жидкостное ядро исчезает и струя принимает форму конуса с растущим углом раскрытия. При воздействии поперечным потоком воздуха происходит отклонение вскипающей среды как единого целого. Рост скорости поперечного потока от 1.5 м/с до 13 м/с позволяет изменять угол отклонения струи вскипающей жидкости относительно оси канала от 5 до 90°.

Таким образом, в ходе проведенных исследований было установлено, что использование поперечного воздушного потока является эффективным средством для воздействия на струю вскипающей жидкости. Набегание воздушного потока с различными скоростями позволяет изменять дисперсность истекающей струи при малых перегревах, отклонять факел распыла вскипающей струи (умеренные и высокие перегревы) на большие углы, вплоть до прямого, не нарушая при этом ее структуру и форму.

Список литературы:

1. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скрипов В.П. Струи вскипающих жидкостей // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 3. С. 125–132.
2. Решетников А. В., Бусов К. А., Мажейко Н. А., Скоков В. Н., Коверда В. П. Переходные режимы вскипания струй перегретой воды // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19. №. 3. С. 359–367.
3. Skokov V.N., Koverda V.P., Reshetnikov A.V., Skripov V. P., Mazheiko N. A., and Vinogradov A. V. 1/f noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer, Int. J. Heat and Mass Transfer. 2003. V. 46. № 10. P. 1879-1883.
4. Скрипов, В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972, 312 с.
5. Prakash R. S., Gadgil H., Raghunandan B. N. Breakup processes of pressure swirl spray in gaseous cross-flow // International journal of multiphase flow. 2014. V. 66. P. 79–91.
6. Walker I. J., Nickling W. G. Dynamics of secondary airflow and sediment transport over and in the lee of transverse dunes // Progress in Physical Geography. 2002. V. 26. №. 1. P. 47–75.
7. Fuller R. P. et al. Effects of injection angle on atomization of liquid jets in transverse airflow // AIAA journal. 2000. V. 38. № 1. P. 64–72.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант № МК-1933.2020.8), РФФИ (грант № 19-08-00091).

УДК 532.546

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ ФИЛЬТРАЦИИ ПАРОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

Храмцов Д.П.^{1,2}, Некрасов Д.А.^{1,2}, Вязьмин А.В.^{1,2}, Покусаев Б.Г.¹

¹ ФГБОУ ВО «Московский политехнический университет»,
107023, Россия, Москва, ул. Большая Семеновская, д.38

² ФГБОУ ВО «МИРЭА - Российский технологический университет»,
119454, Россия, Москва, пр. Вернадского, д. 78

Ввиду широкого распространения в промышленности критической инфраструктуры, работающей при высоких давлениях при наличии эффектов тепломассопереноса и фазовых переходов, задача моделирования подобных процессов является актуальной. Особенно важно понимание подобных процессов в условиях аварийных ситуаций при потенциальном нарушении герметичности реакторов [1], в том числе каталитических [2], и теплообменных аппаратов. В случае аварийной разгерметизации емкости, содержащей жидкость под высоким давлением, возникает процесс критического истечения парожидкостной смеси с возможным эффектом газодинамического запираания.

Существует ряд моделей для описания критического истечения двухфазного потока [3], в том числе предназначенных для оценки потерь теплоносителя при аварийной разгерметизации системы охлаждения ядерного реактора [4]. При исследовании критических потоков основное внимание уделяется рассмотрению задачи критического истечения из свободного канала. Однако существует класс задач, где критический поток реализуется при истечении из канала, заполненного зернистой засыпкой, например в перспективных ядерных реакторах на основе микротвэл.

Для подобного класса задач экспериментальные и численные исследования практически не представлены в литературе. Экспериментально случай критического истечения парожидкостной смеси из канала с зернистой засыпкой рассматривался в [5], где были получены данные о критических расходах парожидкостной смеси при различных паросодержаниях и геометрических параметрах засыпки. В связи с этим представляет интерес получение расчетных характеристик критических потоков при истечении из канала, заполненного зернистой засыпкой, в особенности данные по скорости звука, реализующейся в подобных критических потоках.

С целью определения скорости звука критического парожидкостного потока при истечении из трубы с зернистой засыпкой авторами была разработана модель с применением метода сглаженных частиц [6] на основе ранее разработанной модели движения двухфазного потока в зернистом слое [7]. Было реализовано две модификации расчетной модели. Первая модификация позволяет производить расчет эволюции паровой и жидкой фаз и таким образом получить оценку коэффициента скольжения фаз, который является важным параметром при проведении аналитических расчетов критических потоков [7], основанных на [8]. В случае трехмерного моделирования критического истечения парожидкостного потока, где паровая и жидкая фазы представлены раздельно возникает неоднородность

потока в сечении выходного отверстия, в связи с чем не представляется возможным однозначно произвести оценку скорости звука, реализующуюся в подобном потоке. Для решения этой задачи была реализована модификация модели, основанная на представлении потока как гомогенного, имеющего осредненные характеристики парожидкостной среды. Данная модель не позволяет исследовать динамику жидкой и паровой фаз отдельно, но позволяет оценить скорость звука критического потока.

Получены зависимости скорости звука критического потока в зависимости от объемного паросодержания и геометрии зернистой засыпки в трехмерной постановке. Проведена оценка коэффициента скольжения паровой и жидкой фаз в трехмерном канале, заполненном сферической засыпкой. Выполнено сопоставление расчетных результатов с существующими экспериментальными данными и аналитическими расчетами. Сопоставление показало хорошую согласованность.

Список литературы:

1. Гофман Г.В., Крошили А.Е., Нигматулин Б.И. Нестационарное волновое истечение вскипающей жидкости из сосудов // ТВТ. 1981. Т. 19. № 6. С. 1240–1250.
2. Henda R., Machac A., Nilsson B. Heat and mass transport in a non-linear fixed-bed catalytic reactor: Hot spots and thermal runaway // Chem. Eng. J. 2008. V. 143. P. 195–200.
3. De Lorenzo M., Lafon P., Seynhaeve J., Bartosiewicz Y. Benchmark of Delayed Equilibrium Model (DEM) and classic two-phase critical flow models against experimental data // Int. J. Multiph. Flow. 2017. V. 92. P. 112–130.
4. Bartosiewicz Y., Seynhaeve J. Delayed Equilibrium Model (DEM) of Flashing Choked Flows Relevant to LOCA and Implementation in System Codes // ICONE 22. 2004. Praha.
5. Таиров Э.А., Покусаев Б.Г., Быкова С.М. Критическое истечение парожидкостного потока через слой шаровых частиц. ТВТ. 2016. Т. 54. № 2. С. 277–286.
6. Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 1703–1759.
7. Pokusaev B.G., Khramtsov D.P., Tairov E.A., Khan P.V. Numerical and analytical approaches to modeling critical two-phase flow with granular layer // J. Eng. Thermophys. 2018. V. 27. № 1. P. 20–29.
8. Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое / М.А. Гольдштик.; Н.: ИТ СО РАН, 2005. 358 с.

Статья подготовлена в рамках выполнения базовой части государственного задания ФГБОУ ВО «Московский политехнический университет» (проект FZRR-2020-0027).

Работа в части разработки модуля расчетной модели, ответственной за определение массового расхода парожидкостной смеси выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-08-00709).

УДК 66.021.3, 66.021.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛО- И ВЛАГОПЕРЕНОСА В МНОГОСЛОЙНЫХ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ С ВЕНТИЛИРУЕМЫМИ КАНАЛАМИ

Бородулин В.Ю., Низовцев М.И.

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

При перепаде парциального давления водяного пара в воздухе с двух сторон конструкции из многослойных пористых материалов в ней наблюдается диффузия водяного пара, которая может сопровождаться процессами сорбции и конденсации влаги. Данные явления могут наблюдаться в ограждающих конструкциях современных зданий, состоящих из многослойных пористых материалов [1]. Накопление влаги в результате сорбции и конденсации может приводить к снижению теплоизоляционных характеристик и разрушению материалов ограждающих конструкций [2]. Для предотвращения влагонакопления разработана новая фасадная система утепления зданий на основе панелей с вентилируемыми каналами [3].

В докладе представлены результаты численного моделирования процессов тепло- и влагопереноса в ограждающих конструкциях вновь строящихся и реконструируемых зданий при утеплении их панелями с вентилируемыми каналами. В результате расчетов получено распределение влаги в материалах ограждающих конструкций за 3-летний период эксплуатации в климатических условиях г. Новосибирска.

В качестве примера на рисунке показано изменение средней относительной массовой влажности минеральной ваты панели.

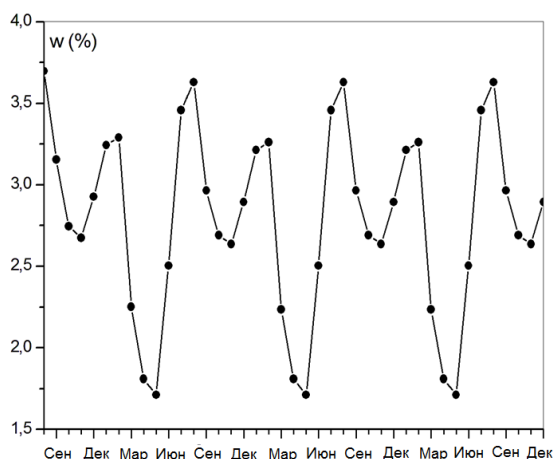


Рисунок 1. Средняя относительная массовая влажность минеральной ваты панели при утеплении кирпичной кладки толщиной 250 мм.

Согласно результатам расчетов, каждый год наблюдалось два периода повышения влажности в минеральной вате. Один соответствовал концу лета – началу осени. Для этого периода характерна высокая температура и достаточно высокая влажность воздуха на улице. В результате уличная влага сорбируется в материалах стены. Второй пик соответствует зиме – началу весны, в этот период низкие температуры воздуха на улице при высокой относительной влажности способствуют движению влаги в виде пара из помещения через ограждающую конструкцию и его сорбции в материалах конструкции. Средняя влажность минеральной ваты в течение года не превышала 3.7%. Такое повышение влажности не является существенным, и практически не влияет на теплозащитные свойства утеплителя.

Список литературы:

1. Kunzel H.M., Simultaneous heat and moisture transport in building components (Ph.D. thesis), Fraunhofer Institute of Building Physics, Germany, 1995.
2. Moisture buffering in buildings: A review of experimental and numerical methods, Kreiger Brenton K., Sruhar Wil V.//Energy & Buildings.2019. V. 202. №109394.
3. Nizovtsev M.I., Letushko V.N., Borodulin V. Yu., Sterlyagov A.N. Experimental studies of the thermo and humidity state of a new building facade insulation system based on panels with ventilated channels//Energy and Building. 2020. V. 206. №109607.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ (грант № р_а 19-48-540012).*

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ УРОВНЯ ВОДЫ НА РАБОЧЕМ УЧАСТКЕ НА СИНТЕЗ ГАЗОВОГО ГИДРАТА МЕТОДОМ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ СЖИЖЕННОГО ГИДРАТООБРАЗУЮЩЕГО ГАЗА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ПЕРЕМЕШИВАНИИ РАБОЧЕГО УЧАСТКА

Мелешкин А.В.

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

Данная работа является частью комплексного исследования по поиску оптимальных режимных параметров метода, основанного на взрывном вскипании сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды при декомпрессии. Проведенные ранее исследования показали эффективность перемешивания рабочего участка во время сброса давления. Поэтому в данной работе представлено экспериментальное исследование влияния уровня воды на рабочем участке на синтез газового гидрата исследуемым методом при одновременном перемешивании рабочего участка. Перемешивание осуществлялось при помощи встроенной на рабочий участок мешалки с максимальной частотой вращения 1400 об/мин. В качестве гидратообразующего газа использовался фреон 134а. Экспериментальные исследования были выполнены на установке типа «автоклав», рабочий участок которой выполнен из нержавеющей стали в виде сосуда диаметром 100 мм и высотой 300 мм, с водяной рубашкой для термостатирования. Методика проведения исследований заключалась в следующем. На рабочий участок помещалась вода массой 50, 100, 200, 500, 1000 г. Далее производилось её охлаждение через водяную рубашку до температуры 8 °С, после чего в камеру подавался газообразный фреон 134а массой 200 г. 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 и конденсировался на стенке рабочего участка и, из-за большей плотности, стекал вниз с формированием слоя сжиженного газа под поверхностью воды. Нужно отметить, что масса гидратообразующего газа была подобрана таким образом, чтобы граница раздела слоя сжиженного фреона 134а и слоя воды находилась на лопастях мешалки. После достижения температуры воды 6°С запускалась мешалка с частотой вращения 1400 об/мин, что перемешивало два слоя друг с другом. Одновременно с этим производилась декомпрессия рабочего участка путём стравливания газа с верхней части установки с постоянным расходом 100 л/мин. Это приводило к взрывному вскипанию сжиженного фреона 134а в объеме воды. Во время кипения происходило дополнительное перемешивание и так перемешивающейся среды и сильное охлаждение воды вокруг пузырьков, что приводило среду в фазовую область, где возможно гидратообразование. Газ в пузырьке при этом имел минимальную температуру, близкую к температуре насыщения фреона 134а при текущем давлении. При этом в процессе происходило

поглощение тепла, выделяемого в процессе гидратообразования. Наложение этих факторов приводило к интенсификации процесса гидратообразования, при этом время всего процесса составляло несколько десятков секунд.

На рис. 1 представлена зависимость количества газа, перешедшего в газовый гидрат относительно начальной массы газа от массы воды на рабочем участке. При небольшой массе воды с одновременным перемешиванием при сбросе давления происходит существенный теплоотвод, превращающий всю воду на рабочем участке в лед, что препятствует эффективному синтезу газового гидрата, что и видно на графике. Максимальный эффект достигается при массе воды 200 г., где в газогидратное состояние было переведено 13,7% фреона 134а от изначального газа, при этом дальнейшее увеличение массы воды приводит только к ухудшению результата, так как при большем объеме воды требуется более существенный теплоотвод, чего можно добиться увеличивая массу сжиженного гидратообразующего газа. Хотелось бы отметить, что хоть разница между переведенным газом в гидрат при массе воды 200 г. и 500 г. находится в пределах погрешности, однако для эффективного прикладного применения исследуемого метода необходимо минимизировать количество используемой воды.

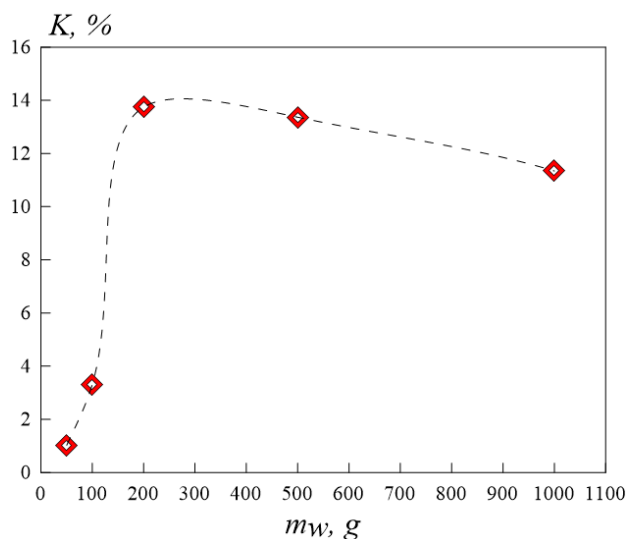


Рис. 1. Зависимость количества газа, переводимого в газогидратное состояние относительно начальной массы газа от уровня воды на рабочем участке.

Работа выполнена в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (Россия).

УДК 536.423:536.4.033

КАПИЛЛЯРНАЯ ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССОБМЕН В ДВУХФАЗНЫХ МИКРОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Кузнецов В.В.

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

Одним из наиболее перспективных направлений развития технологий в различных областях техники является применение микроструктурных канальных систем, позволяющих значительно повысить энергоэффективность оборудования и уменьшить его весогабаритные характеристики. Отсутствие надежных методов расчета гидродинамических и тепломассообменных процессов в таких системах в значительной степени сдерживает разработку высококомпактных аппаратов различного применения в таких областях, как распределенная, водородная и солнечная энергетика [1, 2]. Ключевую роль в обосновании эффективного применения микроразмерных газожидкостных систем играют фундаментальные закономерности фазовых переходов и химических превращений, представленные в данной работе.

Рассмотрение газожидкостных течений в каналах малого размера показывает определяющее влияние капиллярных сил на формирование течения и его локальные характеристики. Предложены новые подходы к определению границ режимов течения на основе анализа статистических характеристик, разработаны методы расчета распределения фаз в поперечном сечении канала с учётом наличия сверхтонкой пленки жидкости, для которой существенным является межмолекулярное взаимодействие. Определены условия определяющего влияния волн на поверхности жидкости на локальные характеристики газожидкостного течения в микроканале. Проведен анализ устойчивости межфазной поверхности в потоке газа, показано взаимное влияние волн для пленки жидкости и менисков, выделены наиболее опасные длины волн и определены инкременты их роста.

Рассмотрены методы моделирования процессов тепломассообмена при испарении и конденсации в каналах малого размера, обсуждены особенности их применения для расчета микроканальных и пластинчато-ребристых теплообменников систем охлаждения и кондиционирования, воздуходелительных установках, систем сжижения природного газа. Доработана с учетом волнообразования математическая модель тепломассообмена для прямоугольных каналов, основанная на получении решений для течения жидкости в менисках и на стенках каналов с последующей сшивкой решений на линии сопряжения. Обсуждено влияние волн на поверхности жидкости на подавление образования сухих пятен, выявлены аномально высокие значения коэффициентов теплоотдачи вблизи контактной линии жидкость-пар-стенка и их влияние на интегральные коэффициенты теплоотдачи. Предложенная модель тепломассообмена хорошо согласуется с экспериментальными данными и закладывает основы расчета компактных испарителей и конденсаторов широкого применения.

Для обоснования применения микроканальных систем для отвода тепла от теплонапряженных зон энергетического оборудования и электронных устройств в условиях экстремально высоких удельных тепловых потоков разработан метод расчета теплообмена при кипении в условиях вынужденной конвекции, основанный на совместном учете локальной структуры течения, подавления кипения, двухфазной конвекции и испарения волновой пленки жидкости. Обсуждено применение данного метода для расчета теплоотдачи в микроканалах, показано хорошее соответствие результатов расчета и экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне массовых скоростей, приведенных давлений и тепловых потоков. Предложены и экспериментально обоснованы методы интенсификации теплообмена и повышения критической тепловой нагрузки для кипения воды и хладонов в микроканальных системах охлаждения.

Проведено обсуждение особенностей применения двухфазных микроструктурированных реакторов-теплообменников в водородной энергетике и тонкой химической технологии. Рассмотрено газожидкостное течение в микрохимических реакторах, основанных на применении микроструктурных насадок для проведения синтеза Фишера-Тропша, позволяющего получать высокомолекулярные углеводороды из синтез-газа. Установлена кинетика и полнота реакций конверсии для микроструктурированных катализаторов низкотемпературного синтеза Фишера-Тропша в условиях спутного течения газа и жидкости, и высокотемпературной конверсии природного газа. Изучены механизмы и разработаны методы расчета химических превращений при синтезе Фишера-Тропша и паровой конверсии углеводородов в микроструктурированных реакторах-теплообменниках, выявлены условия высокой конверсии исходных продуктов в синтез-газ и высокомолекулярные углеводороды.

Рассмотрена многомасштабная капиллярная гидродинамика двухфазных течений в пористых средах и применение наноразмерных систем для интенсификации процессов добычи нефти и газа.

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. 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 (АААА-А17-117022850026-8) и за счет гранта Российского Научного Фонда (проект №16-19-10519-П).

УДК 533.72

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПАРОВОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ КИПЕНИИ ГЕЛИЯ-II НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ НАГРЕВАТЕЛЯХ

Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14,

Известно, что жидкости, характеризующиеся высокой эффективностью теплопереноса, могут иметь как пузырьковый, так и пленочный режим кипения. Наибольшая эффективность теплопереноса наблюдается в сверхтекучем гелии: при заданном значении теплового потока температурный градиент минимален именно для этой жидкости. В He-II вообще отсутствует пузырьковый режим кипения: при увеличении тепловой нагрузки режим теплопереноса, при котором нагреватель находится в непосредственном контакте с жидкостью (режим сопротивления Капицы), сменяется пленочным кипением. Многочисленные экспериментальные исследования показали, что на поверхности нагревателя при относительно небольшой глубине его погружения в He-II образуется устойчивая паровая пленка, и форма поверхности раздела жидкость–пар не изменяется в течение достаточно длительного времени. Теоретические исследования показывают, что при постановке задачи о теплопереносе через проникаемую поверхность раздела фаз пар – He-II невозможно даже точно сформулировать математическое описание, не прибегая к методам молекулярно-кинетической теории. Традиционный подход к задачам о теплопереносе между двумя межфазными поверхностями не позволяет учесть проникаемость хотя бы одной из них для потока массы и температурные скачки на границах раздела фаз.

В 1969 году Т.М. Муратова и Д.А. Лабунцов [1] получили соотношение для определения плотности теплового потока через плоскую границу раздела фаз пар-жидкость, решив кинетическое уравнение Больцмана (КУБ) моментным методом. Эта же задача для цилиндрической геометрии была решена в [2] с использованием подхода, предложенного ранее Л. Лизом и Ч.-Е. Лю [3] для межфазных поверхностей непроницаемых для потока массы. Эксперименты по кипению He-II на сферических нагревателях [4] делают необходимым решение аналогичной задачи для сферической геометрии. В настоящей работе решается именно эта задача.

Схематически постановка задачи показана на рис. 1. Рассматривается сферический нагреватель радиусом r_w погруженный в He-II. Нагреватель от жидкости отделяет пленка пара. Внутренний радиус пленки равен r_w , внешний радиус – r_i . Температуру поверхности нагревателя обозначим как T_w , температуру межфазной поверхности пар – He-II – T_i .

Для этой задачи решается КУБ с применением подхода, предложенного Л. Лизом [5] для сферических криволинейных межфазных поверхностей непроницаемых для потока массы.

Расчетные исследования этой задачи методами молекулярно-кинетической теории авторам неизвестны, хотя теплоперенос через газ, находящийся между двумя концентрическими сферическими непроницае-

мыми для потока массы поверхностями этими методами, исследовался в [6] (решалось S-модельное уравнение).

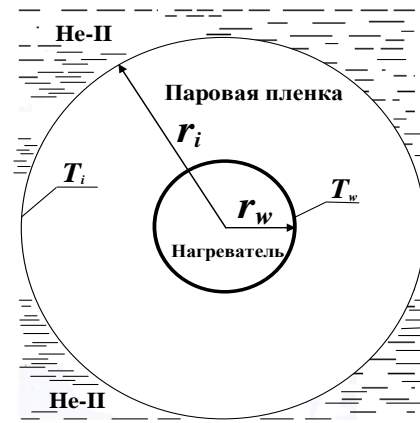


Рис. 1. Постановка задачи.

На рис. 2 показано кипение He-II на цилиндрическом нагревателе. Этот кадр был получен авторами в эксперименте при визуализации с торца.



Рис. 2. Кипение He-II на цилиндрическом нагревателе ($d = 4$ мм).

Список литературы:

1. Muratova T.M., Labuntsov D.A. Kinetic analysis of the processes of evaporation and condensation // High Temperature. 1969. 7 (5). P. 959–967.
2. Korolev P.V. and Kryukov A.P. Description of Heat Transfer through a Cylindrical Liquid–Vapor Interface Surface // High Temperature. 1016. 54. No. 1. P. 82–88.
3. Lester Lees, Chung-Yen Liu. Kinetic-Theory Description of Conductive Heat Transfer from a Fine Wire // Physics of Fluids. 1962. Vol. 5. № 10. P. 1137–1148.
4. Kryukov A.P. and Mednikov A.F., Experimental study of He-II boiling on a sphere // J. of Applied Mechanics and Technical Physics. 2006. 47. No. 6. P. 836–841.
5. Lester Lees. Kinetic theory description of rarefied gas flow // J. of the society for industrial and applied mathematics. 1965. Vol. 12. No. 1. P. 278–311.
6. Ho M.T., Graur I. Heat transfer through rarefied gas confined between two concentric spheres // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. 90. P. 58–71.

Работа выполнена при поддержке РФФИ,
проект №18-08-00576.

УДК 533.6.071.8

ОТРАЖЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ ПРИ МАЛЫХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ

Баширова К.И.¹, Михайленко К.И.²

¹ Уфимский государственный авиационный технический университет,
450008, Россия, г. Уфа, ул. К. Маркса, д. 12

² Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН,
450054, Россия, Уфа, пр. Октября, 71

Ударные трубы появились в конце XIX в., и с тех пор являются самостоятельной экспериментальной установкой для проведения исследования ударных волн. К настоящему моменту проведено огромное количество экспериментальных исследований распространения ударной волны. Часть из них связана с численным и аналитическим анализом прохождения волны через пузырьковую систему [1]. В том числе изучалось влияние распределения газа на ослабление воздействия волны на стенку [2]. В работе [3] численно анализируется прохождение и рассеяние волн в пузырьковом слое. Показывается существенное рассеяние вблизи собственных частот пузырьков, а также нелинейные эффекты волны даже при незначительных амплитудах.

Представлены исследования поведения ударной волны в слое легких упругих гранулированных частиц. В качестве среды для моделирования был использован пакет OpenFOA – свободно распространяемый пакет, предназначенный в том числе для решения задач механики сплошных сред, численного моделирования в гидродинамике методом конечного объема.

Рассматривалась нижняя часть ударной трубы высотой 60 сантиметров, нижние 10 сантиметров были заполнены мелкодисперсной средой с объемным содержанием 0.2. Плотность гранул различная в разных вычислительных экспериментах. Использовались значения плотностей от 600 до 3000 кг/м³, диаметр частиц составляет $3 \cdot 10^{-8}$ м.

Верхние 10 см являются областью повышенного давления 10^5 Па для образования ударной волны. Давление в остальной части трубы составляет 10^4 Па. Труба разбивается на две области при помощи стандартной утилиты setFields. В реальных экспериментальных установках на границе раздела размещается тонкая диафрагма.

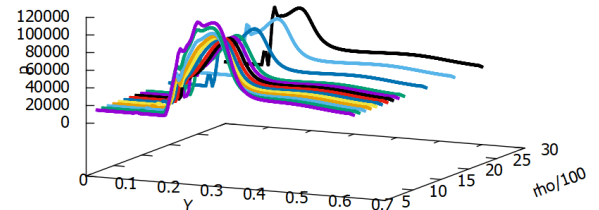
Для решения поставленной задачи использован стандартный решатель пакета OpenFOAM – twoPhaseEulerFoam.

Для решения поставленной задачи в качестве граничных условий было задано условие прилипания для скорости воздуха на всех стенках трубы, и условие проскальзывания для частиц на всех границах.

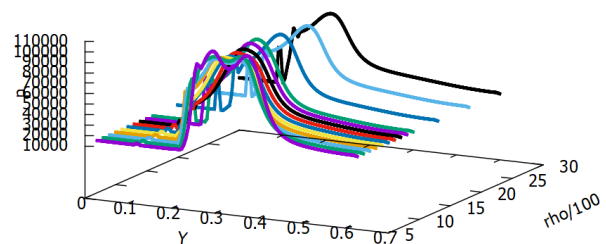
Для давления было задано условие zeroGradient на стенках трубы. Считается, что каждая фаза континуальна при выбранном подходе к решению задачи.

Был проведен расчет движения волны в трубе до 0,0015 с, что соответствует прохождению волны до нижнего края установки сквозь мелкодисперсную среду. Представленные ниже графики соответствуют двум моментам времени: во время вхождения в дисперсный слой (Рисунок 1 а)) и во время прохождения

сквозь дисперсный слой (Рисунок 1 б)), но до отражения от нижней грани трубы.



а



б

Рис. 1. Распределение давления в моменты времени 0,00106 (а) и 0,00128 (б) с для разных плотностей гранулированной среды в зависимости от расстояния вдоль ударной трубы.

Проанализировав приведенные выше графики, можно сделать вывод, что лёгкие упругие гранулированные частицы за счёт своей подвижности ускоряют отражённую волну. Кроме того, при отражении от слоя легких частиц волной давления формируется двоянный пик, наблюдать который можно с момента времени 0.00106. С ростом плотности гранул расстояние между основным и повторным пиками отраженной волны сокращаются и, начиная с некоторой плотности, становятся неразличимы. Также следует отметить увеличение значения давления во втором пике при уменьшении плотности гранул.

Объясняется данное явление должно «размытием» границы насыпки при прохождении и отражении ударной волны.

Список литературы:

1. Кедринский В.К. Ударные волны в жидкости с пузырьками газа // ФГВ. 1980. Т. 16. № 5. С. 14–25.
2. Shock waves in bubbly water / B.R. Parkin, F.R. Gilmore, H.L. Brode // Memorandum RM-2795-PR. Abridged. 1961.
3. Некоторые вопросы волновой динамики жидкости с пузырьками газа [Текст] / А.А. Губайдуллин, А.В. Кутрунов, О.Ш. Рустюмова, Т.Н. Яковлева // В сб.: Итоги исследований. Тюмень, 1994. С. 23–31.

УДК 612.13, 51.76, 51.72

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА ЭМБОЛИЗАЦИИ АРТЕРИОВЕНОЗНОЙ МАЛЬФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ДВУХФАЗНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Гологуш Т.С.¹, Черевко А.А.^{1,2}, Остапенко В.В.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Артериовенозная церебральная мальформация (АВМ) является врожденной патологией развития сосудов головного мозга, при которой артериальное и венозное кровеносные русла соединены клубком беспорядочно переплетенных выродившихся сосудов. Наиболее предпочтительным методом лечения данных патологий в настоящее время является эмболизация – малоинвазивное хирургическое вмешательство, представляющее собой внутрисосудистое заполнение клубка патологических сосудов АВМ специальной эмболизирующей композицией с целью блокирования кровотока через них. Данный способ хирургического вмешательства широко применяется, но до сих пор в некоторых случаях сопровождается интраоперационным разрывом сосудов мальформации.

Цель данной работы состоит в том, чтобы математически смоделировать данный процесс и построить оптимизационный алгоритм эмболизации артериовенозной мальформации.

В данной работе для описания процесса эмболизации предлагается комбинированная модель, в которой наряду с течением крови и эмболизирующего вещества в АВМ учитывается переток крови в окружающие здоровые сосуды (см. рис. 1). Процесс эмболизации моделируется как процесс двухфазной фильтрации несмешивающихся несжимаемых жидкостей, где вытесняемой фазой является кровь, а вытесняющей эмболизирующее вещество, используется уравнение Баклея-Левретта, которое решается численно с помощью монотонной модификации схемы Кабаре, обеспечивающей правильное описание распадов разрывов для уравнения с невыпуклой функцией потока [1]. Поток крови, поступающий в АВМ, меняется во время операции за счет перераспределения крови в соседние здоровые сосуды, в модели этот эффект учитывается путем введения дополнительных соотношений.

Основная цель работы заключается в отыскании оптимального с точки зрения безопасности и эффективности сценария эмболизации артериовенозной мальформации. Целевой функционал и ограничения, возникающие в такой задаче оптимального управления, выбираются в соответствии с медицинскими по-

казаниями. Управлением является зависящая от времени функция, определяющая объёмный расход эмболизирующего вещества на входе в АВМ. Сформулирована и для специального закона подачи эмболизирующего вещества решена задача оптимального управления эмболизациями.

При изучении задачи оптимальной эмболизации использовались функции Баклея-Левретта, построенные с помощью приближения клинических данных, полученных во время мониторинга гемодинамических параметров во время нейрохирургических операций в НМИЦ им. Мешалкина [2], а именно скорости и давления крови внутри кровеносных сосудов, примыкающих к патологии.

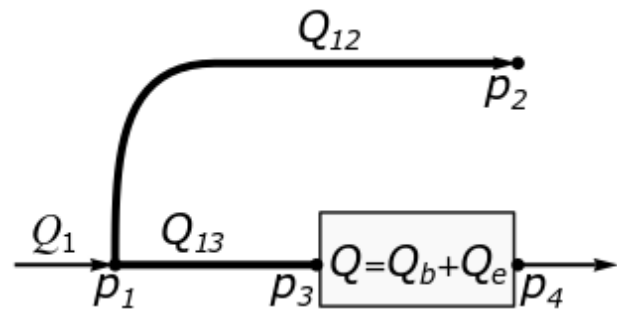


Рис. 1. Комбинированная модель АВМ, включенная в систему церебрального кровообращения, где Q_1 – входящий в систему поток артериальной крови, который разделяется на поток крови в здоровом сосуде Q_{12} , и Q_{13} – поток крови, идущий на вход в артериовенозную мальформацию. Прямоугольником обозначен участок кровеносной системы, включающий в себя мальформацию, в которую поступает поток двух совместно фильтрующихся фаз крови $Q_b = Q_{13}$ и эмболизирующего вещества Q_e . p_1, p_3 – артериальное давление, p_2, p_4 – венозное давление в указанных точках.

Список литературы:

1. Ostapenko V.V., Cherevko A.A. Application of the CABARET scheme for calculation of discontinuous solutions of the scalar conservation law with nonconvex flux// Dokl. Phys. Pleiades Publishing Ltd. 2017. Vol. 62. P. 470–474.
2. Khe A.K. et al. Monitoring of hemodynamics of brain vessels// J. App. Mech. Tech. Phys. 2017. Vol. 58. P. 763–770.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ (№ 14.W03.31.0002).

УДК 532.66

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ КОНТАКТНЫХ УГЛОВ СМАЧИВАНИЯ В СНАРЯДНОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОКАНАЛАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В.

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

Одной из актуальных задач в области микрогидродинамики на сегодняшний день является исследование влияния смачиваемости поверхности на микро-масштабные потоки и, в особенности, потоки несмешивающихся жидкостей. Частичная смачиваемость поверхности микроканала может приводить к специфическим режимам течения и эффектам, таким как прилипание пузырей газа в канале в случае газожидкостных потоков или образование V-образной контактной линии и срыв микрокапель с заднего мениска снаряда в течениях жидкость-жидкость [1]. При этом основной величиной, характеризующей свойства смачиваемости поверхности, является динамический контактный угол смачивания (зависящий от скорости движения контактной линии).

Несмотря на достаточно долгую историю изучения явления смачиваемости, остаётся много неисследованных деталей физических процессов, происходящих при этом. Так, разные аналитические зависимости для динамического контактного угла в случае газожидкостных потоков могут хорошо описывать данные для жидкостей с одними свойствами и совершенно не работать для других [2]. А важный случай с избирательным смачиванием поверхности двумя несмешивающимися жидкостями остаётся практически неизученным.

В данной работе представлено экспериментальное исследование динамических контактных углов, образующихся в точке трехфазного контакта жидкость-жидкость-поверхность менисками снаряда дисперсной фазы при течении несмешивающихся жидкостей в микроканалах прямоугольного сечения. В качестве рабочих жидкостей использовались пары керосин – вода, парафиновое масло – вода, ионная жидкость – вода. Все стенки каналов были выполнены из полимера SU-8, шероховатость стенок не превышала 1 мкм. Для экспериментов использовались каналы с сечениями 200x400 мкм и 120x240 мкм. Натекающий и оттекающий контактные углы θ_{adv} и θ_{rec} измерялись, как показано на рис. 1 для примера снаряда воды в керосине.

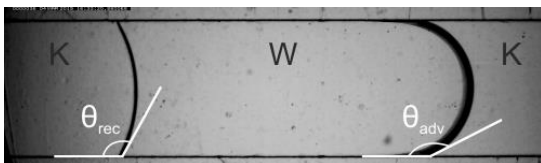


Рис. 1. Пример получаемых в эксперименте данных для случая керосин-вода.

С использованием алгоритма аппроксимации формы межфазной границы кубическим B-сплайном были получены зависимости натекающих и оттекаю-

щих контактных углов от скорости движения контактной линии для указанных наборов жидкостей. И натекающий, и оттекающий углы растут с увеличением скорости, однако имеют разные тренды. Показано, что натекающий контактный угол для всех наборов хорошо описывается известным в литературе законом ХOFFMANA-ВОЙНОВА-ТАННЕРА (ХВТ) [3], в котором куб динамического контактного угла в случае газ-жидкость пропорционален капиллярному числу $\theta_d \sim Ca^{1/3}$. Для обобщения этого закона на случай разных наборов жидкостей с частичной смачиваемостью поверхности канала была предложена следующая модификация ХВТ:

$$\theta_{adv}^3 - \theta_0^3 = A \cdot (Ca_d Ca_c)^{1/2} \quad (1)$$

Здесь θ_0 – статический контактный угол, A – неопределённая константа, Ca_c и Ca_d – числа капиллярности несущей и дисперсной фаз, соответственно. Данная зависимость хорошо описывает полученные экспериментальные данные для разных наборов жидкостей (см. рис. 2).

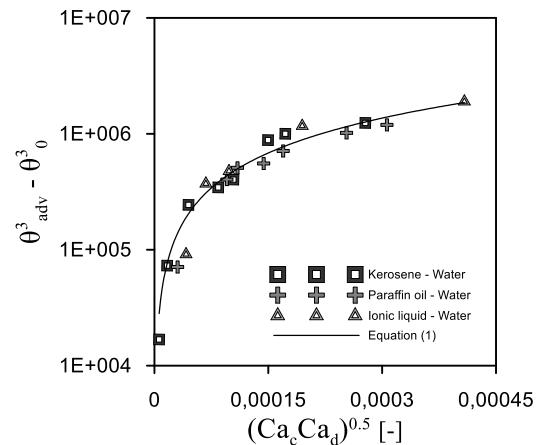


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных для натекающего контактного угла смачивания и модели (1).

В случае оттекающих контактных углов была обнаружена логарифмическая зависимость $\theta_{rec} \sim \ln(Ca)$, которая не была описана ранее и требует дальнейшего исследования.

Список литературы:

1. A. Kovalev, A. Yagodnitsyna, A. Bilsky Flow hydrodynamics of immiscible liquids with low viscosity ratio in a rectangular microchannel with T-junction // Chem Eng J, 2018, 352, 120–132.
2. M. Heshmati and M. Piri Experimental investigation of dynamic contact angle and capillary rise in tubes with circular and noncircular cross sections // Langmuir 2014, 30, 14151–14162.
3. Hydrodynamics of Wetting / S.F. Kistler; Edit. J. Berg, Wettability, Surfactant Science Series, Vol. 49, CRC Press, New York, 1993, pp. 311–429.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №16-19-10519-П).

УДК 621.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ОПУСКНОГО ПУЗЫРЬКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ МАЛЫХ ГАЗОСОДЕРЖАНИЯХ С ПОМОЩЬЮ PIV/PFVI

Евдокименко И.А.^{1,2}, Лобанов П.Д.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Помимо классических областей применения двухфазных течений, таких как энергетика, нефтеперерабатывающая промышленность, авиа- и машиностроение, пузырьковые потоки распространены в биотехнологии. Существуют различные типы фотосинтетических реакторов, в которых для увеличения производительности выращивания микробиологических культур применяются пузырьковые течения.

Применение методов компьютерного зрения для изучения механизмов сложных течений на сегодняшний день является актуальной задачей. Комбинация подобных методов с цифровой трассерной визуализацией (PIV) позволяет получить информацию о локальных характеристиках течения несущей и дисперсной фаз, существует возможность более глубокого изучения вклада пузырей на образование турбулентных структур в потоке жидкости. Полученные данные могут быть применены для исследования оптимизации технологических процессов, а также для получения достоверных данных, необходимых для верификации различных средств вычислительной гидродинамики, в том числе CFD кодов.

В данной работе изучалось исследование распределения скорости жидкой фазы в опускном пузырьковом течении с помощью метода теневой съемки, метода цифровой трассерной визуализации (PIV) и последующей обработке полученных данных с помощью алгоритма детектирования пузырей. Участок оптических измерений представлял собой прозрачную трубу с внутренним диаметром 20 мм, помещенную в оргстеклянный прозрачный бокс, заполненный иммерсионной жидкостью для подавления оптических искажений. Съемка производилась скоростной камерой и системой «Полис-PIV».

Эксперименты проводились в вертикальной трубе в диапазоне чисел Рейнольдса 5000–12000 при вариации размеров пузырей. В работе представлены профили скорости жидкой фазы для течений, средние размеры пузырей в которых составляли 2,5 мм и 0,17 мм.

Экспериментальный стенд представлял собой замкнутый контур, по которому циркулировала рабочая жидкость (вода). После системы измерения расхода вода попадала в смеситель особой конструкции, в который через капилляры вводился газ (воздух). Необходимый размер пузырей регулировался с помощью управления диаметром отрыва газовой фазы.

В работах [1,2] было выяснено, что при введении в поток маленьких пузырей наблюдается подавление турбулентности в пристенной области. Данная работа является продолжением предыдущих.

Для распознавания пузырей на изображении был разработан программный код, основанный на преобразовании Хафа[3]. Принцип работы алгоритма основан на автоматическом подборе коэффициентов для получения примитивов со сферической формой и поиска окружностей на изображении.

Распознавание пузырей в потоке вычитание их образов из исходного изображения позволяет снизить ошибки при определении векторов скорости. При отсутствии распознавания пузырей некоторые трассеры могут быть скрыты или искажены контурами пузыря, что в дальнейшем отражается на построении профиля скорости.

Полученный алгоритм был использован для детектирования пузырей (см. рис. 1). Было выяснено, что разработанный алгоритм позволяет определить свыше 90% пузырей на исходном изображении, что впоследствии позволяет исключить ошибочные векторы скорости в областях, в которых располагаются пузыри при расчете распределения скорости. Показано, что при исключении пузырей из изображений, полученные данные находятся в хорошем соответствии с полученными с помощью классических методов результатами измерений [1-3].

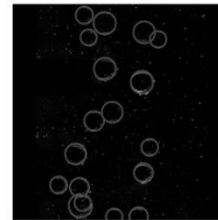


Рис. 1. Распознавание «крупных» пузырей в потоке.

Список литературы:

1. Kashinsky, O.N., Randin, V.V. Downward bubbly gas-liquid flow in a vertical pipe. *International Journal of Multiphase Flow*. 1999. 25. P. 109–138.
2. Kashinsky, O.N. et. al. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2006. 49. P. 3717–3727.
3. Lobanov P.D., Pakhomov M.A., Terekhov V.V. Experimental and numerical. study of the flow and heat transfer in a bubbly turbulent flow in a pipe with sudden expansion. *Energies*. 2019. 12 (14). P. 2735.

Алгоритм распознавания пузырей разработан в рамках Госзадания ИТ СО РАН (АААА-А18-118051690120-2).

Работа выполнена при частичной поддержке гранта НГТУ №011-НСГ-19.

УДК 532.517

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНОСА ШЛАМА ПРИ БУРЕНИИ ПРОДУКТИВНЫХ ПЛАСТОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ БУРОВЫХ РАСТВОРОВ НА УГЛЕВОДОРОДНОЙ ОСНОВЕ

Жигарев В.А.¹, Пряжников М.И.¹, Минаков А.В.^{1,2}, Михиенкова Е.И.¹, Лысаков С.В.¹

¹ Сибирский федеральный университет,
660074, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 1

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

Процесс строительства нефтегазовой скважины различного назначения и ее стоимость зависит в значительной степени от свойств бурового раствора. Стоимость самого бурового раствора является относительно небольшой (7-30%), но выбор наиболее оптимальной жидкости и поддержания ее свойств в процессе бурения имеет глубокое влияние на общие затраты на скважину. Например, время, необходимое для бурения на общую глубину зависит от скорости проходки долота, а также от издержек, вызванных обрушением горных пород, прихвата бурильной колонны, потери циркуляции и т.д., все из которых являются следствием взаимодействия бурового раствора со стенками скважины. Кроме того, буровой раствор влияет на оценки параметров продуктивного пласта и последующую продуктивность скважины. Первичное вскрытие продуктивных пластов бурением в значительной степени определяет уровень начальных дебитов и коэффициент извлечения нефти в процессе разработки месторождений. Многочисленный опыт вскрытия продуктивных пластов терригенного типа как у нас в стране, так и за рубежом, свидетельствует об осложнениях, возникаемых при использовании технологических жидкостей на водной основе. Одной из причин таких осложнений выступает невозможность полного предотвращения набухания глинистых сланцев в присутствии воды [1]. В таком случае «полностью защитить сильно набухающие монтмориллонитовые сланцы можно только с помощью буровых растворов на углеводородной основе, имеющих сбалансированную активность водной фазы» [1].

Растворы на углеводородной основе (РУО) являются инертными по отношению к горным породам, позволяют обеспечить устойчивость ствола скважины, сохранить проницаемость призабойной зоны пласта и обладают смазывающими и антикоррозионными свойствами.[2] Вышеперечисленные свойства являются следствием отсутствия механизма набухания глин в углеводородной среде. Кроме этого, РУО имеют малокомпонентный состав, что снижает их стоимость, быстро готовятся в условиях буровой, легко прокачиваются и очищаются от выбуренной породы. Реологические параметры их хорошо регулируются в процессе бурения скважины. Так как помимо устойчивости стенок скважины основной задачей для бурового раствора является вынос выбуренной породы, то

в связи с этим основной задачей исследования является изучение транспорта шлама РУО.

Для изучения транспорта шлама в лаборатории промысловых жидкостей были разработаны и исследованы растворы на углеводородной основе. В качестве основы для приготовления растворов использовалось дизельное топливо. В качестве эмульгаторов использовались различные поверхностно-активные вещества, которые являлись продуктами синтеза олеиновой кислоты и триэтаноламина с различной степенью конверсии.[3] Данный эмульгатор является неионогенным. Были изучены реологические характеристики, полученных растворов. Результаты данных исследований были заложены в модель транспорта шлама в модели скважины [4-5]. На основании экспериментальных данных проведено расчетное исследование транспорта шлама в скважине. Исследованы зависимости различных реологических параметров и режимов течений на эффективность очистки скважины от выбуренной породы.

Исходя из результатов исследований, можно сделать вывод, что совершенствование рецептур буровых растворов на углеводородной основе для бурения наклонно-направленных скважин, и технологии бурения данными растворами является весьма актуальным, требующим более углубленного изучения.

Список литературы:

1. Состав и свойства буровых агентов промысловых жидкостей / Грей Дж.Р., Дарли Г.С.Г.; М.: Недра, 1985. 506 с.
2. Обратные эмульсии и суспензии в нефтегазовой промышленности / Глушенко В. Н. – М.: Интерконтакт Наука, 2008. 785 с.
3. Поверхностно-активные вещества: Свойства и применение: Абрамзон А. А. – Л.: Химия, 1981. 304 с.
4. Minakov A.V., Zhigarev V.A., Mikhienkova E.I., Neverov A.L., Buryukin F.A., Guzei D.V. The effect of nanoparticles additives in the drilling fluid on pressure loss and cutting transport efficiency in the vertical boreholes // Journal of Petroleum Science and Engineering 171, pp.1149–1158.
5. Zhigarev V.A., Minakov A.V., Neverov A.L., Pryazhnikov M.I. Numerical study of the cuttings transport by drilling mud in horizontal directional well// Journal of Physics: Conference Series 1382 (1), 012080, pp. 1–6.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта 18-41-240001.

УДК 532.62:532.59

ВЛИЯНИЕ РАСТВОРИМОГО ПАВ НА ВОЛНОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ

Гузанов В.В., Бобылев А.В., Квон А.З., Харламов С.М.

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

Влияние поверхностно-активных веществ (ПАВ) на характеристики плёночного течения рассмотрены в небольшом количестве работ. В ранних работах, например в [1], основное внимание уделялось исследованию влияния концентрации растворенного ПАВ на стабилизацию плёночного течения. Вопрос о том, могут ли существовать развитые волновые режимы плёночного течения при наличии градиентов концентрации ПАВ, возникающих на свободной поверхности пленки, и приводящих к изменению локального коэффициента поверхностного натяжения (эффект Марангони) остается открытым. Присутствие таких градиентов может существенно влиять на картину течения, так, например, на начальном участке течения этот эффект приводит к образованию струй на выходе из щелевого распределителя [2]. Их образование ведет к быстрому распаду, как естественных, так и искусственно возбуждаемых двумерных волн с формированием на поверхности трёхмерных волн.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования течения плёнки жидкости с различными концентрациями ПАВ при больших длинах пробега плёнки в диапазоне значений числа Рейнольдса плёночного течения $25 < Re = q/\nu < 95$, где q – удельный расход, ν – кинематическая вязкость жидкости. Плёнка формировалась на вертикально закреплённой пластине при помощи щелевого распределителя. Размер рабочего участка составлял 50 см поперек и 140 см вдоль течения. Регистрация волновой картины на всём рабочем участке осуществлялась с помощью теневого метода [3]. Данные о толщине плёнки жидкости, используемые для расчета спектральных характеристик волнового процесса, были получены методом лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) [3] с разрешением 120 мкм/пиксель. Съёмка осуществлялась с частотой 1кГц на двух площадках размером 12х12 см, расположенных последовательно в нижней части течения, длительность записи составляла 2 сек для каждого режима. В качестве флуорофора использовался Родамин Ж в концентрациях от 15 до 30 мг/л, при которых он не оказывает влияния на течение. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и водные растворы ПАВ с концентрациями, лежащими в диапазоне 5 – 2000 мг/л. В качестве ПАВ использовался Triton X-100, концентрации которого выбирались, как и в работе [2], таким образом, чтобы время релаксации поверхностного натяжения за счёт диффузии ПАВ к поверхности было сопоставимо с характерными временами волнового процесса и находилось в диапазоне от 5 до 0,01 сек.

Результаты экспериментов показали, что, в соответствии с наблюдениями [1], добавление ПАВ в некоторых концентрациях, приводит к подавлению волнового

движения на поверхности плёнки. В частности, в диапазоне концентраций 50 – 200 мг/л волновое движение плёнки подавляется полностью на всей длине рабочего участка. Для остальных исследованных концентраций наблюдается уменьшение частоты следования волн (рис. 1) по сравнению с течением чистой воды.

Для растворов ПАВ, как и для чистых жидкостей, наблюдаются установившиеся волновые режимы течения, которые характеризуются отсутствием изменения спектральных характеристик с расстоянием в нижней части пластины. При этом, в отличие от чистой воды, для растворов ПАВ максимум спектра смещается в область низких частот.

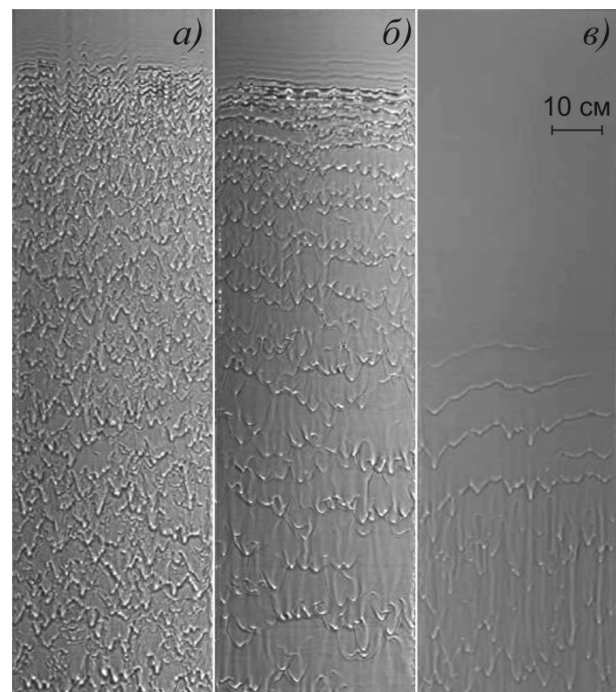


Рис. 1. Теневые фотографии течения при $Re = 95$ и различных концентрациях ПАВ C . а) чистая вода, б) $C = 10$ мг/л, в) $C = 500$ мг/л.

Список литературы:

1. Tailby S. R., Portalski S. The optimum concentration of surface active agents for the suppression of ripples //Trans. Inst. Chem. 1961. Т. 39. С. 328-336.
2. Bobylev A.V., Guzanov V.V., Kvon A.Z. and Kharlamov S.M. Influence of soluble surfactant on wave evolution on falling liquid films //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. Т. 1382. №. 1. С. 012073.
3. Guzanov V. V. et al. Characterization of 3-D wave flow regimes on falling liquid films //International Journal of Multiphase Flow. 2018. Т. 99. С. 474-484.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-01-00682.

УДК 536.2 (075)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ГАЗА ЧЕРЕЗ ЖИДКОСТЬ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Кудинов И.В., Пименов А.А., Михеева Г.В.

Самарский государственный технический университет,
443001, Россия, Самара, ул. Молодогвардейская, 244

При получении водорода из метана, посредством его пиролиза, метан пропускают через расплавленный металл (например, олово) в вертикальном цилиндрическом канале (реакторе) [1–4]. Количество получаемого на выходе из реактора водорода зависит от интенсивности прогрева метана до температуры пиролиза. Известно, что метан продвигается через расплавленное олово в форме пузырьков, диаметр которых по мере перемещения в верхнюю часть реактора возрастает, что связано с уменьшением давления жидкого металла по направлению снизу вверх, а также с возрастанием давления газа в пузырьках, вследствие его прогрева. Увеличение диаметра пузырька затрудняет его прогрев до температуры пиролиза, вследствие низкой теплопроводности метана. В связи с чем, необходимо принимать меры, способствующие уменьшению их диаметров. Проведение экспериментальных исследований непосредственно на реакторе, ввиду непрозрачности его стенок и расплавленного олова, не представляется возможным. В связи с чем, в настоящей работе выполнены многовариантные экспериментально–теоретические исследования перемещения газа (воздух) через слой жидкости (вода, расплавленное олово), находящейся в вертикальном цилиндрическом канале.

Исследования прохождения воздуха через воду выполнялись для двух вариантов диаметров цилиндрического канала ($d=10$ см и $d=2$ см), а прохождения воздуха через расплавленное олово – для одного варианта диаметра, равного $d=5$ см. Расход воздуха от компрессора регулировался с помощью задвижки. Исследования прохождения воздуха через воду выполнялись для температуры воды 20 °С и 80 °С. Температура воздуха в обоих случаях была равной 20 °С.

Исследования перемещения газа через воду в канале диаметром $d=10$ см выполнялись для следующих вариантов конструкций элементов подачи воздуха: сопло диаметром $d=0.8$ см, расположенное вертикально в нижней части канала вдоль его центральной оси; диафрагма (решётка), содержащая 80 отверстий диаметром 1 мм; четыре диафрагмы в форме сеток, расположенные на расстоянии 10 см друг от друга в вертикальном направлении; сопло диаметром $d=0.8$ см, расположенное горизонтально в пристеночной области канала. По результатам исследований всех указанных вариантов конструкций подачи воздуха можно сделать вывод, что его течение характеризуется возникновением одиночных пузырьков, диаметр которых при движении снизу вверх возрастает. В случае, когда температура жидкости больше температуры газа, диаметр пузырьков возрастает еще и от прогрева газа внутри пузырька, сопровождаемого увеличением его давления. В случае использования жидкого олова температурный фактор увеличения диаметра является определяющим.

Анализ результатов исследований на установке с малым диаметром цилиндрического канала (2 см) позволяет заключить о существенном качественном различии характера течения по сравнению с каналом большого диаметра (10 см). Так, диаметр пузырька в верхней части канала оказывается равным диаметру цилиндрического канала, что существенно затрудняет прогрев газа в пузырьке.

Для уменьшения диаметра пузырьков наиболее эффективным оказывается применение каскада сеток, расположенных на незначительном расстоянии друг от друга в вертикальном направлении. В этом случае после прохождения каждой сетки происходит дробление пузырьков с образованием на выходе из канала парожидкостной смеси в форме тумана.

Анализ результатов исследования течения газа через расплавленное олово позволяет заключить о существенном (по сравнению с водой) возрастании диаметров пузырьков при одинаковых расходах газа. Этот факт объясняется более интенсивным прогревом газа в пузырьках от расплавленного олова с температурой около 300 °С.

Проведено математическое моделирование эволюции истечения струи метана в емкость с оловом в рамках модели смеси, реализованной в программе Ansys Fluent. Зафиксирована квазипериодическая картина отрыва пузырьков метана из истекающей струи. Анализ полученных результатов позволяет заключить об их качественном совпадении с данными натурального эксперимента. Полученные результаты являются основой для проведения дальнейших вычислительных экспериментов.

Список литературы:

1. Лавров Н.В., Евланов С.Ф. Получение восстановительного газа с высоким содержанием водорода пиролизом природного метана в расплавах // Цветные металлы. 1972. № 3. С. 12–14.
2. Ячиков И.М., Миронова Г.А., Петин С.Н. Математическое моделирование теплового состояния расплава в реакторе с кипящим слоем // Приложение математики в экономических и технических исследованиях. 2007. Т. 1. № 1. С. 170–176.
3. Арутюнов В.С., Виденев В.И. Пиролиз метана в области температур 1000–1700 К // Успехи химии. 1991. Т. 60. № 12. С. 2663–2684.
4. Upham D.Ch., Agarwal V., Khechfe A., Snodgrass Z.R., Metiu H., McFarland E.W. Catalytic molten metals for the direct conversion of methane to hydrogen and separable carbon // Science. 2017. V. 358. P. 917–921.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки РФ в рамках соглашения
№ 05.607.21.0311 от 02.12.19, уникальный
идентификатор соглашения RFMEF160719X0311.
Исследование выполнено при финансовой поддержке
РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-70021.*

УДК 532.54

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ И ГАЗСОДЕРЖАНИЯ В ПУЗЫРЬКОВЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Гасенко В.Г., Лежнин С.И.

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

Представлена дифференциальная модель профиля скорости и распределения газосодержания развитого стационарного пузырькового турбулентного течения в вертикальной трубе. Модель основана на уравнениях Ишии [1] сохранения импульса и массы газовой

$$\begin{aligned} -\alpha \frac{\partial p}{\partial y} + M_y = 0, \quad -\alpha \frac{\partial p}{\partial z} + M_z = 0, \\ -(1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} [(1-\alpha)\tau_{yy}] - M_y = 0, \\ -(1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} [(1-\alpha)\tau_{yz} + \mu \frac{\partial u}{\partial y}] - M_z - (1-\alpha)\rho g = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

и жидкой фаз с учетом баланса силового взаимодействия между фазами посредством сил Жуковского $M_y = 16\pi / 3\alpha\rho(u-v)\partial u / \partial y$ и сил Стокса $M_z = 9\alpha\mu(u-v) / (1-\alpha)R_0^2$, где газовая фаза представлена сферическими пузырьками. Все компоненты тензора турбулентных напряжений рассчитываются по модели пути смешения Прандтля, на основе осредненного профиля скорости смеси $u(y)$ и относительной скорости газовой фазы $u-v$

$$\begin{aligned} \tau_{yz} = \rho l^2(y) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y}, \\ \tau_{yy} = \rho l^2(y) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{2} \rho (u-v)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

Ранее система уравнений Ишии вида (1) впервые анализировалась в [2], где переходная зона полностью игнорировалась, вид профиля скорости не рассматривался. В итоге в [2] удалось только качественно объяснить известные экспериментальные данные с пиком газосодержания у стенки в подъемном течении и пиков газосодержания в центре канала в опускном течении.

Важной частью модели является переходная область вязкого подслоя и турбулентной зоны, которая при умеренных числах Рейнольдса порядка 1000 является доминирующей. Модель переходной зоны разрешена как обратная задача для функциональной зависимости длины пути смешения от расстояния от стенки при аппроксимации известного экспериментального профиля скорости в чистой жидкости [3] кубическим сплайном. Согласно расчетам, показанным на рис.1 в области вязкого подслоя $\eta = 0 \div 5$ длина пути смешения нулевая и реализуется ламинарный режим течения, в переходной зоне $\eta = 5 \div 70$ длина пути

смешения хорошо аппроксимируется квадратичным полиномом, что допускает аналитический анализ решений (1), в области $\eta > 70$ – это классическая линейная зависимость.

Результаты численных расчетов по представленной модели по профилю скорости при $\alpha < 0.01$, показанные на рис.2, близки к профилю скорости в чистой жидкости и хорошо согласуются экспериментальными данными ИТ СОРАН для опускного течения [4].

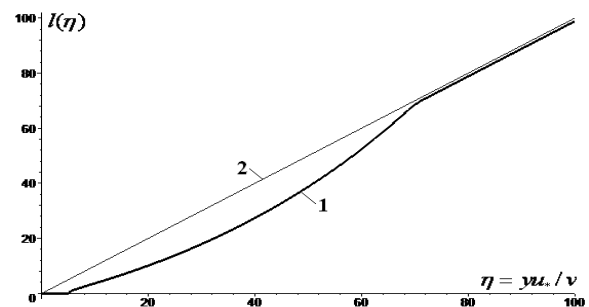


Рис.1. Рассчитанная длина пути смешения (кривая 1) и ее линейная асимптотика (кривая 2).

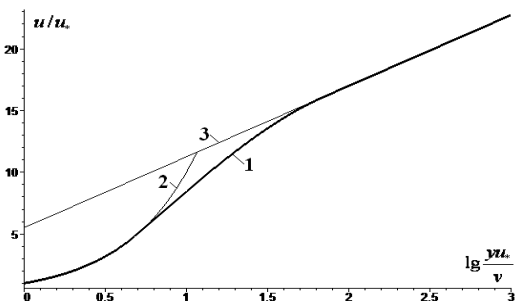


Рис.2. Решение (1) для $u(\eta)$ при $\alpha < 0.01$ кривая 1, кривые 2, 3 – ламинарная и логарифмическая асимптотики.

Список литературы:

5. Termo-Fluid dynamics of two-phase flow / M. Ishii, T. Hibiki. West Lafayette: Springer, 2006. 462 p.
5. Drew D.A., Lahey R.T. Phase distribution mechanisms in turbulent low-quality two-phase flow in a circular pipe // J. Fluid Mech. 1982. V. 117. P. 91–106.
6. Boundary Layer Theory / Schlichting G. 1969. McGraw Hill. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Randin V.V., Timkin L.S. Gas-Liquid Bubbly Flow in Vertical Pipes // Journal of Fluids Engineering. 1996. V. 118. P. 377–382.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН по программе III.22.7.3.

УДК 536.24.01

ОБРАЗОВАНИЕ РИВУЛЕТНЫХ СТРУКТУР В СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Чиннов Е.А.

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, так как пленочные режимы используются во многих промышленных устройствах. Известно, что двумерные волны в изотермических пленках жидкости неустойчивы к трехмерным возмущениям. При распаде двумерных волн на трехмерные в работах [1, 2] выделяют синхронные волны, когда отсутствует фазовое смещение волн в поперечном направлении, и субгармонические волны, когда фазовое смещение имеет место. Показано, что длина волны неустойчивости к поперечным трехмерным возмущениям убывает с ростом числа Рейнольдса. В работе [3] исследовано распространение двухмерных и трехмерных волн по вертикально стекающей изотермической пленке воды при $Re=10-100$, а также воздействие на них искусственных возмущений.

В работах Алексеенко С.В. впервые установлено, что в изотермической стекающей пленке переход от регулярных двумерных структур к трехмерному течению сопровождается существенным перераспределением жидкости в поперечном основному течению направлении [4, 5]. Описаны характерные формы трехмерных структур, развивающиеся в процессе перехода. Обнаружено, что преобладающими структурами на поверхности плёнки при $Re > 50$ являются короткоживущие струи, которые представляют собой цепочки не менее чем из 5–8 волн, имеющих близкие значения поперечной координаты [6].

При течении нагреваемой пленки жидкости кроме гидродинамической неустойчивости имеет место также термокапиллярный механизм неустойчивости, следствием которой является появление на поверхности пленки стационарных трехмерных структур [7, 8]. К настоящему времени открыты различные механизмы формирования струй в нагреваемых пленках жидкости, выделены основные типы термокапиллярных структур [9]. Эти структуры различаются уровнем плотности теплового потока, необходимого для их возникновения, величиной и характером зависимости расстояния между струями от плотности теплового потока и числа Рейнольдса.

В данной работе представлен анализ и обобщение существующих экспериментальных и теоретических данных по безразмерному расстоянию между струями наблюдаемых структур при изменении числа Рейнольдса от 0.1 до 500. Выполнено обобщение данных по разрыву нагреваемой пленки жидкости, стекающей по вертикальной поверхности.

Выделено три типа термокапиллярных структур А, В и С, в том числе и малого масштаба. Показано, что безразмерные расстояния между струями во всех трех случаях автомодельны относительно числа Рейнольдса. Проанализировано формирование трехмерных гидродинамических структур для разных чисел Рейнольдса. При малых числах Рейнольдса расстояние между гребнями трехмерных волн убывает с увеличением Re . При $Re > 30$ оно не зависит от числа Рейнольдса и близко к расстоянию между струями в термокапиллярном режиме В.

Исследован механизм витания струй (отклонение от вертикальной линии). Показано, что амплитуда витания струй возрастает с увеличением плотности теплового потока. В результате происходит взаимодействие и слияние струй.

Установлено, что формирование метастабильных термокапиллярных структур типа А в верхней части нагревателя оказывает влияние на величину критического теплового потока, соответствующего разрыву пленки жидкости. Показано, что величина критического теплового потока возрастает с увеличением числа Рейнольдса пленки и при высоких значениях Re существенно превосходит данные по разрыву в отсутствие термокапиллярных структур типа А.

Развитие термокапиллярных структур типа А при высокой плотности теплового потока инициирует увеличение амплитуд гидродинамических волн и витания струй, что приводит к интенсификации теплообмена.

Список литературы:

1. Joo S. W., Davis S.H. // J. Fluid Mech. 1992. V. 242. P. 529–547.
2. Liu J., Schneider J. B., Golub J.P. // Phys. Fluids. 1995. V. 7. N 1. P. 55–67.
3. Park C.D., Nosoko T. // AIChE Journal. 2003. V. 49. N. 11. P. 2715–2727.
4. Alekseenko S.V., Guzanov V.V., Markovich D.M., et al // Technical Physics Letters. 2012. V. 38. P. 739–742.
5. Alekseenko S.V., Bobylev A.V., Guzanov V.V., et al // Technical Physics Letters. 2014. V. 40. P. 1031–1034.
6. Bobylev A.V., Guzanov V.V., Kharlamov S.M., et al // Technical Physics Letters. 2017. V. 43. P. 694–697.
7. Chinnov E.A., Kabov O.A // Mechanics and Technical Physics. 2003. V. 44. P. 708–715.
8. Kabov O. A., Formation of regular structures in a falling liquid film upon local heating // Thermophys. Aeromech. 1998. V. 5. P. 547–551.
9. Чиннов Е.А. Термокапиллярные структуры и разрыв нагреваемой пленки жидкости // ПЖТФ, 2019. Т. 45, в. 14, С. 44–47.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект No. 18-19-00407).

УДК 51-76

**МЕХАНИКА СТЕНКИ ЦЕРЕБРАЛЬНОЙ АНЕВРИЗМЫ:
ПРИЛОЖЕНИЯ В ГЕМОДИНАМИКЕ**

Липовка А.И.¹, Паршин Д.В.²

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Церебральная аневризма -- опасная патология сосудов головного мозга, являющаяся одной из ведущих причин смертности среди взрослого населения. Механизм её возникновения до сих пор не изучен, а определение наилучшей стратегии лечения является одной из актуальных задач современной нейрохирургии.

Одним из способов изучения церебральных аневризм является исследование её механических свойств, как путём анализа живых тканей, так и при помощи компьютерного моделирования.

В этой работе описывается комплексное исследование материала стенки церебральной аневризмы, включающее механический эксперимент, математи-

ческое моделирование и анализ моделей гиперупругого материала, а также статистическое исследование полученных результатов.

Исследуется механика церебральной аневризмы на микроуровне, а полученный результат сравнивается с механикой ткани церебральной аневризмы на макроуровне, в том числе с экспериментом.

Полученные результаты имеют важное значение для вычислительной гемодинамики, используемой в предоперационном моделировании.

*Работа выполнена при поддержке
гранта Правительства РФ №14.W03.31.0002.*

УДК 621.9

СТРУКТУРА СТАЦИОНАРНОГО ГАЗОВОГО СНАРЯДА В 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. Особенностью снарядного режима является наличие в потоке газовых включений, занимающих практически все поперечное сечение канала. Исследованию снарядного течения в трубах посвящено большое количество работ. В ряде работ выполнено исследование снарядного течения в каналах другой геометрии, в частности, в кольцевом канале, например, в [1]. Показано, что форма газового снаряда в кольцевом канале существенно отличается от формы классического пузыря Тейлора, характерного для круглой трубы. Газовый снаряд в кольцевом канале имеет существенно трехмерную структуру, включающую область жидкой перемычки, занимающей часть поперечного сечения канала.

В работе [2] проведено измерение напряжения трения на обеих стенках кольцевого канала при движении в нем одиночных газовых снарядов. Однако провести детальные измерения распределения напряжения трения по периметру канала не представлялось возможным в связи с тем, что структура снаряда вращалась по мере движения вдоль канала.

Целью данной работы являлось детальное измерение распределения напряжения трения на стенках кольцевого канала при нахождении в нем стационарного газового снаряда.

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. Направление течения жидкости было нисходящим. В канал вводилась капиллярная трубка с внутренним диаметром 1 мм, через которую подавался воздух. Выходное отверстие трубки являлось положением носика стационарного газового снаряда. Как и в случае всплывающего снаряда, стационарный снаряд имел незамкнутую форму, характерная фотография приведена на рис. 1. Детальное исследование характеристик стационарного газового снаряда в круглой трубе проведено, например, в [3].

Измерение напряжения трения на обеих стенках кольцевого канала было выполнено электродиффузионным методом. Используемые датчики имели размер электрода 0.05 мм в направлении потока. При изменении относительного положения точки ввода газа и датчиков можно было получить детальное распределение напряжения трения на стенках кольцевого канала при обтекании стационарного газового снаряда.

Характерное распределение напряжения трения вдоль снаряда приведено на рис. 2. Видно, что трение на внутренней стенке канала существенно ниже, чем на внешней. Аналогичная особенность поведения трения была отмечена в [2] при всплывании одиночных газовых снарядов в кольцевом канале.

Полученные результаты представляют детальную структуру течения при обтекании газового снаряда в кольцевом канале, которые могут быть использованы при разработке расчетных моделей газожидкостных течений.

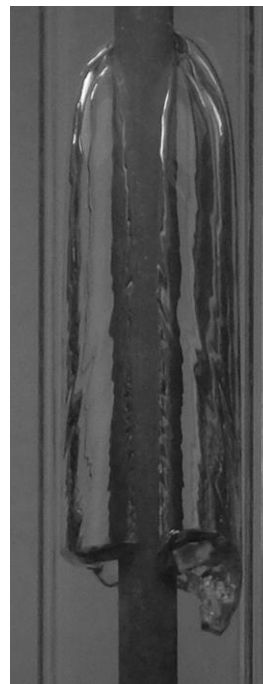


Рис. 1. Фотография стационарного газового снаряда.

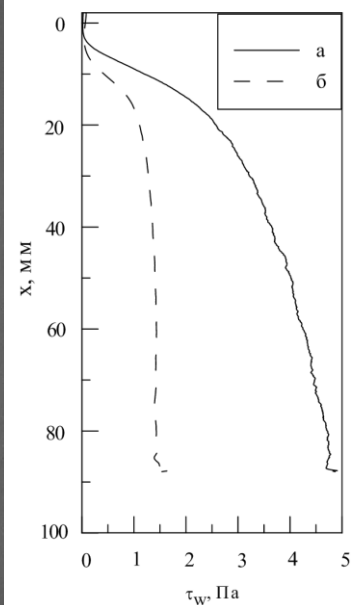


Рис. 2. Распределение трения на обеих стенках канала. а – внешняя стенка; б – внутренняя стенка.

Список литературы:

1. Ozar B., Jeong J.J., Dixit A., Julia J.E., Hibiki T., Ishii M. Flow structure of gas liquid two phase flow in an annulus. *Chemical Engineering Science*, 2008, 63, p. 3998-4011.
2. Kashinsky O.N., Kurdumov A.S. Dynamics of gas slugs in a vertical annular channel. *Journal of Physics: Conference Series* 1382 (2019) 012087
3. Kockx J.P., Nuewstadt F.T.M., Oliemans R.V.A., Delfos R. Gas entrainment by a liquid film falling around a stationary Taylor bubble in a vertical tube. *Int. J. Multiphase Flow*, 2005, 31, p. 1-24

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН по программе 22.7.3.

УДК 532.5+519.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ С ИСПАРЕНИЕМ НА ОСНОВЕ УТОЧНЕННЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Резанова Е.В.

Алтайский государственный университет,
656049, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 61

Изучается процесс стекания тонкого слоя вязкой несжимаемой жидкости по наклонной неравномерно нагретой подложке с учетом испарения на термокапиллярной границе раздела. Динамические процессы в спутном потоке газа не принимаются во внимание, т.е. рассматривается односторонняя математическая модель. Положение границы раздела изменяется со временем и задается уравнением $z = h(x, t)$.

Математическое моделирование основано на том, что имеются два характерных масштаба длины: продольный и поперечный. Малый параметр задачи является отношением поперечной длины к продольной. Часто в качестве математической модели течения тонкого слоя жидкости используется система уравнений Навье-Стокса и переноса тепла [1]. Использование уравнений Обербека-Буссинеска позволяет учитывать действие сил плавучести [2].

На термокапиллярной границе раздела выполняются кинематическое, динамическое и энергетическое условия, обобщенные для случая ненулевого потока пара [3, 4]. В сравнении с классической постановкой энергетического условия учитываются дополнительные слагаемые отвечающие за влияние затрат энергии на преодоление деформации поверхности, вызываемой действием термокапиллярных сил вдоль межфазной границы и за расход тепла на совершаемую веществом жидкости при испарении (конденсации) работу вследствие изменения удельного объема на изменение толщины жидкого слоя [3]. Локальный поток массы пара определяется с помощью уравнения Герца-Кнудсена [5]. На твердой непроницаемой наклонной подложке, заданной уравнением $z = 0$ выполняются условия прилипания, распределение температуры полагается заданным. Математическое моделирование осуществлялось в предположении об умеренных числах Рейнольдса.

Решения для всех искомых функций (продольной и поперечной скоростей, температуры и давления) строятся в виде разложений по степеням малого параметра задачи. Получены аналитические решения для главных и первых членов искомых функций. Проводится параметрический анализ задачи.

Искомые функции определяются после того, как найдена толщина жидкого слоя. Положение термокапиллярной границы раздела находится с помощью эволюционного уравнения, которое является следствием кинематического условия. Для замыкания постановки задачи задаются условия для толщины жидкого слоя на бесконечности.

Для численного решения уравнения, определяющего положение границы раздела, рассматривается периодическая задача на промежутке $[-L, L]$. В качестве периодических условий на концах исследуемого промежутка задаются равенства функций $h(x, t)$, их

первых и вторых производных при $x = \pm L$. Для решения поставленной задачи построена неявная конечно-разностная схема, сводящаяся к системе линейных алгебраических уравнений. Система уравнений решается методом пятиточечной прогонки и прогонки с параметром. В качестве параметра используется значение толщины жидкого слоя h на концах исследуемого отрезка на каждом временном слое. Для аппроксимации для всех производных по пространственной переменной используются конечно-разностные аналоги второго порядка [2].

Проведены численные эксперименты по исследованию стекания тонких слоев жидкости типа этанол (см. рис. 1) и HFE-7100. Показано влияние дополнительных слагаемых в энергетическом условии на характер течения жидкости. Представлено сравнение результатов, полученных с помощью системы уравнений Навье-Стокса и переноса тепла и с помощью уравнений Обербека-Буссинеска.

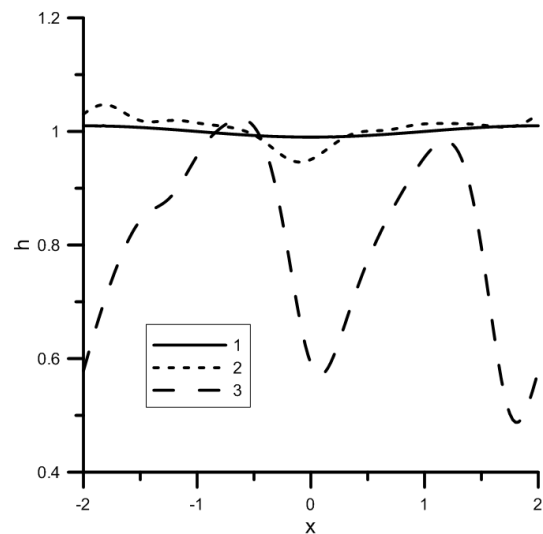


Рис. 1. Изменение толщины жидкого слоя этанола со временем с учетом влияние затрат энергии на преодоление деформации поверхности, вызываемой действием термокапиллярных сил вдоль межфазной границы: 1 – $t = 0$; 2 – $t = 10^{-5}$; 3 – $t = 10^{-4}$.

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. №81 (1/1). 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. Гончарова О.Н. Моделирование течений в условиях тепло- и массопереноса на границе // Известия АлтГУ. 2012. № 73 (1/2). С. 12–18.
5. 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.

УДК 621.1.016:532.66:532.62

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ С БОЛЬШИМ ОТНОШЕНИЕМ СТОРОН

Барткус Г.В., Кузнецов В.В.

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

Двухфазные газожидкостные течения широко встречаются в различных микрожидкостных системах. Интерес к таким системам вызван большим отношением площади поверхности к объему, что позволяет значительно увеличивать объемные коэффициенты тепло- и массоотдачи и реализовать ранее недоступные технологии в энергетике, тонкой химии и медицинских технологиях. При уменьшении поперечного размера каналов возникают новые гидродинамические режимы, которые не типичны для каналов большого размера и мало изучены [1]. В данной работе представлены экспериментальные результаты по локальной структуре течения смеси этанол-азот в горизонтальном прямоугольном микроканале с большим отношением сторон (щелевом канале), полученные с использованием лазерно-индуцированной флуоресценции и скоростной видеосъемки.

Экспериментальный участок представлял собой горизонтальный микроканал с размером 200×2045 мкм. Этанол поступал из бака через регулятор расхода в центральный входной канал через внешний смеситель или через два боковых канала. Газообразный азот подавался в центральный канал через регулятор расхода газа. Подвод жидкости через боковые каналы был использован для организации снарядного, переходного течения и раздельного течения с менисками на короткой стороне канала. Внешний смеситель был использован для организации пленочного течения на длинной стороне канала. На выходе из экспериментального участка газожидкостная смесь откачивалась перистальтическим насосом в открытый бак. Эксперименты по определению локальных характеристик течения выполнены с использованием скоростной видеосъемки и лазерно-индуцированной флуоресценции (μ LIF) с контрастным Родамином 6Ж при концентрации красителя 40 мг/л.

Экспериментально выявлены закономерности формирования газожидкостного течения в прямоугольном щелевом микроканале при вводе жидкости из боковых каналов, расположенных друг напротив друга. Построена карта режимов течения и определены их статистические характеристики. С помощью метода μ LIF, для бокового ввода жидкости, построены распределения локальной толщины пленки жидкости в поперечном сечении микроканала для периодического течения с удлиненными пузырями и переходного течения. На рис. 1 приведено распределение толщины пленки жидкости вдоль длинной стороны канала для периодического течения при $J_{liq}=0.02$ м/с, $J_{gas}=0.81$ м/с. Как видно, наблюдаются две основные области течения жидкости на длинной стороне канала.

Первой области соответствует тонкая пленка жидкости, имеющая изогнутый профиль, второй области соответствуют вогнутые мениски жидкости на короткой стороне канала. Значения толщины пленки свыше 50 мкм не представлены, так как для их разрешения необходимо уменьшение концентрации Родамина. Получена зависимость средней толщины пленки в поперечном сечении канала от приведенной скорости газа, установлено ее увеличение при увеличении скорости газа. Проведено сравнение полученных значений с известным законом Тэйлора [2].

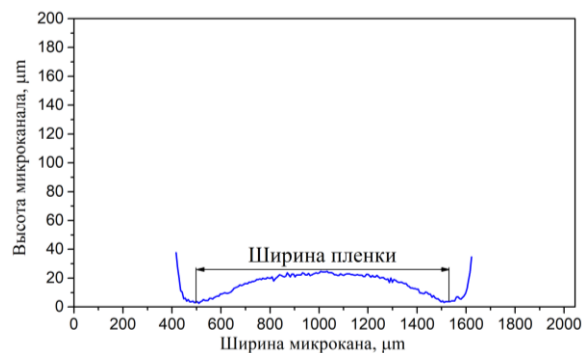


Рис. 1. Ширина пленки для распределения жидкости в поперечном сечении канала при $J_{liq}=0.02$ м/с, $J_{gas}=0.81$ м/с.

Установлены волновые характеристики пленочного течения на длинной стороне канала при использовании внешнего смесителя. Получено, что для приведенной скорости газа меньше 10.4 м/с, волны на поверхности пленки генерируются волнами в менисках и имеют подковообразную форму, соответствующую форме пленки, показанной на Рис. 1. При увеличении скорости газа до 20 м/с, возникают хаотические волны большой амплитуды с крутым передним фронтом. Вследствие этого пленка становится квазиравномерной из-за поперечного перемешивания. Это показывает важность учета влияния волн в математической модели кольцевого течения в микроканале. Проведен анализ устойчивости пленки жидкости при наличии потока газа и получена критическая скорость газа, при которой возникают волны большой амплитуды.

Список литературы:

1. Барткус Г. В., Кузнецов В. В. Экспериментальное изучение детальной структуры газожидкостного течения в прямоугольном микроканале // Сибирский физический журнал. 2016. Т. 11. №1. С. 73–79.
2. Aussillous P., Quéré D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // Physics of fluids. 2000. Vol. 12, No. 10. P. 2367–2371.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8) и за счет гранта РФФИ № 18-08-01282.

УДК 532.51

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛН НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, УВЛЕКАЕМОЙ ПОТОКОМ ГАЗА

Цвелодуб О.Ю., Архипов Д.Г.

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

Совместное течение слоя жидкости и газа – хорошо известная проблема в гидродинамической теории и практике. При её решении часто выделяют два этапа моделирования: сначала определяются напряжения газа на поверхности пленки, затем рассчитывается эволюция волн в жидкости. Достаточно часто в таких течениях скорость жидкости значительно меньше характерной скорости газа, поэтому на первом этапе поверхность раздела полагают жесткой и неподвижной. А в силу малости толщины пленки, воздействие возмущений границы раздела на течение газа считают линейным. Задача вычисления возмущений напряжений со стороны газа на этой поверхности сводится к рассмотрению влияния на них отдельных пространственных гармоник возмущений границы раздела.

На втором этапе исследования рассматриваются нелинейные волны на поверхности пленки жидкости, находящегося в известном поле напряжений на границе раздела фаз. Разделение задачи на такие этапы используется многими авторами (см., например, [1–4]).

В данной работе рассматривается второй этап - моделируется динамика нелинейных волн на горизонтальной пленке жидкости, находящейся в известном поле напряжений на границе раздела фаз. Эти напряжения получены из решения газовой части задачи, алгоритм которой подробно изложен в [4]. В настоящей работе течение газа полагалось турбулентным, и, в отличие от квазитурбулентных моделей типа модели Бенджамина [4, 5], коэффициент турбулентной вязкости учитывался не только при расчете основного течения, но и при анализе линейных возмущений.

В работе [5] была получена система, описывающая при умеренных числах Рейнольдса в длинноволновом приближении эволюцию возмущений в горизонтальной пленке жидкости, увлекаемого турбулентным потоком газа. В случае малых расходов из этой системы было выведено одно эволюционное уравнение для толщины пленки. Для возмущений малой, но конечной амплитуды из этого уравнения, используя метод разных масштабов времени, в [5] были получены уравнения для отклонения толщины пленки от невозмущенного уровня. В системе отсчета, движущейся относительно твердой стенки со скоростью частиц

жидкости на свободной поверхности, после соответствующего преобразования координат и отклонения толщины пленки, это уравнение удается представить в виде:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + 2H \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 H}{\partial x^4} + B \int_{-\infty}^{\infty} ik^2 \tau(k) \hat{H}(k, t) e^{ikx} dk = 0 \quad (1)$$

Здесь B – комплекс, в котором содержатся параметры задачи [5]. Уравнение (1) относится к классу модельных эволюционных уравнений, описывающих поведение возмущений в активно-диссипативных средах. Исследовались решения этого модельного уравнения. Проанализирован характер ветвления волновых режимов от невозмущенного течения, аналитически найдены слабонелинейные стационарно – бегущие решения, волновые числа которых находятся в окрестности нейтральных волновых чисел. Показано, что имеет место мягкий тип ветвления. Численно рассматривалась также и эволюция периодических возмущений. Продемонстрировано как при фиксированном значении параметра B и одинаковых начальных данных по мере продвижения вглубь области линейной неустойчивости меняется поведение таких возмущений. Выявлено несколько типичных сценариев их эволюции. В частности, показано, как некоторые режимы, волновые числа которых лежат достаточно глубоко в области неустойчивости невозмущенного течения, притягиваются к стационарно–бегущим решениям.

Список литературы:

1. Dietze Georg F. and Ruyer-Quil Christian. Wavy liquid films in interaction with a confined laminar gas flow // J. Fluid Mech. 2013. Vol. 722, P. 348–393.
2. Tseluiko D., Kalliadasis S. Nonlinear waves in counter-current gas–liquid film flow // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 673, P. 19–59.
3. Vellingiri R., Tseluiko D., Savva N., Kalliadasis S. Flow Dynamics of a liquid film sheared by a co-flowing turbulent gas // Int J Multiphase. 2013. Vol. 56, P. 93–104.
4. Вожаков И. С., Архипов Д. Г., Цвелодуб О. Ю. Моделирование нелинейных волн на поверхности тонкой пленки жидкости, увлекаемой турбулентным потоком газа // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 2. С. 201–212.
5. Цвелодуб О.Ю., Архипов Д.Г. Моделирование нелинейных волн на поверхности тонкой пленки жидкости, движущейся под действием турбулентного потока газа // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 4. С. 56–67.

Работа выполнена по госзаданию (проект АААА-А17-117022850024-4).

УДК

ON THE PHASES' DISTRIBUTION IN PACKED COLUMNS

Boyadjiev Chr.B.¹, Dzhonova D.B.¹, Stefanova K.V.¹, Panyovska St.P.¹, Popova P.G.¹, Pavlenko A.N.², Zhukov V.E.², Slesareva E.Yu.²

¹ Institute of Chemical Engineering at the Bulgarian Academy of Sciences
Bulgaria, Sofia 1113, Acad. G. Bonchev Str. Bl.103, Sofia 1113

² Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
630090, Russia, Novosibirsk, 1, Acad. Lavrentiev ave.

The efficiency of separation processes, like absorption and distillation in column apparatuses, is dependent on the distribution of the gas and liquid in the packed bed. Many authors have studied the effects of different factors on the wall flow, e.g. [1], like liquid and gas load, type and size of the packing and liquid distributor design. The study [2] obtained these effects in modern random packings at industrial scale and regimes.

The main difficulty in modeling and simulation of the mass transfer processes in column apparatus is the unknown velocity distribution of the phases and the unknown interface boundary. This can be overcome by the convective-diffusion models [3], where the velocities and the concentrations of the phases are replaced by their averaged values over the column cross-section. A widely spread approach in literature for modeling of the wall flow is based on solving a diffusion type differential equation for the liquid distribution by introducing a coefficient of radial liquid spreading D_r [m] and various boundary conditions at the wall, e.g. in [4].

The present work suggests a new approach of evaluation of the wall flow. It gives the possibility by simple mathematical transformations to evaluate the liquid volume in the layer covering the wall, which bypasses the mass transfer process and is therefore responsible for the reduction of the mass transfer efficiency.

The liquid flows over the surface of the randomly packed elements and when reaching the column wall, the most of it flows down the wall surface and cannot return to the bulk because of the small contact surface between the wall and the packing elements. The thickness of the liquid layer on the wall increases and conditions are created for liquid backflow from the layer to the packing. The two effects are further equalized and the liquid layer reaches a maximum thickness, constant till the bottom of the packed bed. So the thickness of the wall liquid layer in random packings can be represented by the function $\delta(z)$ [m]:

$$\delta(z) = \frac{z}{a+bz}, \quad \delta(0) = 0, \quad \delta(\infty) = \frac{1}{b} = \delta_{\max}, \quad (1)$$

where z [m] is the axial coordinate and the parameters (a , b) are determined from experimental data. The integration of the function allows to determine the liquid layer volume per unit periphery V [m²], which is not involved in the absorption process.

$$V = \int_0^l \frac{z}{a+bz} dz = \frac{a}{b^2} \left(\frac{b}{a} l - \ln \frac{a+bl}{a} \right). \quad (2)$$

The thickness of the wall liquid layer can be determined from the balance of the flow rates inside and outside the wall flow

$$Q(z) = \frac{\delta(z)v_0(z)}{2} = \varepsilon_2 r_0 v_z^0 - \varepsilon_2 [r_0 - \delta(z)] \frac{v_z^0 + v_0(z)}{2} \quad (3)$$

by accepting that the mean velocities of the wall layer and in the bulk are $\left(\frac{v_0}{2}, \frac{v_z^0 + v_0}{2} \right)$, where v_0 [m/s] is the surface

velocity of the wall layer, $v_z^0 = \frac{Q_L}{\varepsilon_2 \pi r_0^2}$ [m/s] is the initial

mean liquid velocity, r_0 [m] is the column radius, ε_2 -liquid volume fraction and Q_L [m³s⁻¹] -total liquid flow rate.

Available experimental data of wall flow at various packing heights Q_L^{exp} can be used to determine the parameters (a , b) by minimizing the function of the least square differences between model and experiment values.

The packing efficiency can be characterized by the reciprocal of the equilibrium layer volume V_0 at δ_{\max} for $l=l_0$ (Eq. 2).

The parameters of the described model are determined from the experiments [1] as follows: $a=206.6$, $b=257.8$. The calculation results are $\delta_{\max} = 0.0039$ m, $V_0(0.95\delta_{\max}) = 0.0497$ m². Fig. 1 shows the good agreement with the experimental data [1].

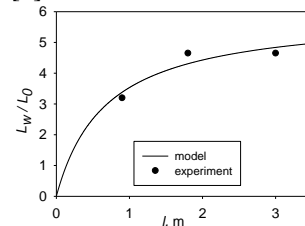


Fig. 1. Wall flow superficial velocity, water-air $L_0 = 6.66 \times 10^{-3}$ m³m⁻²s⁻¹, $G = 0.625$ m³m⁻²s⁻¹, metal Pall rings 25, $r_0 = 0.3$ m [1].

The presented theoretical analysis distinguishes two liquid phases (in the bulk and on the surface of the column wall). The portion of the column volume, not involved in the absorption process can be calculated by the proposed model, thus defining the packing efficiency. The obtained results make it possible to determine the volumes of phases per unit volume of the column and the mean gas and liquid velocities in the column cross section, required for further development of a method for modeling of the hydrodynamics and mass transfer in packed beds.

References:

1. Yin, F., Wang, Z., Afacan, A., Nandakumar, K., Chuang, K. T, Experimental Studies of Liquid Flow Maldistribution in a Random Packed Column, The Canad. J. of Chem. Eng., 2000, V. 78, 449-457
2. Hanusch, F., Rehfeldt, S., & Klein, H. Liquid Maldistribution in Random-Packed Columns: Experimental Investigation of Influencing Factors. Chem. Eng. & Technol., 2018, V.41, 11, 2241-2249.
3. Theoretical Chemical Engineering. Modeling and simulation/ Chr. Boyadjiev, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2010
4. Kolar V., Stanek V. Distribution of liquid over random packing, Coll. Czech. Chem. Commun., 1965, 30, p.1054

This work is supported by Project of Fundamental Scientific Research # 19-58-18004, conducted by the Russian Foundation for Basic Research and the National Science Fund of Bulgaria, contract KP 06 RUSIA-3/27.09.2019.

УДК 532

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ С НЕНЬЮТОНОВСКИМИ СВОЙСТВАМИ В Т-ОБРАЗНОМ МИКРОКАНАЛЕ

Ягодницына А.А.^{1,2}, Ковалев А.В.^{1,2}, Бильский А.В.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах имеют массу приложений, таких как производство эмульсий, синтез наночастиц, проведение реакций экстракции, а также ряд биохимических приложений. Использование течений несмешивающихся жидкостей в микроканалах обеспечивает высокие скорости тепло и массопереноса, позволяет проводить непрерывные и безопасные химические реакции.

Несмотря на активное исследование течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах, направленное на построение карт режимов и установление механизмов их формирования [1–3], большая часть работ имеет дело с ньютоновскими жидкостями. Однако именно неньютоновские жидкости чаще всего применяются в реальных технологических процессах. Неньютоновские жидкости активно применяются в таких областях, как нефтедобыча, реакции каталитической полимеризации, пищевая промышленность и т.д. [4]. Несмотря на то, что числа Рейнольдса в микроканалах очень малы, скорости сдвига в микроканальных устройствах значительно выше, чем в традиционных макроустройствах, при этом в ряде случаев механизм отрыва снарядов определяется величиной напряжения сдвига. Таким образом, разработанные зависимости для длин и скоростей снарядов, а также карты режимов течения ньютоновских жидкостей в микроканалах не применимы для проектирования устройств с течениями неньютоновских жидкостей.

В рамках настоящей работы выполнено экспериментальное исследование течения несмешивающихся жидкостей в микроканале Т-типа, когда одна из них проявляет неньютоновские свойства. В качестве дисперсной фазы использовался водный раствор ксантановой камеди (Sigma-Aldrich) в массовой концентрации 0,5%, в качестве несущей фазы – касторовое масло. Для построения опорных карт режимов течения жидкостей с ньютоновскими свойствами в качестве дисперсной фазы использовались водоглицериновые растворы с вязкостью 130 и 506 мПа·с. Зависимость напряжения сдвига от скорости сдвига водного раствора ксантановой камеди была установлена с помощью ротационного вискозиметра в широком диапазоне скоростей сдвига от 2,7 до 1312 с⁻¹. При этом эффективная вязкость аппроксимировалась моделью Каро.

Рабочий участок представлял собой прямоугольный Т-образный микроканал, выполненный из материала РММА посредством микрофрезерования. Размеры подводящих каналов составляли 200х200 мкм, выходящего – 400х200 мкм. Расход жидкостей создавался с помощью двойного шприцевого насоса в диапазоне от 0,139 мкл/мин до 111,2 мкл/мин. Режимы течения визуализировались с помощью оптического

микроскопа с увеличением 5х и скоростной камеры с частотой съемки до 500 Гц. В результате визуализации были получены следующие режимы течения: снарядный, снарядный с отрывом микрокапель, капельный, ривулетный, ривулетный с волновой границей и параллельный (см. Рис.1).



Рис.1. Режимы течения водный раствор ксантановой камеди – касторовое масло в Т-образном микроканале.

На основе визуализации построены карты режимов для всех наборов исследуемых жидкостей. Показано, что для построения универсальной карты режимов, в том числе при течения жидкостей с неньютоновскими свойствами, может быть использован безразмерный параметр $We \cdot Oh^*$, где We – число Вебера, Oh^* – число Онезорге, построенное по эффективной динамической вязкости при средней скорости сдвига в канале.

Список литературы:

1. M. Kashid, L. Kiwi-Minsker. Quantitative prediction of flow patterns in liquid-liquid flow in micro-capillaries, Chem. Eng. Process. Process Intensif. 2011. V. 50. P. 972–978.
2. Yagodnitsyna, A. A., Kovalev, A. V. and Bilsky, A. V. Flow Patterns of Immiscible Liquid-Liquid Flow in a Rectangular Microchannel with T-Junction // Chemical Engineering Journal. 2016. V. 303. P. 547–554.
3. Y. Zhao, G. Chen, Q. Yuan. Liquid-Liquid Two-Phase Flow Patterns in a Rectangular Microchannel // AIChE J. 2006. V. 52. P. 4052–4060.
4. C.D. Tsakiroglou. Correlation of the two-phase flow coefficients of porous media with the rheology of shear-thinning fluids // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2004. V. 117. P. 1–23.

Работа поддержана грантом РФФ
(проект № 19-79-00145).

УДК 532.529.2

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ СМЕСИ ВОДА+ЕХХSOL В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ

Давлетшин И.А.^{1,2}, Михеев А.Н.¹, Шакиров Р.Р.¹

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

² Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева - КАИ, 420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Исследования потоков многофазных и многокомпонентных сред имеют большую научную и практическую значимость. Среди прочих здесь можно выделить такие распространенные смеси как «нефть + вода + газ». Различные компонентные составы, режимные параметры делают прогноз характеристик таких течений весьма сложным. В первую очередь для потоков многофазных смесей необходима информация по их структуре, картам режимов [1, 2]. При этом проведение измерений в таких течениях является довольно сложной задачей [3]. В данной работе была предпринята попытка получения достоверной экспериментальной информации о гидродинамических процессах в потоках смесей двух несмешивающихся жидкостей.

Исследования были проведены на специально разработанной экспериментальной установке (см. рис. 1). Установка состояла из баков объемами 50 и 60 литров для воды и растворителя Eххsol соответственно. Следует отметить, что Eххsol широко используется в различных устройствах в качестве имитатора нефти. Баки были расположены на высоте ~2 м от уровня пола. Жидкости из баков подавались в смеситель. Расходы компонентов задавались открытием соответствующих диафрагм и перепадом давления на них. Значения расходов измерялись ультразвуковым расходомером. Из смесителя поток поступал в рабочий участок, который представлял собой прозрачную трубу внутренним диаметром 22 мм. Длина вертикального участка составляла 1,14 м. После рабочего участка поток поступал в приемный бак, расположенный на полу. 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.

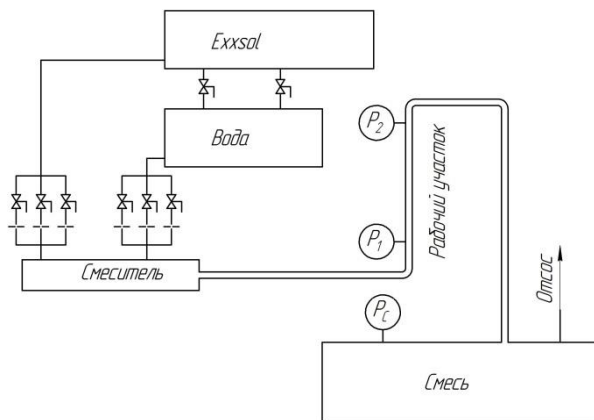


Рис. 1. Экспериментальная установка.

Для визуализации структуры потока в экспериментах использовались подкрашенная нефтью Eххsol и

прозрачная вода. Структура течений определялась по результатам фотосъемки. Для лучшей фиксации картины течения съемки производились в моменты кратковременных отсечек (останова) потока специальным клапаном. Для измерений гидравлических потерь на рабочем участке канала на расстоянии 0,87 м друг от друга были установлены измерители давления.

Установка обеспечивала суммарный расход жидкой смеси до 1 л/с, которому соответствовала скорость в рабочем участке до 2,6 м/с. При этом скорости чистых компонентов достигали следующих значений: по воде $U_w=1,6$ м/с, по Eххsol $U_{Ex}=1,4$ м/с.

На основе полученных данных предложена карта режимов для потоков смесей вода+Eххsol в вертикальном канале в широком диапазоне соотношений расходов компонентов (см. рис. 2).

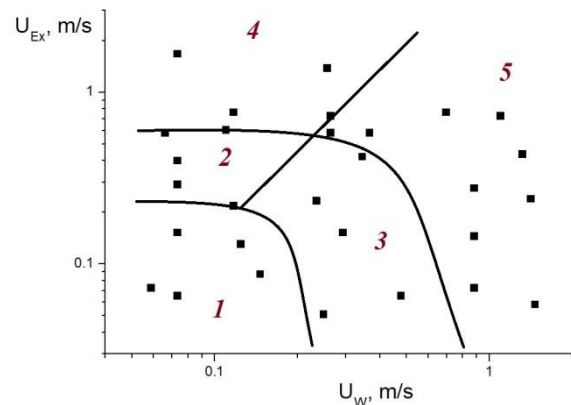


Рис. 2. Карта режимов: 1 – снарядный (по Eххsol); 2 – снарядный (по воде); 3 – снарядно-дисперсный (по Eххsol); 4 – дисперсный (по воде); 5 – дисперсный (по Eххsol).

Получены экспериментальные данные по потерям давления в трубе для течений смесей вода+Eххsol. Показано, что данные в первом приближении согласуются с расчетом по гомогенной модели.

Список литературы:

1. Acikgoz M., Lahey R. T., Franca F. An experimental study of three-phase flow regimes // Int. J. Multiphase Flow. 1992. T.18. С. 327–336.
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. T. 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. T. 177. С. 53–73.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-48-160016.

УДК 532.54

РАСПАД ВИХРЯ В ДВУХЖИДКОСТНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОТОКАХ

Наумов И.В., Шарифуллин Б.Р., Цой М.А., Штерн В.Н.

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

Распад вихря изучается уже более шестидесяти лет и ему посвящены более тысячи статей. Такое длительное внимание многих исследователей вызвано важными приложениями и первоначально казавшимся загадочным механизмом распада вихря. Распад вихря влияет на подъёмную силу дельтообразных крыльев, стабилизирует пламя в камерах сгорания, способствует смешению ингредиентов в химических и биологических реакторах и ослабляет торнадо. Изучение природы распада вихря очень часто проводится в замкнутых цилиндрических контейнерах, где движение заполняющей жидкости генерируется вращением одного из торцевых дисков [1]. Простота геометрии этого устройства и отсутствие внешних возмущений удобны для детальных численных и экспериментальных исследований, сопоставление результатов которых помогает лучше понять механизм распада вихря.

Сравнительно недавно внимание исследователей привлекли двух-жидкостные вращающиеся течения в связи с развитием вихревых аэрированных биореакторов. Кислород из воздуха (верхняя среда) диффундирует через поверхность раздела в нижнюю жидкость (воду), циркуляция которой доставляет кислород к биологической культуре, обеспечивая её быстрый рост. Удобной моделью биореактора является вертикальный цилиндрический контейнер с вращающимся верхним диском.

Течения в нём оказались богаты парадоксальными свойствами, которые представляют не только практический, но и фундаментальный интерес. Из этих свойств, пожалуй, наиболее важным является распад вихря, который был обнаружен и в верхней [2,3] и в нижней [4] жидкостях. В данной экспериментальной работе показано, что с усилением вращения распад вихря может происходить в верхней и в нижней жидкостях одновременно.

Опыты проведены, используя контейнер радиуса $R = 45$ мм и высотой $h = 2R$, чей верхний диск вращается с угловой скоростью ω (рис. 1а). Контейнер заполнен подсолнечным маслом (о) ($h_o = R$, плотность $\rho_o = 914,7$ кг/м³ и вязкость $\mu_o = 54,86$ мм²/с) в качестве верхней жидкости, а в качестве нижней жидкости использовался раствор глицерина с водой ($h_g = R$, $\rho_g = 1208$ кг/м³ и $\mu_g = 54,86$ мм²/с) при комнатной температуре 22,6°C. Скорость вращения характеризуется числом Рейнольдса, $Re = \omega R^2/\nu_o$.

Для изучения структуры потока были использованы оптические методы бесконтактной диагностики, такие как визуализация и треки маленьких частиц (Particle Image Velocimetry, PIV).

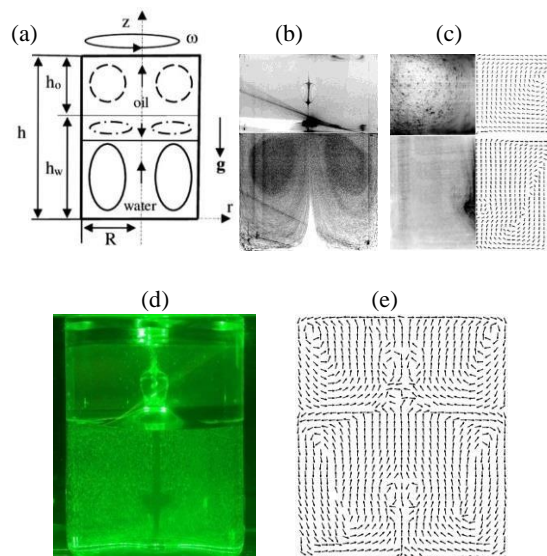


Рис. 1. (а) Схема установки, (б) фото распада вихря в верхней жидкости, (с) фото (слева) и структура течения (справа) в нижней жидкости, (д) фото и (е) структура течения при распаде вихря сразу в обеих жидкостях.

Рис. 1б это фото циркуляционной ячейки в масле при $Re = 700$ [3]. Рис. 1с показывает фото (слева) и PIV структуру меридионального движения (справа) при $Re = 300$, когда распад вихря происходит в нижней жидкости [4]. Результаты настоящей работы представлены на рис. 1д (фото) и рис. 1е (PIV структура меридионального движения) при $Re = 750$.

Развитие этой структуры при увеличении Re можно наблюдать на прилагаемом мини видео. Обнаруженная топология течения обеспечивает мелкомасштабное и неинтрузивное перемешивание важное для многих химических и биологических процессов.

Список литературы:

1. Shtern V. Cellular Flows/ Cambridge: Cambridge University Press 2018. 573 p.
2. Carrion L., Naumov I.V., Sharifullin B.R., Herrada M.A., Shtern V.N. Mechanism of disappearance of vortex breakdown in a confined flow // J. Eng. Thermophys. 2020. V.29. 49–66.
3. Naumov I. V., Glavny V. G., Sharifullin B. R., Shtern V. N. Formation of a thin circulation layer in a two-fluid rotating flow // Phys. Rev. Fluids. 2019. V.4, 054702.
4. Naumov I.V., Sharifullin B., Shtern V.N. Vortex breakdown in the lower fluid of two-fluid swirling flow // Phys. Fluids. 2020. V.32. 014101.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-08-00508.

УДК 532.64+537.29+537.9

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАПЕЛЬ ЖИДКОГО ДИЭЛЕКТРИКА НА СМАЧИВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Куперштох А.Л.

Национальный исследовательский Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Электрическое поле изменяет не только форму капли, лежащей на твердой поверхности, но также и величину контактного угла [1].

В данной работе проведено трехмерное моделирование поведения капель в электрическом поле. Первоначально на плоскую частично смачиваемую поверхность помещалась капля в форме сферического сегмента. После затухания колебаний капли (рис. 1) измерялся средний контактный угол смачивания.

Такой мультифизический процесс действия гравитации, капиллярных сил и электрического поля моделировался методом решеточных уравнений Больцмана (LBM). Уравнения эволюции функций распределения N_i в узлах пространственной решетки имеют вид

$$N_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = N_i(\mathbf{x}, t) + \Omega\{N_i\} + \Delta N_i(\mathbf{x}, t).$$

Здесь Ω – оператор столкновений, ΔN_i – изменение функций распределения под действием сил. В трехмерной модели D3Q19 используются 19 векторов скорости псевдочастиц \mathbf{c}_i .

Для описания фазового перехода в методе LBM вводятся внутренние силы, действующие между соседними узлами флюида. Чтобы обеспечить изотропность модели, в [2, 3] была предложена гибридная конечно-разностная схема для сил. Для флюида использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса. Величина контактного угла зависит от сил адгезии жидкости с соседними узлами твердой поверхности

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = B\Phi(\mathbf{x}) \sum_{i=1}^5 w_i \Phi_{\text{solid}}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{e}_i,$$

где $\Phi = \sqrt{\rho/3 - P(\rho, T)}$, а параметр адгезии B позволяет изменять угол смачивания в широких пределах. При этом для учета действия сил использовался метод точной разности [4].

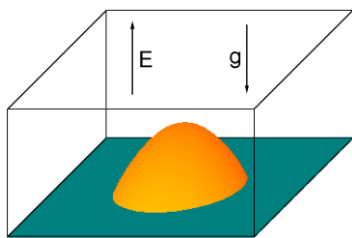


Рис. 1. Установившаяся форма капли при воздействии электрического поля E . Моделирование методом LBE. Число Бонда=2. Электрическое число Бонда=15. $\epsilon_l = 13.3$, $B = 1.0417$, $\theta = 69^\circ$. Решетка $432 \times 432 \times 224$.

Основными безразмерными параметрами являются число Бонда $Bo = \rho g R^2 / \sigma$ и электрическое число Бонда $Bo_e = \epsilon_0 (\epsilon_l - 1) E^2 R / \sigma$, где σ – поверхностное натяжение, ϵ_l – диэлектрическая проницаемость жидкости, R – характерный радиус капли. На рис. 2 показана зависимость контактного угла от электрического числа

Бонда. Прямая 1 проведена по данным [1]. Каждая точка усреднялась по 9 экспериментам. Точки 2 – моделирование методом LBM. Параметр $B = 1.0417$ был выбран несколько меньше необходимого (1.0424), чтобы расчетные данные лежали чуть выше экспериментальных.

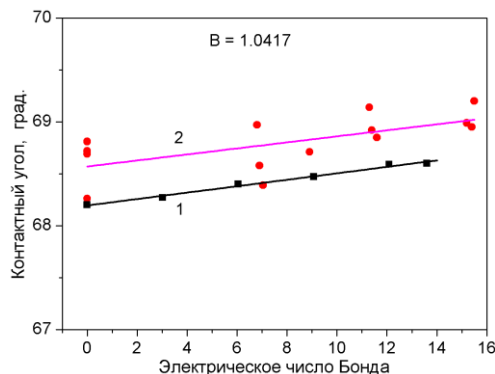


Рис. 2. Зависимость контактного угла от электрического числа Бонда. Кривая 1 – экспериментальные данные для гексанола [1]. Кривая 2 – моделирование методом LBE.

Моделировалось также нестационарное вытягивание капли в сильном электрическом поле (рис. 3). При этом динамика формы капель хорошо соответствует экспериментальным фотографиям [5].

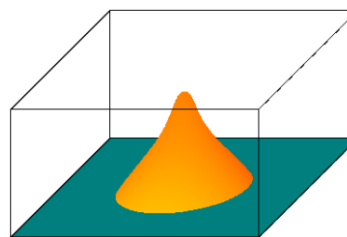


Рис. 3. Рост неустойчивости капли в сильном электрическом поле. Электрическое число Бонда = 17.5. $B = 1.06$, $\theta = 59^\circ$. Решетка $432 \times 432 \times 224$.

Список литературы:

1. Bateni A., Laughton S., Tavana H., Susnar S.S., Amirfazli A., Neumann A.W. Effect of electric fields on contact angle and surface tension of drops // J. Colloid Interface Sci. 2005. V. 283. P. 215–222.
2. Куперштох А. Л. Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана // Вестник НГУ: Серия “Математика, механика и информатика”. 2005. Т. 5, № 3. С. 29–42.
3. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A., Karpov D. I. On equations of state in a lattice Boltzmann method // Computers and Mathematics with Applications. 2009. V. 58, No. 5. P. 965–974.
4. Kupershtokh A. L. Criterion of numerical instability of liquid state in LBE simulations // Computers and Mathematics with Applications. 2010. V. 59, No. 7. P. 2236–2245.
5. Reznik S.N., Yarin A.L., Theron A., Zussman E. Transient and steady shapes of droplets attached to a surface in a strong electric field // J. Fluid Mech. 2004. V. 516. P. 349–377.

УДК 532.542+616.1

ЭНЕРГИЯ ГИДРОУПРУГОЙ СИСТЕМЫ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРИЛОЖЕНИЯ В ГЕМОДИНАМИКЕ

Маматюков М.Ю.², Хе А.К.^{1,2}, Паршин Д.В.^{1,2}, Чупахин А.П.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, 15

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Система кровеносных сосудов головного мозга человека представляет собой сложную, геометрически разветвленную сеть сосудов различного калибра. Стенки артерий, имеющие многослойную структуру, являются упругими. Движение крови в них, инициируемое сокращениями сердца, является нестационарным. Описание движения крови в такой гидроупругой системе как в норме, так и при наличии сосудистых аномалий, является сложной задачей гидродинамики многофазных систем и математического моделирования. Эта задача актуальна для практической медицины в связи с большой распространенностью и опасностью сосудистых заболеваний.

В докладе ставится и исследуется задача о представлении энергии и ее вычисления для гидроупругих систем, моделирующих течение крови в сосудах головного мозга при наличии аномалий типа церебральных аневризм (ЦА). Такая аномалия представляет собой локальное раздутие стенки артерии, что снижает ее прочность и нарушает нормальный гемодинамический режим. Такое раздутие вызывает образование вихревого течения в сосуде, что влечет опасность образования тромба и закупорки сосуда. Образовавшаяся аномальная конфигурация гидроупругой системы, образованной кровеносным сосудом, аневризмой и потоком крови, требует повышенной, по сравнению со здоровой, энергии для обеспечения кровотока. Для медицины является очень актуальным вопрос прогноза риска разрыва аневризмы. На сегодняшний день не существует каких-либо доказательных признаков разрыва. Представляется, что адекватная оценка полной энергии такой гидроупругой системы может служить полезным параметром при определении риска разрыва аневризмы.

В докладе представлены результаты 3D математического моделирования с использованием промышленного пакета ANSYS CFX различных параметров модельной конфигурации и сравнения расчетов с реальными клиническими данными. Рассмотрены конфигурации кровеносного сосуда с фузиформной аневризмой, представляющей собой расширение (балдж) сосуда на его изгибе. Рассмотрены конфигурации сосуда, различающиеся углом поворота сосуда, а также наличием вторичной аномалии (дивертикула), представляющей собой своеобразную вторичную аневризму меньших размеров, растущую из купола большей. Анализируется полная энергия такой системы, складывающаяся из энергии потока крови, упругой энергии стенки сосуда и энергии ее изгибания. Последняя вычисляется как интеграл по поверхности оболочки от квадрата средней кривизны этой поверхности, называется функционалом Уиллмора и интенсивно исследуется сегодня применительно к биологическим мембранам. В докладе представлены диаграммы, связывающие давление и скорость в потоке в гидроупругой системе. Впервые при численном моделировании получены диаграммы, совпадающие с наблюдаемыми в ходе внутрисосудистого мониторинга кровотока, проводимого авторами совместно с нейрохирургами Национального медицинского исследовательского центра им. ак. Е. Н. Мешалкина.

При математическом моделировании были использованы результаты, полученные при реализации проектов РФФИ №№ 14-01-00036, 14-31-50956, 19-48-540010.

УДК 532.517+532.543

УЧЕТ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Гешев П.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, у. Пирогова, 2

Цель работы – модификация нашей модели турбулентного обмена [1] в стекающей по вертикальной поверхности пленке жидкости с учетом перемежаемости, наблюдаемой для умеренных чисел Рейнольдса от $Re \sim 100$ до 1000. Эффект перемежаемости – это появление турбулентности в виде кратковременно существующих ограниченных в пространстве пятен. Он вводится в виде демпфирующего фактора в турбулентную вязкость. Бобылев и др. [2] показали, что при $Re \sim 190$ такие турбулентные пятна появляются на пленке за гребнями больших волн в виде мелкомасштабной трехмерной капиллярной ряби с амплитудой волн порядка одного миллиметра. Эти пятна имеют время жизни несколько сотых долей секунды. За это время они сносятся к заднему фронту большой волны и исчезают. С увеличением числа Рейнольдса эти пятна становятся более хаотичными, их размеры и время жизни увеличиваются, [2]. При $Re > 400$ вся поверхность трехмерных крупных волн покрыта хаотической капиллярной рябью, отражающей мелкомасштабную вихревую турбулентность в пленке жидкости, [2]. Новая формула для турбулентной вязкости имеет вид

$$v_T / \nu = \frac{y_+^3}{A/D + B y_+^2} \quad (1)$$

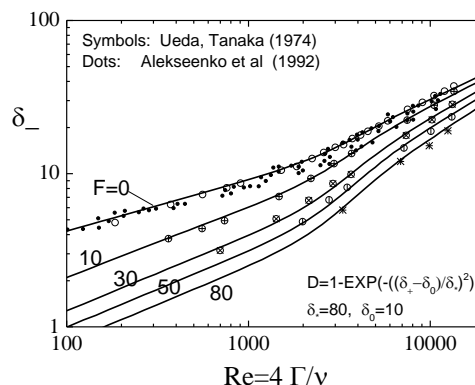
Для демпфирующего фактора D вводим выражение

$$D = 1 - \exp\left\{-\left((\delta_+ - \delta_0) / \delta_*\right)^2\right\} \quad (2)$$

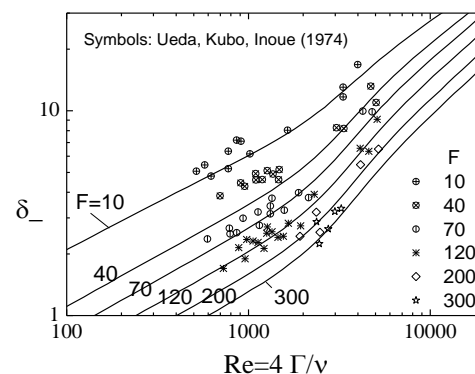
если $\delta_+ < \delta_0$, то $D = 0$. В формуле (2) $\delta_+ = \delta_w / \nu$, и δ_0 , δ_* – некоторые константы, $\nu_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ – динамическая скорость, τ_w – касательное напряжение трения на стенке и ρ – плотность жидкости. Для констант предлагаются значения: $\delta_0 = 10$, $\delta_* = 80$. Отметим, что при $\delta_+ < \delta_0$ коэффициент турбулентного обмена становится нулевым, то есть для очень тонких пленок реализуется режим чисто ламинарного течения.

Влияние движущегося потока газа будем описывать через касательное напряжение трения на поверхности пленки τ_i или через фактор трения $F = \tau_i / (\rho g \delta_v)$, где $\delta_v = (v^2 / g)^{1/3}$. Учтем еще затухание турбулентного обмена вблизи свободной поверхности пленки умножением турбулентной вязкости (1) на фактор пропорциональный полному трению в пленке

$$\left(1 - \Delta \frac{y_+}{\delta_+}\right), \text{ где } \Delta = \frac{\delta_-}{F + \delta_-}, \delta_- = \frac{\delta}{\delta_v}. \quad (3)$$



На Fig.1 показаны измеренные в работах [3-4] и рассчитанные по модели безразмерные толщины пленки в зависимости от учетверенного числа Рейнольдса для пяти значений факторов трения F .



На Fig.2 показано сравнение рассчитанных по нашей модели и измеренных в работе [5] толщин стекающих пленок для шести значений факторов трения.

Был рассчитан также коэффициент теплоотдачи для пленки в случае испарения и конденсации. В этих случаях параметр δ_* начинает зависеть от числа Капицы и от параметра трения F .

Список литературы:

1. Гешев П.И., Простая модель для расчета толщины турбулентной пленки жидкости, увлекаемой силой тяжести и потоком газа // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т.21, № 5. С.579.
2. Бобылев А.В., Харламов С.М., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Волновая структура пленок жидкости при переходе к турбулентному режиму течения // Письма в ЖТФ. 2019. Т.45, Вып.15, С. 10–13.
3. Волновое течение пленок жидкости / С.В. Алексеев, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев. Новосибирск: Наука, 1992. 256 с.
4. Ueda T., Tanaka T. Studies of liquid film in two-phase annular and annular-mist flow regions // Bull. JSME. 1974. V. 17, N. 107. P. 603.
5. Ueda T., Kubo T., Inoue M. Heat transfer for steam condensing in vertical tube // Proc. 5th Intern. Heat Transfer Conference. 1974. V. 3. P. 304.

УДК 534.222.2, 544.454.3

НЕПРЕРЫВНАЯ ДЕТОНАЦИЯ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ МЕТАН-ЖИДКИЙ КИСЛОРОД В ПЛОСКОРАДИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ С ИСТЕЧЕНИЕМ К ПЕРИФЕРИИ

Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф.

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

В настоящее время непрерывная спиновая детонация (НСД) в плоскорadiaльных камерах (ПРК) с истечением к периферии изучалась только для гетерогенной смеси водород-жидкий кислород [1]. В ракетной технике также перспективно использование метана в качестве криогенного горючего вместе с криогенным окислителем - жидким кислородом. Поскольку критическое состояние метана достигается при температуре $T^* = 190.6$ К и давлении $p^* = 4.63$ МПа, а кислорода – $T^* = 154.78$ К и $p^* = 5.08$ МПа, в камеру сгорания (КС) эти компоненты могут поступать, как в газообразном, так и в жидком состоянии в зависимости условий в системе подачи и давления в КС. Ранее опыты по детонационному сжиганию смеси газообразного метана с жидким кислородом были проведены в кольцевой цилиндрической камере [2].

Цель данной работы – реализация и исследование структуры детонационных волн в потоках газообразного метана и жидкого кислорода в ПРК с истечением к периферии и с внутренним диаметром $d_{c1} = 100$ мм (рис. 1а, поз. 1).

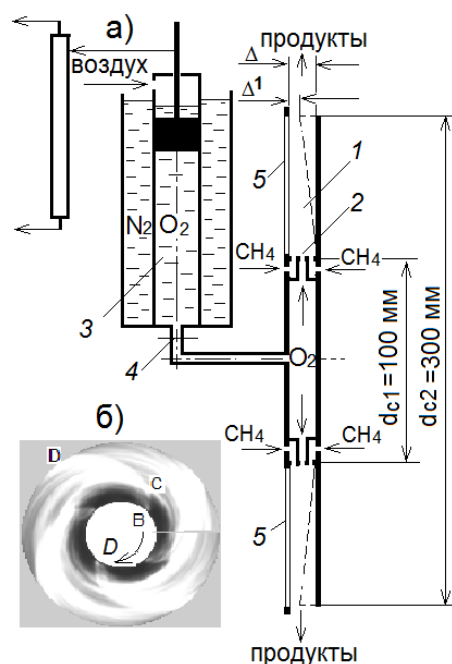


Рис. 1. Схема камеры а) и НСД в ПРК с $\Delta = 10$ мм и $\Delta^1 = 3.3$ мм б); $G_f = 0.257$ кг/с, $G_{ox} = 0.716$ кг/с, $\phi = 1.43$, $n = 4$, $D = 1.68$ км/с.

Расстояние между плоскими стенками составляло $\Delta = 10$ мм, а наружный диаметр кольцевого отверстия $d_{c2} = 300$ мм. Особенностью ПРК является то, что расстояние между плоскими стенками намного меньше её диаметров – $\Delta \ll d_{c1} < d_{c2}$. Ряд опытов проводили при равномерном заужении канала к выходу из ПРК от $\Delta = 10$ мм до $\Delta^1 = 3.3$ мм, обеспечивающем примерное постоянство площади кругового сечения канала $S_{\Delta} \approx 31.4$

см² = const. Раздельная подача метана и кислорода в ПРК в направлении к периферии осуществлялась через отверстия 2, равномерно расположенные по окружности на цилиндрической стенке и создающие систему сталкивающихся струй. Метан в ПРК поступал из ресивера (на рис. 1 не показано), а кислород – из расходомера 3, кислород в котором отделялся от камеры тонкой диафрагмой 4. Она прорывалась при подаче давления воздуха на поршень. С помощью методик [2] рассчитывались расходы метана G_f и жидкого кислорода G_{ox} . Коэффициент избытка горючего – $\phi = (G_f/G_{ox}) \cdot \chi_{st} = 0.6 \div 2.74$. Здесь $\chi_{st} = 4$ – стехиометрический коэффициент. Продукты истекали в атмосферу с давлением $p_a = 1.0 \cdot 10^5$ Па. Для наблюдения процесса в одной из плоских стенок ПРК вдоль радиуса установлены два окна 5.

Процесс в ПРК фотографировался высокоскоростной камерой Photron FASTCAM SA5. Обработкой кадров по специальной программе получали линейные развёртки картины течения в системе волн. С помощью другой программы было возможно мгновенное отражение детонационных волн и течения в их окрестности в плоскости камеры (преобразование в кольцо). Определение числа волн n и их скорости D относительно внутреннего диаметра камеры d_{c1} произведено по методикам [2].

В результате в данной ПРК впервые реализованы режимы непрерывной спиновой детонации в газокпельной смеси газообразный метан - жидкий кислород. Фрагмент НСД с четырьмя ($n=4$) волнами, вращающимися со скоростью D , приведён на рис. 1б. Образующаяся в камере смесь сгорает в детонационном фронте ВС, к которому примыкает шлейф CD – ударная волна в продуктах. Видно, что в плоскости камеры детонационная волна сильно искривлена. Из-за наличия центробежных сил, действующих на продукты во фронте детонационной волны, а также в волне разрежения, увеличивается высота детонационноспособного слоя смеси. Проведена оценка величины образования газовой фазы кислорода при прохождении жидкой фазы через систему подачи.

Список литературы:

1. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф., Самсонов А.Н., Попов Е.Л. / Детонационное горение смеси газообразный водород – жидкий кислород в плоскорadiaльной камере с истечением к периферии // XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. 19–24 августа 2019 г. Уфа, Республика Башкортостан, Россия, ТОМ 2 – Механика жидкости и газа, с. 12-14.
2. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. – Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2013. 423 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-41-540001р_а.

УДК 532.528; 532.529; 544.012

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА ИЗ ДЛИННОЙ ТРУБКИ В КАНАЛ, ЗАПОЛНЕННЫЙ ЖИДКОСТЬЮ

Алексеев М.В., Лобанов П.Д., Светоносков А.И., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А.

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

Ранее авторами были проведены экспериментальные исследования и численное моделирование истечения газа в вертикальную трубу, заполненную жидкостью [1, 2, 3]. Данная задача является упрощенной моделью процесса разрыва теплообменной трубки с пароводяным теплоносителем в парогенераторах ядерных энергетических установок.

В при гипотетической аварийной ситуации с межконтурной неплотностью в парогенераторе, истечение пара в теплоноситель будет происходить из длинной тонкой трубки. При этом диаметр отверстия, из которого происходит истечение, может варьироваться от диаметра самой трубки (гильотинный разрыв) до предельно малой доли раскрытия (малая течь). Целью данной работы является экспериментальное и численное моделирование в коде OpenFoam процесса инъекции газа из длинной трубки в заполненный жидкостью канал через диафрагму с регулируемым диаметром отверстия.

Инъекция газа осуществлялась из 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 зажима позволяло быстро открывать канал. Скоростная видео-регистрация показала выявлено, что время открытия составляет 5-10 мс. Во второй серии экспериментов между трубкой и рабочим участком была установлена диафрагма с диаметром отверстия 2 мм.

На рисунке 1 представлена экспериментальная эволюция межфазной поверхности при инъекции воздуха ($P_0 = 200$ кПа) в воду в разные моменты времени при отсутствии (верхняя последовательность кадров) и наличии диафрагмы (нижняя). При инъекции в отсутствие диафрагмы происходит существенная диспергация газа на пузырьки. При наличии диафрагмы происходит рост газовой фазы в виде одного крупного газового пузыря.

Список литературы:

1. Alekseev M. V., Lobanov P. D., Svetonosov A. I., Lezhnin S. I., Simulation of gas injection from a long tube into a liquid-filled pipe // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2019. Vol. 1382, Paper 012070, 6 p.
2. 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
3. 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



а



б

Рис 1. Развитие межфазной поверхности при инъекции газа (воздуха) в воду в разные моменты времени:

а – диафрагма отсутствует,
б – диафрагма с отверстием 2 мм.
Время между кадрами 25 мс.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИТ СО РАН
(AAAA-A18-118051690120-2).

УДК 532.517.4

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ВЫВОДА И РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОДИСПЕРСНОГО ПОТОКА В ШЕРОХОВАТЫХ КАНАЛАХ

Деревич И.В., Tun Han Zaw (Тун Хан Зо)

Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана (МГТУ им. Н.Э. Баумана)
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Турбулентные течения газов с частицами являются важным элементом энергетического оборудования и аппаратов химической технологии. Пассивный способ управления параметрами двухфазного турбулентного течения – это изменение шероховатости стенки канала. В разработанных моделях двухфазных турбулентных течений стенка канала моделируется как гладкая поверхность с заданными коэффициентами восстановления импульса частиц после соударения. Результаты экспериментальных исследований и теоретические расчеты для гладких каналов свидетельствуют о существенной роли силы турбофореза при формировании профиля концентрации, инерции частиц и потери импульса частиц при соударении со стенкой. В гладких каналах максимум концентрации частиц расположен на стенке канала, инерция частиц приводит к снижению интенсивности флуктуаций скорости примеси по сравнению с интенсивностью флуктуаций скорости несущей среды. Потеря импульса скорости частиц в аксиальном направлении обуславливает заметное скоростное скольжение фаз. Причем скорость частиц может отставать от скорости газа на величину существенно превосходящую скорость витания. Как показывают экспериментальные исследования, наличие шероховатости стенки принципиально меняет параметры частиц в канале. Максимум концентрации находится в ядре течения, дисперсия флуктуаций скорости инерционных частиц может существенно превосходить дисперсию флуктуаций скорости газа. Параметры турбулентности частиц становятся существенно анизотропными. Осредненное скоростное скольжение существенно превосходит скольжение фаз в гладких каналах.

Для теоретического исследования привлекают подход Лагранжа, приводящий к необходимости расчета миллионов случайных траекторий частиц в каналах с учетом столкновения со случайными шероховатостями поверхности. Даже при современном развитии компьютерных технологий подобные расчеты можно рассматривать как единичные численные эксперименты. Второй более экономичный способ описания, но требующий существенных интеллектуальных усилий по сравнению с подходом Лагранжа, основан на подходе Эйлера. Для случайного потока адекватный подход базируется на использовании современных методов теории случайных процессов и прикладного функционального анализа.

В работе рассматривается динамика движения частиц примеси с учетом массовой силы, сила трения и

силы Магнуса, обусловленной спином частиц. Включение силы Магнуса обосновано в связи с появлением вращения частиц вокруг своей оси при столкновении с шероховатой поверхностью канала. Функция плотности вероятности (ФПВ) распределения скорости, спина и координат частиц содержит всю необходимую информацию о дисперсной фазе. Столкновениями частиц друг с другом пренебрегается ввиду малой объемной концентрации примеси. Метод ФПВ позволяет описывать динамику даже отдельной точечной частицы в рамках механики сплошной среды.

Замыкание уравнения для ФПВ проводится с использованием методов прикладного функционального анализа. Представлен анализ различных техник замыкания, используемых другими исследователями. В работе реализована основная идея о том, что с использованием полученного замкнутого уравнения для ФПВ можно самосогласованным способом получить всю информацию о динамике дисперсной примеси в каналах с шероховатыми стенками. В уравнении для ФПВ выделяется слагаемое, описывающее вовлечение частиц в турбулентное движение несущей среды. Это слагаемое трактуется как «столкновение» частиц с турбулентными вихрями. С целью учета существенной анизотропии параметров дисперсной фазы, градиентов осредненной скорости, осредненного спина и концентрации примеси используется метод разложения аналогичный методу Грэда при решении кинетического уравнения Больцмана. При моделировании столкновения частиц с шероховатой стенкой канала учитываются режимы отражения с проскальзыванием и без проскальзывания, а также преобразование случайной аксиальной компоненты скорости в нормальную. На приближенном аналитическом решении уравнения для ФПВ основан вывод граничных условий для первых и вторых моментов случайных параметров частиц в шероховатом канале.

Разработана оригинальная методика численного интегрирования системы уравнений для концентрации, осредненной скорости и спина, дисперсии флуктуаций скорости в аксиальном и нормальном направлении частиц с учетом граничных условий, отражающих особенности течения в каналах с гладкими и шероховатыми стенками. Результаты расчетов сопоставляются с данными эксперимента и прямого численного моделирования из литературы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-08-01061.

УДК 532.546.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕХАНИЗМА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА ТЕПЛООБМЕН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Королева А.П.^{1,2}, Французов М.С.², Антаненкова И.С.¹, Иванова А.О.¹

¹ Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», 111250, Россия, Москва, Красноказарменная, 14

² Государственный научный центр Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова», 111116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2

В пористой среде между теплоносителем и твердой матрицей наблюдается высокая интенсивность теплообмена, что обуславливает ее широкое практическое применение: в качестве накопителя тепловой энергии, в системах электронного охлаждения, в тепловых трубах и т.д. Особый интерес вызывает способ интенсификации теплообмена, связанный с использованием пористой среды в различных устройствах. Поэтому исследование процессов, происходящих в пористых средах, является одной из актуальных задач в теплообмене.

При движении потока вещества внутри пористой среды перенос теплоты в жидкости происходит за счет механизма конвекции и молекулярной теплопроводности (и интенсифицируется посредством турбулентного перемешивания), а в твердом каркасе - за счет продольной и поперечной теплопроводностей (радиационный перенос не учитывается, так как рассматриваются не полупрозрачные материалы). Влияние каждого механизма переноса теплоты по направлениям пористой матрицы различно и зависит от характеристик жидкости и твердого материала, характеристик пористой среды и граничных условий решаемой задачи. Определение степени влияния одного из механизмов переноса теплоты на общий теплоперенос позволяет полнее описывать физические процессы и, впоследствии, учитывать это влияние в аналитических зависимостях, в численных моделях, сокращая тем самым объемы расчетов.

В настоящей работе представлены результаты расчетных исследований с использованием численного моделирования по определению влияния продольной и поперечной теплопроводности в твердой матрице на интегральные характеристики прогрева и охлаждения пористой среды.

Пористая среда моделируется отдельными шаровыми элементами (рис. 1). При этом твердая матрица представлена аккумулятором тепла, работающим на накопление и сброс тепловой энергии. В расчетах рассматривается несколько видов регулярных упаковок шаров с различной теплогидравлической эффективностью в расчетном диапазоне чисел Re : кубическая, октаэдрическая, орторомбическая. Диаметр шаров составляет 20 мм. Относительная теплопроводность материала упаковки принята $\lambda/\lambda_f = 200...2000$, где λ_f – теплопроводность теплоносителя.

В задаче моделируется вязкое турбулентное течение газа с переменными теплофизическими свойствами. На входе в расчетную область варьируется

число $Re = 10^4 .. 5 \cdot 10^5$. Работа включает в себя четыре блока вычислений, в результате которых определяется время прогрева твердой матрицы как критерий сравнения:

- 1) учитывается влияние всех механизмов переноса теплоты;
- 2) влияние поперечной и продольной теплопроводности не учитывается путем установления граничного условия «Адиабатная стенка» в местах контакта шаров;
- 3) влияние поперечной теплопроводности не учитывается путем установления граничного условия «Адиабатная стенка» в местах контакта шаров в поперечном направлении;
- 4) влияние продольной теплопроводности не учитывается путем установления граничного условия «Адиабатная стенка» в местах контакта шаров в продольном направлении.

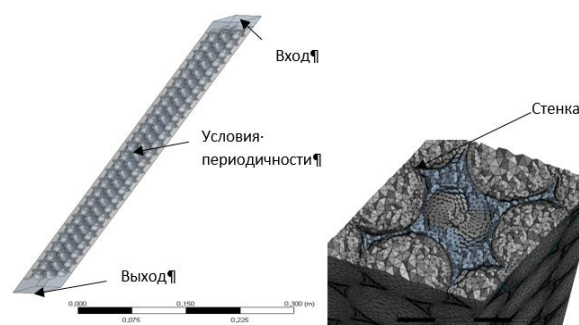


Рис. 1. Окторомбическая упаковка (геометрия расчетной области, фрагмент расчетной сетки, граничные условия).

В результате проведенных исследований получено, что независимо от вида упаковки шаров в твердой матрице поперечная теплопроводность твердой матрицы не вносит существенного вклада в общий перенос теплоты, однако, механизмом продольной теплопроводности переносится до 20 % всего тепла в пористой среде.

Список литературы:

1. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов/ Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.Л.; М: Машиностроение, 1988. 168 с.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-38-90235.

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ РАБОЧЕГО УЧАСТКА НА СИНТЕЗ ГИДРАТА МЕТОДОМ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ СЖИЖЕННОГО ГИДРАТООБРАЗУЮЩЕГО ГАЗА В ОБЪЕМЕ ВОДЫ ПРИ ДЕКОМПРЕССИИ

Мелешкин А.В.

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

Представленная работа является частью комплексного экспериментального исследования, направленного на поиск оптимальных режимных параметров метода взрывного вскипания сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды. Полученные и опубликованные ранее результаты показали высокую эффективность и производительность данного метода. Было выявлено влияние скорости расхода газа при декомпрессии, влияние начальной температуры воды, а также влияние уровня воды на процесс гидратообразования. Однако последние исследования показали существенный вклад одновременного перемешивания мешалкой среды на рабочем участке, во время сброса давления, на количество переходимого газа в гидратное состояние. Поэтому в данной работе представлены результаты исследования влияния перемешивания рабочего участка на синтез газового гидрата исследуемого метода.

Экспериментальные исследования были выполнены на установке типа «автоклав», рабочий участок которой выполнен из нержавеющей стали в виде сосуда диаметром 100 мм и высотой 300 мм, с водяной рубашкой для термостатирования. Перемешивание осуществлялось встроенной в рабочий участок мешалкой с максимальной частотой вращения 1400 об/мин. В качестве гидратообразующего газа был использован фреон 134а.

Методика проведения исследований была следующая. На рабочий участок помещалась вода массой 200 г и охлаждалась. После достижения температуры 8 °С в камеру подавался фреон 134а массой 200 г. 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 и конденсировался на стенке рабочего участка и, из-за большей плотности, стекал вниз с формированием слоя сжиженного газа под поверхностью воды.

Нужно отметить, что масса гидратообразующего газа была подобрана таким образом, чтобы граница раздела слоя сжиженного фреона 134а и слоя воды находилась на лопастях мешалки. После достижения температуры воды 6 °С производилась декомпрессия рабочего участка путём стравливания газа с верхней части установки с постоянным расходом 100 л/мин. Одновременно с декомпрессией запускалась мешалка с частотой вращения 350, 700, 1050 и 1400 об/мин, что перемешивало слой гидратообразующего газа и слой воды. Это приводило к взрывному вскипанию сжиженного фреона 134а в объеме воды. Во время кипения происходило дополнительное перемешивание и

так перемешивающейся среды, что приводило к формированию развитой межфазной поверхности. Вследствие фазового перехода происходило сильное охлаждение воды вокруг пузырьков, что приводило среду в фазовую область, где возможно гидратообразование. Газ в пузырьке при этом имел минимальную температуру, близкую к температуре насыщения фреона 134а при текущем давлении. При этом в процессе происходило поглощение тепла, выделяемого в процессе гидратообразования. Одновременное наложение этих факторов приводит к быстрому росту гидратной массы по всему объему воды за короткий промежуток времени.

На рис. 1 представлена зависимость количества газа, переводимого в газогидратное состояние относительно начальной массы газа от частоты вращения мешалки. Как видно из графика коэффициент перевода газа в газогидратное состояние непрерывно растет в зависимости от увеличения частоты оборотов мешалки. Это связано с большим перемешиванием слоёв друг с другом, дроблением сжиженного газа, а также возникающими при перемешивании кавитационными процессами. Максимальный эффект достигается при частоте оборотов мешалки 1400 об/мин, где 13,7% фреона 134а от изначального перешло в газогидратное состояние.

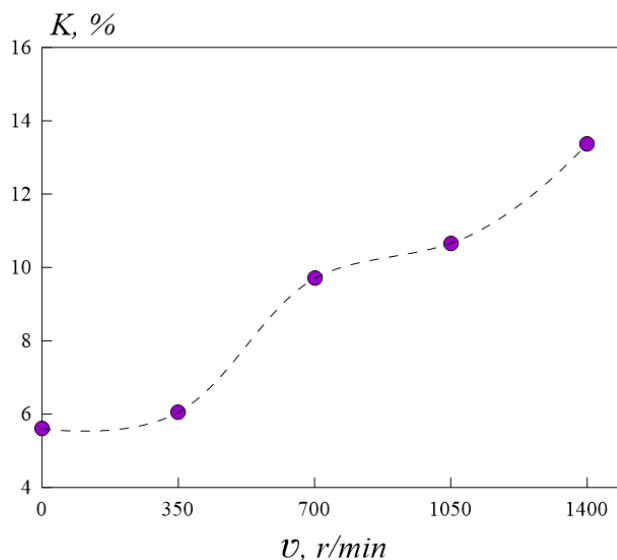


Рис. 1. Зависимость количества газа, переводимого в газогидратное состояние относительно начальной массы газа от частоты вращения мешалки.

Работа выполнена в Институте теплофизики
им. С.С. Кутателадзе СО РАН (Россия).

УДК 621.9

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ КАВИТАЦИОННЫХ ПОЛОСТЕЙ В УЗКИХ КАНАЛАХ

Скрипкин С.Г.^{1,2} Цой М.А.^{1,2}, Кравцова А.Ю.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В работе проведено изучение особенностей развития гидродинамических кавитационных течений в узких щелевых каналах. Рабочий участок, встраиваемый в замкнутый гидродинамический контур, представляет собой прозрачный канал шириной 120 мм, длиной 160 мм, глубиной 1,2 мм. Цилиндрическое тело обтекания расположено на расстоянии 60 мм от входа в рабочий участок, его диаметр составляет 20 мм. Максимальная среднерасходная скорость в рабочем участке достигает 13 м/с. Число кавитации варьируется в пределах от 0,5 до 4.

Результаты исследования представляют собой как мгновенные картины течения (длительность экспозиции 15 нс), так и видеоряд, частота дискретизации 64 кГц. Было обнаружено, что крупномасштабные кавитационные полости, формирующиеся позади цилиндра, состоят из нескольких перемежающихся полостей с четко различимой межфазной границей. Частота схода кавитационных полостей в узком миниканале соответствует частоте схода каверн позади цилиндра, полученных в каналах макроразмера.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-10217).

УДК 536.4.033

ДИНАМИКА ВЗРЫВНОГО КИПЕНИЯ ДВУХ- И ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ НА МИКРОНАГРЕВАТЕЛЕ

Козулин И.А.², Барткус Г.В.^{1,2}, Кузнецов В.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Применение микроэлектромеханических систем (МЭМС), основанных на взрывном кипении жидкости [1], обуславливает необходимость установления физических механизмов и совершенствования методов расчета устройств с размером элементов меньше 100 мкм. Несмотря на то, что характеристики взрывного кипения однокомпонентных жидкостей хорошо изучены, наличие других компонентов существенно изменяет температуру взрывного фазового перехода и его динамику. В данной работе проведено экспериментальное исследование взрывного кипения многокомпонентных систем этанол-вода и ацетон-этанол-вода на плоском многослойном микронагревателе с внешним слоем, образованном карбидом кремния, с размером 100x110 мкм, и наноструктурированным танталом, с размером 61x66 мкм.

Схема стенда для исследования взрывного кипения и фотография микронагревателя показаны на рис. 1 (а) и (б) соответственно.

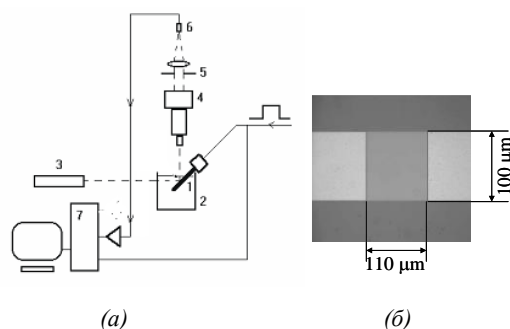


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

В экспериментах микронагреватель (1) погружался в жикет с жидкостью (2). Начальная температура изменялась от 20 до 23 °С. 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 отражения падает, и сигнал с фотоприёмника регистрирует динамику заполнения поверхности нагревателя пузырями пара.

Экспериментально установлены закономерности взрывного кипения двойных и тройных смесей с различной объемной концентрацией спирта и ацетона при высокоэнергетическом воздействии тепловыми импульсами. Определены условия, при которых тем-

пература начала взрывного фазового перехода в бинарном и тройном растворе, которые не подчиняется в полной мере законам Рауля и Генри, достаточно хорошо соответствует линейной зависимости от мольной концентрации легколетучих компонентов. На рис. 2 приведена зависимость температуры взрывного кипения смеси вода-этанол в зависимости от скорости роста температуры жидкости dT/dt и c_0 (концентрация этанола), линиями приведен расчет температуры предельного перегрева по зависимости, полученной на основе данных [3] в приближении линейной зависимости от мольной концентрации легколетучего компонента.

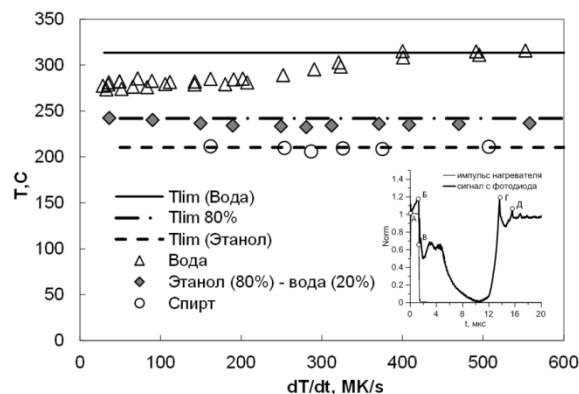


Рис. 2. Температура начала взрывного кипения в зависимости от скорости роста температуры перед началом фазового взрыва для смеси этанол-вода.

На рис. 2 приведена также зависимость нормированной интенсивности отраженного света и тока от времени при взрывном кипении смеси для $c_0 = 80\%$ и $dT/dt = 189,7$ МК/с (буквами обозначены стадии взрывного кипения). Установлено, что добавка воды приводит к уменьшению длительности начальной стадии взрывного кипения (Б-В), что показывает снижение порога взрывного кипения по тепловому потоку.

Список литературы:

1. 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.
2. Козулин И. А., Кузнецов В. В., Барткус Г. В. Экспериментальное изучение взрывного вскипания органических жидкостей методом изменения интенсивности лазерного излучения при рассеянии на микропузырьках // Журнал Вестник НГУ. Серия Физика. 2016. Т. 11 (1). С. 66–72.
3. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского Научного Фонда (проект №16-19-10519-П).

УДК 621.9

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЦИФРОВОЙ ТРАССЕРНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КАМЕРЫ СВЕТОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Квон А.З., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Харламов С.М.

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

На данный момент существует небольшое количество экспериментальных работ посвященных изучению трехмерных волн, формирующихся при пленочном течении жидкости в присутствии растворимого сурфактанта (ПАВ). В нашей работе представлены результаты исследования влияния ПАВ на трехмерные волны, в частности на структуру потоков в волне. Эксперименты проводились на установке и методами, описанными в [1]. Пленка жидкости формировалась на вертикальной стеклянной пластине с размерами 16см поперек (ось z) и 25см вдоль (ось ch) течения с помощью щелевого распределителя. Объемные измерения скорости жидкости в волне проводились с помощью нового метода цифровой трассерной визуализации с использованием камеры светового поля Ray-trix одновременно с ЛИФ (лазерно-индуцированная флуоресценция) измерениями локальной толщины пленки. Для повышения разрешения системы, осуществлялась съемка волны на площадке размерами 11 X 11 мм, что составляло немногим более половины длины волны в поперечном направлении. При этом пространственное разрешение в плоскости $x - z$ составляло 6.7 мкм/пиксель, а положение трассеров по глубине определялось с точностью ± 25 мкм. Для формирования регулярных волн расход жидкости модулировался на входе с частотой F . В экспериментах в качестве рабочих жидкостей использовалась дистиллированная вода с $\rho = 998$ кг/м³, $\nu = 0,994 \times 10^{-6}$ м²/с, $\sigma = 0,073$ кг/с², и водный раствор неионогенного ПАВ Triton X - 100 с концентрацией 2000 мг/л, $\rho = 998$ кг/м³, $\nu = 0,997 \times 10^{-6}$ м²/с, $\sigma = 0,03$ кг/с². Выбор концентрации сурфактанта обусловлен тем, что при меньших концентрациях наблюдается затухание трехмерного движения, в то время как при концентрации 2000 мг/л трехмерные волны снова начинают расти [2]. Пленка жидкости формировалась при числе Рейнольдса $Re=40$.

В ходе работы в выбранной области регистрировались периодические трехмерные волны, формирующиеся в результате распада регулярных двумерных волн. Далее проводилось фазовое осреднение полученных мгновенных полей скорости. При сравнении случая течения воды и воды с растворенным ПАВ можно наблюдать (см. рис.1), что структура потоков внутри пленки различается, что может быть связано с различиями в форме волн. При течении воды с ПАВ капиллярная рябь на свободной поверхности слабо выражена. Возвратные потоки в минимуме капиллярного предвестника не наблюдаются, а потоки вдоль минимума и максимума капиллярного предвестника значительно слабее по сравнению со случаем течения дистиллированной воды.

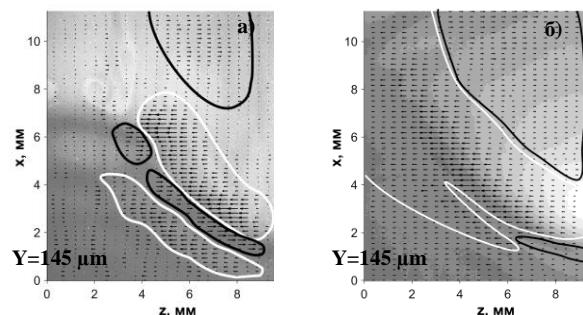


Рис. 1 Поперечная компонента скорости V_z под трёхмерной волной с привязкой к форме волны, отмеченные черным контуром – области притока жидкости к волне, области, отмеченные белым контуром – области истечения жидкости из волны; черные стрелки – компоненты скорости V_z , а) дистиллированная вода; б) дистиллированная вода с ПАВ. $Re=40$.

Анализ полученных данных так же показывает, что для обоих случаев течения можно выделить зону в хвостовой части волны, в которой жидкость направлена к ее центральной части. В области за передним фронтом волны поток жидкости направлен от её центральной части (см. рис.1). Однако размеры областей поперечных потоков под основным гребнем волны в слое с центром на расстоянии 145 мкм от стенки для случая воды с ПАВ больше, чем размеры аналогичных областей при течении воды (см. рис.1). Кроме того, можно наблюдать отличие в форме областей, и что в случае течения воды с ПАВ под волной отсутствуют зоны, без поперечных потоков.

Представленные результаты демонстрируют, что метод объемного измерения скорости на основе алгоритмов цифровой трассерной визуализации с использованием камеры светового поля применим к исследованию пленочного течения жидкостей с различными физическими свойствами, и позволяет выявить отличия в структурах течений в трехмерных волнах.

Список литературы:

1. Квон А.З. и др. Структура течения в трехмерных волнах на вертикально стекающей пленке // ПЖТФ. 2017. Т. 43. № 18. С. 3–10.
2. Bobylev A. V. et al. Influence of soluble surfactant on wave evolution on falling liquid films //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. Т. 1382. №. 1. С. 012073.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-01-00682.

УДК 66.047-912

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ПРОЦЕССЕ СУШКИ ГРАНУЛИРОВАННОГО ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТА

Геллер Ю.А., Антаненкова И.С., Шацких Ю.В

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Россия, г. Москва, Красноказарменная улица, дом 14

Сушка гранул ПЭТФ является сложным тепло-массообменным процессом, в результате которого получается материал с требуемыми свойствами для стабильного процесса формования волокон, пленок или иных изделий.

Сушка данного материала проходит в два этапа – удаление свободной влаги и глубокая сушка. Удаление свободной влаги происходит на этапе разогрева, на этом же этапе происходит процесс кристаллизации для повышения температуры стеклования полимера. Температура стеклования изотропного аморфного ПЭТФ находится в области $T_g=60-70^\circ\text{C}$, температура стеклования кристаллического 230-240 $^\circ\text{C}$. Упорядоченность (кристалличность) структурных элементов гранулята должна быть достаточной, чтобы исключить опасность слипания (агломерации) частиц в зоне загрузки его в экструдер [1].

Необходимые показатели к концу первого этапа сушки должны быть:

- степень кристалличности полимера, α_k , равной 0,4;
- температура гранулята от 120 $^\circ\text{C}$;
- влагосодержание не превышает 0,03% (масс).

Полупериод кристаллизации [1], т.е. время достижения степени кристалличности $\alpha=0,5$, при температуре 120 $^\circ\text{C}$ составляет 842±110 с. При более высоких температурах период полураспада меньше.

Очевидно, что на первом этапе происходит удаление влаги преимущественно с поверхности гранулы, а второй определяется скоростью диффузии воды в полимерном субстрате. Обычно, первый и второй этап производятся непрерывно, чтобы не допустить нового влагопоглощения.

Исследование направлено на уточнение значений первого этапа сушки: необходимое время до заданных параметров гранулята: влажности, степени кристалличности и температуры.

Для решения данного вопроса были проведены эксперименты по сушке гранул с эквивалентными диаметрами 4,16 мм, 3,3 мм, 2,98 мм при температурах 120 $^\circ\text{C}$, 140 $^\circ\text{C}$, 160 $^\circ\text{C}$, 180 $^\circ\text{C}$ и 185 $^\circ\text{C}$. [3] Для расчета показателей первого периода сушки принята модифицированная квазистационарная модель (МКМ) [2].

Для описания процесса массопереноса МК методом, введены следующие параметры: безразмерный комплекс концентраций MR ; характеристическое время s , гидродинамический параметр m , скорость сушки N .

Безразмерный комплекс концентраций MR (moisture ratio)

$$MR = \frac{w - w_p}{w_0 - w_p}$$

Для нахождения кинетических параметров s и m этого уравнения при обработке экспериментальных данных удобно использовать безразмерного комплекса концентраций MR :

- w – текущее влагосодержание, %
- w_p – равновесное влагосодержание, %
- w_0 – начальное влагосодержание, %

Для описания конвективной диффузии МК методом было предложено следующее выражение, учитывающее дополнительные условия сушки.

$$MR = \frac{1}{1 + \left(\frac{\tau}{s}\right)^m}$$

m – зависит от скорости движения среды относительно обрабатываемого материала.

Предварительно было показано, что характеристическое время, s , не зависит от размеров гранул и температуры процесса сушки.

МК метод хорошо описывает второй период сушки. Ниже представлен график (см. рис. 1) график сравнения экспериментальных данных с полученной кривой для описания кинетики второй стадии сушки гранулята ПЭТФ.

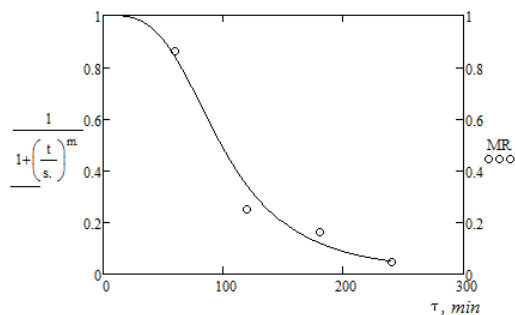


Рис. 1 Кинетика глубокой сушки гранул ПЭТФ с диаметров 4,16 мм при температуре 180 $^\circ\text{C}$.

В продолжении этого исследования были получены зависимость скорости сушки от времени и определено время, необходимое для достижения заданных параметров в первом периоде сушки.

Список литературы:

1. Петухов Б.В. Полиэфирные волокна М., Химия, 1976, 271 с.
2. Ефремов Г.И., Марковски М., Бялбозевски И. Макрокинетика процессов сушки. - М.: Изд. МГОУ, 2009.
3. Геллер Ю.А. Исследование и разработка инженерного метода расчета процесса глубокой сушки гранулированного полиэтилентерефталата: дисс. канд. техн. наук. – М.: МГТУ, 2002.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00704.

УДК 532.663, 536.658

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ГРАНИЦЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЫ

Огородников И.А.

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

Нелинейные процессы при взаимодействии интенсивного звука с пузырьками в воде, существенно влияют на акустическую гидролокацию в океане [1]. В технологических процессах с наличием двухфазного потока, акустические методы используются для определения объемного газосодержания и структуры потока [2].

Целью работы является определение коэффициента отражения звука от пузырьковой среды и определение спектральных характеристик излучения пузырьковой среды, возбужденной короткими импульсами в зависимости от интенсивности импульсов и объемного газосодержания.

Постановка задачи. Пространство заполнено водой и разделено на две области. В одной вода без пузырьков, во второй равномерно распределены одинаковые газовые пузырьки. Граница между областями плоская. На эту границу из чистой воды падает звуковой импульс, который частично отражается от границы раздела, частично входит внутрь пузырьковой среды. Предметом исследования является отраженный импульс и последующее излучение звука пузырьковой областью в дальнем поле.

Для расчетов использовалась нелинейная волновая система уравнений в одномерной постановке [3]. Амплитуда зондирующего импульса P_e варьировалась от 100 Па до $0,5 \text{ МПа}$. Величина P_e использовалась для обезразмеривания системы уравнений. Длительность зондирующего импульса τ во всех расчетах была $60 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Начальное давление в воде $P_0 = 0,1 \text{ МПа}$, радиус пузырьков $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, объемное газосодержание α варьировалось в диапазоне от 10^{-7} до 10^{-1} , воздух в пузырьке подчиняется адиабатическому закону с показателем $\gamma = 1,4$, плотность воды $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, скорость звука в воде $c_0 = 1500 \text{ м/с}$. Ширина расчетной области 2 м . Ширина пузырьковой области $h = 1 \text{ м}$. Для исключения помех от отражений на границах расчетной области применялись безотражательные граничные условия.

Пузырьковая среда обладает сильными нелинейными и дисперсионными свойствами, поэтому коэффициент отражения звуковых импульсов r определялся отношением $E_{отр}/E_{пад}$, где $E_{отр}$ – энергия отраженного импульса, $E_{пад}$ – энергия падающего звукового импульса.

На рис. 1 приведена зависимость коэффициента отражения r от величины объемного газо-содержания для трех значений амплитуды падающего импульса. Наибольшая зависимость коэффициента отражения r лежит в диапазоне изменения α от 10^{-7} до 10^{-3} . В диапазоне α от 10^{-3} до 10^{-1} зависимость значительно слабее.

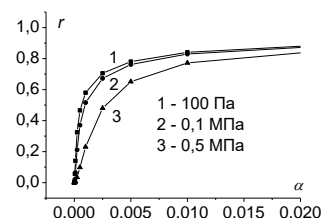


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения от объемного газосодержания.

На рис. 2 представлен безразмерный спектр излучения пузырьковой области.

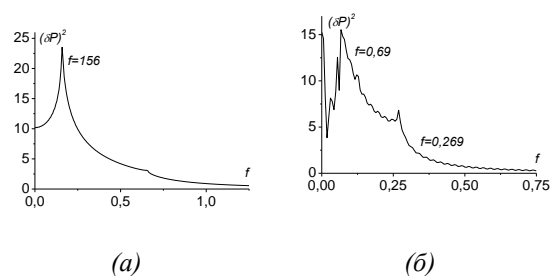


Рис.2. Спектр излучения пузырьковой области. (а) Амплитуда падающего импульса $P_e = 100 \text{ Па}$. (б) Амплитуда падающего импульса $P_e = 0,5 \text{ МПа}$. $\alpha = 10^{-3}$.

Частота пульсаций пузырька при $\alpha = 0$ равна 13530 Гц , что соответствует свободным пульсациям пузырька. Безразмерная частота излучения пузырькового слоя $f = 0,156$. Это соответствует размерной частоте 12950 Гц (а). Увеличение амплитуды зондирующего импульса приводит к появлению в спектре высоких гармоник и большему смещению основной частоты в низкочастотную часть спектра (б).

Понижение частоты излучения, обусловлено взаимодействием пузырьков друг с другом через самосогласованное звуковое поле, которое формируется коллективной динамикой взаимодействующих пузырьков [3].

Список литературы:

1. В.А. Буланов. Акустическая нелинейность верхнего слоя океана и мелкого моря и особенности рассеяния и поглощения звука// Океанологические исследования. 2018. Т. 46. № 2. С. 15–27.
2. В.И. Мельников, В.В. Иванов, И.А. Тепляшин, А.В. Логинов, Д.И. Шмелев. Разработка многоточечной акустозондовой системы диагностики двухфазного теплоносителя// Известия вузов. Ядерная энергетика. 2014. № 2. С. 27–34.
3. И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями// Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2016. Т. 9. № 2. С. 70–81.

УДК 532.528; 532.529; 544.012

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА В ЗАКРЫТУЮ, ЗАПОЛНЕННУЮ ЖИДКОСТЬЮ ТРУБНУЮ ОБЛАСТЬ

Алексеев М.В.¹ Вожаков И.С.^{1,2} Лежнин С.И.^{1,2} Прибатурин Н.А.¹

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

² 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, авторами проводилось моделирование процесса инъекции газа в открытую заполненную жидкостью трубную область [1]. Задача решалась в трехмерной постановке с использованием пакета OpenFoam в односкоростном приближении двухфазной сжимаемой среды методом переноса объёмной доли (VOF) [2]. Для закрытой трубной области было проведено моделирование в осесимметричном двухмерном представлении [3]. В работе было показано, существенное различие процессов образования воздушного объема и эволюции его границы при инъекции в воду и жидкий свинец. Проведено сравнение процесса разрушения газовых объёмов при периодических пульсациях в воде и жидком свинце. Показано, что при прочих одинаковых условиях газовый объём в воде разрушается быстрее, чем объём газа в свинце.

Цель настоящей работы – исследование различий между осесимметричным двухмерным и трехмерным расчётами истечения газообразного теплоносителя из камеры высокого давления в закрытую 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 патрубков 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. В трехмерном, так и в двухмерном расчетах рост газового снаряда происходит в вертикальном направлении вытесняя жидкость и сжимая газовой объём в верхней области. Для жидкого свинца начальный рост газового снаряда происходит как в радиальном, так и в вертикальном направлении.

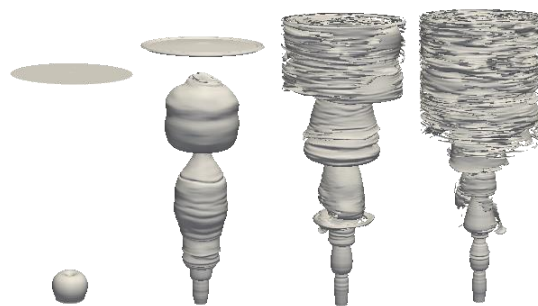


Рис 1. Развитие межфазной поверхности при инъекции газа (воздуха) в воду в разные моменты времени: 1 мс, 10 мс, 20 мс, 30 мс.

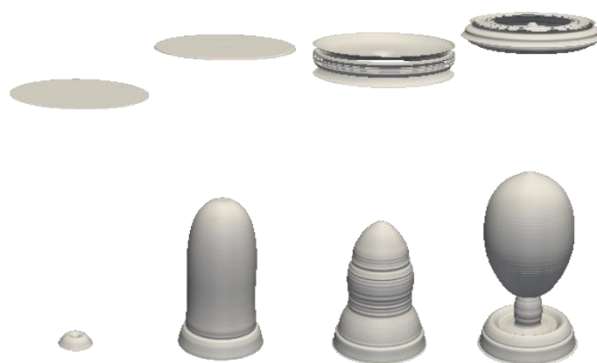


Рис 2. Развитие межфазной поверхности при инъекции газа (воздуха) в жидкий свинец в разные моменты времени: 1 мс, 10 мс, 20 мс, 30 мс.

Список литературы:

1. Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Three-dimensional simulation of gas injection into an open fluid-filled pipe region // Journal of Physics (IOP): Conference Series. 2019. Vol. 1382, Paper 012071. 5. p.
2. The OpenFOAM Foundation, OpenFOAM v6 User Guide, 2019, <https://cfd.direct/openfoam/user-guide>.
3. Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И. Пульсации давления при инъекции газа в заполненный жидкостью закрытый объём при больших перепадах давления // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26. № 5. С. 833–836.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИТ СО РАН (AAAA-A18-118051690120-2).

УДК 532.529.5: 544.778

КОНТИНУАЛЬНАЯ ПОДСЕТОЧНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ СУСПЕНЗИИ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Гаврилов А.А.

Красноярский филиал Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
660036, Россия, Красноярск, ул. Академгородок, 50/44

Потоки жидкости несущие твёрдые частицы имеют место в целом ряде природных явлений и в технических устройствах. В настоящей статье предлагается континуальный подход для метода крупных вихрей (LES), учитывающий эффект межчастичных взаимодействий и вклад подсеточных напряжений. Разработанная модель для течений двухфазной системы с произвольной объемной концентрацией дисперсной фазы использует подход смеси с квазиравновесной скоростью межфазного скольжения. С использованием разработанной модели моделируются напорные турбулентные течения суспензий с тяжелыми частицами в горизонтальных каналах.

Математическая модель

Реологическая модель турбулентного течения суспензии включает отфильтрованные уравнения неразрывности и количества движения, сформулированных для смеси в целом, а также уравнение переноса для концентрации частиц и алгебраическое уравнение на относительную межфазную скорость. Модель требует замыкающих соотношений для напряжений смеси и континуума частиц, для межфазных сил, для подсеточных напряжений и подсеточного потока частиц.

Для описания мезомасштабного течения используется реологический подход с введением феноменологических алгебраических зависимостей нормальных и касательных напряжений от концентрации частиц и градиентов скорости [1]. В качестве модели подсеточных напряжений используется динамическая модель Смагоринского [2].

Расчёты по методу крупных вихрей выполнены с использованием программного комплекса *σFlow*, реализующего метод конечного объема второго порядка точности.

Результаты моделирования

Для тестирования модели выполнено численное моделирование развитого турбулентного течения гидросмеси в горизонтальной круглой трубе для двух случаев, изученных экспериментально [3] и численно [4]. Результаты моделирования сравниваются с расчетными данными, полученными с помощью сочетания лагранжевого подхода и метода крупных вихрей [4], обозначенного здесь как EL-LES.

Первый случай (case A) соответствует числу Рейнольдса $Re = 82\,000$ со средней скоростью жидкости большей критической скорости осаждения частиц. Во втором случае $Re = 42\,000$ (case B) и скорость жидкости меньше критической скорости осаждения, что приводит к формированию стационарного слоя осадка.

Разработанная модель находится в хорошем согласии с лагранжевой LES моделью и экспериментальными данными как по распределению первых статистических моментов (см. рис. 1а), так и по поведению

вторых моментов (см. рис. 1б). Полученные статистические данные используются для оценки моделей замыкания в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений движения двухфазной среды.

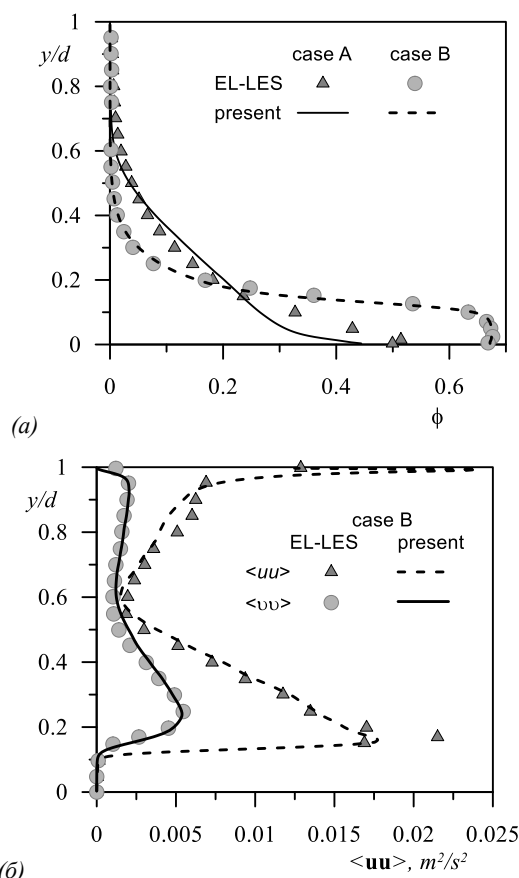


Рис. 1. Распределения (а) объемной концентрации частиц и (б) турбулентных пульсаций аксиальная и вертикальная u компонента скорости жидкости вдоль вертикальной линии в поперечном сечении канала.

Символы – расчёт [4], линии – настоящая модель.

Список литературы:

1. Гаврилов А.А., Шебелев А.В. Одножидкостная модель смеси для ламинарных течений высококонцентрированных суспензий // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2018. № 2. с. 84–98.
2. D.K. Lilly. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method // Phys. Fluids A, 4(3) : 633–635, 1992.
3. M. Roco and N. Balakrishnam. Multi-dimensional flow analysis of solid-liquid mixtures // J. Rheol, 29: 431–456, 1985.
4. J. Capecelatro and O. Desjardins. Eulerian-Lagrangian modeling of turbulent liquid-solid slurries in horizontal pipes // International Journal of Multiphase Flow. 55: 64–79, 2013.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 532.5:517.984

СОЛИТОНЫ И БРИЗЕРЫ В УРАВНЕНИЯХ КДФ: ПРЯМОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РАССЕЙЯНИЯ

Гудько А.С.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}, Гелаш А.А.^{3,4}

¹ Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

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

³ Сколковский институт науки и технологий,
143026, Россия, Москва, Московская обл., Большой бул., 30

⁴ Институт автоматизации и электротехники СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1

Уравнение Кортевега–де Фриза описывает поведение волн на поверхности неглубокого слоя жидкости. Оно принадлежит классу интегрируемых уравнений, вследствие чего к нему можно применить прямое преобразование рассеяния [1]. Прямое преобразование рассеяния позволяет по известному волновому профилю в некоторый момент времени найти данные рассеяния (спектр), которые далее изменяются во времени достаточно тривиальным образом. Метод обратной задачи рассеяния позволяет по известным данным рассеяния восстанавливать решения для профиля волны в любой момент (см. рис. 1). Этот метод представляет собой одно из наиболее ярких достижений математической физики прошлого века.

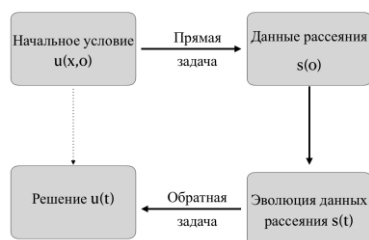


Рис. 1. Схема решения задачи Коши для уравнения КДФ.

В данной работе мы используем численный алгоритм типа Боффетта–Осборна для определения спектра рассеяния для потенциала (профиля волны), описываемого уравнением КДФ [2]. Рассматривается правая задача рассеяния на локализованном потенциале,

а также возмущение на конденсате. Связь между граничными условиями функции и коэффициентами рассеяния задана матрицей рассеяния, которая ищется численно.

Точность численного метода дискретизации достигает шестого порядка благодаря использованию разложения Магнуса в задаче Захарова–Шабата [3]. Для верификации используются N -солитонные и N -бризерные решения, а также другие точные решения, соответствующие, к примеру, задаче рассеяния на прямоугольном потенциале (см. рис. 2). В работе будет представлено систематическое сравнение точности методов разного порядка, а также продемонстрированы результаты анализа произвольного волнового поля.

Рис. 2. Постановка правой задачи рассеяния на прямоугольном потенциальном барьере.

Список литературы:

1. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. Наука, 1980.
2. Boffetta G., Osborne A. R. Computation of the direct scattering transform for the nonlinear Schrödinger equation // Journal of Computational Physics. – 1992. – Т. 102. – №. 2. – P. 252–264.
3. Mullyadzhano R., Gelash A. Direct scattering transform of large wave packets // Optics Letters. – 2019. – Т. 44. – №. 21. – P. 5298–5301.

УДК 532.62: 532.59

СТАЦИОНАРНО БЕГУЩИЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В РИВУЛЕТЕ, СТЕКАЮЩЕМ ПО НАКЛОННОМУ ЦИЛИНДРУ**Актершев С.П., Алексеенко С.В., Бобылев А.В.**¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Близким к пленкам и практически значимым классом течений тонких слоев жидкости со свободной поверхностью является ривулетное течение, которое реализуется во многих установках в нефтегазовой промышленности, в пищевой промышленности, в теплообменных аппаратах, в холодильной технике, в аппаратах химической технологии. В теплообменных аппаратах, таких как конденсоры, абсорберы, дистилляционные колонны, в установках по ожигению природного газа используются пакеты наклонных труб, орошаемых охлаждающей жидкостью. Охлаждающаяся жидкость при действии гравитации собирается на нижней части наклонной трубы и стекает по трубке в виде ривулетов. Первые подробные экспериментальные исследования волновых режимов в ривулете, стекающем по нижней наружной стороне наклонной трубы, были выполнены в работе [1]. Было продемонстрировано, что ривулетное течение неустойчиво, и естественные волны наблюдаются в широком диапазоне параметров режима. Кроме того, были исследованы волны, возбужденные периодическими колебаниями расхода (возбужденные волны). Показано, что волны имеют трехмерную подковообразную форму, а их профиль (в продольном сечении) при некоторых параметрах течения соответствует волнам в стекающих пленках жидкости. В последующих экспериментах [2, 3] исследование ривулетов на поверхности наклонного цилиндра проведено для жидкостей с различными физическими свойствами. В этих экспериментах были исследованы волновые характеристики естественных и возбужденных волн (толщина пленки, амплитуда, частота, и фазовая скорость волн, трение на стенке).

В работе [4] разработана полуаналитическая модель для описания нелинейных волн в ривулете, стекающем по вертикальной пластине. В данной работе эта модель модифицирована для описания нелинейных волн в ривулете, стекающем по нижней поверхности наклонного цилиндра. Уравнения модели выведены на основе метода взвешенной невязки проецированием уравнений Навье-Стокса на специальным образом построенную систему из $2N$ базисных ортогональных полиномов. Подробно исследован простейший случай $N = 1$, который соответствует квазидвумерным волнам. В этом случае уравнения модели подобны тем, которые описывают волны в однородной пленке жидкости, но отличаются от них коэффициентами, а также содержат дополнительный параметр, характеризующий ширину ривулета. Проведен анализ устойчивости невозмущенного течения. Получены дисперсионные зависимости для линейных волн и проанализировано влияние безразмерных параметров

на инкремент и фазовую скорость волн. Нелинейные волновые режимы ривулетного течения впервые исследованы численно в рамках двух различно поставленных проблем, а именно, проблемы стационарно бегущих волн с заданной длиной волны и проблемы пространственного развития возбужденных волн с заданной частотой. В расчетах впервые получены характеристики нелинейных квазидвумерных стационарно бегущих волн при различных значениях волнового числа k . Показано, что при $k \rightarrow 0$ волна имеет вид высокоамплитудного солитона, а при увеличении k трансформируются в малоамплитудные синусоподобные волны. Обнаружено, что в некотором узком диапазоне волнового числа стационарно бегущие волны не существуют, а реализуется пульсирующий волновой режим. При малых значениях волнового числа найдено второе волновое семейство, которое ответвляется от первого семейства посредством удвоения пространственного периода. Показано, что в предельном случае $k \rightarrow 0$ волны второго семейства трансформируются в двугорбый солитон.

Результаты численного моделирования нелинейных волн для различных жидкостей в широком диапазоне параметров сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными. Несмотря на то, что расчеты сделаны для квазидвумерных волн, а в экспериментах наблюдаются трехмерные подковообразные волны, результаты расчетов хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными по амплитуде, скорости распространения и профилю волны на оси ривулета для различных жидкостей в широком диапазоне параметров течения.

Стоит отметить, что в настоящее время результаты, полученные в работах [1-3], являются единственными экспериментальными данными по нелинейным волнам в ривулете на наклонном цилиндре.

Список литературы:

1. S. V. Alekseenko, D. M. Markovich, and S. I. Shtork. Wave flow of rivulets on the outer surface of an inclined cylinder // Phys. Fluids. 1996. Vol. 8. 3288.
2. Alekseenko S.V., Bobilev A.V., Markovich D.M. Rivulet flow on the outer surface of an inclined cylinder // J. Engng. Thermophys. 2008. Vol. 17. No. 4. P. 259–272.
3. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Bobilev A.V., Markovich D.M. Application of PIV to velocity measurements in a liquid film flowing down an inclined cylinder // Exp. Fluids. 2007. Vol. 43. No. 2–3. P. 197–207.
4. S.P. Aktershev, S.V. Alekseenko, D.G. Arkhipov. Linear waves on a surface of vertical rivulet // Journal of Physics: Conference Series 754 (2016) 032001.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-01-00682).

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ И ТЕПЛООБМЕНА В ОТРЫВНОМ ПОЛИДИСПЕРСНОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ

Богатко Т.В.¹, Лобанов П.Д.¹, Пахомов М.А.¹, Das P.K.²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Indian Institute of Technology Kharagpur, Kharagpur, India

Турбулентные пузырьковые течения в вертикальных трубах или каналах часто применяются в химической, атомной, в теплоэнергетике и в других практических приложениях. Ключевую роль в понимании физических механизмов влияющих на распределение газовых пузырьков по сечению канала или трубы оказывают их диаметр и концентрация. Сложность математического описания таких течений связана с необходимостью учета большого количества факторов различной физической природы и различных масштабов: турбулентность несущей среды, межфазное взаимодействие, процессы дробления и коалесценции.

В работе представлены результаты моделирования структуры течения, распределения воздушных пузырьков по сечению трубы в вертикальном полидисперсном газожидкостном потоке с использованием двух подходов: методов баланса популяции (Population Balance Equation-PBE) [1] и дельта-аппроксимации [2]. Метод PBE является одним из наиболее информативных методов описания динамики пузырьков в полидисперсных течениях на сегодняшний момент. Эта модель дополняется уравнениями неразрывности и баланса импульса и широко используется в эйлеровых методах различными авторами. Одним из способов решения PBE является расчет с использованием разбиения всех пузырьков на несколько классов по размерам и (или) скоростям. В этом подходе уравнения баланса массы и импульса решаются для каждой «монодисперсной» группы с учетом процессов дробления и коалесценции пузырьков, что приводит к нелинейному росту вычислительного времени при увеличении числа групп. С целью уменьшения времени счета используются допущения о том, что несколько фракций пузырьков [2,3] или даже, что все группы пузырьков [1] имеют одинаковую скорость.

Другим способом моделирования эволюции спектра дисперсных частиц по размерам является метод \square -функций. Авторами [4] данный способ был модифицирован для эйлерова описания пузырьковых турбулентных течений. В [4] показано, что способ δ -аппроксимации является эффективным при описании полидисперсных пузырьковых течений с учетом коалесценции и дробления и требует небольшого числа групп при разбиении спектра по размерам по сравнению PBE подходом. В [3] для получения достоверных результатов было использовано более 20 групп пузырьков. В [4] оказалось достаточным использовать от 4 до 6 групп частиц.

Математические модели авторов основаны на использовании эйлерова описания с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные характеристики и турбулентность несущей фазы. полидисперсность двухфазного течения описывается методом дельта-аппроксимации и PBE с учетом процесса дробления и коалесценции пузырьков. Турбулентность несущей фазы рассчитывается с применением как уравнений переноса рейнольдсовых напряжений, так и с использованием k - ϵ модели.

В работе приведены результаты сопоставительного анализа структуры течения и теплопереноса в полидисперсном турбулентном пузырьковом потоке в вертикальной трубе. Форма профиля локального газосодержания, расположение максимумов концентрации пузырьков соответствуют таковым для измерений и расчетов других авторов для труб различных диаметров. Аналогичные выводы о форме распределения концентрации по сечению трубы для аналогичных труб получены в других работах. Распределения диаметра воздушных пузырьков с уменьшением их размера по мере приближения к стенке трубы согласуются с данными измерений и расчетов других работ. Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментальными и численными данными других работ.

Список литературы:

1. Das A.K., Das P.K., Thome J.R. Transition of bubbly flow in vertical tubes: new criteria through CFD simulation // ASME Journal Fluids Engineering, 2009. Vol. 131. Paper 091303. 12 pages.
2. Pakhomov M.A., Terekhov V.I., Modeling of flow structure, bubble distribution, and heat transfer in polydispersed turbulent bubbly flow using the method of delta function approximation // Journal Engineering Thermophysics, 2019. Vol. 28. No. 4. P. 453–471.
3. Krepper E., Lucas D., Frank T., Prasser H.-M., Zwart P.J. The inhomogeneous MUSIG model for the simulation of polydispersed flows // Nuclear Engineering Design, 2008. Vol. 238. P. 1690–1702.
4. 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.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ № 18-58-45006 и 18-08-00477).

УДК 536.423.4

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕПАДА ДАВЛЕНИЯ
В МНОГОПОРТОВОМ МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ
ПРИ ТЕЧЕНИИ ПАРОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА ХЛАДОНА R134A
ПРИ КОНДЕНСАЦИИ И В АДИАБАТНЫХ УСЛОВИЯХ**

Шамирзаев А.С.

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

В настоящее время многопортовые трубы с каналами малого размера получили широкое применение в качестве конденсаторов в различных системах охлаждения и кондиционирования. Использование микроканальных технологий позволяет уменьшить размер и повысить эффективность теплообменников. Одним из важных параметров необходимых при проектировании теплообменника является перепад давления. Несмотря на множество корреляций, предсказывающих падение давления парожидкостных потоков, существующие формулы хорошо применимы к конкретным условиям, при которых они были разработаны [1] и требуют верификации в различных условиях. Стоит отметить, что в большем количестве работ исследуются только потери на трение парожидкостного потока внутри микроканалов, а корреляции, используемые для расчёта потерь давления, связанных с внезапным сужением и расширением потока, не верифицируются.

В данной работе проведено экспериментальное исследование перепада давления парожидкостного потока хладона R134a в микроканальном теплообменнике, содержащем 21 микроканал размером 335x930 мкм. Микроканалы фрезерованы на медной пластине шириной 20 мм длиной 40 мм. На входе и выходе из микроканалов расположены щелевые распределительные камеры с зазором 300 мкм с расширителями перед микроканалами, в которых расположены отборники давления. Эксперименты проведены в диапазоне массовых расходов от 400 до 900 кг/м²с. 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 4х сечениях на расстоянии 5,15,25,35 мм от начала каналов.

Перед началом экспериментов проведена верификация измерительной системы при ламинарном однофазном течении. Учёт падения давления по длине сопряженных камер и микроканалов проводился по [2], падение давления, связанное с внезапным расширением и сужением потока, проводился по [3]. Экспериментальные данные соответствуют расчётным значениям.

При расчёте потерь давления в теплообменнике необходимо учитывать: потери давления во входной и выходной камерах; потери давления, связанные с вне-

запным сужением и расширением потока; потери давления на трение, а также потери давления, связанные с ускорением или торможением потока вследствие изменения паросодержания и давления по длине потока.

Для определения перепада давления на трение при течении парожидкостного потока R134a внутри микроканалов проведена серия экспериментов в адиабатных условиях. Перепад давления рассчитывался по изменению температуры стенки вдоль микроканалов в предположении, что температура стенки равна температуре равновесного насыщенного потока. Проведено сравнение полученных данных по потерям давления на трение с моделями из работ [4, 5].

Так же проведены измерения полного перепада давления при конденсации парожидкостного потока хладона R134a в исследуемом теплообменнике. При анализе полученных данных для учёта потерь давления, связанных с внезапным сужением и расширением потока, использовались корреляции из [6, 7].

При расчёте потерь давления, связанных с торможением потока при конденсации для определения объёмного паросодержания потока, использовалась корреляция из [8].

Список литературы:

1. D.C. Adams et al. Two Phase Pressure Drop of CO₂, Ammonia, and R245fa in Multiport Aluminum Microchannel Tubes // The International Refrigeration and Air Conditioning Conference 2006.
2. Laminar flow forced convection in ducts: a source book for compact heat exchanger analytical data / R.K. Shah, A.L. London. Academic press, 1978.
3. Компактные теплообменники / В.М. Кэйс, А.Л. Лондон. Энергия, 1967.
4. Kim S.M, Mudawar I., Universal approach to predicting two-phase frictional pressure drop for adiabatic and condensing mini/microchannel flows// Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V.55. P. 3246.
5. Двухфазные течения в трубопроводах и теплообменниках / Д. Чисхолм. М.: Недра. 1986. 204 с.
6. Convective Boiling and Condensation / J.G. Collier, J.R. Thome, Oxford University Press, New York, 1994.
7. Abdelall F. F. et al. Pressure drop caused by abrupt flow area changes in small channels //Experimental Thermal and Fluid Science. 2005. V. 29. №. 4. P. 425-434.
8. S.M. Zivi, Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production // ASME J. Heat Transfer. 1964. V. 86.P. 247–252.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).



Секция 4

Тепломассообмен
при фазовых переходах



УДК 536.248

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ НА ПАКЕТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Володин О.А.¹, Печеркин Н.И.¹, Павленко А.Н.¹, Зубков Н.Н.², Катаев А.И.¹, Миронова И.Б.¹

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

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

Теплообменники пленочного и погружного типов применяются в технологических процессах целого ряда отраслей промышленности. Применение методов интенсификации, основанных на уже известных принципах, может привести к снижению габаритов и массы теплообменников и соответствующих эксплуатационных затрат за счет повышения эффективности аппаратов по сравнению с выпускаемыми моделями. Уменьшение габаритов и металлоемкости устройств может быть достигнуто за счет применения интенсифицирующих поверхностей, а снижение расхода рабочей жидкости может быть достигнуто при переходе от погружных теплообменников к пленочным [1]. Создание новых эффективных теплообменных аппаратов сдерживается как сложностью аналитического описания процесса теплообмена при кипении [2], так и недостатком знаний о кипении жидкостей на микроструктурированных поверхностях различной геометрии. Таким образом, существует необходимость в проведении систематизированных исследований теплообмена при кипении на модифицированных потенциально высокоэффективных поверхностях, таких как микроорегрения с полужакрытыми порами [3].

В работе приведены результаты экспериментов по измерению коэффициентов теплоотдачи в стекающих пленках фреона R21 на пакете горизонтальных труб со структурированными поверхностями. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В испарителе установлен вертикальный пакет горизонтальных труб диаметром 10 мм с шагом 12 мм с текстурными поверхностями трех различных типов. Структура № 1 с полужакрытыми порами выбрана на основе ранее полученных авторами результатов [3] и имеет следующие параметры: шаг оребрения – 100 мкм, высота ребер – 220 мкм, шаг накатки – 318 мкм. Структура № 2 получена в результате накатки двумя косозубыми роликами с углом наклона рифлений 10° и 30° градусов и с шагами рифлений 0.8 и 1.2 мм. Такая структура ромбовидной формы должна способствовать эффективному перераспределению стекающей пленки жидкости. Структура № 3 создана на основе структуры № 2, с дополнительной обработкой поверхности - поперечным оребрением с шагом 0.2 мм с межреберным зазором 0.1 мм и высотой ребер около 0.4 мм.

Рабочие участки со структурированными поверхностями изготовлены из меди М1. Протяженность области структурирования – 625 мм, толщина стенки труб – 2 мм. Тепловой поток на поверхности создается пропуском внутри труб горячей воды. Для получения опорных значений коэффициентов теплоотдачи в пакете установлена медная труба с гладкой поверхно-

стью. Эксперименты проводятся в диапазоне изменения числа Рейнольдса стекающей пленки насыщенной жидкости от 500 до 1500 при давлении в испарителе 3 бар. Орошение труб в пакете осуществляется через щелевой распределитель. Установка оборудована окнами для наблюдения и видеосъемки режимов течения.

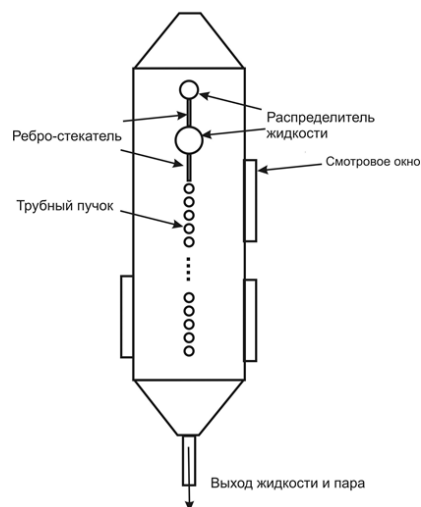


Рис. 1. Расположение пакета труб в испарителе.

Результаты первых в серии экспериментов показали, что исследованные типы структур позволяют заметно снизить температурный напор закипания хладагента R21 и увеличить плотность центров кипения. Дальнейшей целью исследования является получение и обработка результатов по интенсификации теплообмена на горизонтальных трубах с модифицированными поверхностями № 1-3, проведение сопоставления полученных данных с известными результатами по кипению в стекающих пленках и в большом объеме, анализ результатов и создание обобщающих полумпирических зависимостей.

Список литературы:

1. Овсянник А.В. Моделирование процессов теплообмена при кипении жидкостей. Гомель: ГГТУ им. П.О. Сухого, 2012. 284 с.
2. Ягов В.В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учебное пособие для вузов. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. 542 с.
3. Volodin O.A., Pecherkin N.I., Pavlenko A.N., Zubkov N.I. Surface microstructures for boiling and evaporation enhancement in falling films of low-viscosity fluids // Int. J. Heat Mass Transfer, 2020 (принято в печать).

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ и ДНТ (проект № 19-58-45029_инд.

УДК 532.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ В КАПЛЕ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Мисюра С.Я., Смвж Д.В., Морозов В.С.

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

На практике часто приходится сталкиваться с испарением растворов при наличии высоких тепловых потоков: испарение сидящих капель, падение капель на стенку с высокой температурой, испарение тонких плёнок. Для корректного описания тепломассобменных процессов необходимо одновременное рассмотрение теплообмена внутри раствора, испарения воды со свободной поверхности жидкости и кристаллизацию. Кристаллизация соли в порах строительных материалов, камней, сооружений приводит к их разрушению [1]. Скорость испарения капли раствора существенно возрастает при наличии свободной конвекции как в газовой фазе [2], так и в жидкости [3]. Важную роль в свободной конвекции в капле играет течение Марангони [4], которое возникает за счёт градиента температуры и поверхностного натяжения на поверхности капли. Экспериментальные исследования нашей работы связаны с несколькими смежными научными областями: измерение мгновенного поля скорости в жидкости, тепломассообмен при наличии испарения, образование и рост кристаллогидратов соли на поверхности капли. В экспериментах использовался водный раствор соли LiBr с начальной концентрацией близкой к точке кристаллизации. Температура на горизонтальной стенке под каплей была равна $T_w=80^\circ\text{C}$. Начальная высота капли 2,8 мм. Измерение изменения средней скорости по времени внутри капли при кристаллизации получено с применением бесконтактного метода визуализации Particle Image Velocity (PIV) (рис 1). Температуру поверхности капли измеряли с помощью тепловизора.

Измерения средней скорости охватывают две стадии: 1) до начала кристаллизации, 2) при кристаллизации и движении фронта кристаллизации на поверхности капли. После расположения капли на горячую стенку происходит прогрев жидкости. Начальная температура капли изменялась от $50\text{--}55^\circ\text{C}$ до температуры $65\text{--}75^\circ\text{C}$. В данный момент из-за максимального начального градиента температуры на межфазной поверхности в капле возникает максимальная свободная конвекция за счёт поверхностного течения Марангони и плавучести.

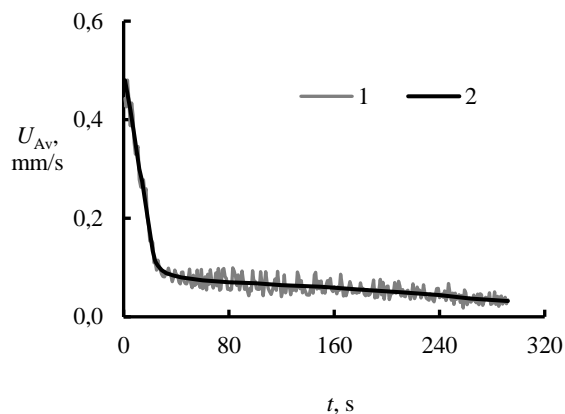


Рис. 1. Средняя скорость U_{Av} в поперечном сечении капли раствора соли LiBr: 1 – экспериментальные данные PIV; 2 – линия для средней скорости, которая получена путём аппроксимации экспериментальных данных.

Максимальная средняя скорость в начальный момент времени равна $0.40\text{--}0.45\text{ mm/s}$. За 32 с происходит уменьшение градиента температуры примерно в 3.5 раза, что привело к уменьшению U_{Av} в 3–4 раза. После 32 с теплообмен и испарение выходят на квазистационарный режим. Высота капли в течение всего времени (290 s) уменьшаются менее чем на 2%.

Список литературы:

1. Saidov T.A., Pel L., van der Heijden G.H.A., Crystallization of sodium sulfate in porous media by drying at a constant temperature, *Int. J. Heat Mass Transf.* 83 (2015) 621-628.
2. Kelly-Zion P.L., Pursell C.J., Vaidya S., Batra J., Evaporation of sessile drops under combined diffusion and natural convection, *Colloid Surf. A* 381 (2011) 31-36.
3. Strizhak P.A., Volkov R.S., Misyura S.Y., Lezhnin S.I., Morozov V.S. The role of convection in gas and liquid phases at droplet evaporation, *International Journal of Thermal Sciences* 134 (2018) 421-439.
4. Hu H., Larson R.G., Analysis of the effects of Marangoni stresses on the microflow in an evaporating sessile droplet, *Langmuir* 21 (2005) 3972-3980.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-29-9099\18).

УДК 536.423

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПЕРЕГРЕВЫ ЖИДКИХ КИСЛОРОДА, АЗОТА И РАСТВОРОВ КИСЛОРОД-АЗОТ ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ**Байдаков В.Г., Виноградов В.Е., Каверин А.М.**Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Жидкости, как и твердые тела, способны выдерживать большие растягивающие напряжения. В чистых условиях разрыв сплошности жидкости происходит в результате спонтанного образования и последующего роста кавитационных полостей – зародышей паровой фазы. Этот процесс описывается классической теорией зародышеобразования.

Нами исследована кинетика спонтанного зародышеобразования в растянутых жидких кислороде, азоте и их растворах при положительных и отрицательных давлениях. Использовано два экспериментальных метода – метод измерения времени жизни перегретой жидкости и метод импульсного растяжения жидкости в волне отрицательного давления.

В первом методе при фиксированных значениях температуры и давления по результатам 50-100 измерений времени ожидания вскипания определялось среднее время жизни метастабильной жидкости $\bar{\tau}$ и рассчитывалась частота зародышеобразования $J = (\bar{\tau}V)^{-1}$, где V – объем перегреваемой жидкости. Опыты проведены при давлениях $p = 0.5$ и 1.0 МПа в растворах с содержанием 33, 70 и 90 моль% азота. Прослежено изменение $\bar{\tau}$ от 0.1 до 1000 с, что соответствует интервалу частот зародышеобразования 10^4 – 10^8 с $^{-1}$ м $^{-3}$.

Во втором методе перегрев жидкости осуществлялся на тонкой платиновой проволоке длиной 1 см и диаметром 1μm, погруженной в исследуемую жидкость на глубину 5–10 мм. Импульс давления в жидкости генерировался при разряде малоиндуктивного конденсатора на плоскую катушку, прижатую к мембране, которая служила дном камеры. При отражении волны сжатия от свободной поверхности жидкости создавалась волна отрицательного давления, в которой и осуществлялся перегрев. Опыты проведены в волнах растяжения с давлениями от 3 до 9 МПа. Эффективные значения частоты зародышеобразования составляли $(1 \pm 100) \cdot 10^{26}$ с $^{-1}$ м $^{-3}$. Содержание азота в растворах кислород–азот 25, 50 и 75 %.

Результаты экспериментов сопоставлены с результатами расчетов по классической теории зародышеобразования в макроскопическом приближении $\sigma = \sigma_\infty$, т.е. без учета зависимости поверхностного натяжения σ критических зародышей от их размера R . Установлено, что для чистых жидкостей как при положительных, так и отрицательных давлениях достигнутые в опыте перегревы во всем исследованном диапазоне частот зародышеобразования меньше их теоретических значений. Рост частоты зародышеобразования приводит к увеличению рассогласований теории и опыта. При давлении $p = 0.5$ МПа и частоте зародышеобразования $J = 10^7$ с $^{-1}$ м $^{-3}$ температура перегрева жидкого азота составила $T_n = 111.55$ К, что на 0.5 К

меньше теоретического значения. При том же давлении и частоте зародышеобразования $J = 10^{26}$ с $^{-1}$ м $^{-3}$ расхождения теории и эксперимента по температуре перегрева составляют уже 0.95 К. По мере растяжения жидкости отклонения экспериментальных данных от теоретических нарастают.

Растворение азота в кислороде и кислорода в азоте уменьшает расхождение теории и опыта по температуре перегрева. Как и в чистых жидкостях, мы связываем это с размерной зависимостью поверхностного натяжения критических пузырьков [1].

Для описания свойств критических пузырьков кислорода, азота и растворов кислород–азот использована теория капиллярности Ван-дер-Ваальса. Построены уравнения, описывающие однородные состояния исследуемых систем. По экспериментальным данным о поверхностном натяжении чистых веществ на плоской межфазной границе определена матрица коэффициентов влияния. Решением системы дифференциальных уравнений получены распределения плотности компонентов смеси и поверхностное натяжение критических пузырьков раствора кислород–азот. В отличие от чистой жидкости, где поверхностное натяжение критического пузырька является монотонно убывающей функцией кривизны поверхности натяжения, растворение одного компонента в другом приводит к нарушению монотонного характера зависимости $\sigma(R)$. При больших радиусах кривизны зародышей, вблизи азеотропного состава, функция $\sigma(R)$ имеет характерный максимум.

Учет зависимости $\sigma(R)$ в работе образования критического пузырька улучшает согласие теории и опыта для чистых веществ и растворов. Немонотонность зависимости $\sigma(R)$ вблизи азеотропного состава приводит к сближению значений $\sigma(R)$ для критических пузырьков и σ_∞ , что проявляется как уменьшение рассогласования между экспериментальными и рассчитанными в макроскопическом приближении значениями температуры достижимого перегрева раствора. Таким образом, эффект кривизны поверхности разрыва зародышей оказывается существенным и в кинетике вскипания бинарных растворов.

Список литературы:

1. Baidakov V.G. Explosive boiling of superheated cryogenic liquids / V.G. Baidakov. Weinheim: WILEY-VCH Verlag, 2007. 340 s.
2. Baidakov V.G., Bobrov K.S. Spontaneous cavitation in a Lennard-Jones liquid at negative pressures // J. Chem. Phys. 2014. V. 140. P. 184506.

*Работа выполнена при поддержке Российского
научного фонда (проект № 18-19-00276).*

УДК 532.511; 536.25; 548.25; 621.315.592

УПРАВЛЕНИЕ ФОРМОЙ ФРОНТА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МЕТОДЕ БРИДЖМЕНА

Кислицын С.А.^{1,2}, Бердников В.С.^{1,2}, Митин К.А.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Среди методов выращивания монокристаллов из расплавов один из основных – метод Бриджмена-Стокбаргера [1]. В этом методе наполненный шихтой тигель разогревается в верхней части трубчатой печи. После расплавления шихты тигель плавно опускается в холодную зону. При заданном градиенте температуры от охлаждаемого дна вверх идет процесс кристаллизации. Таким способом получают кристаллы широкой номенклатуры: полупроводниковые материалы; применяемые в инфракрасной оптике и лазерной технике материалы; сцинтилляторы и другие. Метод используется в производстве кремния солнечного качества в плоскостных тиглях цилиндрической и прямоугольной формы. Одной из основных задач при выращивании однородных слитков кремния и качественных кристаллов многих других материалов является создание условий, гарантирующих зарождение единственного кристалла в центральной части дна тигля и его дальнейшее разрастание в режиме с плоским фронтом кристаллизации. Технологическая практика показывает, что выполнение этих условий обеспечивает наиболее однородное радиально-азимутальное распределение электрофизических свойств слитка.

При разработке метода Бриджмена исходили из предположения, что при донном охлаждении тигля с расплавом можно подавить свободную конвекцию и обеспечить рост кристалла в диффузионном режиме с плоским фронтом кристаллизации и высокой однородностью радиального распределения его кристаллографических свойств. Но из-за различия коэффициентов теплопроводности стенок тиглей и расплавов появляются радиальные градиенты температуры и неизбежно возникают конвективные течения и конвективный теплообмен, влияющий на формы фронта кристаллизации [2-4]. Задачами фундаментальных исследований в данной области технологий являются: оценка роли гидродинамики расплава и влияния сопряженного конвективного теплообмена на формирование формы фронта кристаллизации на разных стадиях роста кристалла; поиск технологически приемлемых способов управления конвективным теплообменом на различных стадиях процесса.

Метод Бриджмена – процесс высокотемпературный и, несмотря на принципиальную простоту метода, тепловые узлы имеют сложную конструкцию, не позволяющую прямые наблюдения. Прямые экспериментальные исследования являются дорогостоящими и трудоемкими. Для понимания сути теплофизических процессов и разработки методов управления необходимо иметь исчерпывающую информацию о нестационарных полях температуры 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. Исследования влияния начального перегрева расплава, скорости опускания тигля и продольного градиента температуры на внешней стороне стенок тиглей с различной формой дна показали, что эти параметры необходимо регулировать в процессе роста слитка [2–4]. Дополнительным способом управления конвективным теплообменом в расплаве и формой фронта кристаллизации является равномерное вращение тигля, влияние которого аналогично действию на расплав магнитного поля [5].

Численно методом конечных элементов исследована зависимость пространственной формы и интенсивность конвективного течения при выращивании слитка кремния в неподвижном и равномерно вращающемся графитовом тигле. При фиксированных значениях скоростей опускания тигля в холодную зону и продольных градиентов температуры на внешней стороне боковой стенки тигля изучено влияние скорости вращения в диапазоне от 0 об/мин до 10 об/мин. Показано, что с ростом угловой скорости вращения тигля в приосевой области постепенно исчезает опускной поток и конвективный поток тепла к фронту кристаллизации снижается. В результате форма фронта кристаллизации постепенно приближается к характерной для режима теплопроводности и в приосевой области охлаждаемого дна тигля возможно зарождение монокристалла. Аналогичные исследования выполнены в режимах кристаллизации жидкостей-имитаторов расплавов – гептадекана и воды, используемых при физическом моделировании.

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.
4. S. A. Kisilitsyn, V. S. Berdnikov, K. A. Mitin The influence of Prandtl numbers of melts and crucible materials on the features of crystal growth by the Bridgman method // Journal of Physics: Conference Series – 2019, Volume 1382, 012120, doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012120
5. S. Chandrasekhar Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Clarendon Press, Oxford. 1961.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Ш.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3).

УДК 536.24

МЕХАНИЗМ ВЛАГОУДАЛЕНИЯ ИЗ СЛОЯ БИОМАССЫ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОМ НАГРЕВЕ

Нигаи Н.А., Сыродой С.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

Значимость изучения процессов теплопереноса, протекающих при дегидратации древесной биомассы, существенно возросла в последние десятилетия. Это обусловлено, в первую очередь, перспективами использования древесины в энергетике в качестве основного топлива или добавки к углю [1]. Для снижения влагосодержания в древесине до приемлемого (по условиям сжигания) уровня в настоящее время применяется, как правило, сушка в газовой среде при температурах $313 \leq T_g \leq 373$ К [2]. При этом температурное поле слоя древесины определяет интенсивность процесса удаления влаги. При высоких температурах сушка древесины может происходить с перегревом и, соответственно, сопровождается термической деструкцией основных компонентов древесины (лигнин, целлюлоза, гемицеллюлоза) [3]. Возникает проблема возможного воспламенения такой биомассы. По этой причине прогностическое моделирование температурных полей влажной древесной биомассы в условиях её высокотемпературного нагрева является актуальной для практики и нерешённой до настоящего времени задачей.

В работе приведены результаты экспериментальных исследований процессов теплопереноса в слое влажной древесной биомассы в условиях её дегидратации при нагревании в высокотемпературной газовой среде. Эксперименты проведены на установке, обеспечивающей низкий уровень погрешности измерения основных значимых (оказывающих существенное влияние на динамику прогрева) параметров (температура внутрикамерного пространства – T_g) и характеристик процесса влагоудаления (масса навески биомассы – m_{bio}). Температура сушильного агента (воздуха) варьировалась в достаточно широком диапазоне: от 333 К до 393 К. Регистрация массы и температуры навески биомассы проводились непрерывно в течение всего эксперимента. Длительность каждого опыта определялась периодом выхода массы навески m_{bio} на постоянные (не изменяющиеся во времени) значения.

Целью данной работы является установление по результатам экспериментальных исследований механизма теплопереноса в пористом слое влажной (в начале процесса влагоудаления) древесной биомассы в условиях её интенсивного нагрева при подготовке биомассы к сжиганию.

На рисунке 1 приведены результаты экспериментальных исследований основных характеристик процесса нагрева влажной древесной биомассы. Представлены зависимости безразмерных температур $\theta = T/T_g$ (где T – температура в точках размещения термопар; T_g – температура внешней среды) и безразмерной

массы внутрипоровой влаги $M_w = (m_{bio} - m_d)/m_{bio}$ (m_{bio} – масса влажной навески; m_d – масса сухой навески биомассы) от безразмерного времени сушки $\xi = t/t_d$ (t – время; t_d – полное время сушки) при различных температурах внешней среды ($T_g = 333–393$ К).

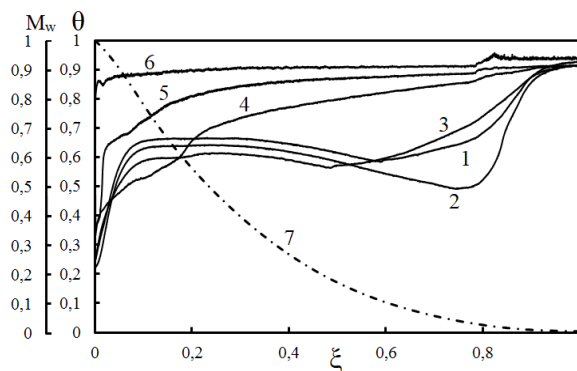


Рис. 1. Зависимости безразмерной температуры $\theta = T/T_g$ и безразмерной массы влаги M_w от безразмерного времени сушки $\xi = t/t_d$ при температуре в сушильной камере $T_g = 393$ К. 1–6 – безразмерные температуры (θ); 7 – безразмерная масса влаги (M_w).

В данной работе установлены основные закономерности процесса формирования температурного поля слоя биомассы в период её дегидратации. Показано, что в слое древесной биомассы формируются существенно неоднородные температурные поля, вид которых является следствием влияния комплекса процессов тепло- и массопереноса, протекающих совместно в условиях теплопроводности, интенсивных фазовых превращений (испарение и конденсация воды) и фильтрации водяных паров через пористый каркас слоя биомассы.

Также установлено, что в результате интенсивного поглощения теплоты при испарении влаги и фильтрации паров происходит локальное охлаждение биомассы. В результате температура части слоя древесины существенно снижается.

Список литературы:

1. Shen D.K., Gu S., Luo K.H., Bridgewater A.V. Analysis of wood structural changes under thermal radiation // Energy Fuel. 2009. Vol. 23, №2, P. 1081-1088.
2. Saidur R., Abdelaziz E.A., Demirbas A., Hossain M.S., Mekhilef S. A review on biomass as a fuel for boilers // Renew. Sustain. Energy Rev. 2011. Vol. 15, P. 2262-2289.
3. Khider T.O., Elsaki O.T. Heat value of four hardwood species from Sudan // J. For. Prod. Ind. 2012. Vol. 1, P. 5-9.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-79-10015).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КИПЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С КОНТРАСТНЫМ СМАЧИВАНИЕМ

Федосеев А.В.¹, Суртаев А.С.^{1,2}, Моисеев М.И.¹, Остапченко А.Е.^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Кипение является одним из наиболее эффективных механизмов отвода тепла от нагретой поверхности, поэтому широко используется в различных технических приложениях, связанных с тепло- и массообменом. Для повышения эффективности теплообмена при кипении на данный момент разработано широкое разнообразие различных методов интенсификации. Наиболее популярными являются пассивные методы, связанные с модификацией поверхности теплообмена [1]. Огромное влияние на локальные и интегральные характеристики кипения оказывают свойства смачивания поверхности. Например, использование супергидрофильных покрытий позволяет существенно увеличить величину критического теплового потока (КТП) более чем в 2 раза при кипении воды [2]. С другой стороны, использование гидрофобных покрытий способствует уменьшению температурного напора закипания, что приводит к увеличению плотности центров парообразования и интенсификации теплообмена в области малых тепловых нагрузок [3]. Поэтому на данный момент одним из перспективных методов интенсификации теплообмена и повышения КТП является использование бифильных поверхностей с контрастным смачиванием [1].

Целью данного исследования является изучение процессов кипения на поверхностях с контрастной смачиваемостью (чередующимися лиофобными и лиофильными зонами) с помощью численного моделирования. Для этого в работе используется гибридная модель, основанная на методе решеточных уравнений Больцмана и решении уравнения теплопроводности. Выбор данного метода основан на том, что он позволяет не только анализировать динамику одиночных пузырей в двух и трёхмерном пространстве, но и исследовать эволюцию двухфазной системы с ансамблем паровых пузырей без необходимости задания дополнительных условий на нуклеацию [4-5].

С помощью разработанной модели было проведено двумерное моделирование процесса роста и отрыва одиночных паровых пузырей над одиночной лиофобной зоной (контактный угол смачивания $\theta = 110^\circ$), расположенной на гладкой лиофильной поверхности ($\theta = 67^\circ$), а также изучена эволюция пузырей на поверхностях с гомогенным смачиванием. Построены зависимости отрывного диаметра D_d и частоты отрыва пузырей от ширины лиофобной зоны d , перегрева стенки ΔT и контактного угла смачивания θ .

Было проведено двумерное моделирование пузырькового, переходного и пленочного кипения, и получены кривые кипения для гладких нагревателей с

гомогенным смачиванием в диапазоне изменения угла $67-110^\circ$ и контрастным смачиванием. Для этого на гладкой лиофильной поверхности ($\theta = 67^\circ$) было расположено несколько лиофобных зон ($\theta = 110^\circ$). Ширина лиофобных зон d и расстояние L между зонами являлись варьируемыми параметрами. Проведён анализ фазовых картин (Рис. 1), а также температурных полей, результаты которого показали, что поверхность со смешанным смачиванием, с одной стороны, способствует образованию паровых пузырей на лиофобных участках и увеличению интегральной теплоотдачи. С другой стороны, наличие лиофильных областей обеспечивает эффективное охлаждение и смачивание, что препятствует развитию кризиса за счет слияния сухих пятен, формирующихся на лиофобных участках. На основе проведённых расчётов определена оптимальная конфигурация поверхностей с контрастным смачиванием для интенсификации теплообмена и повышения КТП при кипении модельной жидкости.

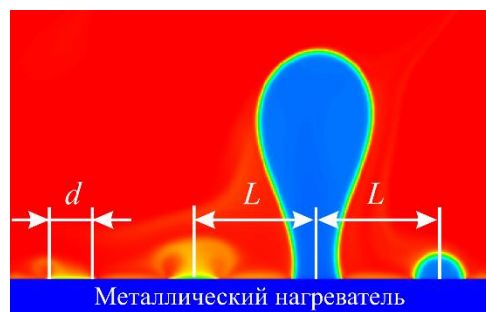


Рис. 1. Фазовая картина кипения. d – ширина лиофобной зоны, L – расстояние между лиофобными зонами.

Список литературы:

1. Liang G., Mudawar I. Review of pool boiling enhancement by surface modification // Int. J. Heat. Mass Transf. 2019. V. 128. P. 892–933.
2. Kim H. D., Kim M. H. Effect of nanoparticle deposition on capillary wicking that influences the critical heat flux in nanofluids // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. №. 1. P. 014104.
3. Surtaev A. S., Serdyukov V. S., Safonov A. I. Enhancement of boiling heat transfer on hydrophobic fluoropolymer coatings // Interf. Phenomena and Heat Transf. 2018. V.6. №. 3. P. 269–276.
4. Sun T., Li W. Three-dimensional numerical simulation of nucleate boiling bubble by lattice Boltzmann method // Computers & Fluids. – 2013. – Т. 88. – С. 400–409.
5. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A., Gribanov I. I. Thermal lattice Boltzmann method for multiphase flows // Physical Review E. 2018. V. 98, № 2. P. 023308.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18–79–10119.

УДК 536.423.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ БИНАРНОЙ СМЕСИ ХЛАДОНОВ R32/R134A В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ

Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В.

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

В настоящее время при проектировании и производстве холодильной техники большое внимание уделяется использованию озонобезопасных смесевых хладагентов с низким потенциалом глобального потепления. Следует отметить, что большинство смесей хладагентов являются неазеотропными. При конденсации неазеотропных смесей наблюдается увеличенное термическое сопротивление по сравнению с конденсацией однокомпонентных флюидов. При расчёте теплоотдачи смеси необходимо учитывать не только термическое сопротивление в конденсирующейся жидкой пленке, но и термическое сопротивление парового диффузионного слоя. При создании компактных эффективных конденсаторов большую перспективу имеют микроканальные конденсаторы [1].

В данной работе приведены экспериментальные данные по теплоотдаче при конденсации бинарной неазеотропной смеси хладагентов в микроканальном теплообменнике.

В качестве рабочей жидкости использована неазеотропная смесь R32/R134a при молярных концентрациях исходной смеси 35–65% и 65–35%, при абсолютном давлении в системе до 14 бар. Конденсация проводилась на медной микроканальной пластине длиной 40 мм и шириной 20 мм содержащей 21 микроканал размером 335x930 мкм. Опыты проведены в замкнутом экспериментальном контуре. На вход в конденсатор подавался двухфазный поток, создаваемый посредством парогенератора, величина относительной энтальпии потока определялась по начальной энтальпии рабочей жидкости и балансу тепла, вложенного в поток на парогенераторе. При расчёте концентраций жидкой и паровой фазы использовалась методика расчёта диаграммы фазового равновесия из [2]. Для расчёта теплофизических свойств паровой и жидкой фаз бинарной смеси использовались свойства чистых компонентов и методика из [3].

Проведено сравнение полученных данных с расчётом по методу Silver-Bell&Ghaly [4, 5] в котором термическое сопротивление в процессе конденсации бинарной смеси рассматривается как сумма сопротивлений в жидкой и газовой фазе. Для расчёта термического сопротивления в жидкой фазе использованы методы расчёта коэффициентов теплоотдачи представленные в [1, 6]. При расчёте термического сопротивления в газовой фазе коэффициент теплоотдачи в газовой фазе рассчитывается по [7]. Экспериментально обоснован выбор методики, наилучшим образом описывающий теплоотдачу при конденсации бинарной смеси хладагентов R32/R134a. Следует отметить, что для микроканальных систем с уменьшением размера канала уменьшается термическое сопротивление для

газовой фазы. Поправка, связанная с термическим сопротивлением в газовой фазе, не превышает 10% и уменьшается с уменьшением относительной энтальпии потока. Увеличение мольной концентрации летучего компонента смеси (хладона R32) от 0.35 до 0.65 приводит к увеличению теплоотдачи до 10% при высоких относительных энтальпиях потока, (см. рис.1). При относительной энтальпии потока менее 0.5 влияние изменения состава смеси на теплоотдачу мало.

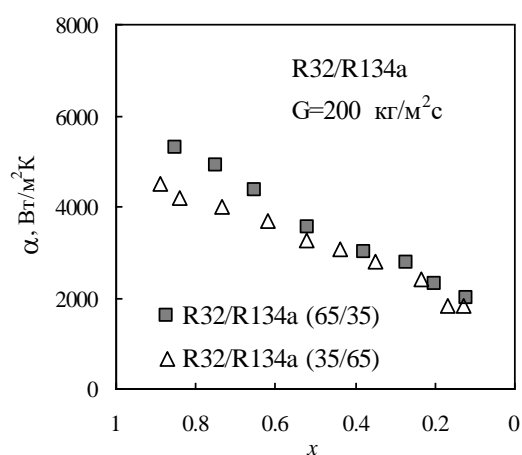


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от относительной энтальпии потока при различных мольных концентрациях хладагентов.

Список литературы:

1. Shamirzaev A. S., Kuznetsov V. V. Experimental study of condensation of dielectric liquid in microchannel heat exchanger //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – Т. 1382. – № 1. – С. 012118.
2. Stegou-Sagia A., Damanakis M. Thermophysical property formulations for R32/R134a mixtures //International Journal of Thermodynamics. – 1999. – Т 2. – №. 3. – С. 139–143.
3. Perry's chemical engineers' handbook / Perry, R.H., D.W. Green and J.O. Maloney. 7th ed. McGraw-Hill, International Editions 1997. 2641p.
4. Silver L. Gas cooling with aqueous condensation //Trans. Inst. Chem. Engrs. – 1947. – Т. 25. – С. 30-42.
5. Bell K. J., Ghaly M. A. An Approximate Generalized Design Method for Multicomponent //Partial Condensers, AICh E Symp. – 1972. – Т. 131.
6. Shamirzaev A. S. An experimental investigation on condensation of R134a refrigerant in microchannel heat exchanger //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – Т. 1105. – № 1. – С. 012060.
7. Теплообмен в ядерных энергетических установках./ Петухов Б. С. Л.Г. Генин, С.А. Ковалев и др, 3. изд. Изд-во МЭИ, 2003. 548с.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).

УДК 536.248

ТЕПЛООБМЕН В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ НА ПАКЕТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ С МДО-ПОКРЫТИЕМ

Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Володин О.А., Катаев А.И., Миронова И.Б.

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

Кожухотрубные теплообменники с горизонтальным расположением пучков труб являются широко распространенными элементами теплообменного оборудования в энергетике, криогенной и холодильной технике, химической технологии, пищевой промышленности и многих других приложениях. Для снижения массы и габаритов теплообменных аппаратов такого типа одинаково важной является интенсификация теплообмена как со стороны рабочего тела, так и теплоносителя.

Применение пленочных режимов течения рабочей жидкости позволяет добиться снижения металлоемкости и габаритов теплообменников, а также уменьшения расходов рабочей жидкости. Для повышения эффективности теплового цикла холодильных машин и тепловых насосов важным является снижение температурных напоров между теплоносителем и рабочим телом, что может быть достигнуто в режимах испарения и пузырькового кипения на развитых поверхностях.

Одним из эффективных способов интенсификации теплообмена при кипении и испарении является нанесение капиллярно-пористых покрытий на теплоотдающую поверхность [1]. При выборе метода создания структурированных поверхностей решающими факторами являются воспроизводимость характеристик создаваемых структур и затраты на их массовое производство. В работе [2] было показано, что при кипении недогретой воды на титановой фольге с покрытием из оксида титана TiO_2 , полученным методом МДО (микродугового оксидирования), наблюдается надежная интенсификация теплообмена. Технология микродугового оксидирования [3] является перспективной для создания пористого покрытия из окиси алюминия на теплоотдающей поверхности.

В работе приведены результаты экспериментов по измерению характеристик теплообмена в стекающих пленках хладона R21 на опытных образцах горизонтальных труб из алюминия АД-31 с покрытием Al_2O_3 , нанесенным методом МДО. Экспериментальная установка представляет собой замкнутый циркуляционный контур, в испарителе которого установлен вертикальный пакет горизонтальных труб диаметром 10 мм с шагом 12 мм. Длина участков с нанесенным покрытием составляет 625 мм, толщина стенки труб – 1.5 мм. Тепловой поток на поверхности создается пропуском внутри труб горячей воды. Для получения реперных значений коэффициентов теплоотдачи в пакете установлены трубы с гладкой поверхностью из меди и дюралюминия. Эксперименты проводились в диапазоне изменения числа Рейнольдса стекающей пленки насыщенной жидкости от 500 до 1500 при давлении в испарителе 3 бар. Орошение труб в пакете осуществлялось через щелевой распределитель. Установка оборудована окнами для наблюдения и видеосъемки режимов течения.

Для выбора оптимальных параметров микрорельефа и структуры пористых покрытий были изготовлены и протестированы опытные образцы с различной толщиной и пористостью покрытий. Результаты экспериментов с покрытием толщиной (109-124) мкм приведены на рис. 1. Для тепловых потоков $q < 10^4$ Вт/м² (режим испарения) коэффициенты теплоотдачи одинаковы для всех рабочих участков. В режиме пузырькового кипения коэффициенты теплоотдачи на трубе с МДО-покрытием оказались заметно ниже, чем на гладких трубах.

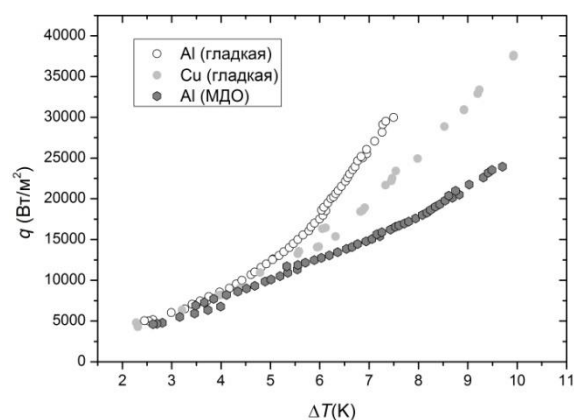


Рис. 1. Кривые кипения для стекающей пленки хладона R21 на пакете горизонтальных труб, $Re = 1000$.

Анализ параметров покрытия показал, что его пористая структура оказалась недостаточно развитой для увеличения количества центров парообразования и снижения температурного напора начала закипания, что явилось причиной ухудшения теплообмена в этой области. Дальнейшей задачей исследования является получение покрытий с открытыми взаимосвязанными порами и большей пористостью для интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении.

Список литературы:

1. Kim D.E., Yu D.I., Jerng D.W., Kim M.H., Ahn H.S. review of boiling heat transfer enhancement on micro/nanostructure/surfaces // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2015. V. 66. P. 173-196.
2. Васильев Н.В., Варакин А.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Эпельфельд А.В. Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // *ТВТ*. 2017. Т. 55. С. 712-719.
3. Никифоров А.А., Никифорова Г.Л., Терлеева О.П., Слонова А.И., Ещенко В.Н., Донг Хеон Ли. Устройство для микродугового оксидирования. Патент 2248416 С2, РФ 20.03.2005.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ для поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых № 075-15-2019-1888.

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННОГО ДВУМЕРНОГО МАССИВА ИЗ ЛЕВИТИРУЮЩИХ МИКРОКАПЕЛЬ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ НАГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Шатекова А.И.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Известно, что при нагреве жидкости над ее поверхностью образуется двумерный массив – упорядоченная структура из левитирующих микрокапель жидкости (Рис. 1). Исследование левитации микрокапель актуально для некоторых приложений. Например, левитирующие микрокапли можно применять для визуализации микромасштабных потоков в парогазовой среде в непосредственной близости от границы раздела жидкость-пар/газ, где затруднительно или невозможно применять традиционные методы PIV [1].

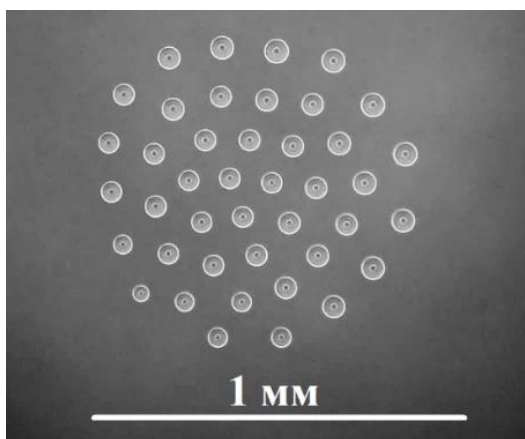


Рис.1. Типичная фотография двумерного массива из левитирующих микрокапель воды (вид сверху). Температура подложки 79,9 °С, толщина слоя жидкости 0,5 мм.

В работах [2, 3] разработана модель, предсказывающая высоту левитации каплей, которая имеет хорошее согласие с экспериментальными данными. Целью данного экспериментального исследования является определение зависимости расстояния между микрокаплями от размера и количества каплей в двумерном массиве и от других параметров эксперимента.

На рис. 2 представлена зависимость среднего расстояния между центрами каплей L от диаметра каплей в монослое d . Как видно из графика, L увеличивается с увеличением d , как $L \sim d^{0.5}$, но практически не зависит от количества каплей в диапазоне $N=2-29$ и температуры подложки в диапазоне $T_w=66-79,8^\circ\text{C}$.

Также на основе закона $L \sim d^{0.5}$ было построено безразмерное соотношение (безразмерное расстояние между каплями), в котором в качестве масштаба используется d_{\min} – минимальный размер микрокапель для данной температуры. На рис. 3 представлена зависимость данного безразмерного соотношения от количества каплей. Как видно из графика, безразмерное расстояние между каплями слабо изменяется в диапазоне N от 2 до около 7 и составляет примерно 6,3. При $N > 7$ расстояние начинает уменьшаться с количеством каплей.

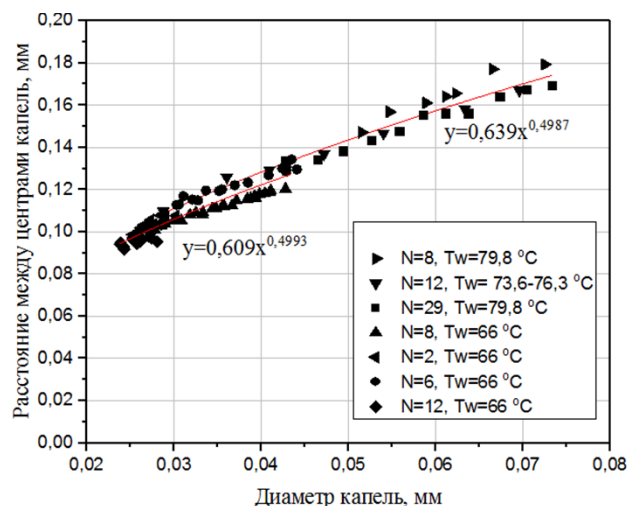


Рис.2. График зависимости расстояния между центрами каплей от диаметра капли. Локальная толщина слоя жидкости в центре рабочего участка $h_{loc}=0,5$ мм.

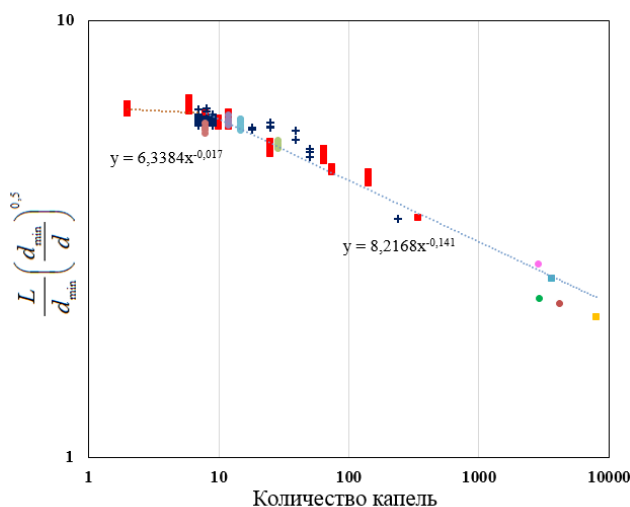


Рис.3. График зависимости безразмерного расстояния между каплями от количества каплей в массиве.

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. № 2. pp. 60–69.
2. Zaitsev D., Kirichenko D., Ajaev V., Kabov O. Levitation and selforganization of liquid microdroplets over dry heated substrate // *Physical Review Letters*. 2017. Vol. 119. № 119. Article number 094503.
3. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Shatekova A.I., Ajaev V.S., Kabov O.A. Experimental and theoretical studies of ordered arrays of microdroplets levitating over liquid and solid surfaces // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. 2018. 6(3). pp. 219–230.

УДК 532.52:536.423

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ ПАРА ИЗ ОБЪЁМА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ЗАМКНУТую ВНЕШНЮЮ ОБЛАСТЬ

Алексеев М.В., Лежнин С.И., Сорокин А.Л., Прибатурин Н.А.

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

При разгерметизации ёмкостей и трубопроводов энергетических установок, заполненных перегретой водой под высоким давлением, происходит выброс перегретой воды с резким понижением давления в зоне разрыва, образованием в окружающем пространстве волны сжатия и дальнейшим формированием струи вскипающего теплоносителя. Ранее авторами в предыдущих работах [1,2,3] детально моделировался процесс истечения в бесконечную область (точнее, в область со свободным вытеканием - вытеканием на неких границах). Цель настоящей работы - численное моделирование процесса истечения пара из объёма, наполовину заполненного водой и паром при высоком давлении в замкнутую область с жесткими границами, в которой изначально поддерживалось атмосферное давление.

Задача решается в осесимметричном приближении. Температура воды и пара в объёме составляла 620.5 К при давлении насыщения 16 МПа. Внутренний радиус объёма составлял 2 м, высота 5 м. На верхней части объёма во внешнюю замкнутую область выходил патрубок радиусом 0.1 м и длиной 0.2 м. Радиус внешней замкнутой области составлял 4 м, высота 10 м. Начальное давление пароводяной смеси в замкнутой области составляло 101315 Па при температуре 373.15 К и массовом содержании 0.5. Решение системы уравнений Эйлера, неразрывности получено с помощью пакета программ [4], который использует метод конечных объемов в купе с методом коррекции потоков FCT. Процесс кипения описывался равновесным приближением.

На рисунке 1 представлено расчетное поле массового паросодержания в объёме и внешней замкнутой области в моменты времени 10 мс, 0.05 с, 0.1 с. Можно заметить возникновение квазистационарной газодинамической структуры при истечении пара из патрубка. В работе также, получены профили давления, температуры во всей расчетной области вплоть до времен истечения пара, превышающих характерные времена начально возникающих волновых процессов, т.е., при переходе к стационарному газодинамическому истечению пароводяной смеси.

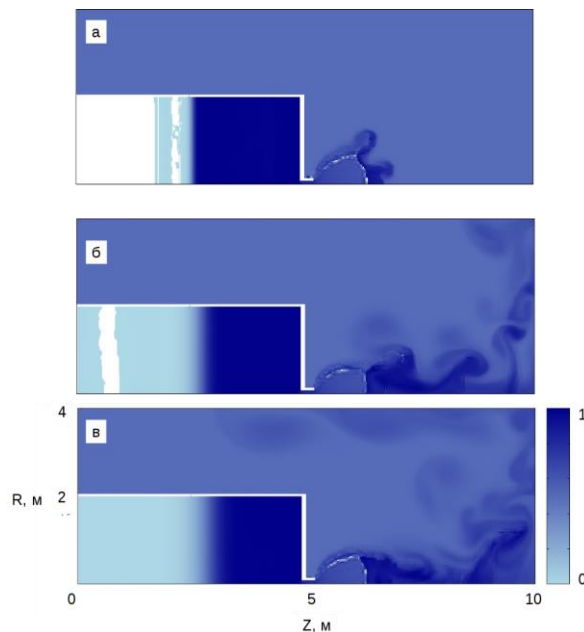


Рис 1. Поле массового паросодержания при разных временах истечения: а - $t=10$ мс, б - $t=0.05$ с, в - $t=0.1$ с.

Список литературы:

1. Alekseev M.V., Kuznetova M.E., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Features of shock-wave and vortex processes simulation at depressurization of circuits with superheated water coolant // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 754, Paper No. 042001. – 6p.
2. Pribaturin N.A., Lezhnin S. I., Vozhakov I. S., Alekseev M.V. Compression waves at boiling coolant outflow and peculiarities of their interaction with a barrier // American Institute of Physics AIP Conf. Proc. – 2016. – Vol. 1770, Paper No.030105. – 5p
3. Alekseev M., Vozhakov I., and Lezhnin S. Simulating the boiling fluid outflow taking into account external condensation//EPJ Web of Conferences 2019, Vol. 196 Paper 00031, 4.p
4. Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Gardner. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations. NRL/MR/6410-93-7192.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИТ СО РАН
(AAAA-A18-118051690120-2).

УДК 536.248

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ
ПОВЕРХНОСТЕЙ СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИИ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО
ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ**

Чернявский А.Н., Павленко А.Н.

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

Стекающие пленки жидкости широко применяются в различных технологических процессах для интенсификации теплообмена. Область высокоэффективного теплообмена при пленочном течении жидкости ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения. Достижение критических условий приводит к распаду пленочного течения, образованию крупномасштабных несмоченных зон, падению интенсивности теплоотдачи, и, как следствие, резкому росту температуры теплоотдающей поверхности, что может привести к разрушению тепловыделяющего элемента.

Время наступления кризиса и различные сценарии распада пленочного течения характеризуются такими параметрами, как время ожидания вскипания и время полного локального испарения стекающей пленки жидкости. Данные величины определяют максимальные времена воздействия критических тепловых потоков на пленку, обладающую определенными волновыми характеристиками и соответствующим распределением по толщине.

В данной работе представлена математическая модель, позволяющая производить расчет профиля волновой поверхности, полей скорости, температуры, и исследовать их эволюцию при условии резкого изменения тепловой нагрузки во времени, проводить рас-

четы волновых характеристик, времен ожидания вскипания и полного локального испарения при пленочном охлаждении нагревательных поверхностей сложной геометрии.

Моделирование поведения свободной поверхности пленки выполнено методом объема жидкости в ячейке (VOF), позволяющим применять представленную математическую постановку для описания теплообмена на нагревательных поверхностях различной конфигурации.

Апробация расчетной методики в части описания гидродинамики свободной поверхности осуществлялась на ряде известных задач, таких как: обрушение столба жидкости, падение капли, развитие волновой картины из малых возмущений расхода при вертикальном стекании пленки жидкости.

Представленная математическая модель позволяет получать достоверные результаты в широком диапазоне входных чисел Рейнольдса и плотностей теплового потока.

Работа выполнена в ИТ СО РАН за счет средств, полученных от ФАНО России по Программе ФНИ ГАН на 2013–2020 годы (тема III.18.2.3, АААА-17-117030310025-3) и при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-08-00402_а).

УДК 536.423

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И ТЕПЛОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ РАССЛАИВАЮЩИХСЯ РАСТВОРОВ

Поволоцкий И.И., Волосников Д.В., Скрипов П.В.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Важным и одновременно сложным для экспериментального изучения объектом являются жидкие растворы с существенным отклонением свойств от идеальности [1–4]. Практический интерес представляют растворы «непредельный углеводород – фторированный углеводород» с верхней критической температуры растворения [5]. Фторорганические жидкости обладают высокой химической и термической стойкостью, а растворы на их основе уникальны по набору своих свойств. Эффективность технологических процессов зависит от степени изученности поведения свойств рабочих тел в практически важном диапазоне переменных. В технологии прямого получения суспензии полимера синтез проходит в среде перфторированных углеводородов с последующей заменой дисперсионной среды. Технология нацелена на получение современных противотурбулентных присадок, способствующих подавлению турбулентности при транспортировке нефти по сети трубопроводов и снижению гидродинамических потерь [6].

Работа направлена на изучение фазового равновесия жидкость-жидкость системы фторированный компонент (ОФБДГ) / непредельный углеводород (гексен) и ее тепловой проводимости в перегретых (относительно температуры равновесия жидкость-пар) состояниях в полном диапазоне составов. Опыты проведены оптическим методом и методом теплового отклика вещества на импульсный нагрев.

Метод визуального наблюдения позволяет определять параметры фазового разделения по механизму жидкость-жидкость путём наблюдения за состоянием системы через прозрачные стенки контейнера. Контейнер (контейнеры) помещались в термостатированную жидкость с возможностью нагрева/охлаждения с темпом ~ 1 °С/мин и менее. В работе использовался жидкостной криостат ТЖ-ТС-01 с регулировкой температуры теплоносителя в диапазоне температур от -80 до +70 °С с шагом 0,1 °С. Измерение температуры образцов проводилось непосредственно в жидкости выносным датчиком температуры с погрешностью $\pm 0,1$ °С. В опытах фиксировались значения температуры помутнения при охлаждении образцов и при их нагреве, далее рассчитывалось их среднее значение с погрешностью измерения ~ 1 °С.

Нашей группой разработано лабораторное устройство, которое успешно апробировано на контроле текущего состояния рабочих тел дорогостоящего оборудования и для различных технологий с необходимостью контроля изменения исходного компонентного состава [7–8]. Принцип действия устройства основан на методике использования теплового отклика вещества при его импульсном нагреве. В устройстве используется терморезистивный элемент – платиновая

проволочка диаметром 20 мкм. Двухимпульсный режим нагрева зонда и уникальное ПО с удобным графическим интерфейсом позволяют индивидуально подобрать оптимальные параметры тестирующего воздействия. В опытах вещество переводится в перегретое состояние, в котором характер теплопереноса сильно зависит от степени неоднородности вещества, в частности, от наличия признаков микрорасплаивания. Характерное время нагрева составляет 10^{-4} с, время наблюдения перегретого состояния составляет 10^{-3} с. Высокая чувствительность опытов обусловлена автоматизацией измерений первичных данных, в частности, значений падения напряжения на зонде и на токоизмерительном резисторе.

Методом визуального наблюдения определена бинаральная жидкость-жидкость исследуемого раствора. Методом двухимпульсного нагрева зонда определены температурно-временные зависимости тепловой проводимости в гомогенном растворе и при различных стадиях его расслаивания.

Список литературы:

1. Волосников Д.В., Гурашкин А.Л., Смотрицкий А.А., Старостин А.А., Ямпольский А.Д., Скрипов П.В. Методика эксперимента контроля химических превращений в технологических условиях. 1. Методические основы// Вестник ТГТУ. 2012. Т. 18. №3. С. 548-545.
2. Багинский А.В., Волосников Д.В., Скрипов П.В., Смотрицкий А.А. Изучение теплового сопротивления растворов в широкой области изменения температуры. 1. Методика исследований// Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15. №3. С. 399-405.
3. Шангин В.В., Волосников Д.В., Старостин А.А., Скрипов П.В. Влияние микроколичеств влаги на кратковременную термостойкость масел// Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5. №9. С. 424-432.
4. Rutin S.B., Volosnikov D.V., Skripov P.V. Heat transfer under high-power heating of liquids. 3. Threshold decrease of heat conduction in supercritical region// Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 91. P. 1-6.
5. Поволоцкий И.И., Волосников Д.В., Скрипов П.В. Исследование фазовой диаграммы и оценка тепловой проводимости расслаивающихся растворов// VII Информационная школа молодого ученого: сб. науч. тр. / ЦНБ УрО РАН. Екатеринбург. 2019 г. С.78-86.
6. Русинов П.Г. Способ получения противотурбулентной присадки и противотурбулентная присадка на его основе/ П.Г. Русинов, А.В. Балашов, И.Э. Нифантьев. Патент РФ 2579583, опубл. 10.04.2016, Бюл. № 10.
7. Шангин В.В., Волосников Д.В., Сафронов В.Н., Старостин А.А., Скрипов П.В. Устройство импульсного теплового контроля опасных примесей в критических точках маслосистем// Приборы. 2012. № 5. С. 6-11.
8. Старостин А.А., Шангин В.В., Бухман В.Г., Волосников Д.В., Скрипов П.В. Разработка автономного устройства для быстрого обнаружения легколетучих примесей в маслосистеме турбоагрегата// Теплоэнергетика. 2016. Т. 62. № 8. С. 18-24.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ, грант № 19-38-90075.*

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ И ИСПАРЕНИИ

Павленко А.Н.

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

В докладе представлен анализ современных достижений и проблемных вопросов в области интенсификации теплообмена и повышения критического теплового потока при кипении и испарении с использованием микро-наноструктурирования теплоотдающей поверхности. Особое внимание уделено анализу таких перспективных способов модифицирования теплоотдающих поверхностей как нанесение комбинированных микроструктурированных поверхностей/покрытий методом SLM/SLS (3-D печать), организация структур с контрастной смачиваемостью на микро-масштабе. Представлены выводы и рекомендации, сформулированные на основе обобщения результатов комплексных исследований [1–13] по изучению теплообмена, переходных процессов и кризисных явлений при кипении в условиях свободной 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 представлены результаты сравнительного анализа по эффективности теплообмена и критическому тепловому потоку при кипении и испарении в пленках жидкости и смесей жидкостей, стекающих по вертикальным цилиндрам с микротекстурой разной формы, с микропрофилированием теплоотдающей поверхности с использованием деформирующего резания (МДР), с сетчатыми покрытиями различных форм и размеров [1–3]. Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования повторного смачивания сильно перегретых тел стекающей пленкой жидкости [4, 5]. Проведен анализ результатов по нестационарному теплообмену, динамике развития и структуре фронта повторного смачивания стекающей пленкой жидкости, механизмам резкого увеличения скорости охлаждения вертикально ориентированных пластин с новыми структурированными капиллярно-пористыми или низкотеплопроводными покрытиями в широком диапазоне изменения степени орошения.

Во второй части доклада представлен обзор новых экспериментальных данных по теплообмену и критическому тепловому потоку для различных законов тепловыделения при кипении в условиях свободной конвекции с использованием новых структурированных капиллярно-пористых покрытий, создаваемых методами плазменного напыления и SLM/SLS (3-D печать) [6–8].

В заключительной части представлены особенности теплообмена и развития кризисных явлений при кипении и испарении в тонких горизонтальных слоях жидкости и при пленочном орошении пакетов горизонтальных труб. Показаны принципиально новые результаты по степени интенсификации теплообмена и

повышению критического теплового потока на микроструктурированных поверхностях, создаваемых методами микродугового оксидирования (МДО), деформирующего резания и 3-D печати [9, 10].

Список литературы:

1. Pecherkin N.I., Pavlenko A.N., Volodin O.A. Heat transfer and critical heat flux at evaporation and boiling in refrigerant mixture films falling down the tube with structured surfaces // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 90. P. 149–158.
2. Теплообмен и кризисные явления в стекающих пленках жидкости при испарении и кипении / А.Н. Павленко, Н.И. Печеркин, О.А. Володин; под ред. В.Е. Накорякова. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016. 196 с.
3. Volodin O.A., Pecherkin N.I., Pavlenko A.N., Zubkov N.N. Surface microstructures for boiling and evaporation enhancement in falling films of low-viscosity fluids // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 155. 10 p. ScienceDirect.
4. 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. С. 393–400.
5. 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. С. 424–430.
6. 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.
7. 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. V. 133. P. 532–542.
8. 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. V. 27. No. 3. P. 285–293.
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. V. 117. P. 978–990.
10. Бессмельцев В.П., Павленко А.Н., Жуков В.И. Разработка технологии создания структурированных капиллярно-пористых покрытий методом 3-D печати для интенсификации теплообмена при кипении // Автометрия. 2019. Т. 55. С. 25–35.
11. Суртаев А.С., Сердюков В.С., Павленко А.Н. Нанотехнологии в теплофизике: теплообмен и кризисные явления при кипении // Российские Нанотехнологии. 2016. Т. 11. № 11–12. С. 1–15.
12. Жуков В.Е., Павленко А.Н., Моисеев М.И., Кузнецов Д.В. Динамика межфазной поверхности самоподдерживающегося фронта испарения в жидкости с добавками наноразмерных частиц // ТВТ. 2017. Т. 55. С. 85–93.
13. Surtaev A.S., Serdyukov V.S., Pavlenko A.N., Kozlov D.V., Selishchev D.S. Characteristics of boiling heat transfer on hydrophilic surface with SiO₂ coating // Bulgarian Chemical Communications. 2018. V. 50. Special Issue K. P. 36–44.

*Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет
гранта Российского научного фонда
(проект № 19-19-00180).*

УДК 536.423

ВЛИЯНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА НА ИСПАРЕНИЕ ВОДНО-СПИРТОВЫХ КАПЕЛЬ

Бородулин М.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.

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

Влияние относительной влажности окружающей среды на испарение водно-спиртовых капель отмечено в ряде экспериментальных работ [1–3]. Однако в этих исследованиях рассматривается испарение капель, лежащих на поверхности. В тоже время научный и практический интерес представляет процесс испарения свободных капель.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований испарения капель водно-спиртового раствора с различной относительной объемной концентрацией этанола c_v , подвешенных на тонкой нити из малотеплопроводного материала, что позволило минимизировать влияние нити и получить хорошее приближение к условиям испарения свободных капель. В экспериментах исследовалось испарение капель водно-спиртового раствора объемом 5 мкл при температуре окружающего воздуха $t = 25^\circ\text{C}$ и различной относительной влажности воздуха: $\varphi = 0\%$, 25% , 95% . На основании полученных данных было определено время испарения капель τ (рис. 1а).

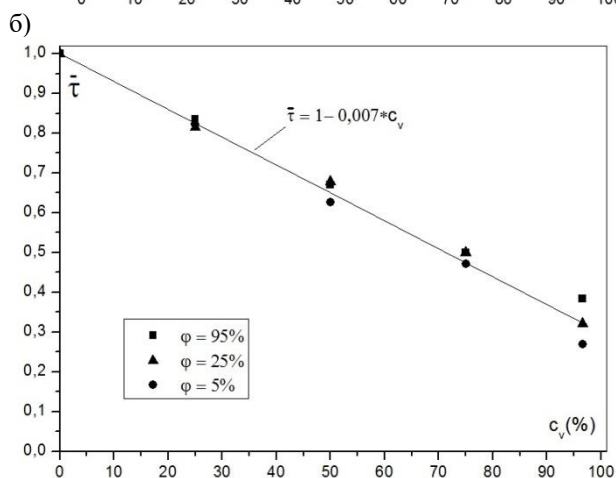
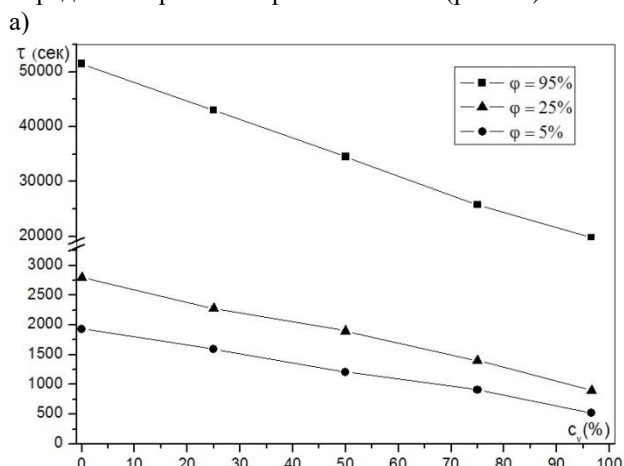


Рис. 1 Зависимость времени испарения водно-спиртовых капель с разной концентрацией этанола при различной относительной объемной влажности воздуха:

а) абсолютное τ , сек б) безразмерное $\bar{\tau}$.

Полученные данные показывают, что для одинаковой концентрации водно-спиртового раствора максимальное время испарения капель наблюдается при высокой относительной влажности воздуха 95% . При более низкой относительной влажности воздуха время испарения существенно уменьшается. Также можно отметить, что при одинаковой относительной влажности воздуха, чем больше концентрация водно-спиртового раствора, тем меньше время испарения капли. Данное влияние концентрации водно-спиртового раствора было отмечено ранее, как для свободных капель, так и для капель, лежащих на поверхности [4]. Однако данные исследования проводились только при фиксированной, как правило, комнатной относительной влажности воздуха [5–7].

На рис. 1б представлена зависимость безразмерного времени испарения водно-спиртовых капель, $\bar{\tau} = \tau / \tau_b$, где τ_b – время испарения капли воды такого же размера, как и водно-спиртовой капли при соответствующей относительной влажности воздуха. Видно, что в данной обработке полученные экспериментальные данные хорошо обобщаются линейной зависимостью $\bar{\tau} = 1 - 0,007c_v$. Таким образом, полученная зависимость может быть использована для определения времени испарения водно-спиртовых капель с разной концентрацией этанола при различной относительной влажности воздуха.

В работе получены новые данные по влиянию относительной влажности воздуха на время испарения свободных капель водно-спиртового раствора с различной концентрацией.

Список литературы:

1. Liu C., Bonaccorso E., Butt H.J. Evaporation of sessile water/ethanol drops in a controlled environment // Physical Chemistry Chemical Physics. 2008. Т. 10. № 47. С. 7150–7157.
2. Ozturk T., Erbil H. Y. Evaporation of water-ethanol binary sessile drop on fluoropolymer surfaces: Influence of relative humidity // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2018. Т. 553. С. 327–336.
3. Кучма А.Е. и др. Динамика полного испарения сидячей микрокапли раствора 1-пропанол–вода при различной влажности окружающей среды // Коллоидный журнал. 2018. Т. 80. № 6. С. 679–686.
4. Бородулин В.Ю. и др. Экспериментальное исследование испарения капель водно-спиртовых растворов // Коллоидный журнал. 2019. Т. 81. № 3. С. 289–295.
5. Birdi K.S., Vu D.T. Wettability and the evaporation rates of fluids from solid surfaces // Journal of adhesion science and technology. 1993. Т. 7. № 6. С. 485–493.
6. Sefiane K., Tadrist L., Douglas M. Experimental study of evaporating water–ethanol mixture sessile drop: influence of concentration // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 4527–4534.
7. Саверченко В.И., Фисенко С. П., Ходыко Ю.А. Кинетика испарения бинарной пиколитровой капли на подложке при пониженном давлении // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77. № 1. С. 79.

УДК 536.242

ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ИСПАРЕНИИ ПЛЕНКИ ВОДЫ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ КАНАЛЕ СО СПУТНЫМ ТЕЧЕНИЕМ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Горбачев М.В.¹, Терехов В.И.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Исследованиям процессов конвективного тепло-массообмена при течении пленки воды со спутным потоком влажного воздуха посвящено достаточно большое количество исследований. Организация течения влажного воздуха таким образом применяется во многих теплообменных аппаратах испарительного типа.

Настоящая работа посвящена численному моделированию совместно протекающих процессов тепло- и массообмена при испарительном охлаждении в горизонтальном канале с учетом конечной толщины пленки воды (см. рис. 1).

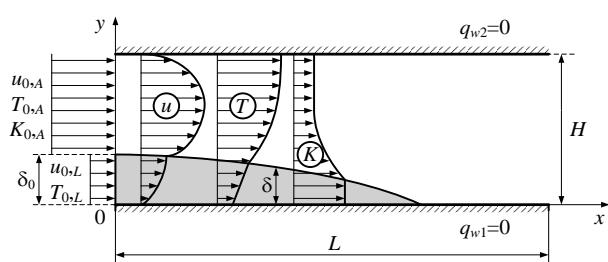


Рис. 1. Расчетная схема.

Допущения, принятые при разработке математической модели следующие:

- режимы течения влажного воздуха и пленки воды ламинарные. Волновые эффекты на поверхности жидкой пленки не учитывались;
- поверхностное натяжение пленки воды не учитывалось. Поверхность раздела фаз находится в термодинамическом равновесии и выполняются условия равенства температур, скоростей, тепловых потоков и касательных напряжений;
- стенки канала являлись адиабатными;
- радиационный теплообмен, вязкая диссипация, а также эффекты Дюфо и Соре не учитывались;
- продольной теплопроводностью и диффузией пренебрегалось.

Математическая модель основана на решении системы дифференциальных уравнений в приближении пограничного слоя и включает в себя уравнения неразрывности, движения энергии и диффузии для газовой фазы и пленки воды.

Полученная система дифференциальных уравнений совместно с граничными условиями решалась численно с использованием метода конечных разностей. Шаг по оси в продольном направлении принимался равномерным. В поперечном направлении использовалось равномерное сжатие сетки с коэффициентом сжатия 1,05. Тестовые вычислительные эксперименты показали, что оптимальный размер сетки составил 200 ячеек в продольном направлении и 70x20 ячеек в поперечном направлении для пленки воды и потока воздуха соответственно.

Численные эксперименты процессов тепло- и массообмена в горизонтальном канале проведены в достаточно широком диапазоне изменения входных параметров: температура потока влажного воздуха $T_{0,A} = 10 \div 40$ °С, число Рейнольдса для потока воздуха $Re_A = 50 \div 1500$, относительная влажность воздуха $\varphi_0 = 0 \div 100$ %. Геометрические размеры канала: высота $H = 6$ мм, длина $L = 50H$.

Результатами численного моделирования являлись основные термодинамические и теплогидравлические параметры жидкой и газообразных фаз, такие как: поля скоростей, температур и концентраций, локальные характеристики (числа Нуссельта, Шервуда, а также среднемассовые параметры, тепловые и массовые потоки).

На рис. 2 показаны зависимости изменения среднемассовых температур и концентраций газовой и жидкой сред на выходе из канала при вариации чисел Рейнольдса для воздуха.

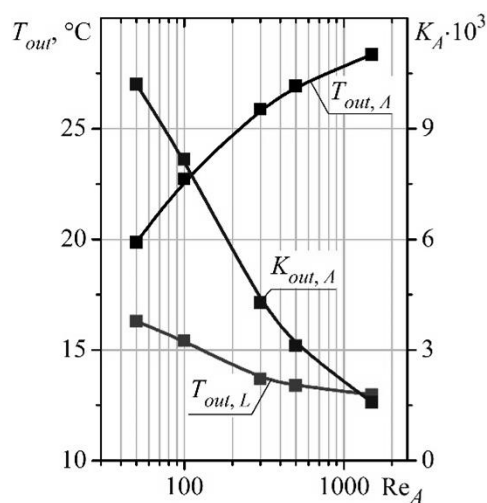


Рис. 2. Влияние числа Рейнольдса: $T_{0,A} = T_{0,L} = 30$ °С, $\varphi_0 = 0$

Из приведенных данных следует, что увеличение числа Рейнольдса приводит к увеличению среднемассовой температуры для воздушной среды, что объясняется уменьшением интенсивности процесса испарения, и как следствие уменьшением среднемассовой концентрации K_A .

Разработанная математическая модель, описывающая процессы тепло- и массообмена при испарительном охлаждении воздуха в горизонтальном канале, позволяет проводить анализ сложной многопараметрической задачи.

Работа поддержана РФФИ (грант № 20-08-00717 А).

УДК 534.24

ТЕПЛОТДАЧА НА МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПРИ КИПЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Аксянов Р.А., Коханова Ю.С., Куимов Е.С., Лэй Р.А., Попов И.А. Скрышник А.Н.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ», 420111, Россия, Казань, К. Маркса 10

Методы и способы интенсификации теплообмена при кипении традиционны [1] - воздействие на внутренние механизмы процесса и увеличение теплообменной поверхности. В настоящее время большинство работ по исследованию интенсификации процессов кипения лишь демонстрируют эффекты без детального описания исследуемого процесса для разных теплоносителей и условий проведения опытов. В работе, по имеющимся в литературных источниках экспериментальным данным по теплоотдаче при кипении различных жидкостей на микроструктурированных поверхностях, изготовленных методом деформированного резания, получены рекомендации по прогнозированию коэффициентов теплоотдачи.

Геометрические параметры поверхностей кипения приведены на рис. 1. Материал поверхностей – нержавеющая сталь, медь, титан. Толщина поверхностей – 0,2–0,3 мм.

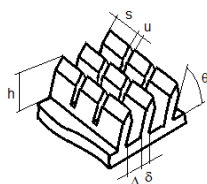


Рис. 1. Геометрические параметры микроструктуры поверхности кипения.

Обобщение производилось с использованием метода полиномиальной регрессии по модели:

$$\alpha/\alpha_0 = f_1 (K_q, (\theta/90), (h/l_0), (\Delta/l_0), (\delta/l_0))$$

где α – коэффициент теплоотдачи на микроструктурированной поверхности, α_0 – коэффициент теплоотдачи на гладкой поверхности, K_q – безразмерный критерий - масштаб осредненной скорости движения жидкости, обусловленной процессом парообразования $K_q = q \cdot l_0 / (r \cdot \rho'' \cdot v')$, l_0 - постоянная Лапласа $l_0 = \sqrt{\sigma / (g \cdot (\rho' - \rho''))}$, пропорциональная отрывному диаметру пузырька. В качестве нормирующего коэффициента теплоотдачи в данной работе рекомендуется принимать зависимость В.М. Боришанского.

В ходе обобщения более 730 экспериментальных точек [2–12] получена зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении воды, этанола, 60% водного раствора глицерина, фреонов R113 и R123, хладона Noves 649 в большом объеме на поверхностях кипения с двухмерным рельефом (микрорейбра):

$$\alpha/\alpha_0 = 6 K_q^{-0.2} (\theta/90)^{0.554} (h/l_0)^{0.19} (\Delta/l_0)^{0.2} (\delta/l_0)^{-0.394}. \quad (1)$$

Зависимость (1) описывает экспериментальные точки с отклонением $\pm 30\%$ при доверительной вероятности 0,95. Зависимость (1) справедлива в диапазоне $q=3800-2,17 \cdot 10^6$ Вт/м², $K_q=5-11500$, $\theta/90=0,72-1$,

$h/l_0=0,09-1,45$, $\Delta/l_0=0,002-1,29$, $\delta/l_0=0,01-1$, $Pr=1,75-35,7$, $F/F_0=1,66-9,75$.

Обобщение производилось с использованием метода полиномиальной регрессии по модели:

$$\alpha/\alpha_0 = f_2 (K_q, (\theta/90), (h/l_0), (\Delta/l_0), (\delta/l_0), (u/l_0), (s/l_0))$$

В ходе обобщения более 500 экспериментальных точек [2–12] получена зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении воды, этанола, 60% водного раствора глицерина, фреонов R11, R113, R123, R134a в большом объеме на поверхностях кипения с трехмерным рельефом (микростырьковые структуры):

$$\alpha/\alpha_0 = 3,2 K_q^{-0.2} (\theta/90)^{-1.64} (h/l_0)^{0.395} (\Delta/l_0)^{0.08} (\delta/l_0)^{0.18} \times x (u/l_0)^{-0.47} (s/l_0)^{-0.47} \quad (2)$$

Зависимость (2) описывает экспериментальные точки с отклонением $\pm 30\%$ при доверительной вероятности 0,85. Зависимость (2) справедлива в диапазоне $q=2400-3,5 \cdot 10^6$ Вт/м², $K_q=8,7-22030$, $\theta/90=0,77-1$, $h/l_0=0,09-0,71$, $\Delta/l_0=0,002-0,3$, $\delta/l_0=0,042-0,42$, $u/l_0=0,009-0,28$, $s/l_0=0,02-0,79$, $Pr=1,75-7,35$, $F/F_0=2,23-4,8$.

Список литературы:

1. Дедов А.В. Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // Теплоэнергетика, 2019, № 12, с. 18–54.
2. Popov I.A., Shchelchkov A.V., Gortyshev Yu.F., Zubkov N.N. Heat transfer enhancement and critical heat fluxes in boiling of microfinned surfaces. High Temperature. 2017. V. 55. №4. Pp. 524–534.
3. Popov I.A., Shchelchkov A.V., Zubkov N.N., Kas`kov S.I. Heat transfer during the boiling of liquid on microstructured surfaces. Part 2: Visualization of boiling and critical heat fluxes. Thermal Engineering. 2013. V. 60. №4. Pp. 285–294.
4. Passos J.C., Reinaldo R.F. Analysis of pool boiling within smooth and grooved tubes. Experimental Thermal and Fluid Science, V. 22. 2000. Pp. 35–44.
5. Popov I.A., Shchelchkov A.V., Zubkov N.N., Lei R.A., Gortyshev Y.F. Boiling heat transfer of different liquids on microstructured surfaces. Russian Aeronautics. 2014. V. 57. №4. Pp. 395–401.
6. Popov I.A., Shchelchkov A.V. Boiling of various liquids on microstructured surfaces. Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2014. T. 87. №6. C. 1420–1432.
7. Kaniowski R., Pastuszko R., Nowakowski L. Effect of geometrical parameters of open microchannel surfaces on pool boiling heat transfer. EPJ Web of Conferences. V. 143. 2017. p. 02049.
8. Kedzierslci M.A. Calorimetric and Visual Measurements of R123 Pool Boiling on Four Enhanced Surfaces. NISTIR 5732. 1995.
9. Kim Nae-H., Kim J.-W., Kim T.-H. Effect of Pore Size on the Nucleate Pool Boiling of Structured Enhanced Tubes. J. of Thermal Science Vol. 9, No. 3. 2000. Pp. 230–235.

Научные исследования проводились при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках исполнения обязательств по выполнению обязательств по Соглашению 075-03-2020-051-3 от 09.06.2020.

УДК 536.242

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ МИКРОСТРУКТУРНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ НА ТЕПЛООБМЕН И КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК ПРИ КИПЕНИИ АЗОТА

Кузнецов Д.В.¹, Павленко А.Н.¹, Чернявский А.Н.¹, Радюк А.А.²

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

² Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН
119334, Россия, Москва, Ленинский проспект, 49

В последнее время повышенный интерес исследователей направлен на поиск различных методов интенсификации теплообмена и увеличения критических тепловых потоков при кипении жидкостей с различными физическими свойствами. Наиболее перспективными на сегодняшний день являются методы создания микроструктурированных и капиллярно-пористых поверхностей. Авторами работы [1] был предложен метод направленного плазменного напыления с формированием трёхмерной капиллярно-пористой (ТКП) структуры при варьировании угла наклона оси конуса напыляемых частиц к поверхности подложки. Преимуществом данного метода по сравнению с традиционным плазменным напылением является то, что он позволяет получать уникальные поверхности, которые одновременно сочетают в себе высокопористое покрытие и структурированность поверхности в виде квазипорядоченных гребней и каналов. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния различных микроструктурных параметров покрытий, полученных методом направленного плазменного напыления, на теплообмен и величину критического теплового потока при пузырьковом кипении жидкого азота в условиях стационарного тепловыделения на трубчатых нагревателях.

В качестве исходных поверхностей использовались цилиндрические нагреватели из нержавеющей стали внешним диаметром 3 мм, а также медные цилиндрические трубки внешним диаметром 16 мм. Для напыления был использован порошок бронзы, содержащий 9% алюминия и 2% марганца. С использованием сканирующего электронного микроскопа и оптического микроскопа профилометра получены основные микроструктурные характеристики покрытий (толщина покрытия, ширина каналов, длина волны модуляции, толщина остаточного слоя). Пористость определялась массовым методом с учетом профиля покрытия. В качестве рабочей жидкости использовался азот, находящийся на линии насыщения при атмосферном давлении. Подробное описание рабочей установки представлено в [2].

Получены кривые кипения для гладких рабочих участков и образцов с ТКП-покрытиями. На основе экспериментальных данных показано, что наличие капиллярно-пористого покрытия на поверхности нагревателя приводит к существенной интенсификации теплообмена (до 3.5 раз) относительно гладкого нагревателя в широком диапазоне тепловых нагрузок. При этом максимальные коэффициенты теплоотдачи наблюдались для образцов с большой шириной каналов в области малых тепловых потоков. Также наблю-

далось уменьшение степени интенсификации теплообмена по мере увеличения мощности тепловыделения. Стоит отметить, что исключением являлся образец диаметром 16 мм с толщиной остаточного слоя покрытия 700 мкм, для которого интенсификация наблюдалась лишь при тепловых потоках меньше 2 Вт/см². Такая толщина, по-видимому, приводит к значительному увеличению гидравлического сопротивления при фильтрации пара и снижению интенсивности теплоотдачи относительно гладкого участка в области высоких тепловых потоков.

Для всех исследованных образцов была определена величина критического теплового потока. Для гладких рабочих участков различного диаметра данная величина совпала и составила 13 Вт/см², что свидетельствует об отсутствии влияния размеров нагревателя (в диапазоне 3-16 мм) на величину критического теплового потока при кипении азота. Максимальное увеличение критического теплового потока в 1.8 раз относительно гладких нагревателей наблюдалось для покрытий с наибольшей пористостью и схожими микроструктурными параметрами для обоих исследованных диаметров трубок.

На основе данных высокоскоростной видеосъемки была проведена количественная оценка плотности активных центров парообразования для исследованных образцов в зависимости от мощности тепловыделения. Показано, что плотность центров на ТКП-покрытиях остается практически неизменной при увеличении мощности тепловыделения и при тепловых потоках выше (1-2) Вт/см² лежит ниже аналогичных значений для гладких участков. Данный результат свидетельствует об отсутствии существенного относительного вклада увеличения плотности активных центров парообразования в интенсификацию теплообмена при развитом кипении жидкого азота.

Список литературы:

1. Kalita, V.I., Komlev, D.I., Komlev, V.S., Radyuk, A.A. The Shear Strength of Three-Dimensional Capillary-Porous Titanium Coatings for Intraosseous Implants // Material Science and Engineering. 2016. vol. 60. pp. 255–259.
2. Surtaev A. S. et al. Heat transfer and crisis phenomena at pool boiling of liquid nitrogen on the surfaces with capillary-porous coatings // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. vol. 108. pp. 146–155.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00726 мол_а и программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы III.18.2.3, АААА-А17-117030310025-3.

УДК 536.421

**УСТОЙЧИВОСТЬ И ФАЗОВЫЙ РАСПАД КРИСТАЛЛА ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ:
МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ****Байдаков В.Г., Проценко С.П.**Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Две фазы, метастабильные по отношению к некоторой третьей фазе, могут равновесно сосуществовать друг с другом на плоской межфазной границе. Последнее означает, что в однокомпонентной системе каждая из линий фазового равновесия может быть продолжена за тройную точку. Метастабильное продолжение линии плавления встречается в области отрицательных давлений со спиноподалью растянутой жидкости. Точка встречи этих линий является особой для жидкой фазы. В то же время она ничем не выделена для сосуществующей с ней кристаллической фазы.

В молекулярно-динамических экспериментах при температурах выше и ниже температуры конечной точки линии плавления исследована устойчивость леннард-джонсовского ГЦК-кристалла относительно бесконечно малых и конечных изменений параметров состояния. Исследуемые системы содержали от $N=2048$ до 1 000 188 леннард-джонсовских частиц. Далее все рассчитываемые величины выражаются через параметры потенциала, постоянную Больцмана и массу частицы. В приведенных единицах температура тройной точки $T_t = 0.692$, конечной точки линии плавления – $T_K = 0.529$.

По результатам расчета термодинамических свойств, упругих постоянных аппроксимирована спиноподаль кристалла $K = \rho(\partial p / \partial \rho)_T = 0$. Показано, что при температурах выше T_K кристалл теряет свою устойчивость на подступах к спиноподали. Ниже T_K кристалл сохраняет устойчивость и когда плотность меньше плотности спиноподали, причем, чем ниже температура, тем в системе большего числа частиц может быть осуществлен переход через спиноподаль.

Наличие в твердом теле дополнительной жесткости по отношению к деформациям сдвига приводит в длинноволновом пределе к отличию его восстановительной реакции на пространственно однородные и неоднородные флуктуации плотности. Так как всякое неоднородное изменение плотности в твердом теле сопровождается сдвиговыми деформациями, медленно убывающими с расстоянием, то отклик системы на такие возмущения определяется комбинацией модулей всестороннего сжатия и сдвига – модулем одностороннего сжатия \tilde{K} . Установлено, что при положительных и небольших отрицательных давлениях ($T > T_K$) кристаллическая фаза теряет свою восстановительную реакцию на пространственно неоднородные длинноволновые флуктуации плотности до достижения спиноподального состояния за линией, где модуль тетрагонального сдвига принимает нулевое значение,

а при больших отрицательных давлениях ($T < T_K$) граница $\tilde{K} = 0$ находится за спиноподалью.

Ненулевые значения модуля простого сдвига μ и удельной поверхностной свободной энергии границы твердое тело–газ γ_{sv} на спиноподали при $T < T_K$ означают, что здесь конечна и величина работы образования критического зародыша W^* . Таким образом, при $T < T_K$ имеются не только необходимые, но и достаточные условия для квазистатического перехода через спиноподаль без нарушения однородности вещества. До достижения границы удельной прочности, где $\tilde{K} = 0$, фазовый распад будет носить активационный характер.

Исследована кинетика разрушения кристаллического состояния за линией $K = 0$. Установлено, что во всех случаях фазовый распад связан с образованием и ростом локальной неоднородности. При температурах, близких к T_K , жизнеспособная локальная неоднородность имела вид кавитационной полости. Полость свободна от частиц, а скорость ее роста почти в 10 раз выше, чем скорость роста жидкой капли в случае плавления кристалла. Для фиксированных значений температуры и давления распределение времен ожидания появления первой жизнеспособной полости описывается законом Пуассона. По результатам моделирования определены средние времена ожидания полости $\bar{\tau}$ и рассчитана частота нуклеации $J = (\bar{\tau}V)^{-1}$, где V – объем кристалла.

Частота нуклеации рассчитана по изотермам $T = 0.2, 0.3$ и 0.4 . Результаты сопоставлены с классической теорией гомогенной нуклеации в макроскопическом приближении. При существенном, до семи порядков по частоте нуклеации ($T = 0.2$), расхождении данных моделирования и теории имеет место близость наклонов изотерм J , то есть производных $(\partial \ln J / \partial p)_T$.

Полученные из теории гомогенной нуклеации по молекулярно-динамическим данным о J значения поверхностной свободной энергии критического зародыша меньше, чем на плоской межфазной границе. Меньшее значение имеет при этом и радиус критического зародыша. Для $T = 0.4$ расхождения в γ_{sv} на плоской и искривленной межфазной границах составляют 30–60 %. Радиусы критических полостей здесь 0.20–0.68, что хорошо согласуется с прямыми оценками размеров критических зародышей в процессе молекулярно-динамического моделирования.

*Работа выполнена при поддержке Российского
научного фонда (проект № 18-19-00276).*

УДК 532.529.6, 536.246

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОКРЫТИЙ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ И ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ ВОДЫ

Семенов А.А.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

Испарение капель жидкости, помещенных на нагреваемую подложку, успешно применяется в промышленных процессах, таких как спрей охлаждение, технологии печати и нанесения покрытий, производстве новых электронных и оптических устройств и медицинской диагностике. Также изучение испаряющихся капель жидкости важно для понимания механизмов, которые возникают в сложных системах (облака, туман и т.д.) [1]. Наибольший интерес вызывает тот факт, что испарение капель жидкости существенно усиливает 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 [2–4]. 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 используются 3 подложки, сделанные из меди. Первая из них - подложка с покрытием из вертикально ориентированных многостенных углеродных нанотрубок, вторая с покрытием из одностенных углеродных нанотрубок расположенных в плоскости поверхности (горизонтальная ориентация) и третья без покрытия (среднеквадратичная шероховатость около 20 нм). Морфология поверхностей была проанализирована с использованием сканирующего электронного микроскопа, а также с помощью атомно силового микроскопа.

Для анализа формы капли жидкости использовался прибор DSA-100 и программное обеспечение производства фирмы Kruss. Данный прибор позволял реализовать теньевую съемку в диффузионном свете в процессе испарения капли жидкости, а также обрабатывать полученные теньевые картины профиля капли в реальном времени (рис. 1). 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 термодатчиками К типа.

Были получены зависимости основных параметров, таких как краевой угол смачивания, диаметр основания, объем покоящейся капли жидкости (рис. 2.) в процессе

испарения от времени. Для контроля повторяемости процесса испарения некоторые эксперименты были выполнены 2-3 раза. Количественное сравнение данных при различных начальных параметрах показало, что использование покрытий из углеродных нанотрубок позволяет увеличить скорость испарения до 25%.

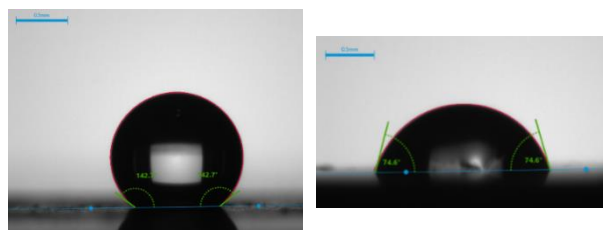


Рис. 1. Фотографии капли воды на покрытии из многостенных углеродных нанотрубок (слева) и из одностенных углеродных нанотрубок (справа). $T_w=60^\circ\text{C}$, $V=1.0$ мкл.

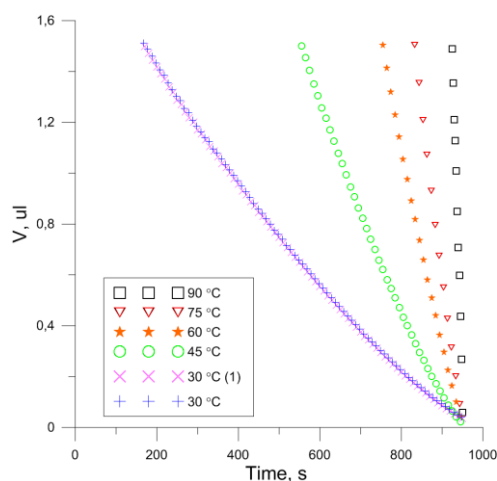


Рис. 2 Зависимость объема жидкости от времени в процессе испарения на подложке с вертикально ориентированными углеродными нанотрубками. Температура рабочей поверхности указана на графике.

Список литературы:

1. H. Y. Erbil, Adv. Colloid Interface Sci., **170**, 67 (2012)
2. E.Ya. Gatapova, A.A. Semenov, D.V. Zaitsev, and O.A. Kabov, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2014, Vol. 441, P. 776-785.
3. 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.
4. 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 в рамках научного проекта №18-29-19197 мк.

УДК 535.21

УНОС МАССЫ ПРИ НАНОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ОЛОВА В ВАКУУМЕ И ВОДЕ

Старинский С.В.^{1,2}, Родионов А.А.^{1,2}, Шухов Ю.Г.¹, Булгаков А.В.^{1,3}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

³ HiLASE Centre, Institute of Physics, Czech Academy of Science
25241, Czech Republic, Dolní Břežany Za Radnicí 828

Импульсная лазерная абляция в жидкости широко используется для синтеза коллоидных растворов различных веществ [1]. Недавние исследования показали, что сегодня этот метод синтеза может не уступать в рентабельности традиционным химическим подходам [2]. К основным достоинствам метода относятся чистота и универсальность по отношению к выбору материала мишени или жидкой фазы. Несмотря на длительное использование данного подхода полного понимания процессов, сопутствующих взаимодействию лазерного излучения с веществом до сих пор не достигнуто. Так, все еще остается не ясным каков механизм уноса вещества под действием высокоинтенсивного лазерного излучения на мишень, погруженную в жидкость. Открыт вопрос о сценарии формирования наночастиц в жидкой фазе и о причинах их бимодального распределения по размерам. Основная сложность в установлении всех аспектов процесса ИЛА в жидкость обусловлена сложностью или невозможностью использования классических методик исследования абляции в вакууме и фоновом газе, таких как времяпролетная масс-спектрометрия. Значительно количество информации в последнее время было получено с помощью прямого численного моделирования ИЛА [3]. Однако возможности метода молекулярной динамики определяются доступными вычислительными мощностями, что ограничивает применения методики для расчета процессов на временных масштабах в десятки наносекунд.

В данной работе представлены результаты исследования количества уносимой массы с поверхности оловянной мишени в вакууме и в дистиллированной воде. Выбор олова в качестве мишени обусловлен его замечательными теплофизическими свойствами – низкой температурой плавления 505 К и высокой температурой кипения 2893 К. Благодаря такой комбинации олово выступает замечательным модельным материалом для изучения процессов абляции поскольку при его облучении в определенных условиях формируются глубокая каверна расплава без испарения.

При облучении металла импульсами лазера наносекундной длительности принято считать, что при низких плотностях энергии основным механизмом уноса массы является отрыв микрокапель с поверхности расплава при развитии гидродинамических неустойчивостей [4]. При умеренных интенсивностях абляции протекает в результате нормального испарения с поверхности расплава [5]. При высоких интенсивностях происходит взрывное вскипание материала [6]. Как правило эти механизмы накладываются друг на друга. В случае олова удается выделить диапазон плотностей энергии 1-3 Дж/см², когда происходит вынос микрокапель, но испарения еще

не наступило (Рис.1), что в данной работе подтверждается СЭМ анализом продуктов абляции олова в вакууме, собранных на кремниевые подложки. В эти же условия в жидкости наряду с микронными включениями обнаружено значительное число наночастиц. Данный факт свидетельствует о возможности формирования наночастиц в результате прямой эмиссии с поверхности, а не в результате конденсации испаряющихся атомов.

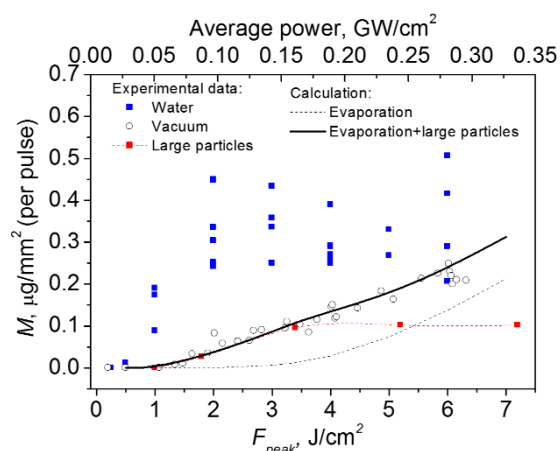


Рис.1. Сопоставление экспериментальной и расчетной зависимостей унесенной массы с единичной поверхности олова от плотности энергии лазерного излучения в воде и вакууме.

Список литературы:

- Zhang D., Gökce B., Barcikowski S. Laser Synthesis and Processing of Colloids: Fundamentals and Applications // Chem. Rev. 2017. Vol. 117, № 5. P. 3990–4103.
- Jendrzey S. et al. How Size Determines the Value of Gold: Economic Aspects of Wet Chemical and Laser-Based Metal Colloid Synthesis // ChemPhysChem. 2017. Vol. 18, № 9. P. 1012–1019.
- Shih C.-Y. et al. The effect of pulse duration on nanoparticle generation in pulsed laser ablation in liquids: Insights from large-scale atomistic simulations // Phys. Chem. Chem. Phys. 2020. Vol. 19.
- Brailovsky A.B., Gaponov S.V., Luchin V.I. Mechanisms of melt droplets and solid-particle ejection from a target surface by pulsed laser action // Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. 1995. Vol. 61, №1. P. 81–86.
- Starinskiy S.V., Shukhov Y.G., Bulgakov A.V. Dynamics of pulsed laser ablation of gold in vacuum in the regime of nanostructured film synthesis // Tech. Phys. Lett. 2016. Vol. 42, № 4. P. 411–414.
- 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 (проект №18-38-00057), а также в рамках государственного задания (проект №АААА-А17-117022850025-1).

УДК 536.242

АНОМАЛЬНЫЙ НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В СЛОЖНЫХ ЖИДКИХ СРЕДАХ ПРИ МОЩНОМ ЛОКАЛЬНОМ ТЕПЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Рютин С.Б., Скрипов П.В.

Институт теплофизики УРО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Систематическое экспериментальное исследование нестационарного теплообмена в индивидуальных жидких средах в широкой области сверхкритических параметров (температура T_c , давление p_c) и системы вода/ППГ-425 позволило получить новые результаты, к которым применим термин «аномальный».

Изучался теплообмен тонкого проволочного зонда (платиновая проволока диаметром 20 μm) с исследуемой средой. Время тепловой релаксации зонда составляет величину $\sim 1 \mu\text{s}$, что позволяет считать зонд практически безынерционным при временах нагрева в единицы-десятки миллисекунд. При этом удается осуществить режимы нагрева, которые невозможны для массивных нагревателей. Отметим также, что малая площадь зонда при рабочей длине 1 см позволяет легко получать сравнительно большие плотности теплового потока с его поверхности (единицы-десятки MWt/m^2) при небольших значениях электрической мощности, рассеиваемой на зонде.

Опыты проведены в режиме постоянной мощности нагрева зонда, в том числе, с возможностью ступенчатого изменения значения мощности непосредственно в ходе импульса. Особенности методического подхода будут подробно представлены в докладе.

Основной результат в отношении индивидуальных жидкостей и растворов с неограниченной растворимостью в широкой области сверхкритических параметров сформулирован следующим образом: пересечение окрестности T_c сопровождается пороговым снижением интенсивности теплопереноса, выраженным тем сильнее, чем ближе значение давления к p_c . Окончательного объяснения физической картины наблюдаемого эффекта пока найдено. В качестве рабочей гипотезы можно предположить два механизма. Первый связан с распадом среды в ближней сверхкритической области параметров на области повышенной и пониженной плотности, сопровождающимся частичным осушением поверхности нагревателя. Второй механизм связан с формированием адиабатического фронта, быстро удаляющегося от поверхности нагревателя и оставляющего за собой горячую среду, что и затрудняет теплоперенос [1].

Найденный эффект сглаживается при значениях давления порядка $3p_c$. Важно, что этот результат не мог быть предсказан, исходя из имеющихся представлений о сверхкритическом состоянии вещества, и противоречит известным результатам стационарного теплообмена, при котором наблюдаются пики теплоотдачи в ближней сверхкритической области параметров. Пики теплоотдачи при стационарном теплообмене выражены тем сильнее, чем меньше плотность теплового потока (свободно-конвективный теплообмен). При вынужденно-конвективном теплообмене

они начинают «стираться» по мере роста плотности теплового потока. Объяснение связывают, как правило, с характеристиками потока, которое, на наш взгляд, не является исчерпывающим. В наших опытах за счет малого времени теплового воздействия макроскопическое движение жидкости отсутствует, что позволяет делать обоснованные предположения о поведении именно пограничного слоя такой сверхкритической «жидкости», что особенно актуально в отношении сверхкритической воды, предлагаемой в качестве охладителя в концептах промышленных атомных реакторов 4-го поколения (Generation IV). По результатам наших опытов, значительная часть которых опубликована, сформулирована рекомендация принять в качестве рабочего давления значения из окрестности $2..3p_c$ вместо стандартного выбора 25 МПа. Такой выбор существенно снизит тепловое сопротивление пограничного слоя сверхкритической воды и сведет практически к нулю нелинейные эффекты теплообмена, обусловленные близостью к критической точке.

Совершенно другая картина теплообмена наблюдается в растворах с нижней критической точкой растворения (НКТР). В частности, в растворе полипропиленгликоля (ППГ-425) в воде удалось обнаружить спиноподобный распад системы. Он выражен в резкой интенсификации теплообмена при достижении в ходе нагрева некоторой температуры T_{sp} , зависящей от концентрации раствора. Наиболее интересным оказался диапазон концентраций 20..30% ППГ. При постоянной мощности нагрева термограмма становится практически горизонтальной, достигнув некоторого значения T_{sp} , несмотря на большую плотность теплового потока q , что однозначно свидетельствует о резкой интенсификации теплообмена. Интересно, что ступенчатое увеличение мощности в процессе нагрева приводит к небольшому росту температуры зонда при существенном росте значения q . То есть, заход вглубь области неустойчивых состояний приводит к значительному росту значения q . Опыты были проведены вплоть до разрушения зонда. В качестве механизма интенсификации рассматриваются диффузия доменов распавшегося раствора и самоиндуцированная конвекция [2].

Список литературы:

1. Rutin S.B., Igolnikov A.A., Skripov P.V. High-Power Heat Release in Supercritical Water: Insight into the Heat Transfer Deterioration Problem // Journal of Engineering Thermophysics, 2020, Vol. 29, No. 1, pp. 67–74.
2. Poesio P., Lessi A.M., Beretta G.P. Evidence of convective heat transfer enhancement induced by spinodal decomposition // Physical review E 75, 066306 (2007), pp. 066306-1 - 066306-9

*Работа выполнена при поддержке
гранта РФФИ 19-19-00115.*

УДК 536.244

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС КАПЛИ НАНОЖИДКОСТИ, ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ НА ГИДРОФОБНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Бочкарева Е.М., Миськив Н.Б., Старинский С.В.

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

История вопроса об испарении капель наножидкостей не богата и очень противоречива. Детально процесс испарения капель коллоидных растворов практически не изучался. Исключение составляют работы [1], в которых измерялась скорость испарения в окружающую неподвижную воздушную среду подвешенных к капилляру капель наножидкостей, а также их поверхностное натяжение. В качестве базовой жидкости использовалась вода, а частиц – лапонит, Ag и Fe₂O₃, массовая доля которых составляла 0,05 %, и только для лапонита 0,5 %. Главным выводом этих работ является слабое влияние добавки наночастиц на поверхностное натяжение жидких капель, а также скорость их испарения в начальные моменты времени. При достижении некоторого критического размера скорость испарения капель снижается, причем наиболее сильно этот эффект проявляется для растворов с частицами серебра. Для лапонита изменение скорости испарения капель не наблюдается, а наножидкость с частицами Fe₂O₃ занимает промежуточное положение между ними. Напротив, в работе [2] обнаружено сильное влияние наночастиц на скорость испарения. Если в капле жидкости находятся углеродные нанотрубки, то при малой их концентрации изменение скорости испарения не наблюдается. Это экспериментально показано в работе [3]. Несмотря на имеющееся множество теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию испарения наножидкостей, эта область моделирования далека от своего завершения. Целью данной работы являлось экспериментальное исследование температур и скоростей испарения капель наножидкостей в зависимости от условий окружающей среды.

В работе объектом исследования является испарение капли наномеси дистиллированной воды и наночастиц диоксида кремния (SiO₂). Выбор данных наночастиц определен тем, что нанопорошки SiO₂ широко применяются в самых различных областях промышленности и науки. Нано размерный диоксид кремния активно используют в качестве добавок в лакокрасочные изделия, антикоррозийные, антифрикционные и гидрофобные покрытия, резиновые изделия. Широкое распространение нано добавки SiO₂ получили в строительной области – их используют в качестве добавок для бетонов, сухих строительных смесей, термостойких и теплоизоляционных материалов. Для приготовления наножидкости использовались наночастицы диоксида кремния (SiO₂), чистота 99.95 %, S-типа, сферической формы, средний диаметр 12 нм, удельная площадь поверхности 165 – 195 м²/г (NANOGRAPHI

Co. Ltd.). Наножидкость получена массовой концентрацией путем добавления частиц в дистиллированную воду по технологии аналогичной [4].

Для подготовки подложек использовался метод NW CVD для последующей функционализации материала фторполимерным покрытием. С помощью дополнительной локальной лазерной обработки полученного композита создан материал с режимом пространственным переходом от супергидрофобности к супергидрофильности. Таким способом были получены посадочные места с известными данными (рис. 1). Данный материал позволяет проводить эксперименты по изучению тепло- и массообменных процессов, возникающих при испарении капель, варьируя ориентацию капли относительно гравитационных сил.

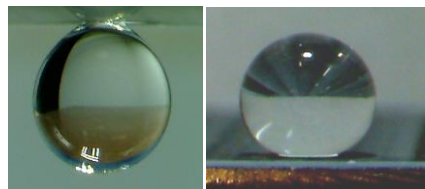


Рис. 1. Подвешенная и сидячая капли воды в процессе испарения с подложки при нормальных условиях.

В рамках настоящей работы проведены экспериментальные исследования процесса испарения капель жидкости, лежащих на структурированных поверхностях. В экспериментах для измерения температуры капли был использован бесконтактный метод инфракрасной термографии. Одновременно в экспериментах с использованием цифровой микроскопии фиксировалось изменение геометрических размеров капли в процессе испарения.

Список литературы:

1. Chen R.-H., Phuoc T.X., Martello D. (2010). Effects of nanoparticles on nanofluid droplet evaporation. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 53, pp. 3677–3682.
2. Chen R.-H., Phuoc T.X., Martello D. (2011). Surface tension of evaporating nanofluid droplets. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 54, pp. 2459–2466.
3. Terekhov V.I., Terekhov V.V., Shishkin N.E., Bi K.Ch. (2010). Heat and mass transfer in disperse and porous media experimental and numerical investigations of nonstationary evaporation of liquid droplets. *J. Eng. Phys. Thermophys.*, 83 (3), pp. 883–890.
4. Beybin İ., Melike K., Hakan E. Proceedings of the 1st Thermal and Fluid Engineering Summer Conference, TFESC August 9–12, 2015, New York City, USA.

*Изготовление супергидрофобных покрытий
выполнено при поддержке РФФ
(соглашение № 18-79-10119).*

*Работа по исследованию процесса испарения капли
выполнена при финансовой поддержке РФФИ
грант № 19-48-543034.*

УДК 532.529.6

ВЕРИФИКАЦИЯ ТЕНЕВОГО МЕТОДА И АНАЛИЗ ВКЛАДА РАЗЛИЧНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМЫ ЛЕЖАЩЕЙ КАПЛИ В ПРОЦЕССЕ ЕЕ ИСПАРЕНИЯ

Антоневич Я.В.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Анализ теневых изображений является самым распространенным оптическим методом для исследования процессов испарения и смачивания капель. Погрешность теневого метода обусловлена нетелецентричностью оптической системы, дифракцией на объективе камеры и на межфазной поверхности жидкость-газ, погрешностью численного метода, используемого для обнаружения контуров капли, а также пиксельным разрешением матрицы камеры. Конвекция Марангони на поверхности капли усложняет теоретическую оценку погрешностей. Кроме того, следует учитывать зависимость отражения света от формы капли. В данной работе экспериментально исследованы пределы применимости теневого метода и вклады погрешностей, связанных с нетелецентричностью оптической системы, а также дифракционных и численных погрешностей на различных стадиях испарения капли.

Для верификации теневого метода масса испаряющихся капель измерялась двумя способами: с помощью анализа теневых изображений и точного взвешивания на аналитических весах.

Морфология поверхности и наличие внешних сил могут сильно влиять на симметрию капли. Недавние экспериментальные исследования [1,2] показали, что симметричная модель капли во многих случаях слишком упрощена для описания динамики испарения и смачивания. Поэтому для повышения точности измерения объема капли мы реконструировали трехмерную форму капли с помощью синхронизованных изображений в двух ортогональных проекциях.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Массу лежащей капли этанола, испаряющейся на медной подложке, измеряли на аналитических весах AND bm-252 с точностью до 0,01 мг. Капля этанола испарялась при температуре 23 °С. Взвешивание происходило в герметично закрытом боксе с использованием самодельного кольца, чтобы избежать ошибок, вызванных конвекцией, и для достижения условий переноса с преобладанием диффузии. Теневая оптическая система состоит из источника рассеянного света (светодиод в сочетании с белым рассеивающим стеклом) и боковой камеры DMK23GP031 (с разрешением 2592×1944, динамический диапазон 12 бит, частота кадров 5 кадров в секунду) с макрообъективом (Nikon Nikkor AF 75-300). Для получения изображения капли сверху использовалась камера DMK 23GM021 (1280×960, 12 бит, частота кадров 5 кадров в секунду) с объективом NAVITAR HR (F2.8/50mm) и волоконно-оптическим кольцевым световодом, источником света Edmund Optics MI-150.

Для синхронизации изображений (с точностью до 0,01 сек) использовался покадровый захват видео с метками времени, реализованный с помощью системных объектов MATLAB Image Acquisition Toolbox. Для оптимизации вычислительных затрат захватывались пиксели только из области интереса. Затем кадры были проанализированы с помощью MATLAB Image Processing Toolbox. Для анализа контуров капли использовались два метода: DropSnake [3] (вид сбоку) и метод активных контуров (вид сверху).

На основании полученных экспериментальных данных выполнен анализ вклада погрешностей на различных стадиях испарения. Установлено, что теневой метод в нетелецентрических оптических системах может использоваться только для капель с краевыми углами больше ~10 град.

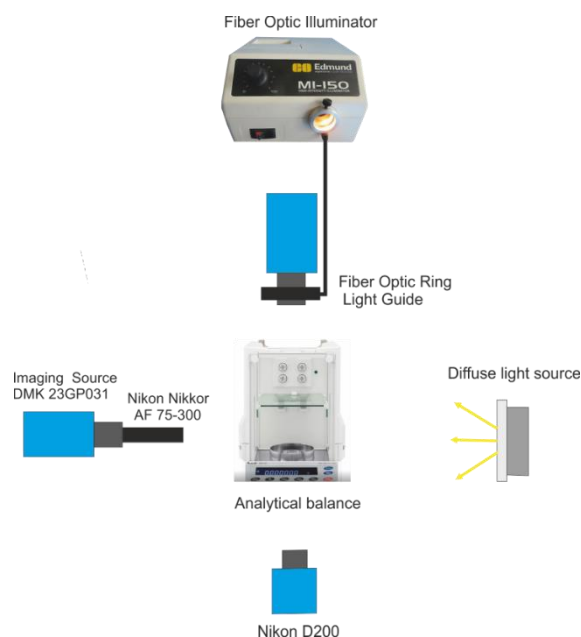


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Список литературы:

1. Chini, S. F., & Amirfazli, A. (2011). A method for measuring contact angle of asymmetric and symmetric drops. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 388(1–3), 29–37.
2. Ríos-López, I., Petala, M., Kostoglou, M., Karapantsios, T.D. Sessile droplets shape response to complex body forces. *Colloids Surf. A: Physicochem. Eng. Asp.* 2019, 572, 97–106.
3. A.F. Stalder, G. Kulik, D. Sage, L. Barbieri, P. Hoffmann, *Colloids Surf. A* 286 (1–3) (2006) 92–103.

УДК 536.24

КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК И ДИНАМИКА ПУЗЫРЕЙ ПРИ КИПЕНИИ В МИКРОКАНАЛАХ

Белослудцев В.В.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

Миниатюризация энергонапряженной электроники ставит задачи по эффективному теплоотводу на мини- и микро- масштабах. Кипение в мини- и микроканалах является перспективным способом решения поставленной задачи, как указано в совместном докладе ведущих полупроводниковых ассоциаций [1]. В настоящее время не так много работ по исследованию кипения в случае неоднородного теплового потока, который реализуется в практических приложениях, таких как, охлаждение микроэлектронного оборудования.

В работе [2] был предложен метод для обработки данных динамики роста парового пузыря. Метод позволил получать корректные экспериментальные данные на нескольких временных масштабах высокоскоростной визуализации, что подтверждается сравнением с классическими моделями роста, такими как [3] и [4]. Основной целью представляемой работы является продолжение исследования теплообмена и динамики роста паровых пузырей в плоском канале с локальным нагревом в диапазоне высоты канала 0,2 – 1,0 мм.

Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 1. Рабочий участок (4) состоит из тонкой стальной пластины с медным нагревателем со стороны 1x1 см, высота канала регулируется с помощью сменных фторопластовых вкладышей, на которые плотно прилегает верхняя стенка канала из просветленного стекла. Равномерность высоты канала измеряется конфокальным датчиком Micro-Epsilon IFC2451. Рабочая жидкость – вода MilliQ, подается в рабочий участок через контур, состоящий из насоса Ismatec Reglo-ZS (1), пластинчатого теплообменника (2) для термостабилизации рабочей жидкости при помощи термостата (10) и ультразвукового расходомера (3). Температура жидкости на входе в рабочий участок поддерживалась равной 25 ± 1 °С. При проведении экспериментов с мощностью нагрева более 200 Вт используется вспомогательный контур (7)-(8)-(9) для охлаждения рабочей жидкости. Давление на входе и выходе в канал измерялось датчиками давления (5). Визуализация динамики паровых пузырей выполнялась при помощи высокоскоростной камеры FASTCAM SA5. Скорость съемки в экспериментах варьировалась от 40 000 до 775 000 кадров в секунду при разрешении от 1024x1024 до 128x24 пикселей. Камера оборудована оптической системой, разрешение которой в экспериментах составляло от 2,8 до 3,5 мкм/пиксель в зависимости от используемых объективов.

Пример визуализации динамики роста парового пузыря в канале высотой 0,6 мм с использованием данной системы визуализации представлен на Рис. 2.

В работе будут представлены данные о зависимости критического теплового потока при кипении в канале с локальным нагревом высотой 0,2 – 1 мм. Будет

произведено сравнение динамики роста парового пузыря с известными данными из литературы и корреляционными зависимостями.

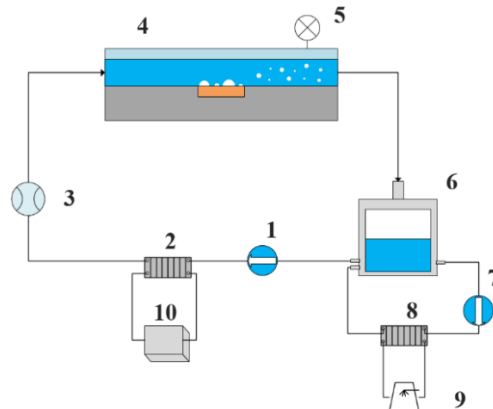


Рис. 1 Схема экспериментального стенда. 1 – насос Ismatec Reglo-ZS, 2, 8 – пластинчатый теплообменник HXP-193, 3 – расходомер Titan Atrato Ultrasonic, 4 – рабочий участок, 5 – манометр, 6 – бак с рабочей жидкостью, 7 – циркуляционный насос Xylem D5, 9 – циркуляционный контур ИТ СО РАН, 10 – термостат Huber MPC K6.

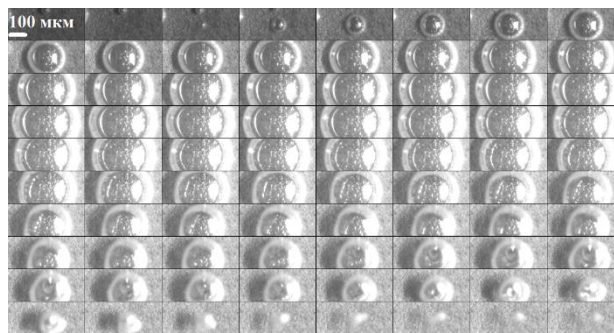


Рис. 2 Пример визуализации динамики парового пузыря. Частота съемки 300 000 к/с. Последовательность кадров слева направо, и далее построчно сверху вниз.

Список литературы:

1. “International Roadmap for Devices and Systems”, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2018.
2. Belosludtsev V. V., Zaitsev D. V. Influence of time reference point selection on representation of bubble growth data during flow boiling in microchannels //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2020. – Т. 2212. – №. 1. – С. 020011.
3. 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.
4. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях //Москва: Издательский дом МЭИ. – 2014 – С.450–455.

УДК 536.248.2

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ СУХИХ ПЯТЕН И ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ В ВАКУУМЕ

Сердюков В.С.^{1,2}, Суртаев А.С.^{1,2}, Малахов И.П.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Давление является одним из наиболее важных параметров, оказывающих существенное влияние на интенсивность и внутренние характеристики теплообмена при пузырьковом кипении жидкости. Также режимы теплообмена при парообразовании в условиях субатмосферных давлений реализуются на практике, в частности, в абсорбционных холодильных машинах, для охлаждения устройств микроэлектроники и т.д. Таким образом, исследование особенностей кипения жидкости при пониженных давлениях является не только актуальной фундаментальной, но и важной прикладной задачей.

Однако, несмотря на то что на сегодняшний день опубликовано достаточно большое количество работ, посвященных различным аспектам кипения в вакууме, многие вопросы остаются до сих пор открытыми. Одними из таких вопросов являются влияние понижения давления на динамику контактной линии жидкость-стенка-пар в основании паровых пузырей, плотность центров парообразования, а также взаимосвязь локальных микрохарактеристик и интенсивности теплоотдачи при кипении. Настоящая работа посвящена комплексному исследованию особенностей теплообмена и динамики парообразования при кипении жидкости в вакууме с использованием современных высокоскоростных экспериментальных методик.

Эксперименты были проведены с использованием установки, подробное описание и схематический вид которой представлены в [1]. Опыты были проведены при кипении насыщенной воды в диапазоне давлений 8.8-103 кПа. В качестве поверхности теплообмена была использована сапфировая подложка с напыленным прозрачным тонкопленочным нагревателем. Для визуализации парообразования, как с боковой, так и с нижней сторон прозрачного нагревательного элемента была проведена видеосъемка с частотой записи до 20 кГц. Для исследования нестационарного поля температур нагревательной поверхности в работе была использована высокоскоростная термографическая съемка с частотой 1 кГц.

В результате проведенных экспериментов были получены новые данные по влиянию давления на основные локальные характеристики теплообмена при кипении. Показано, что с понижением давления для заданных тепловых потоков происходит значительное уменьшение плотности центров парообразования и частоты отрыва паровых пузырей, при этом их отрывной диаметр существенно возрастает. Также была детально изучена динамика паровых пузырей и показаны различные механизмы роста пузырей в зависимости от давления.

С помощью высокоскоростной термографии были получены данные по эволюции локальной и интегральной температуры нагревателя при кипении при различных давлениях в широком диапазоне изменения тепловой нагрузки. Показано, что с понижением давления от атмосферного до 8.8 кПа происходит уменьшение коэффициента теплоотдачи на 40%.

Использование в работе прозрачной конструкции нагревательного элемента и высокоскоростной визуализации с его нижней стороны позволило впервые изучить влияние давления на эволюцию контактной линии при пузырьковом кипении. В частности, была изучена скорость роста сухих пятен при кипении воды при субатмосферных давлениях. Анализ полученных данных показал, что для всех исследованных тепловых потоков скорость роста сухих пятен постоянна во времени и имеет явно не монотонную зависимость от давления с выраженным минимумом в области давлений 22-42 кПа (рис. 1).

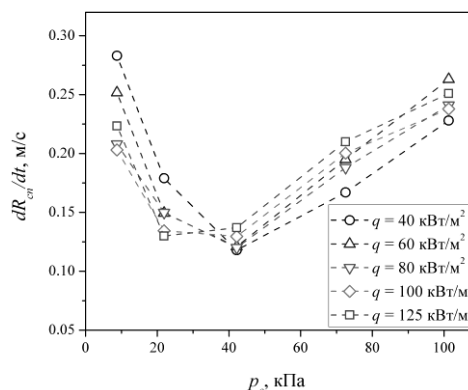


Рис. 1. Зависимость скорости роста сухих пятен в основании паровых пузырей при кипении воды от давления при различных тепловых нагрузках.

В работе был проведен теоретический анализ влияния различных факторов на толщину, скорость испарения жидкого микрослоя и эволюцию сухих пятен, формирующихся под пузырьём при различных давлениях, и предложено объяснение наблюдаемой немонотонной зависимости.

Список литературы:

1. A. Surtaev, V. Serdyukov, I. Malakhov Effect of subatmospheric pressures on heat transfer, vapor bubbles and dry spots evolution during water boiling // Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. V. 112. P. 109974.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 20-58-46008.

УДК 536.2

ТЕПЛОТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Павленко А.Н., Жуков В.Е., Слесарева Е.Ю.

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

Повышение эффективности, надежности и энергонапряженности теплообменных устройств является актуальной задачей в различных областях промышленности. Одним из путей повышения эффективности теплообмена является модификация теплоотдающей поверхности (ТП). Для модификации ТП применяются различные технологии (механическое резание, плазменное напыление, гальваническое осаждение и т. д.) [1, 2]. Модификация ТП посредством аддитивных технологий (3D-печать) [3] является весьма перспективным направлением, поскольку позволяет организовать структуры поверхности любой сложности с высокой воспроизводимостью параметров. В данной работе приведены результаты исследования теплообмена при кипении фреона R21 на плоской, вертикально ориентированной латунной поверхности, модифицированной медным покрытием с использованием 3D-печати.

Рабочий участок изготовлен из латунного шестигранника размером 36 мм между гранями. С одного конца в шестигранник установлены 3 тепловыделяющих элемента мощностью 50 Вт каждый. Второй конец проточен до диаметра 20 мм на длине 45 мм. Торце цилиндрической части является ТП. По длине цилиндрического участка на расстояниях 10, 20, 30 и 40 мм, соответственно, от торца просверлены сквозные каналы диаметром 1.3 мм, в которых установлены полупроводниковые термометры. Тепло от тепловыделяющих элементов передается к исследуемой ТП теплопроводностью через цилиндрический участок с термометрами. По распределению температуры вдоль цилиндра рассчитывается плотность теплового потока и температура ТП. Боковая поверхность цилиндра и тепловыделяющий конец стержня покрыты базальтовой ватой и помещены в герметичный блок. Крышка блока изготовлена из стеклотекстолита толщиной 8 мм. Через отверстие в крышке выведен цилиндрический конец рабочего участка, на торце которого исследовалась теплоотдача к жидкому фреону R21.

Модификация ТП была сделана с использованием изготовленных методом 3D-печати пластин толщиной 0.5 мм и шириной 4 мм. Пластины изготовлены из медных сферических гранул среднего диаметра 50 мкм посредством лазерного сваривания гранул. Пластины закреплены на поверхности теплоотдачи посредством точечной пайки (см. рис. 1).

Эксперименты проводились в условиях большого объема при давлении 0.18–0.21 МПа, что соответствует равновесным температурам 25–30°C. Плотность теплового потока изменялась в диапазоне 700–410000 Вт/см². На диаграмме (см. рис. 2) приведены зависимости коэффициента теплоотдачи (α) от плотности теплового потока (q).

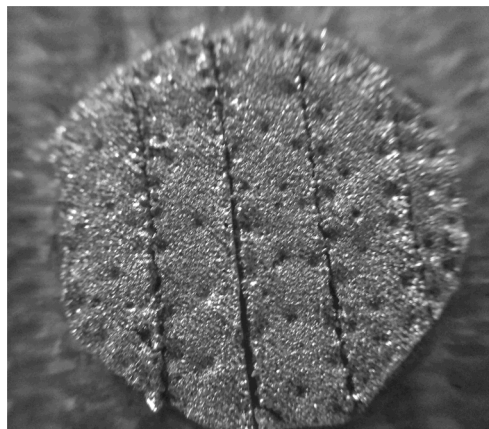


Рис. 1. Фотография модифицированной ТП.

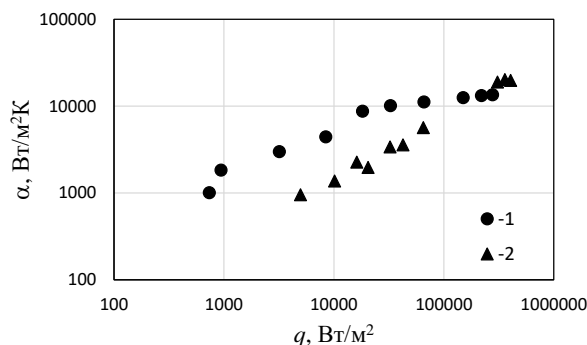


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи (α) от плотности теплового потока (q): 1 – вертикальная ТП с модифицированной поверхностью; 2 – гладкая горизонтальная ТП без покрытия.

На вертикально ориентированной модифицированной ТП коэффициент теплоотдачи выше, чем на не модифицированной ТП в диапазоне значений плотности теплового потока $q < 200000$ Вт/м².

Список литературы:

1. Дедов А. В., Забиров А.Р., Федорович С.Д., Ягов В.В. Влияние углеродистого покрытия поверхности на теплообмен при нестационарном пленочном кипении // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. №1. С. 72–82.
2. Товажнянский Л.Л., Вель В.Е. Новый класс керамических материалов, обеспечивающий энергоэффективность высокотемпературных технологий: Academia de Stiinte a Moldovei. 2012. С. 78–82.
3. Баев С.Г., Бессмельцев В.П., Голошевский Н.В., Горяев Е.П., Кастеров В.В., Смирнов К.К. Лазерная система для исследования аддитивного формообразования изделий из металлических порошков // Интерэкспо Гео-Сибирь. 2017. Т. 5. №1. С. 29–34.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект РНФ № 19-19-00180).

УДК 536

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУР ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ЖИДКОСТЬ-ПАР

Гатапова Е.Я.

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

Оптимизация размеров электронных устройств требует новых подходов к изучению тепломассопереноса на микромасштабе. В частности, развитие высокоэффективных теплообменников, паровых камер и тепловых трубок с микронными характерными размерами, требует новые фундаментальные знания о процессах с фазовыми переходами. Необходимы более тонкие экспериментальные подходы для исследования межфазных условий при испарении, конденсации и кипении. Настоящая работа посвящена изучению профиля температуры вблизи границы раздела жидкость-пар вблизи слоя Кнудсена.

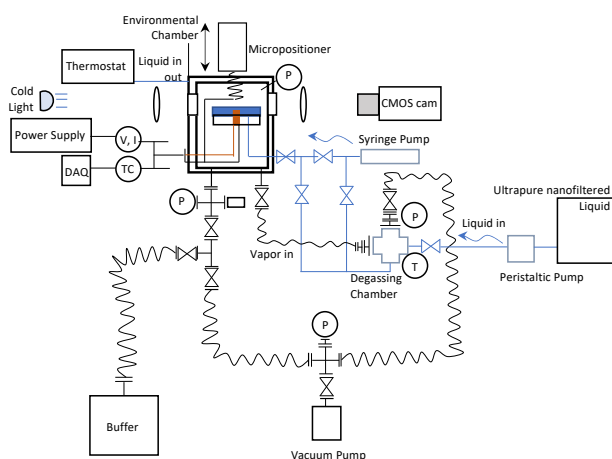


Рис. 1. Экспериментальная установка.

За последние два десятилетия разные авторы [1–2] измерили профили температуры и скачок температуры на границах раздела жидкость-пар/газ. Во всех этих экспериментах скачок температуры, измеренный на границе раздела, оказался неожиданно большим, намного большим, чем предсказанный кинетической теорией газов. Лишь недавно появилась новая серия измерений [3], в которой скачок температуры оказался значительно меньше. Также стоит отметить, что еще в недавних работах [2] измеренная температура пара вблизи границы раздела была выше, чем температура границы раздела. Положительные значения разности температур между температурой жидкости и пара на

границе раздела (температура пара ниже температуры границы раздела) были измерены только авторами [3]. В [4] разработан кинетический подход, описывающий рассматриваемое явление.

В данной работе представлены совершенно новые экспериментальные данные по температурному профилю, выполненные на новой установке с контролируемыми условиями, рис. 1. Установка позволяет измерять профили температуры при различных режимах насыщения, изменяя давление. Измерения проводились с помощью различных микротермопар с характерным размером 2–3 мкм. Оптическая система также используется для визуализации потока и управления движением термодпары. Показано, что скачки температур зависят от скорости испарения и теплового потока, а его рост приводит к увеличению скачка температуры на границе раздела. Температурные скачки регистрировались на границе раздела, регистрировались моды как с положительным, так и с отрицательным скачком, а также с отсутствием скачка температуры. Эксперименты хорошо описываются качественно с кинетической теорией и соотношениями Онзагера-Казимира. Результаты данных экспериментов, выполненные в широком диапазоне давления, дают обобщение и объяснение предыдущих работ о скачке температур на межфазной границе.

Список литературы:

1. Shankar P.N., Deshpande M.D., On the temperature distribution in liquid-vapor phase change between plane liquid surfaces // Phys. Fluids A 2 (1990) 1030–1038.
2. Ward C.A., Fang G., Expression for predicting liquid evaporation flux: Statistical rate theory approach // Phys. Rev. E 59 (1999) 429–440.
3. Gatapova E.Y., Graur I.A., Kabov O.A., Aniskin V.M., Filipenko M.A., Sharipov F. and Tadrist L., The temperature jump at water – air interface during evaporation, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 104, pp. 800–812 (2017)
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, 136 (2019), p. 449 – 456

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-19-00722).

УДК 536.248

ОСОБЕННОСТИ ИНИЦИАЛИЗАЦИИ И ДИНАМИКИ КВЕНЧ ФРОНТА НА ЭКСТРЕМАЛЬНО ПЕРЕГРЕТОЙ ПЛАСТИНЕ, ОХЛАЖДАЕМОЙ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКОЙ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Стародубцева И.П., Павленко А.Н.

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

Квенчинг - общепринятый в настоящее время термин для процесса быстрого охлаждения твердого тела, перегретого выше температуры термодинамического предела перегрева жидкости. Исследования, затрагивающие проблемы теории теплообмена при нестационарном охлаждении высокотемпературных тел, проводятся в научных центрах Японии, США, Кореи, Индии, России, Израиля, Нидерландов, Великобритании, Германии. Можно выделить несколько основных направлений исследований: охлаждение высокотемпературных тел в большом объеме жидкости; струйное и спрейное охлаждение; охлаждение стекающими пленками жидкости; взаимодействие жидких капель с сильно перегретой поверхностью.

В металлургии квенчинг применяют для улучшения прочностных характеристик металла. Квенчинг представляет большой интерес для крио-консервации биологических тканей. В ситуации с локальной потерей сверхпроводящего состояния при распространении нормальной зоны необходимо быстрое охлаждение сверхпроводящих магнитов. Знание закономерностей квенчинга, полного времени переходного процесса, скорости квенч фронта, необходимо при аварийном охлаждении активной зоны для решения проблем безопасности ядерных реакторов.

В настоящей работе представлены результаты вычислительных экспериментов, моделирующих квенчинг высокотемпературной вертикальной пластины гравитационно стекающей пленкой жидкого азота. Процесс описывается параболическим нестационарным дифференциальным уравнением теплопроводности со стоком тепла в жидкость. Вычислительная схема сконструирована на базе метода поперечных направлений [1].

Исследованы особенности инициализации и динамики квенч фронта в переходном процессе. Начальная температура исследуемого образца была выше температуры Лейденфроста и даже выше критической температуры, что исключало возможность длительного стабильного контакта жидкости с поверхностью. В нашей предыдущей работе [2] были сформулированы стадии процесса и показано, что инициализация квенч фронта на гладкой поверхности происходит при температуре $T_{ис} \sim 110$ К, соответствующей термодинамическому пределу перегрева жидкости. При более высокой температуре фронт находится в стадии стагнации над верхней границей пластины. Наличие неоднородностей на поверхности пластины и волн на межфазной поверхности жидкость-пар может послужить причиной дестабилизации паровой пленки, появления локальных контактов жидкости с твердым телом. Температурное поле деформируется, в области контакта

возникает вогнутое температурное возмущение. В результате стока тепла кондуктивной теплопроводностью в область с пониженной температурой скорость остывания пластины начинает увеличиваться по сравнению с первой стадией. При достижении пороговой температуры T_r начинается интенсивное пузырьковое кипение, что приводит к максимальной скорости охлаждения поверхности и быстрому продвижению квенч фронта. Картина бегущего по поверхности квенч фронта, полученная численно, удовлетворительно совпала с наблюдаемой в экспериментах. Однако, в диапазоне температур $T_{ис} - T_r$ пластина остывала несколько быстрее, чем в эксперименте. В момент инициализации в модель в этом случае был встроены механизм стационарного локального контакта жидкости с твердым телом.

В настоящей работе реализована усовершенствованная численная модель квенчинга, предполагающая в момент инициализации квенч фронта нестационарный локальный контакт жидкости с поверхностью в окрестности верхней границы нагревателя. Частота контактов соответствует частоте волн в стекающей пленке криогенной жидкости. Микроструктура поверхности может быть важнейшим фактором, влияющим на инициализацию контакта жидкости с экстремально перегретой поверхностью. Для ускорения квенчинга перспективно искать способы организовать локальный контакт жидкости с поверхностью при более высоких температурах.

В вычислительных экспериментах получена динамическая картина бегущего квенч фронта, удовлетворительно коррелирующая с наблюдаемой в опытах. Достоверность полученных численными методами результатов подтверждена прямым сравнением с экспериментальными данными по изменению температуры пластины во времени, а также по скорости и форме фронта.

Список литературы:

1. K. Fletcher, Numerical methods in fluid dynamics, 1, Berlin: Springer-Verlag, (1991).
2. Starodubtseva I.P., Pavlenko A.N., Surtaev A.S. Heat transfer during quenching of high temperature surface by the falling cryogenic liquid film // Int. Journal of Thermal Sciences. 2017. V. 114. P. 196–204.

Исследование выполнено в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (тема III.18.2.3, проект АААА-А17-117030310025-3) и при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-08-00402_a).

УДК 536.24

ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА И ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ПЛЕНКОЙ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В МИНИ-КАНАЛЕ

Ткаченко Е.М.^{1,2}, Белослудцев В.В.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Охлаждение микроэлектронного оборудования в настоящее время является одной из самых сложных задач теплофизики. Для достижения высоких тепловых потоков и уменьшения объема используемой жидкости особенно многообещающим выглядит технологическое решение, когда тепло передается от нагревательного элемента к тонкой интенсивно испаряющейся пленке жидкости, движущейся под действием трения вынужденного потока газа в мини- или микро-канале [1]. В работе [2] представлен метод определения теплового потока с учетом тепловых потерь в экспериментах с пленкой жидкости. Целью настоящей работы является верификация данного метода.

Рабочий участок представляет собой герметичный плоский канал высотой 0,6 – 1 мм с медным нагревателем площадью 10x10 мм². Нагреватель представляет собой медный цилиндр, обмотанный нихромовой спиралью. Пропусканием электрического тока через нихромовую спираль осуществляется нагрев. Боковая поверхность нагревателя со спиралью изолирована от окружающей атмосферы теплоизоляционной шубой. В качестве рабочей жидкости и газа использовались вода и воздух, соответственно, с начальной температурой $T_0 \approx 25^\circ\text{C}$. Для измерения температур в рабочий участок была встроена система термопар. С помощью термопар также определялись потери тепла в атмосферу и растечки тепла в стальную пластину.

Для верификации используемого метода определения теплового потока и тепловых потерь был проведен эксперимент в конвективном режиме в канале для последующего сравнения с численным расчетом в программном обеспечении. Эксперимент и численное исследование было проведено при расходе жидкости 60 – 1500 мл/мин ($Re_l = 80 - 860$), рис. 1. В дополнение к этому, было проведено сравнение с числами Нуссельта полученными из теоретического расчета теплообмена в термическом начальном участке плоской трубы для граничных условий $T = \text{const}$ [3]. Стоит отметить, что для чисел Рейнольдса $Re_l = 80 - 860$ длина термического начального участка лежит в диапазоне $l_{н.т.} = 20 - 210$ мм, а длина гидродинамического начального участка лежит в диапазоне $l_{н.г.} = 0,5 - 8$ мм. Таким образом, при любых расходах весь нагреватель (расстояние от жидкостного сопла 38 мм, длина нагревателя 10 мм) находится в развитом гидродинамическом участке, но на начальном термическом участке, что обосновывает сравнение с теоретической зависимостью из [3]. На рис. 2 данные экспериментов с пленкой жидкости, движущейся под действием потока

газа, ($Re_l = 30$ и $U_{sg} = 8$ м/с) сопоставлены с расчетом для пленочного течения для $T = \text{const}$ из работы [4]. Как можно увидеть из графиков на рис. 1-2, экспериментальные и расчетные числа Нуссельта хорошо согласуются, что свидетельствует о правильности метода определения теплового потока и тепловых потерь. Несогласованность крайних 2 точек графика на рис. 2, можно объяснить переходом от конвективного режима к кипению.

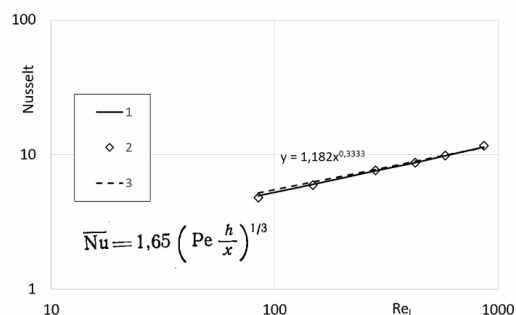


Рис 1. Конвективный теплообмен в канале 0,6 мм. Сравнение чисел Нуссельта для численного моделирования (1), эксперимента (2) и теоретической зависимости (3) [3].

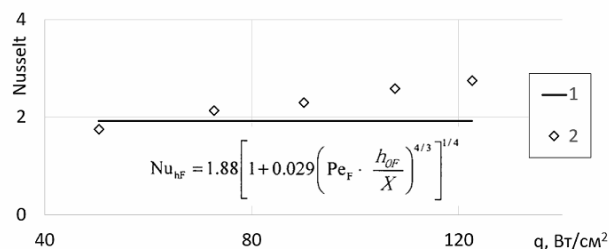


Рис 2. Теплообмен к пленке жидкости, движущейся под действием потока газа в канале 1мм. Нуссельт из [4] (1), эксперимент (2).

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, Vol. 159, 00054.
2. Tkachenko E.M. and Zaitsev D.V. Taking into account heat losses in experiments with locally heated shear-driving liquid films in a mini-channel// AIP Conference Proceedings, 2019, Vol. 2135, 020057.
3. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах / Б.С. Петухов; под ред. В.Н. Попова. Издательство «Энергия», 1967. 412 с.
4. G. Gimbutis, Heat Transfer to a Falling Fluid Film, Mokslas, Vilnius, 1988.

УДК 621.1.016:532.66:532.62

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ МИКРОКАНАЛАХ МЕТОДОМ LIF

Барткус Г.В.^{1,2}, Кузнецов В.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Миниатюризация устройств в различных областях техники и развитие систем для их обеспечения вызывают интерес к исследованиям, направленным на изучение явлений, возникающих на микромасштабе. Например, двухфазные газожидкостные течения в микроканалах различной формы широко распространены в виде газожидкостных систем для отвода тепла, в которых значительную роль играют капиллярные силы [1,2]. Для создания таких систем необходима детальная информация о течении потока, его локальных и статистических характеристиках, а также о других фундаментальных закономерностях процессов, происходящих в газожидкостном потоке.

В данной работе представлены экспериментальные результаты по локальной структуре течения газожидкостных смесей в горизонтальных гидрофильных и гидрофобных микроканалах (отношение сторон 1:2) с Т-образными смесителями прямого и бокового типов. Микроканалы были изготовлены из материала полидиметилсилоксан (PDMS). Гидрофильное покрытие было получено при прокатке сквозь канал раствора поливинилового спирта в воде после плазменной активации поверхности (контактный угол $11 \pm 4^\circ$); гидрофобное покрытие - раствора силикона в изопропиловом спирте (контактный угол $114 \pm 7^\circ$). В качестве рабочих жидкостей использовались 95% этанол и 20.9% водный раствор глицерина, в качестве газовой фазы - азот. 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 стекала 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 (LIF) [3].

Лазерное сканирование и скоростная видеосъемка позволили установить статистические характеристики газожидкостного течения, а именно получить зависимость среднеквадратичного отклонения распределения газовых пузырей от приведенной скорости газа J_{gas} , и построить карты режимов течения. Показано, что увеличение поверхностного натяжения и вязкости жидкости сдвигает границу перехода от периодического режима течения к переходному в сторону больших приведённых скоростей по газу. При использовании метода LIF были построены распределения жидкой фазы в продольном и поперечном сечениях микроканала и определена локальная толщина пленки жидкости с использованием красителя Родамин бЖ.

Распределение толщины пленки жидкости вдоль направления движения пузыря и вдоль длинной стороны канала для периодического режима течения смеси 95% этанол-азот при $J_{liq}=0.2$ м/с, $J_{gas}=0.38$ м/с является неравномерным вследствие определяющего влияния капиллярных сил (см. рис. 1). Это приводит к возникновению менисков жидкости на коротких сторонах микроканала и тонких пленок жидкости на длинных сторонах канала.

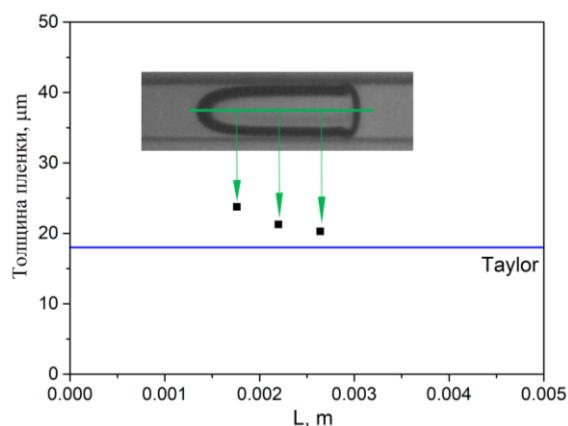


Рис. 1. Значение измеренной толщины пленки вдоль центрального сечения пузыря для течения смеси 95% этанол-азот при скоростях $J_{liq}=0.2$ м/с, $J_{gas}=0.38$ м/с и расчет толщины пленки по [4].

Показано, что измеренная толщина пленки жидкости в центральном сечении канала имеет наибольшее значение в поперечном сечении канала и оно больше, чем в расчете по модели [4] для равномерной пленки. Толщина пленки от центрального сечения уменьшается к менискам жидкости, что делает возможным значительную интенсификацию теплообмена при испарении по отношению к круглым каналам.

Список литературы:

1. Kuznetsov V. V., Shamirzaev A. S. Flow boiling heat transfer in two-phase micro channel heat sink at low water mass flux //Micro-gravity Science and Technology. 2009. Т. 21. № 1. Р. 305–311.
2. Chinnov E. A., Ronshin F. V., Kabov O. A. Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels //International Journal of Multiphase Flow. 2016. Vol. 80. P. 57–68.
3. Барткус Г. В., Кузнецов В. В. Экспериментальное изучение детальной структуры газожидкостного течения в прямоугольном микроканале // Сибирский физический журнал. 2016. Т. 11. № 1. С. 73–79.
4. Aussillous P., Quéré D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // Physics of fluids. 2000. Vol. 12, No. 10. P. 2367–2371.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект №16-19-10519-П).

УДК

**COLUMN APPARATUS FOR INTENSIVE MASS TRANSFER
IN THREE-PHASE SYSTEMS**

Boyadjiev Chr. B., Boyadjiev, B. Chr., Dzhonova D. B, Popova P. G., Stefanova K.V., Panyovska St. P.

Institute of Chemical Engineering at the Bulgarian Academy of Sciences
Bulgaria, Sofia 1113, Acad. G. Bonchev Str. Bl.103, Sofia 1113

The problems of mass transfer in three-phase systems in industrial packed bed columns are related to their optimal design or optimal control, i.e. with the intensification of mass transfer. Studies have shown [1], [2], that the rate of the processes depends on the radial irregularity of the fluid velocity over the cross-section of the column apparatus and increases with the reduction of this irregularity. The registered utility model [3] offers a column apparatus, Fig.1, for three-phase processes with tangential gas (liquid) introduction into the column. The result is a swirling gas (liquid) flow in the apparatus, thereby reducing practically to zero the radial irregularity of the axial velocity component in the column. The utility model is applicable to chemical, absorption, adsorption and catalytic processes in chemical industry, biotechnology and thermal energy.

References:

5. Modeling of Column Apparatus Processes/ Chr. Boyadjiev, M. Doichinova, B. Boyadjiev, P. Popova-Krumova, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2016
7. Modeling of Column Apparatus Processes/Chr. Boyadjiev, M. Doichinova, B. Boyadjiev, P. Popova-Krumova, (Second edition), Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2018
8. Column apparatus for intensive mass transfer in three-phase systems. Bulg. utility model Reg. No. 3609 with Priority 03/02/2020

This work is supported by Project of Fundamental Scientific Research # 19-58-18004, conducted by the Russian Foundation for Basic Research and the National Science Fund of Bulgaria, contract KP 06 RUSIA-3/27.09.2019.

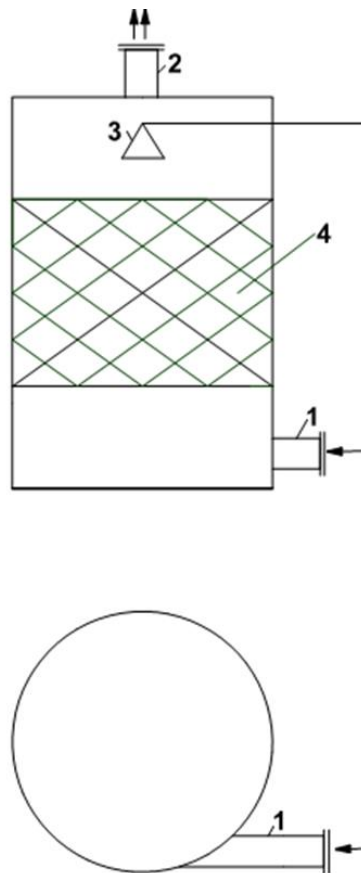


Fig. 1. Packed bed column with tangential gas (liquid) introduction: 1 – gas (liquid) inlet, 2 – gas (liquid) outlet, 3 – liquid distributor, 4 – packed bed.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ ФИЛЬТРАЦИИ ПАРОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

Храмцов Д.П.^{1,2}, Некрасов Д.А.^{1,2}, Вязьмин А.В.^{1,2}, Покусаев Б.Г.¹

¹ ФГБОУ ВО «Московский политехнический университет»,
107023, Россия, Москва, ул. Большая Семеновская, д.38

² ФГБОУ ВО «МИРЭА - Российский технологический университет»,
119454, Россия, Москва, пр. Вернадского, д. 78

Ввиду широкого распространения в промышленности критической инфраструктуры, работающей при высоких давлениях при наличии эффектов тепломассопереноса и фазовых переходов, задача моделирования подобных процессов является актуальной. Особенно важно понимание подобных процессов в условиях аварийных ситуаций при потенциальном нарушении герметичности реакторов [1], в том числе каталитических [2], и теплообменных аппаратов. В случае аварийной разгерметизации емкости, содержащей жидкость под высоким давлением, возникает процесс критического истечения парожидкостной смеси с возможным эффектом газодинамического запираания.

Существует ряд моделей для описания критического истечения двухфазного потока [3], в том числе предназначенных для оценки потерь теплоносителя при аварийной разгерметизации системы охлаждения ядерного реактора [4]. При исследовании критических потоков основное внимание уделяется рассмотрению задачи критического истечения из свободного канала. Однако существует класс задач, где критический поток реализуется при истечении из канала, заполненного зернистой засыпкой, например в перспективных ядерных реакторах на основе микротвэл.

Для подобного класса задач экспериментальные и численные исследования практически не представлены в литературе. Экспериментально случай критического истечения парожидкостной смеси из канала с зернистой засыпкой рассматривался в [5], где были получены данные о критических расходах парожидкостной смеси при различных паросодержаниях и геометрических параметрах засыпки. В связи с этим представляет интерес получение расчетных характеристик критических потоков при истечении из канала, заполненного зернистой засыпкой, в особенности данные по скорости звука, реализующейся в подобных критических потоках.

С целью определения скорости звука критического парожидкостного потока при истечении из трубы с зернистой засыпкой авторами была разработана модель с применением метода сглаженных частиц [6] на основе ранее разработанной модели движения двухфазного потока в зернистом слое [7]. Было реализовано две модификации расчетной модели. Первая модификация позволяет производить расчет эволюции паровой и жидкой фаз и таким образом получить оценку коэффициента скольжения фаз, который является важным параметром при проведении аналитических расчетов критических потоков [7], основанных на [8]. В случае трехмерного моделирования критического истечения парожидкостного потока, где паровая и жидкая фазы представлены раздельно возникает неоднородность

потока в сечении выходного отверстия, в связи с чем не представляется возможным однозначно произвести оценку скорости звука, реализующуюся в подобном потоке. Для решения этой задачи была реализована модификация модели, основанная на представлении потока как гомогенного, имеющего осредненные характеристики парожидкостной среды. Данная модель не позволяет исследовать динамику жидкой и паровой фаз отдельно, но позволяет оценить скорость звука критического потока.

Получены зависимости скорости звука критического потока в зависимости от объемного паросодержания и геометрии зернистой засыпки в трехмерной постановке. Проведена оценка коэффициента скольжения паровой и жидкой фаз в трехмерном канале, заполненном сферической засыпкой. Выполнено сопоставление расчетных результатов с существующими экспериментальными данными и аналитическими расчетами. Сопоставление показало хорошую согласованность.

Список литературы:

1. Гофман Г.В., Крошили А.Е., Нигматулин Б.И. Нестационарное волновое истечение вскипающей жидкости из сосудов // ТВТ. 1981. Т. 19. № 6. С. 1240–1250.
2. Henda R., Machac A., Nilsson B. Heat and mass transport in a non-linear fixed-bed catalytic reactor: Hot spots and thermal runaway // Chem. Eng. J. 2008. V. 143. P. 195–200.
3. De Lorenzo M., Lafon P., Seynhaeve J., Bartosiewicz Y. Benchmark of Delayed Equilibrium Model (DEM) and classic two-phase critical flow models against experimental data // Int. J. Multiph. Flow. 2017. V. 92. P. 112–130.
4. Bartosiewicz Y., Seynhaeve J. Delayed Equilibrium Model (DEM) of Flashing Choked Flows Relevant to LOCA and Implementation in System Codes // ICONE 22. 2004. Praha.
5. Таиров Э.А., Покусаев Б.Г., Быкова С.М. Критическое истечение парожидкостного потока через слой шаровых частиц. ТВТ. 2016. Т. 54. № 2. С. 277–286.
6. Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 1703–1759.
7. Pokusaev B.G., Khramtsov D.P., Tairov E.A., Khan P.V. Numerical and analytical approaches to modeling critical two-phase flow with granular layer // J. Eng. Thermophys. 2018. V. 27. № 1. P. 20–29.
8. Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое / М.А. Гольдштик.; Н.: ИТ СО РАН, 2005. 358 с.

Статья подготовлена в рамках выполнения базовой части государственного задания ФГБОУ ВО «Московский политехнический университет» (проект FZRR-2020-0027).

Работа в части разработки модуля расчетной модели, ответственной за определение массового расхода парожидкостной смеси выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-08-00709).



Секция 5

Теплофизические проблемы энергетики,
энергоэффективность
и энергосбережение



УДК 621.365.91:533.9

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННО-ТЕРМИЧЕСКОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ТЕХНОГЕННЫХ ОТХОДОВ

Домаров П.В.

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

Как показывают результаты анализа современной научно-технической и патентной документации, плазменные технологии активно развиваются для переработки техногенных отходов (ТО) с производством синтез-газа (топливного газа), используя его, в дальнейшем, в энергогенерирующих устройствах.

Плазменные технологии позволяют перерабатывать техногенные отходы без промежуточного передела, получая из них экологически безопасный шлак и для ряда техногенных отходов – высококалорийный синтез-газ. Для прогнозирования многопараметрического электротехнологического оборудования при плазменной переработке/утилизации техногенных образований и отходов разработана модель тепло-массообмена шахтной электропечи. Данное исследование является развитием и усовершенствованием ранее проведенных работ [1] в области создания энергоэффективных плазменных электроустановок для переработки ТО и в основной своей части посвящена численному моделированию сложного тепло-массообмена в шахте электропечи в двухфазной системе (шихта ТО и газовая среда).

Расчетное моделирование теплообмена для условий шахтной печи осложнено многочисленными физико-химическими процессами: комбинированным тепло-массо-обменом в двухфазной системе, сопровождаемым комплексом химических реакций, фазовыми переходами (сублимация, плавление, испарение) и поэтому требует применения современных численных методов.

В предлагаемой модели в верхнюю часть шахты печи подается шихта техногенных отходов с начальной температурой t_0 и удельным расходом G_M^0 . Навстречу движущейся вниз шихте поднимается газовый поток, нагретый в нижней части печи одним или несколькими плазмотронами с начальной температурой T_0 и удельным расходом G_r^0 . Шихта, перемещаясь по шахте, подвергается последовательно сушке, пиролизу и газификации органической компоненты отходов. Неорганическая часть техногенных отходов

переходит в зоне плавления в расплав. Поднимающийся газовый поток насыщается переходящей в газообразное состояние органической составляющей и водяным паром.

В результате тепло-массообмена между шихтой и газом формируется температурное поле в шихте и в газовом потоке.

Для моделирования пористой структуры системы применяется модель двух взаимопроникающих континуумов.

Теплообмен в слое шихты описывается системой уравнений: уравнение энергии в шихте и газе. Расчет удельной мощности тепловыделения q_{mn} обусловленной протеканием химических реакций, проводился в приближении химического равновесия. Если зависимость константы равновесия фаз при окислении и газификации твердых отходов является функцией температуры, то в предположении линейного распределения температуры шихты по высоте печи можно получить распределение мощности тепловыделения за счет химических реакций q_{vx} .

Предлагаемая модель теплообмена в шахтной электропечи с плазменным подогревом позволяет исследовать влияние основных факторов: теплового излучения, химических реакций, контактной теплопроводности. С её помощью можно выбрать необходимый состав плазмообразующего газа с целью получения синтез-газа заданного состава, определить габариты печи для полной утилизации ТО и рассчитать необходимую мощность плазмотрона.

Список литературы:

1. Anshakov A.S., Aliferov A.I., Domarov P.V. Investigation of energy parameters of the plasma-resistive furnace // T&A, 2016. Vol. 14, № 4. pp. 639–650.
2. Чередниченко В.С., Аньшаков А.С., Кузьмин М.Г. Плазменные электротехнологические установки: учебник для ВУЗов – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2008. 602с.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117030910025-7).

УДК 621.365.91:533.9

ПЛАЗМО-ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ГАЗИФИКАЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ ОТХОДОВ

Аньшаков А.С., Фалеев В.А., Урбах А.Э.

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

С целью существенного энергосбережения разрабатываются новые методы и установки для переработки возобновляемых отходов производства и потребления для получения товарных продуктов в теплоэнергетике. Заметное место занимают высокоэффективные электроплазменные технологии газификации углеродсодержащих отходов [1]. В процессе газификации при нагревании отходов до 1500 К и выше углерод взаимодействует с окислителем и превращается в оксид углерода, а водород из твердых топлив и отходов преобразуется в водород газообразный, т.е. образуется горючий синтез-газ (смесь $\text{CO} + \text{H}_2$) с высокой калорийностью. Стоит отметить, что плазменная газификация отличается от других способов тем, что она проходит при температурах 1500-2000 К. В восстановительной атмосфере синтез-газа не образуются вредных веществ для окружающей среды.

Для исследования газификации материалов были выбраны древесные опилки, полиэтиленовые гранулы и текстиль. Термодинамические расчеты на ПК АСТРА-4 позволили получить достоверные данные по элементному составу и объему газов, удельному энергоскладу и теплотворной способности полученных газов в зависимости от вида и количества окислителей [2]. Установлено, что показателями энергетики и управления составом синтез-газа можно варьировать в широких пределах.

Для реализации плазменной газификации материалов создана экспериментальная плазмо-термическая установка производительностью по отходам до 20 кг/ч. Её основные элементы: 1) электроплазменная печь в виде прямоугольного канала длиной 80 см с водоохлаждаемым корпусом, футерованным изнутри шамотным кирпичом, маслостанция для управления толкателем и шиберами при подаче порции отходов, электродуговой плазмотрон мощностью 50 кВт для нагрева воздуха, газовая горелка с тепловой мощностью 40-42 кВт; 2) блок очистки синтез-газа (центробежно-барботажный аппарат с дополнительной водяной форсункой); 3) многокомпонентный газоанализатор типа ТЕСТ-1; 4) источник электропитания для плазмотрона АПР-404; 5) дожигатель газов с газовой горелкой; 6) охладитель дымовых газов; 7) дымосос. В состав установки входят также системы электро-, газо- и водоснабжения, пульты управления, системы измерений температуры и состава газа вдоль газового тракта.

Исследуемые материалы подавались в газификатор в картонных упаковках массой 1 кг через определенный промежуток времени. Зона газификации внутри электропечи должна быть герметичной, без подсоса воздуха извне. Газоанализатор определял объемное содержание компонентов газа (CO , H_2 , CO_2 , CH_4 , O_2) в режиме реального времени. Неорганическая часть отходов (зола) поступала в камеру плавления, где установлен плазмотрон для расплавления золы.

Результаты экспериментальных исследований на установке и сравнение с расчетными данными приведены в работе [3]. В качестве примера на рисунке приведена экспериментальная зависимость.

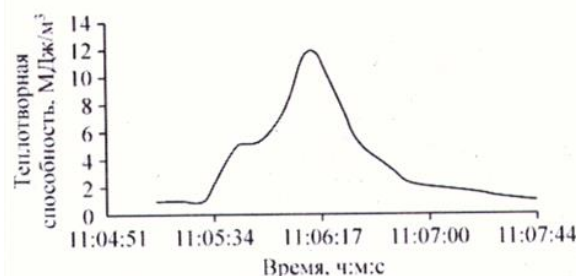


Рис. 1. Зависимость теплотворной способности синтез-газа от времени для порции опилок массой 1 кг.

Видно, что максимальное значение низшей теплотворной способности было достигнуто в 11:06:12 и составило 11,84 МДж/м³, а минимальные значения – в начале и в конце переработки ~ 1 МДж/м³.

Список литературы:

1. Мессерле В.Е., Моссэ А.Л., Устиненко А.Б. Плазменная газификация углеродсодержащих отходов: термодинамический анализ и эксперимент // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 4. С. 637–644.
2. Фалеев В.А., Бутаков Е.Б., Радько С.И. Термодинамический анализ газификации возобновляемых углеродсодержащих материалов природного и искусственного происхождения в плазменной электропечи // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 27. № 4. С. 633–638.
3. Алексеенко С.В., Аньшаков А.С., Домаров П.В., Фалеев В.А. Экспериментальная плазменная установка для газификации органических отходов с дискретной подачей их в газификатор // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26. № 6. С. 991–995.

УДК 621.9

ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА И АЭРОГИДРОДИНАМИКИ В АППАРАТАХ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ МАСЛА НА ОСНОВЕ ОРЕБРЕННЫХ ПЛОСКИХ ТРУБ

Миронов А.А.¹, Скрышник А.Н.¹, Маршалова Г.С.^{2,3}, Ермаков А.М.¹, Попов И.А.¹, Жукова Ю.В.³

¹ Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, 420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

² Белорусский государственный технологический университет, 220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а

³ Институт теплообмена им. А.В. Лыкова НАНБ, 220072, Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 15

К современному теплотехнологическому оборудованию предъявляются повышенные требования по компактности и эффективности. Повышая эффективность за счет использования интенсификации теплоотдачи и развития поверхности теплообмена можно снизить металлоемкость и, как следствие, стоимость теплообменного оборудования, при сохранении мощности или весогабаритных характеристик [1].

В [2] предложена конструкция аппарата воздушного охлаждения масла (АВОМ), предназначенного для охлаждения масла, циркулирующего в системе смазки компрессорных установок и газоперекачивающих агрегатах в условиях низких температур Крайнего Севера.

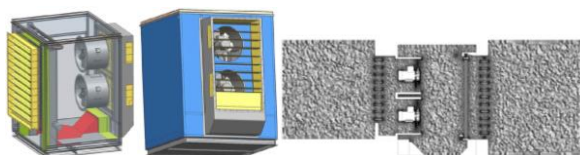


Рис.1. Трехмерная конструкторская твердотельная модель элементов АВОМ.

Пластинчато-ребристый маслоохладитель АВОМ предполагается изготавливать с использованием ребренных плоских теплообменных труб из алюминиевого сплава. Схема и внешний вид теплообменной секции показан на рис.2. В [3] на основе экспериментального исследования и сравнительного анализа по различным критериям эффективности произведен и обоснован выбор рациональных геометрических параметров образцов теплообменной секции АВО на основе данных теплообменных труб, обеспечивающих при фиксированных энергозатратах приводной техники аппарата воздушного охлаждения масла снижение весогабаритных характеристик теплообменной секции.

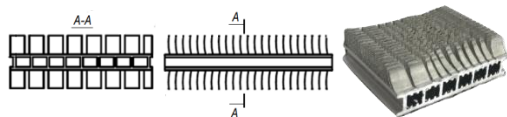


Рис. 2. Схемы поперечного и продольного разрезов и внешний вид теплообменной секции.

Проведено численное исследование локальных параметров течения и теплообмена в теплообменных секциях (рис.3). Показано влияние геометрии внутренних каналов и турбулизаторов на теплоотдачу и сопротивление. Проанализировано влияние размещения ребер и взаимного расположения секций в двухрядной сборке.

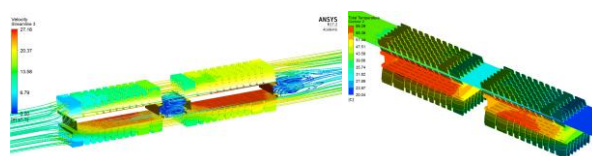


Рис.3. Структура потока и поля температур масла и воздуха.

На основе методов численного моделирования конвективного теплообмена, разработана и апробирована методика расчетов АВОМ. Отличительной особенностью методики является представление теплопередающей поверхности в виде пористых вставок для исключения необходимости описания расчетной сеткой мелких пластин и ребер (рис.4).

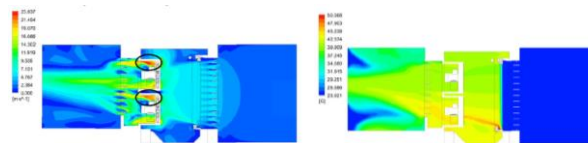


Рис.4. Поле скоростей и поле температур в воздушном тракте АВОМ.

Выявлено не соответствие проектным значениям АВОМ по тепловой мощности и предложен ряд рекомендаций по дальнейшему совершенствованию компоновочных решений АВОМ для повышения его тепловой эффективности и аэродинамического совершенства. На основе комплексного численно-экспериментального исследования теплогидравлических характеристик секций маслоохладителя и численного моделирования АВОМ показана возможность снижения затрат на проектирование, создание и испытание АВОМ за счет использования современных методов численного моделирования и сокращения объемов дорогостоящих натуральных испытаний АВОМ.

Список литературы:

1. Попов И.А., Гортышов Ю.Ф., Олишников В.В. Промышленное применение интенсификации теплообмена - современное состояние проблемы (обзор) // Теплоэнергетика. 2012. № 1. С. 3.
2. Патент на полезную модель №:190872, Российская Федерация. Аппарат воздушного охлаждения масла Дата публикации: 16.07.2019.
3. Тиунов С.В., Скрышник А.Н., Маршалова Г.С., Гуреев В.М., Попов И.А. Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик ребренных плоских труб аппарата воздушного охлаждения масла // Вестник Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева. 2019. Т. 75. № 3. С. 10–15.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 19-58-04006 и БРФФИ T19PM-076.

УДК 621

СОЗДАНИЕ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫХ И ЭКОЛОГИЧЕСКИ ЧИСТЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ НА ИСКОПАЕМОМ ТОПЛИВЕ

Рыжков А.Ф., Богатова Т.Ф., Осипов П.В., Филиппов П.С., Масленников Г.Е.

ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Екатеринбург, 620002, ул. Мира, 19

Переход к низкоэмиссионной работе в рамках выполнения Парижского соглашения по климату означает, что в перечень основных конечных продуктов теплоэлектрогенерирующих компаний начинает входить техногенный углерод, отпускаемый в удобной для потребления (депонирования или утилизации) форме, а представляющая собой сложный физико-химический процесс технология отделения углерода и других примесей от топливного газа либо от продуктов его сгорания становится ключом к обеспечению жизнеспособности угольной электрогенерации на экономически приемлемом уровне.

Формирующееся понимание необходимости технологической революции в топливной энергетике побуждает совершенствовать теоретические подходы к её развитию в новых исторических условиях, а также к формулировке критериев отбора и практических рекомендаций по оптимальным формам интегрирования энергогенерирующих мощностей и систем улавливания и утилизации CO₂, что будет способствовать объединению рынков производителей и потребителей техногенного углерода.

С позиции CCUS (улавливание, использование и захоронение углерода) для достижения целевых показателей (улавливания CO₂ 90-99% при КПД_{эл.нетто} более 50%) в качестве объекта исследования выступает не отдельная энергоустановка (ЭУ), а комплекс, включающий энергоустановку на твердом топливе и систему выделения, утилизации и депонирования техногенного углерода, а выбросы CO₂ из энергоустановки теоретически полностью передаются «потребителю».

Рациональный подход к решению проблемы чистой угольной генерации базируется на ясном понимании необходимости наиболее полной стыковки выходных параметров ЭУ по отводимому CO₂ и входных (рабочих) параметров его потребителя. При соблюдении этих условий появляется возможность снижения

затрат энергоустановки на работу блока согласования и приближения экономичности энергоустановки, обремененной системой CCUS, к таковой без CCUS. Учет изложенного позволяет обоснованно подойти к выбору оптимального профиля энергоустановки и емкости рынка рассматриваемых технологий. На основании анализа основных технологий чистого производства электрической и тепловой энергии из угля разрабатываются технологические маршруты, наилучшим образом отвечающие новым требованиям.

В качестве обобщающей конфигурации энергетической части объекта исследования принят гибридный вариант, сочетающий характерные черты современных pre-combustion IGCC и новейших термодинамических циклов, основанных на oxy-fuel технологиях. Конкретная конфигурация энергетической части (тип термодинамического цикла), зависит от выбора варианта технологической части: уровень давлений и температур, соответствующий циклам и рабочим телам [бинарный (Брайтон+Ренкин) или монарный]; турбина с воздушным (Air-fuel) или кислородным (Oxy-fuel) окислителем; тип рабочего тела (преимущественно воздушный/паровоздушный, паровой, пароуглекислотный). Работа турбоустановки на средах существенно разного состава (основной компонент – N₂, либо CO₂, либо H₂O) приводит к необходимости переназначения параметров рабочего цикла и перепроектированию элементов турбоустановки.

Обязательным условием в проводимых расчетах является определение оптимальных параметров пароготурбинного процесса в зависимости от состава и теплофизических свойств рабочего тела энергоустановки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-08-01226.

УДК 621.039.538

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ОБОРУДОВАНИИ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ ВВЭР НА ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЭФФЕКТИВНОЙ РАБОТЫ ПАССИВНЫХ СИСТЕМ БЕЗОПАСНОСТИ

Шлепкин А.С., Морозов А.В., Сахипгареев А.Р.

АО «Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского», 249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

Наиболее современной действующей российской реакторной установкой (РУ) с водо-водяным реактором является ВВЭР-1200. Одной из важнейших особенностей этой РУ, с точки зрения обеспечения безопасности, является включение в её конструкцию пассивных систем безопасности (ПСБ). К ним относятся: система пассивного отвода тепла (СПОТ), а также системы гидроемкостей первой и второй ступени (ГЕ-1 и ГЕ-2).

Совместная работа ПСБ позволяет обеспечить в течение 24-х часов непрерывный отвод остаточного тепла от активной зоны даже в случае полной потери всех источников энергоснабжения. Однако, согласно современным требованиям к атомным станциям нового поколения, пассивный отвод тепла от активной зоны должен осуществляться в течение 72 часов автономной работы. Для достижения этой цели необходимо решить несколько задач, связанных с различными тепломассобменными процессами в элементах основного оборудования реакторной установки. Одной из основных является обеспечение длительной эффективной работы СПОТ путем функционирования парогенераторов (ПГ) в конденсационном аварийном режиме.

На работу ПГ в данном режиме отрицательное влияние оказывает присутствие в первом контуре реактора неконденсирующихся газов. В течение первых суток аварии работоспособность парогенератора поддерживается за счет отвода парогазовой смеси из холодного коллектора в объем опорожняющихся сосудов системы ГЕ-2. После окончания 24 часов емкости опустошаются, отвод газов из трубного пучка прекращается. Важной задачей является определение влияния накопления неконденсирующихся газов на эффективность процессов конденсации пара в трубном пучке ПГ после истечения первых суток аварии.

Одним из вариантов продления работы ПГ в режиме конденсации пара является добавление дополнительных сосудов к уже имеющимся в системе пассивного залива активной зоны. Это позволит как улучшить подпитку активной зоны, так и увеличит длительность сдувки парогазовой смеси из холодного коллектора ПГ. Однако, такое техническое решение приведет к поступлению дополнительного количества борной кислоты, содержащейся в охлаждающей жидкости, в активную зону. Учитывая необходимую длительность процесса охлаждения, кипение теплоносителя и малое содержание борной кислоты в паровой фазе, выходящей из реактора, не исключена кристаллизация борной кислоты в объеме активной зоны.

Согласно расчетной оценке, проведенной в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» [1], после 24 часов аварийного процесса концентрация борной кислоты в активной зоне

составляет ~311 г/кг, что ниже предела растворимости при аварийных параметрах. Но, в случае добавления сосудов гидроемкостей и, соответственно, поступления дополнительного объема борной кислоты в активную зону возможно превышение ее концентрации предела растворимости (~400 г/кг). Это может привести к кристаллизации борной кислоты, а также к ухудшению условий охлаждения активной зоны. Для корректной оценки влияния накопления борной кислоты на тепло и массообменные процессы в активной зоне необходимо знать скорость ее накопления. Она определяется концентрацией борной кислоты в подпиточном растворе (в настоящее время она составляет 16 г/кг), а также от процессов капельного уноса и растворимости кислоты в паре, снижающих скорость накопления кислоты в реакторе.

Влияние накопления неконденсирующихся газов в трубном пучке парогенераторов при отсутствии отвода неконденсирующихся газов было исследовано в АО «ГНЦ РФ – ФЭИ» в ходе экспериментов, выполненных на стенде «ГЕ-2М» с рабочим участком «РУ-30». Была осуществлена оценка изменения ряда ключевых параметров (конденсационная мощность реактора, давления в защитной оболочке, в первом и втором контурах). Кроме того, была получена эмпирическая формула для расчета коэффициента теплопередачи при конденсации пара в трубном пучке ПГ.

Растворимость борной кислоты в паре была исследована на экспериментальной установке «Унос борной кислоты». В ходе исследования были получены значения растворимости борной кислоты в паре для всего диапазона давлений, характерного для аварийной ситуации. Концентрации кислоты в растворе изменялись от 16 до 440 г/кг. В результате анализа экспериментальных данных были получены зависимости растворимости борной кислоты в паре от концентрации в растворе, а также коэффициента распределения от давления.

Полученные результаты можно использовать для расчетного моделирования аварийных процессов в реакторной установке ВВЭР при работе пассивных систем безопасности.

Список литературы:

1. Оценка влияния капельного уноса борной кислоты на ее накопление в реакторе ВВЭР в случае аварии / А.В. Морозов, А.В. Питьк, С.В. Рагулин, А.Р. Сахипгареев, А.С. Сошкина, А.С. Шлепкин; Известия вузов. Ядерная энергетика. 2017. № 4. С. 72–82.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).

УДК 620.91

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЖИГАНИЯ ВУТ В ДВУХКАМЕРНОЙ ТОПКЕ КОТЛА МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Кузнецов В.А., Мальцев Л.И., Дектерев А.А.

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

Технологии сжигания угля в виде ВУС открывают возможность использования в теплоэнергетике низкосортных углей и угольных отходов. Однако калорийность таких суспензий, как правило, невысока и, как показывает опыт [1], наиболее успешные результаты получаются лишь в тех случаях, когда сжигание ВУТ производится в муфельных топочных камерах при достаточно высоких температурах. Но здесь появляется новая трудность. Горячие газы из топки поступают непосредственно в конвективную часть котла и на ее трубках происходит налипание частиц золы уноса. Возникающее противоречие может быть разрешено путем применения двухкамерной топки и схемы сжигания ВУТ, включающей высокотемпературное сжигание топлива в первой муфельной камере, жидкое шлако-золоудаление и частичное охлаждение газов во второй камере, оснащенной экранными трубами для отбора тепла.

В данной работе проведено численное исследование водогрейного котла мощностью 1 МВт, оснащенного двухкамерной топкой для капельно-факельного сжигания ВУТ. Топливо подается пневматической форсункой в первую камеру в ее верхней части [2]. В этой камере имеются также два окна для подачи дутьевого воздуха, которые обеспечивают вихревое движение потока смеси топливо-окислитель и позволяют интенсифицировать тепло-массообменные процессы горения.

Для расчетов выбрана математическая модель, которая включает в себя: описание движения несущей фазы на основе RANS подхода с двухпараметрической моделью турбулентности k- ϵ , перенос излучения на основе дискретно-ординатного метода, движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение в газовой фазе на основе гибридной модели eddy-dissipation concept. ВУТ представляется дискретным набором частиц, которые состоят из комплекса вода+уголь [3]. Процесс воспламенения и горения частицы происходит стадийно. Вначале испаряется внешняя влага. При испарении влаги используется модель испарения капель. После испарения влаги происходит распад частицы. Образовавшиеся после распада частицы выгорают по модели воспламенения и горения частицы угля. По данной модели происходит прогрев частицы,

выход внутренней влаги и летучих компонент топлива, горение кокосового остатка. Летучие компоненты выгорают в газовой фазе. Во второй камере произведен расчет аэродинамики потока отходящих газов и перераспределения температуры в нем за счет отбора тепла экранными трубами, размещенными на стенках камеры. На рисунке 1 представлены некоторые результаты расчета в виде температуры топочных газов в центральном сечении котла. Исследование проведено с использованием универсального CFD пакета программ «SigmaFlow».

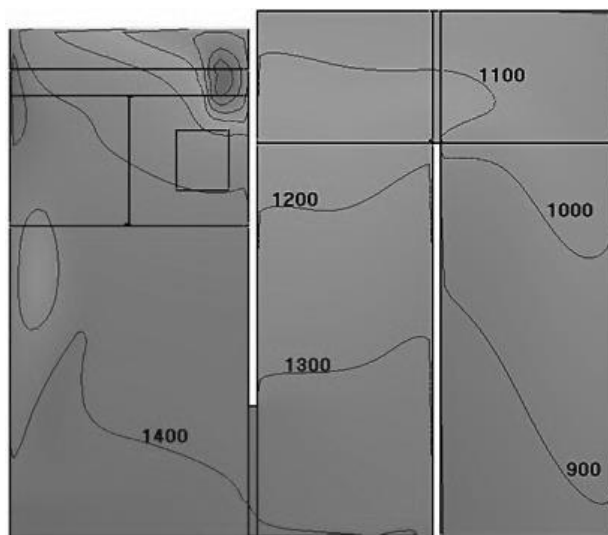


Рисунок 1. Температура в центральном сечении, С.

Список литературы:

1. Алексеенко С.В. и др. Результаты опытно-эксплуатационного сжигания водоугольного топлива в водогрейном котле малой мощности // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2017. Т. 328. № 12. С. 16–28.
2. Пневматическая форсунка (Варианты): пат. Рос. Федерация № 2523816; заявл. 22.01.2013; опубл. 27.07.2014, Бюл. № 21. 10 с.
3. M. Chernetskiy, K. Vershinina, P. Strizhak Computational modeling of the combustion of coal water slurries containing petrochemicals. Fuel 220 (2018) 109–119.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Пономарев К.О., Феоктистов Д.В., Кузнецов Г.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Процессы теплопереноса в относительно тонком слое жидкости с толщиной не более 10 мм в условиях термогравитационной конвекции осуществляются в многочисленных технических приложениях [1]. Рост публикаций по этой тематике в последние годы (например, [2–4]), вызван усовершенствованием численных методов решения нелинейных уравнений гидродинамики и переноса теплоты в жидкостях и газах. Уточнение существующих моделей возможно по результатам экспериментальных исследований таких процессов, позволяющих оценить скорости термогравитационной конвекции. В настоящее время таких исследований мало, так как для их проведения необходимо дорогостоящее оборудование и определенные навыки исследователя [5].

Детальный анализ процесса термогравитационной конвекции в слое жидкости позволит определить скорость термогравитационной конвекции – один из основных факторов, от которых зависит интенсивность процесса теплопереноса в устройствах и системах охлаждения (например, термосифонах [1]).

Целью работы являлось экспериментальное определение скорости термогравитационной конвекции в слое жидкости малой толщины со свободной поверхностью.

Эксперименты проведены на установке, схема которой приведена на рис. 1.

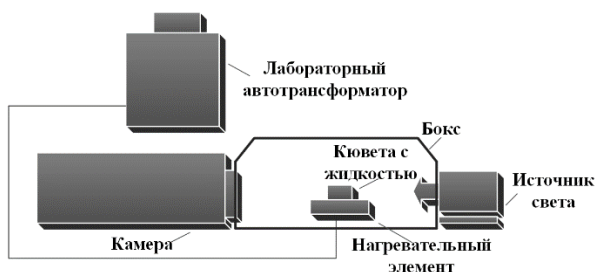


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Кювета из кварцевого стекла (коэффициент светопропускания 92–93%) в форме параллелепипеда заполнялась жидкостью (водой или этанолом). В жидкость добавлялись трассеры (Fe_2O_3), размеры которых не превышали 0.3 мм. Подвод теплоты к нижней крышке кюветы осуществлялся с помощью нагревательного элемента, подключенного к лабораторному автотрансформатору. Регистрация перемещений трассеров (рис. 2) при различных тепловых нагрузках проводилась теньвым методом с использованием системы визуализации (источник света и видеочамера).

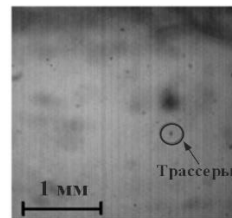


Рис. 2. Видеокадр, иллюстрирующий перемещение трассеров.

Видеосъемка проводилась с пространственным разрешением 1280x1024 пикселя и частотой 30 кадров в секунду. В специальном программном обеспечении (аналогично алгоритмам [6]) определялись скорости термогравитационной конвекции.

По результатам экспериментов определены средние по толщине слоя жидкости скорости термогравитационной конвекции для воды и этанола в зависимости от плотности теплового потока. Установленные по результатам выполненных исследований зависимости позволили сформулировать в общем виде выражения $\bar{u}=f(q)$, которые можно применять для верификации результатов численных решений задач теплопереноса в слоях жидкости малой толщины ($h < 10$ мм) в условиях, соответствующих нагреву теплоносителя на нижней крышке термосифона: $\bar{u}=\alpha \cdot q+\beta$ для воды и $\bar{u}=\alpha \cdot \ln(q)+\beta$ для этанола. Установлены значения эмпирических констант (α и β) для этих выражений.

Список литературы:

1. Безродный М.К., Пиоро И.Л., Костюк Т.О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. Киев: Факт, 2005. 704 с.
2. Meng X., Zhang X., Li Q. Numerical investigation of nanofluid natural convection coupling with nanoparticles sedimentation // Applied Thermal Engineering. 2016. V. 95. P. 411–420.
3. Berdnikov V.S., Kislitsyn S.A., Grishkov V.A. Dependence of the form of crystallization front on boundary conditions in a method of the horizontal unidirectional solidification // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 1105. No. 1. P. 012051.
4. Novev J.K., Compton R.G. Thermal convection in electrochemical cells. Boundaries with heterogeneous thermal conductivity and implications for scanning electrochemical microscopy // Physical Chemistry Chemical Physics. 2017. V. 19. No. 20. P. 12759–12775.
5. Ashwood A.C., Hogen S.V., Rodarte M.A., Kopplin C.R., Rodríguez 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.
6. 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.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90137.

УДК 519.6, 004.942

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ДВИГАТЕЛЯ ДИЗЕЛЬ-ГЕНЕРАТОРНЫХ УСТАНОВОК С ВЕНТИЛЬНО-ИНДУКТОРНЫМИ ГЕНЕРАТОРАМИ

Гузей Д.В.^{1,2}, Платонов Д.В.^{1,2}, Пантелеев В.И.¹

¹ Сибирский федеральный университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Дизель-генераторные установки (ДГУ) традиционно используются в качестве локальных источников генерации электроэнергии. При этом одно из основных требований к ним является поддержание стабильной частоты вращения при изменении электрической нагрузки в достаточно широком диапазоне, что обусловлено необходимостью поддержания стабильных значений частоты и напряжения генерируемой электроэнергии и обеспечивается соответствующим построением регуляторов частоты вращения вала приводного двигателя. Чаще всего такие источники генерации большую часть времени работают на нагрузку меньше номинальной, что приводит к завышенному потреблению дизельного топлива и к сокращению ресурса работы дизельного двигателя. В ряде работ предлагается для экономии дизельного топлива и продления ресурса двигателя регулировать его частоту вращения вала в функции нагрузки электрической сети. Однако при этом остаётся необходимость обеспечения стабильных значений напряжения и частоты в электрической сети, питающей потребителей электроэнергии.

Этим и другим требованиям в большей степени соответствуют разработанные в последнее время дизель-генераторные установки с переменной частотой вращения (ДГУ ПЧВ). ДГУ ПЧВ - новый тип генерирующего оборудования с применением вентильно-индукторных генераторов, имеющего ряд преимуществ перед широко применяемыми сегодня ДГУ с синхронными генераторами, основными из которых являются: пониженный на 15÷30 % расход топлива, больший рабочий диапазон мощностей с оптимальным режимом привода, больший ресурс оборудования, возможность работы, как на дизельном топливе, так и на сжиженном природном газе (битопливность), и, как следствие, большая надёжность электроснабжения.

Дизельные двигатели с момента их применения всегда оснащались регуляторами частоты вращения коленчатого вала, но поскольку они изначально предназначались для оснащения транспортных средств различного назначения (автомобили, тракторы, машины военного применения и т.п.), то главной задачей таких регуляторов было и остаётся обеспечение стабильной заданной частоты вращения при изменяющейся нагрузке, а изменение задания частоты вращения при этом предполагается вручную посредством специального устройства. В дизельных двигателях дизель-генераторных установок с синхронными генераторами задача регулятора принципиально сохраняется той же с той лишь разницей, что частота вращения

всегда должна оставаться постоянной, чтобы обеспечивать неизменной частоту генерируемого напряжения.

Наиболее известными работами, в которых дизельный двигатель рассматривается, как объект регулирования являются работы школы МГТУ им. Баумана [1–3].

При автоматическом регулировании частоты вращения дизельного двигателя в камере сгорания происходят переходные процессы. Двигатель работает на частоте вращения отличной от номинальной, вследствие этого может возрасти токсичность отработанных газов. Так же необходимо учитывать тепловыделение двигателя на различных режимах работы и нагрузки.

Поэтому задачей настоящего исследования является расчетное исследование процессов в камере сгорания дизель-генераторных установок с вентильно-индукторными генераторами.

Исследование проведено для широко применяемого в дизель-генераторных установках двигателя типа ЯМЗ в широком диапазоне частоты вращения коленчатого вала. Для моделирования процессов, происходящих в камере сгорания, была разработана математическая модель процессов горения в камере сгорания с учетом характеристик впрыска, воспламенения и сгорания топливной смеси. В результате проведенных расчетов получены поля распределения температуры, теплового потока в камере сгорания в различные моменты времени работы двигателя в широком диапазоне частот вращения. Получены зависимости оксидов азота, оксидов углерода и сажи от режимов работы двигателя. Также были получены распределения оксидов азота, оксидов углерода и сажи в камере сгорания для различных оборотов вращения коленчатого вала двигателя.

Список литературы:

1. Крутов В.И. Автоматическое регулирование и управление двигателями внутреннего сгорания. – М.: Машиностроение, 1989. – 416 с.
2. Крутов В.И. Электронные системы регулирования и управления двигателями внутреннего сгорания. – М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1991. – 138 с.
3. Марков В.А., Девянин С.Н., Михальский Л.Л. Анализ комплексной системы автоматического регулирования частоты вращения вала дизельного двигателя и температуры охлаждающей жидкости Инженерный журнал: наука и инновации, 2013, вып. 5.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Краевого фонда науки и ООО «Нижнебогучанская ГЭС» в рамках научного проекта № 20-48-242909.

УДК 620.91

ВЛИЯНИЕ КАВИТАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ВОДОУГОЛЬНЫХ И КОМПОЗИЦИОННЫХ ЖИДКИХ ТОПЛИВ НА ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Мальцев Л.И., Поджаров Ю.С.

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

В настоящее время в теплоэнергетике, как правило, применяются методы приготовления водоугольного топлива (ВУТ) и искусственного комплексного жидкого топлива (ИКЖТ), основанные на смешивании угольных порошков, полученных путем сухого или мокрого помола угля на ШБМ, с водой и другими (горючими) компонентами и последующей обработке полученной смеси с помощью вибро- и планетарных мельниц, кавитаторов, гомогенизаторов и др. Как правило, технология приготовления включает длинный перечень операций с использованием достаточно сложных и дорогостоящих устройств. В данной работе метод приготовления ВУТ и ИКЖТ включает две операции: мокрый помол угля до крупности частиц 300–400 мкм на шаровой барабанной мельнице и последующую обработку суспензионно-эмульсионной смеси, содержащей все компоненты производимого топлива, на роторном гидродинамическом генераторе кавитации (РГДГК). Обработка на РГДГК включает три механизма разрушения угольных частиц: ударный, истирание, кавитационный. Теплотворная способность композиционных топлив может быть определена расчетным путем на основе знания теплотворной способности компонентов топлива и их содержания. Однако такие характеристики как гранулометрический состав, вязкость, седиментационная стабильность суспензионных топлив существенно зависят от стадии метаморфизма угля, вида добавок, метода приготовления топлива. В докладе представлены результаты исследования по гранулометрическому составу и динамической вязкости ВУС с добавками масла и мазута. При приготовлении смеси использовались бурый уголь марки Б2, каменный уголь, антрацит, масло марки М8, мазут марки 100, печное топливо. На рисунке 1 приведен гранулометрический состав угольной массы в водоугольной суспензии, полученной путем механического перемешивания угольного порошка, произведенного с помощью сухого помола угля на ШБМ, и воды, до кавитационной обработки и после 2-х минутной обработки на РГДГК. Соотношение твердое/жидкое составляет 50/50. На рисунке 2 приведены данные по динамической вязкости водоугольной суспензии с добавками масла М8.

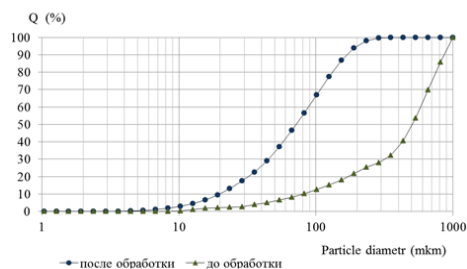


Рис. 1. Гранулометрический состав угольной массы в ВУС до ▲ и после ● кавитационной обработки.

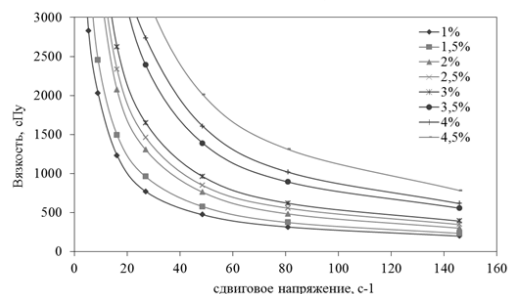


Рис. 2. Динамическая вязкость водоугольной суспензии с добавками масла М8 в зависимости от напряжения сдвига.

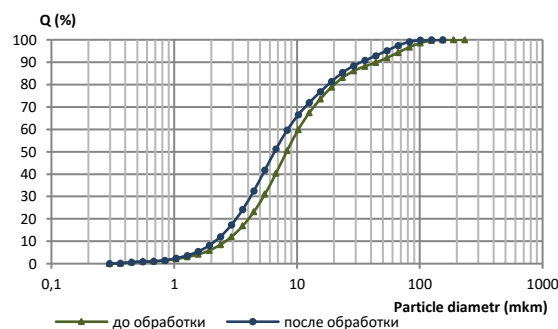


Рис. 3. Гранулометрический состав угольной массы в ВУС из КЕК антрацита до ▲ и после ● кавитационной обработки.

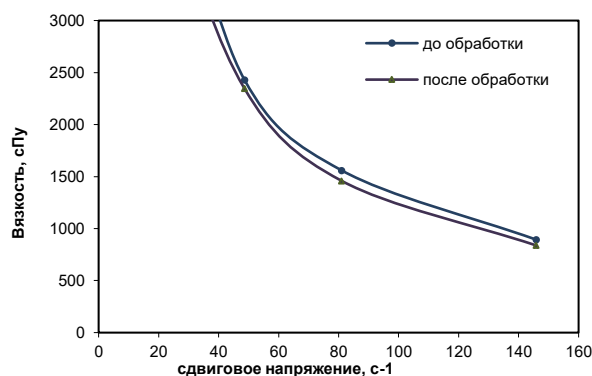


Рис. 4. Динамическая вязкость водоугольной КЕК антрацита в зависимости от напряжения сдвига.

Список литературы:

1. Федорова Н.И., Патраков Ю.Ф. Влияние механоактивационной обработки высокометаморфизованных углей на их физико-химические свойства // Вестник КузбасГТУ. 2008. N 3(67). С.91–94.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850026-8).

УДК 544.45+662.7+547.732.1+542.943

ГАЗИФИКАЦИЯ И ОКИСЛЕНИЕ ТИОФЕНА В СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ВОДНЫХ ФЛЮИДАХ

Востриков А.А., Псаров С.А., Дубов Д.Ю., Сокол М.Я., Шишкин А.В., Федяева О.Н.

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

Сжигание ископаемых топлив приводит к эмиссии SO_2 в атмосферу. Существуют различные способы десульфуризации топлив [1], в том числе, с использованием сверхкритической воды (СКВ: $T > 647 \text{ K}$, $P > 22,1 \text{ МПа}$). Согласно [2], при 673 К и 23,5 МПа степень десульфуризации тиофена в СКВ не превышает 5%. Высокая степень десульфуризации (вплоть до 100 %) тиофена в СКВ достигается при 673 К в присутствии NaOH и порошка Fe [3]. Из анализа литературных данных следует, что превращение тиофена в СКВ изучено лишь при температуре, не превышающей 673 К. Цель данной работы – исследовать СКВ газификацию и окисление тиофена при $T \leq 1023 \text{ K}$ и $P \leq 30 \text{ МПа}$ в отсутствие специально вводимых катализаторов. Уравнения полного превращения тиофена при СКВ газификации и окислении можно записать в следующем виде: $\text{C}_4\text{H}_4\text{S} + 8\text{H}_2\text{O} \rightarrow 4\text{CO}_2 + 9\text{H}_2 + \text{H}_2\text{S}$, $\Delta H^\circ_{298} = +125 \text{ кДж/моль}$, (1); $\text{C}_4\text{H}_4\text{S} + 6,5\text{O}_2 \rightarrow 4\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{SO}_4$, $\Delta H^\circ_{298} = -2276 \text{ кДж/моль}$, (2). Здесь тепловой эффект реакций рассчитан исходя из предположения, что все вещества находятся в газовом состоянии.

Схема экспериментального стенда, использованного для исследования СКВ газификации тиофена, описана в [4]. Для предотвращения влияния сульфидирования стенки реактора ее предварительно пассивировали при 1023 К в течение 60 мин в смеси СКВ/ $\text{C}_4\text{H}_4\text{S} = 1/0,214$ моль/моль. После заполнения реактора сверхкритической водой до давления 30 МПа при заданной температуре определенное количество тиофена впрыскивали в реактор с помощью пневматического мультипликатора. По истечении определенного времени продукты газификации из реактора сбрасывали в коллектор и анализировали масс-спектрометрическим методом. Во всех экспериментах массовое отношение $\text{C}_4\text{H}_4\text{S}/\text{H}_2\text{O} = 0,5$. Опыты проведены при 873, 933, 983 и 1023 К и времени реакции $t = 2,5, 5$ и 10 мин.

Твёрдый остаток СКВ газификации тиофена, собранный после серии экспериментов, исследовали с помощью дифрактометра D8 Advance. На $\approx 80\%$ остаток состоял из аморфного углерода, остальное составляли оксиды и сульфиды металлов, входящих в состав конструкционных материалов. В коллекторе после каждого из опытов обнаружены следующие вещества: $\text{C}_4\text{H}_4\text{S}$, CO_2 , CO , H_2 , CH_4 , H_2S , C_6H_6 , COS , соотношение между которыми зависело от температуры. При пиролизе тиофена при 1598–2022 К образуются C_2H_2 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{SH}$, H_2S , CS_2 , CH_4 , предельные и непредельные углеводороды C_2 – C_4 , C_6H_6 [5]. После конверсии тиофена в жидкой воде (573 К, время реакции 28 дней, кварцевый автоклав) обнаружены CO_2 , CO , H_2 , CH_4 , H_2S , углеводороды C_2 – C_4 [6]. При конверсии тиофена в СКВ с добавлением H_3PO_4 (623 К, время реакции 5 дней, стальной автоклав) в продуктах идентифицированы тетрагидротиофен, 2-метил-тетрагидротиофен, алкил-производные тиофена и бензола [7]. Сравнение

состава и выхода продуктов показывает, что в СКВ протекает как гидрирование, так и окисление тиофена, а повышение температуры выше 873 К способствует газификации высокомолекулярных соединений при реакциях парового риформинга и водяного газа.

Газификация тиофена в СКВ описана кинетическими уравнениями псевдопервого порядка. Полученные значения констант скоростей реакции хорошо согласуются с литературными данными по кинетике реакции водяного газа [8] и пиролиза тиофена [5]. Степень газификации тиофена в СКВ при 1023 К и времени выдержки 10 мин близка к 100%.

Окисление тиофена в $\text{H}_2\text{O}/\text{O}_2$ флюиде проведено на экспериментальном стенде, описанном в [9]. Компоненты реакционной смеси заправляли в реактор при комнатной температуре. Затем реактор нагревали со скоростью 1 К/мин до 873 К. После охлаждения реактора летучие реагенты анализировали с помощью масс-спектрометра. Установлено, что конверсия тиофена в $\text{H}_2\text{O}/\text{O}_2$ флюиде начинается при более низкой температуре, чем в СКВ. При нагреве до 873 К и в избытке O_2 достигается полное выгорание тиофена. Показано, что образование H_2SO_4 в результате окисления тиофена при реакции (2) приводит к коррозии нержавеющей стали. Согласно данным рентгенофазового анализа, основным продуктом коррозии является FeSO_4 . Отсюда следует, что сжигание S-содержащих топлив в водокислородном флюиде следует проводить при избытке O_2 и в присутствии добавок, нейтрализующих серную кислоту.

Список литературы:

1. Demirbas A., Alidrisi H., Balubaid M.A. API Gravity, Sulfur Content, and Desulfurization of Crude Oil // *Petrol. Sci. Technol.* 2015. V. 33. P. 93–101.
2. Patwardhan P.R., Timko M.T., Class C.A. et al. Supercritical water desulfurization of organic sulfides is consistent with free-radical kinetics // *Energy & Fuels.* 2013. V. 27. P. 6108–6117.
3. Yoshida S., Takewaki K., Miwa K. et al. Desulfurization of thiophene in alkaline supercritical water studied by 1H and 13C NMR // *Chem. Lett.* 2004. V. 33. P. 330–331.
4. Vostrikov A.A., Dubov D.Yu., Psarov S.A. Naphthalene oxidation in supercritical water // *Rus. Chem. Bul. Int. Ed.* 2001. V. 50. P. 1480–1484.
5. Memon H.U.R., Williams A., Williams P.T. Shock tube pyrolysis of thiophene // *Int. J. Energy Res.* 2003. V. 27. P. 225–239.
6. Clark P.D., Hyne J.B., Tyrer J.D. Some chemistry of organosulphur compound types occurring in heavy oil sands 2. Influence of pH on the high temperature hydrolysis of tetrahydrothiophene and thiophene // *Fuel.* 1984. V. 63. P. 125–128.
7. Katritzky A.R., Balasubramanian M., Siskin M. Aqueous high-temperature chemistry of carbo- and heterocycles. 17. Thiophene, tetrahydrothiophene, 2-methylthiophene, 2,5-dimethylthiophene, benzo[b]thiophene, and dibenzothiophene // *Energy & Fuels.* 1992. V. 6. P. 431–438.
8. Smith B.R.J., Loganathan M., Shantha M.S. A review of the water gas shift reaction kinetics // *Int. J. Chem. React. Eng.* 2010. V. 8. Rewiev R4.
9. Fedyaeva O.N., Artamonov D.O., Vostrikov A.A. Heterogeneous–homogeneous oxidation of pyrrole in water vapor at elevated pressure // *Combust. Flame.* 2019. V. 210. P. 183–192.

УДК 62-611, 62-665.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ФОРСУНКИ ПРИМИНИТЕЛЬНО К РАСПЫЛЕНИЮ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Мальцев Л.И., Шадрин Е.Ю., Шарьпов О.В.

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

Несмотря на то, что в последние десятилетия существенно повысились требования по уровню выбросов NO_x и SO_x для объектов энергетики, уголь еще долгое время будет оставаться важнейшим топливно-энергетическим ресурсом [1, 2]. На этом фоне импульс развития получили технологии «чистого» угля [2], призванные минимизировать вредное воздействие от его использования.

Одним из таких технических решений является водоугольное топливо (ВУТ) [3]. Данная технология имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционным пылевидным сжиганием: ВУТ не взрывоопасно и не подвержено самовоспламенению, может быть транспортировано трубопроводным транспортом, имеет высокую полноту сгорания, а присутствие значительного количества воды в составе топлива позволяет на 70–80% снизить содержание канцерогенов, угарного газа, сажи в продуктах его сгорания [4]. В то же время высокая обводненность представляет одну из основных сложностей в процессе зажигания ВУТ, так как требует предварительного разогрева топки. Для этого необходимы дополнительные технические решения и применение иного пускорезервного топлива.

Одним из этапов при разработке устройств, способных сжигать ВУТ, является лабораторное моделирование на опытных образцах. На рисунке 1 представлена фотография газокapельного потока, генерируемого лабораторным образцом пневматической форсунки.

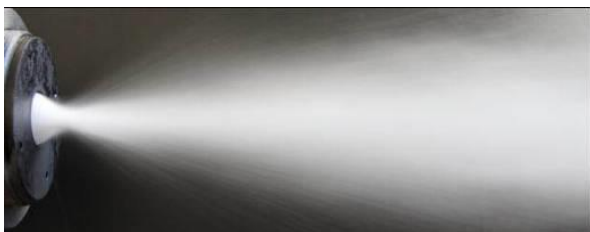


Рис. 1. Фотография газокapельного потока, генерируемого лабораторным образцом пневматической форсунки.

В данной работе с использованием бесконтактных оптических методов исследуется процесс распыла ВУТ специальной пневматической форсункой [5]. В широком диапазоне параметров исследована структура газокapельного потока, получены данные о распределении частиц жидкости в потоке по размерам. Полученные данные будут использованы при обосновании эффективности исследуемой форсунки применительно к распылу высоковязких топлив, таких как водоугольное топливо.

Список литературы:

1. J.P. Longwell, E.S. Rubin, J. Wilson, Coal: Energy for the future, Progress in Energy and Combustion Science, 1995, Vol. 21, No. 4, pp. 269–360.
2. A. Franco, A.R. Diaz, The future challenges for “clean coal technologies”: Joining efficiency increase and pollutant emission control, Energy, 2009, V. 34, No. 3, pp. 348–354.
3. J. Chenga, J. Zhoua, Y. Liab, J. Liua, K. Cen Effects of pore fractal structures of ultrafine coal water slurries on rheological behaviors and combustion dynamics, Fuel, 1008, Vol. 87, No. 12, pp. 2620–2627.
4. N. Chernetskaya, A. Shvornikova, Ecological aspects of water coal fuel transportation and application, 2010, Transport problems, Vol. 5, No. 1, pp. 97–104.
5. Л.И. Мальцев, Пневматическая форсунка, патент РФ на изобретение № 2346756, 2009.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-29-24007-МК) и в рамках гос. задания для ИТ СО РАН (рег. номер АААА-А17-117022850029-9).

УДК 621.175

КОНДЕНСАТОР ПАРА ДЛЯ УСТАНОВОК С УТИЛИЗАЦИЕЙ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА

Мильман О.О.

Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского,
-248023, Россия, Калуга, ул. Степана Разина, 26
ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща, 43

Экологические требования нового времени стимулируют создание энергоустановок с минимальным воздействием на окружающую среду и мировые климатические параметры. К таким установкам относится всё, что касается водородной энергетики, а также циклы Митеанта, Аллама и Турбокона. Эти циклы существенно отличаются между собой, но имеют принципиальную общность: они ориентированы на сжигание органического топлива, окислитель – кислород, а на выходе производится утилизация CO_2 .

Во всех этих установках необходимо отделить в конденсаторе-сепараторе (КС) CO_2 от водяного пара, и тепло конденсации отвести в окружающую среду. При КПД 45÷55% теплоотвод реализуется в теплообменниках КС, габариты, масса и стоимость которых существенно влияют на технико-экономические показатели установки в целом. Поэтому актуально создание эффективного конденсатора водяного пара из смеси с продуктами сгорания (ПГС).

Наличие неконденсирующих газов (НКГ) – главная причина резкого снижения коэффициента теплоотдачи от ПГС к поверхности конденсации, около которой формируется диффузионный слой с высокой концентрацией НКГ. Реальный способ уменьшить размеры этого слоя – динамическое воздействие скоростного потока ПГС. Так возникла идея конденсатора с поддержанием постоянной скорости пара $W_{\text{п}}$ по мере его конденсации [1]. Форма парового канала при условии $W_{\text{п}}=\text{const}$ приведена на рис. 1а, а конструктивная реализация на рис. 1б.

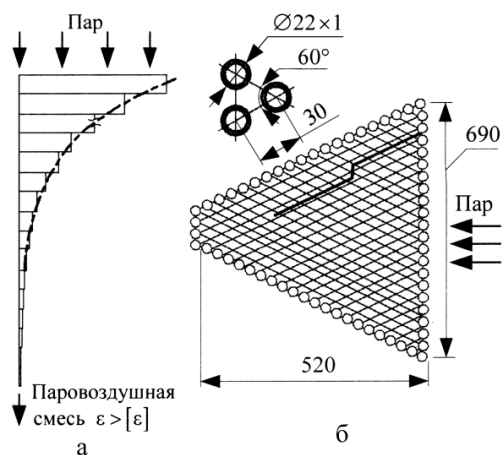


Рис.1. Форма канала для конденсата пара из ПГС.

Увеличение скорости ПГС повышает коэффициент теплоотдачи при одновременном росте потерь давления и снижает парциальное давление и температуру насыщения t_s . Конденсация пара также снижает t_s . В связи с этим существует оптимальное значение $(W_{\text{п}})_{\text{опт}}$, обеспечивающее минимум площади поверхности теплообмена $(F)_{\text{мин}}$ (рис. 2).

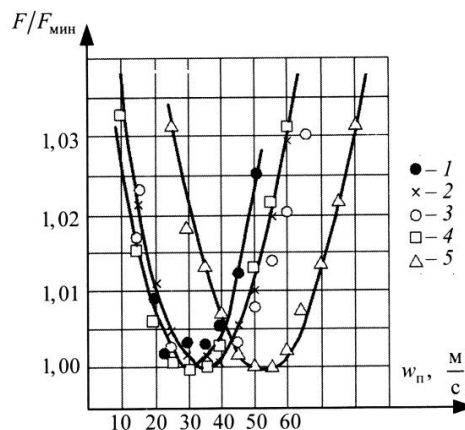


Рис. 2. Определение оптимальной скорости пара при скорости воды 2 м/с (1–4) и 4 м/с (5): значения p_k : 1 – 5 кПа; 2 – 10 кПа; 3 – 15 кПа; 4 – 20 кПа; 5 – 25 кПа.

Важный вопрос создания методики расчета – учёт влияния концентрации НКГ v на коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{п}}$ движущейся ПГС. Создан экспериментальный стенд для исследования зависимости $\alpha_{\text{п}}$ от $W_{\text{п}}$ и v . Результаты испытаний обработаны в виде зависимости $\alpha_{\text{п}}$ от модифицированного числа Фруда

$$\frac{\alpha}{\alpha_{Nu}} = f(F_2^x, v).$$

На основании этих данных разработана методика позонного расчета конденсатора пара из ПГС и создан промышленный стенд на Калужском турбинном заводе (рис. 3) для модуля высокоэффективного конденсатора, получен коэффициент теплопередачи $K=2,8\div 3$ кВт/(м²К) при конденсации НКГ на входе до 12% по объему.



Рис. 3. Модуль высокоэффективной конденсации ПГС на стенде завода.

Разработаны конструкции секционных конденсаторов парогазовой смеси для энергетических установок большой мощности.

Список литературы:

1. Авторское свидетельство СССР, № 2119628F28В. Модуль конденсатора пара. Мильман О.О., 1995 г.
2. Федоров В.А., Мильман О.О. Конденсаторы паротурбинных установок. МГТУ, М.:2013 г.

УДК 621.039.538

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА ПРИ РАБОТЕ ПАРОГЕНЕРАТОРА ВВЭР В АВАРИЙНОМ РЕЖИМЕ НА ОДНОТРУБНОЙ МОДЕЛИ

Шлепкин А.С., Морозов А.В., Сахипгареев А.Р.

АО «Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского», 249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

Главной особенностью современных проектов ВВЭР является применение новых пассивных систем безопасности, в число которых входит дополнительная система пассивного залива активной зоны из гидроемкостей второй ступени (ГЕ-2) и система пассивного отвода тепла (СПОТ).

Система пассивного отвода тепла состоит из четырех независимых каналов, по одному на каждый парогенератор (ПГ). При гипотетической аварии с разрывом главного циркуляционного трубопровода система пассивного отвода тепла обеспечивает перевод горизонтальных парогенераторов на работу в режиме конденсации пара первого контура, поступающего в трубку ПГ из активной зоны, тем самым обеспечивая подпитку АЗ.

Работа парогенератора в нештатном конденсационном режиме имеет следующие основные черты: неразвитое пузырьковое кипение на горизонтальных трубах, обогреваемых конденсирующимся паром; процессы естественной циркуляции в обоих контурах парогенератора; низкие тепловые потоки и температурные напоры.

На работу парогенератора в данном режиме отрицательное влияние оказывает присутствие в первом контуре реактора неконденсирующихся газов: азота, поступающего в контур при срабатывании гидроемкостей первой ступени, а также продуктов радиолиза воды и разложения гидразингидрата, растворенного в воде, поступающей из системы ГЕ-2.

Для исследования работоспособности парогенератора в конденсационном аварийном режиме в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» была проведена серия суточных экспериментов на крупномасштабном стенде «РУ-30». В них учитывалось не только поступление неконденсирующихся газов из реактора в следствии газогенерации в нем, но и возможность поступления парогазовой смеси из защитной оболочки в реакторную установку через разрыв главного циркуляционного трубопровода.

В результате анализа экспериментальных данных было установлено, что конденсационная мощность парогенератора снижается менее чем на 25% за первые сутки аварии [1].

Однако, кроме неконденсирующихся газов в трубный пучок парогенератора поступает также и растворенная в паре борная кислота. Из-за большой длительности процесса охлаждения и малого содержания борной кислоты в паровой фазе, ее концентрация в теплоносителе может достичь высоких значений. Согласно расчетной оценке, проведенной в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» [2], уже к 24-му часу аварийного процесса концентрация борной кислоты в активной зоне составит ~311 г/кг.

Концентрация кислоты в пару напрямую зависит от ее содержания в кипящем теплоносителе. При концентрации 230 г/кг раствора содержание борной кислоты в паре достигает 0,4 г/кг [3]. С дальнейшим накоплением кислоты в активной зоне это значение будет расти.

Таким образом, возникает задача определения влияния растворенной в паре борной кислоты на эффективность процесса конденсации в трубном пучке парогенератора в аварийном режиме.

Для этого в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» была сооружена экспериментальная установка «Однотрубная модель парогенератора». В состав ее основного оборудования входят: бак подготовки раствора, испарительная колонна, модель одиночной трубки парогенератора (рабочий участок) и конденсатор.

В качестве рабочего участка использовалась нержавеющая теплообменная труба диаметром 16x1,5 мм и длиной 8,2 м. Длина теплопередающей трубки экспериментальной установки соответствовала минимальной длине трубки в пучке натурного парогенератора.

Устройство линий связи между испарительной колонной и баком подготовки раствора позволяло проводить эксперименты как при фиксированной концентрации борной кислоты в растворе, так и при ее накоплении.

Разработанная программа исследований включает в себя два этапа: эксперименты при конденсации в рабочем участке «чистого» пара и опыты с подачей в теплопередающую трубку пара с растворенной в нем борной кислотой.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований, проведенных на «чистом» паре, при параметрах характерных для аварийной ситуации на АЭС с ВВЭР.

Список литературы:

1. Анализ влияния массообменных процессов между реакторной установкой и защитной оболочкой на работу парогенератора ВВЭР в конденсационном режиме / А.С. Шлепкин, А.В. Морозов., А.Р. Сахипгареев; Сборник трудов Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых учёных «XXXV Сибирский теплофизический семинар» Новосибирск, 2019. С. 222.
2. Оценка влияния капельного уноса борной кислоты на ее накопление в реакторе ВВЭР в случае аварии / А.В. Морозов, А.В. Питык, С.В. Рагулин, А.Р. Сахипгареев, А.С. Сошкина, А.С. Шлепкин; Известия вузов. Ядерная энергетика. 2017. №4. С. 72–82.
3. Experimental study of solubility of boric acid in steam at boiling / A V Morozov, A V Pityk, A R Sahipgarayev and A S Shlepkina; Journal of Physics: Conf. Series, 2018, P. 1–7. DOI 1105 (2018) 012056.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).

УДК 621.18, 533.6.08

ЛДА-ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В МОДЕЛИ УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ ЧЕТЫРЕХВИХРЕВОЙ ТОПКИ

Шадрин Е.Ю., Ануфриев И.С., Алексеенко С.В.

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

Основным источником получения тепловой энергии на современных станциях остается сжигание ископаемого топлива, например угля. Существующие технологии сжигания позволяют использовать в качестве топлива исключительно уголь высокого качества: высокая теплотворная способность, низкое содержание примесей и т.п. Тем самым, вовлечение в топливно-сырьевой баланс низкосортных (непроектных) углей является важной научно-технической задачей. Использование таких углей затруднено из-за отсутствия методов сжигания, позволяющих удовлетворить, в том числе, современным энергетическим и экологическим требованиям [1].

В данной работе с использованием бесконтактных оптических методов диагностики потоков (таких как Лазерная Доплеровская Анемометрия, ЛДА) исследуется внутренняя аэродинамика изотермической модели (масштаб 1:25) усовершенствованной четырехвихревой топki, фотография которой представлена на рис.1. Отличительной особенностью данной топki от ранее изученной [2, 3] является симметричное расположение фронтальных горелок, позволяющее обеспечить наличие стабильной структуры течения с четырьмя вертикальными вихревыми структурами в широком диапазоне режимов.

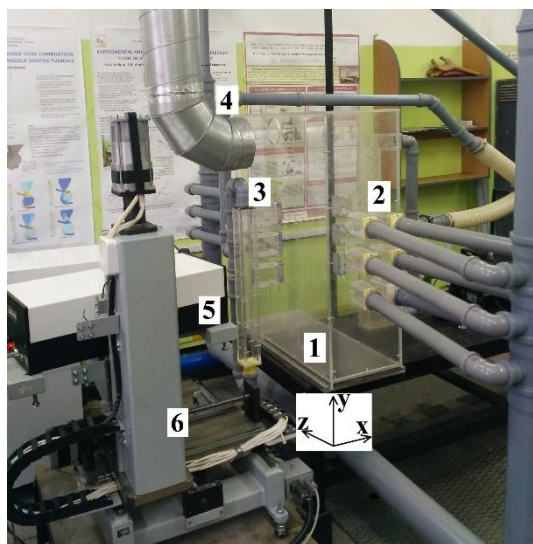


Рис. 1. Фотография лабораторной модели четырехвихревой топki:

- 1 – камера сгорания; 2 – боковые сопла;
- 3 – фронтальные сопла; 4 – вентиляция;
- 5 – измерительная ЛДА-система;
- 6 – координатно-перемещающее устройство.

Ранее авторами были выполнены исследования [4] структуры течения в ряде горизонтальных сечений усовершенствованной модели для различных режимов (варьировались значения начальной скорости на выходе из боковых и фронтальных сопел) с использованием метода PIV.

Однако, из-за геометрических особенностей модели проведение исследований в других сечениях с использованием метода PIV было невозможно. Поэтому в данной работе измерения в вертикальных сечениях проведены с использованием метода лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА).

Полученные данные дополняют результаты PIV-измерений и дают более детальное представление о внутренней аэродинамике исследуемой вихревой топki. 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.
3. Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Дектерев А.А., Шадрин Е.Ю., Папулов А.П. Исследование структуры потока в модели четырехвихревой топki // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 873–879.
4. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Изучение структуры течения в перспективном вихревом топочном устройстве // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, № 22. С. 32–35.

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда
(проект № 19-19-00443).*

УДК 338.28+332.142.6+330.4:51-77+502.1/5:711.4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ОТХОДОВ СТОЧНЫХ ВОД: ЭКОНОМИЧЕСКАЯ И ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Пляскина Н.И.

Институт экономики и организации промышленного производства СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 17
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В настоящее время во многих крупных городах мира возникла серьезная экологическая проблема, вызванная наличием большого количества отходов и сложившейся практикой их использования. В работе представлена оценка энергетического потенциала использования отходов сточных вод (ОСВ) на примере г. Новосибирска. Промышленные и бытовые сточные воды подвергаются обработке на заводе по очистке стоков, который расположен примерно в 25 км от города вблизи р. Обь. В настоящее время обрабатывается более 800 тыс. м³/сут сточных вод, из которых 70% – бытовые и 30% – промышленные.

Стоки поступают на водоочистные сооружения по центральной магистральной системе и подаются сначала на насосную станцию, затем в коллекторы для прохождения биологической очистки. После многоступенчатой системы очистки и ультрафиолетового обеззараживания очищенные стоки направляются в р. Обь, а 70% влажных отходов (влажность 97%) складировается на двух открытых иловых площадках (отстойниках), расположенных рядом с очистными сооружениями. Площадь каждого из отстойников 60–66 га, накоплено порядка 2 млн. тонн отходов. Механическому обезвоживанию с помощью центрифуг подвергается лишь 30% влажных отходов. Ежедневно производится более 125 т отходов (сухого веса) влажностью 65,5% и калорийностью около 15,8 МДж/кг, сопоставимой с бурными углями Канско-Ачинского бассейна, которые затем складировуются на открытых площадках рядом с очистными сооружениями, загрязняя окружающую среду. Дешевым способом утилизации ОСВ в мире является их использование в качестве удобрений, учитывая высокое фоновое содержание тяжелых металлов в Новосибирских отходах, этот способ недопустим [1]. Сложившаяся ситуация представляет серьезную экологическую проблему для области, впоследствии может проявиться в виде экологической катастрофы.

В работе исследуются возможные варианты утилизации ОСВ очистных сооружений г. Новосибирска с точки зрения сравнительной технико-экономической эффективности, энергетической ценности и влияния на экологию.

По нашим оценкам общее количество полужидких отходов ОСВ составляет порядка 132 тыс. т/год, энергетический потенциал их возможного использования оценивается в размере 64 ГВт/год, что более чем в 3 раза превышает количество пара, вырабатываемого ма-

лыми котельными области. Сопоставление химических составов ОСВ, каменного и бурого углей, сжигаемых на ТЭЦ-5, показывает, что элементные составы отличаются незначительно. В составе ОСВ содержится на 24,5% меньше углерода по сравнению с каменным углем и на 5%, чем в буроугольном угле. Доля серы превышает ее удельный вес в угле лишь на 0,2% по сравнению с каменным углем и на 0,4% по сравнению с бурным. Содержание азота в ОСВ сопоставимо с каменным углем и на 2% превышает этот показатель по бурому углю. Сравнение по сухому веществу показывает, что содержание углерода в ОСВ меньше почти на 30%, серы и азота – практически не изменяется.

Примененный подход ориентирован на показателях чистой приведенной стоимости (NPV), внутренней норме возврата (IRR) и сроке окупаемости (PBP) капитальных вложений, которые позволяют оценить влияние различных факторов [2]. Нами сформировано 7 альтернативных вариантов утилизации осадка сточных вод, основанных как на новых нетрадиционных технологиях, разработанных на базе российского или европейского опыта, не имеющих практического использования, так и на законченных "под ключ" технологиях.

Экономически эффективным и надежным в эксплуатации является вариант утилизации ОСВ на основе совместного сжигания с углем на действующей ТЭЦ-5. По этому варианту достигается максимальное значение NPV – 53,03 млн. руб., IRR – 22,1%, срок окупаемости – 6 лет, что является высокими показателями для экологических проектов. Отличие других вариантов состоит лишь в транспортных расходах на доставку ОСВ. Соотношение затрат по вариантам сохраняется и при сжигании отходов на цементном заводе (например, «Искитимцемент») или на асфальтовом заводе.

В работе показано, что использование отходов в качестве энергоносителя позволяет обеспечить устойчивое теплоснабжение потребителей, снизить потребности области в ископаемых видах топлива – угля и природного газа, соответственно, уменьшить расходы бюджета на топливообеспечение, вовлечь в хозяйственный оборот местные трудовые ресурсы, значительно сократить нагрузку на окружающую среду.

Список литературы:

1. Industrial Uses of Biomass Energy. The example of Brazil. London and New York. Taylor & Francis, 2000. 277 p.
2. Виленский П.Л., Лившиц В.Н., Смоляк С.А. Оценка эффективности инвестиционных проектов. М.: Дело, 2001. 832 с.

Работа поддержана проектом АААА-А17-117022250132-2, XI.172.1.1. (0325-2019-0010).

УДК 662.739

СНИЖЕНИЕ ВЫХОДА ОКСИДОВ АЗОТА ПРИ СЖИГАНИИ СМЕСЕВЫХ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО УГЛЯ И ДИСПЕРГИРОВАННОЙ ДРЕВСИНЫ

Кузнецов Г.В., Толокольников А.А., Чередник И.В., Янковский С.А.

Томский политехнический университет,
634050, Томск, Россия

Снижение загрязнения атмосферы земли тепловыми электрическими станциями, использующими в качестве топлива энергетический уголь, является важной и актуальной задачей современной энергетики большинства развитых государств [1,2], так как сжигание энергетических углей приводит к загрязнению окружающей среды оксидами серы, азота и углерода [2]. В связи с вышесказанным одной из наиболее важных задач современной энергетики является задача снижения массы выбрасываемых в атмосферу антропогенных оксидов, образующихся при сжигании углей в топках энергетических котлов [3]. Одним из наиболее перспективных вариантов решения этих задач энергетической и экологической безопасности, является сжигание угля на тепловых электрических станциях совместно с биомассой. Практическая эффективность таких технологий обоснована достаточно многочисленными примерами электростанций Западной Европы. Но до сегодняшнего дня нет экспериментальных данных о закономерностях физико-химических превращений при взаимодействии продуктов пиролиза угля и биомассы при сжигании угля совместно с биомассой (в первую очередь с древесной).

Проблема, решение которой является целью исследований, заключается в обосновании механизма подавления оксидов азота в газообразных продуктах совместного пиролиза углей с древесиной.

Проведены экспериментальные исследования процессов термического разложения достаточно типичного энергетического угля марки Д (длиннопламенный) и биомассы (отходы переработки деловой древесины), с целью анализа выхода образования оксидов азота в продуктах сгорания таких смесей. Экспериментальные исследования выполнены следующим образом: Навеска топливной смеси после смешения в определенной пропорции компонент помещалась в тигель. Далее тигель с топливной навеской при помощи координатного устройства помещался в печь, предварительно нагретую до 600 °С. Исследовались процессы термического разложения навесок массой не менее 1 грамма. Во время проведения эксперимента непрерывно проводился анализ компонентного состава газов, образующихся в процессе пиролиза топливных смесей.

Анализ газов при сжигании смесевых топлив на основе каменного угля и древесины показал снижение доли оксидов азота в продуктах пиролиза смеси с увеличением доли древесной компоненты до 50 % (см.рис.1). Проведенные эксперименты показали, что при малых по массе (единицы миллиграмм) навесках результаты экспериментов характеризуются большим рассеянием. Была сформулирована гипотеза, что значительные случайные погрешности определения концентраций контролируемых газов в процессе пиро-

лиза древесно-угольных смесей при малой массе навесок, обусловлены неоднородностью углей. Чем меньше масса навески, тем больше вероятность того, что в ней будет доминировать или органическая, или минеральная компоненты углей. Соответственно процесс подавления оксидов азота будет проходить с низкой интенсивностью. По этим причинам в проведенных экспериментах масса навесок составляла в единичном опыте не менее 1 грамма. При такой массе навесок рассеяние от опыта к опыту регистрируемых концентраций оксидов азота в процессе пиролиза не превышало $\pm 5\%$, что является приемлемым в рассматриваемых диапазонах изменения основных факторов проведенных экспериментов.

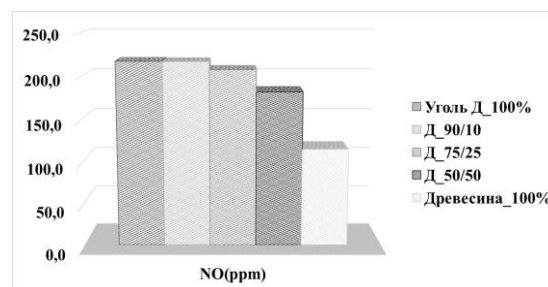


Рис.1 Изменение концентрации оксидов азота при пиролизе смесевых топлив на основе угля марки Д и мелкодисперсной древесины.

По результатам выполненных экспериментов обоснована возможность использования древесины в составе смесевых топлив на основе длиннопламенного угля в качестве добавки, способствующей снижению выхода оксидов азота при сжигании таких топлив в энергетических котлах большой и малой энергетики.

Сформулирована гипотеза о том, что при пиролизе двухкомпонентных топлив на основе каменного угля марки Д в смеси с диспергированной древесной биомассой достигается эффект снижения концентрации оксидов азота в газообразных продуктах термического разложения таких смесей за счет комплекса реакций между газообразными продуктами пиролиза угля и древесины при концентрации древесной компоненты в смеси от 10 % до 50 %.

Список литературы:

1. Key World energy statistics / Dr. Fatih Birol // International Energy Agency (IEA), 2019. URL: <https://www.connaissancedesenergies.org/> (дата обращения: 06.12.2019).
2. Nyashina // Environmental Research, 2019, V. 176
3. Nobre C., Alves O., Longo A., Vilarinho C., Gonçalves M. // Bioresour. Technol. 2019. V. 285. 121325.
4. Ribeiro A., Soares M., Castro C., Vilarinho C., Carvalho J. // Lecture Notes in Electrical Engineering. 2019. V. 505. P. 641-647.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 18-29-24099/18.

УДК 662.7; 621.4; 536.4

**НОВАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ГАЗИФИКАЦИИ В ПЛОТНОМ СЛОЕ
БРИКЕТИРОВАННЫХ НИЗКОСОРТНЫХ ТОПЛИВ И ОТХОДОВ**

Пермяков Е.Е.¹, Загрутдинов Р.Ш.², Никишанин М.С.³, Сеначин А.П.¹, Сеначин П.К.^{1,4}

¹ Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,
656038, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 46,

² ООО ИЦ «Новые энергетические технологии»,
390000, Россия, Рязань, ул. Праволыбедская, 40 офис 24

³ ООО «ЭнергоРесурс»,
658033, Россия, Алтайский край, р.п. Тальменка, ул. Набережная, 36

⁴ 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 производственные и бытовые отходы, становится всё более актуальным [1–6].

Ниже приводится новая усовершенствованная математическая модель газификации топлива в плотном слое в газогенераторе обращённого процесса (ГОП) для следующей макрокинетической системы уравнений с тепловым эффектом Q:

- 1) $C + O_2 + CO_2 + 393,3$ кДж/моль;
- 2) $C + CO_2 = 2CO$ -172,4 кДж/моль;
- 3) $C + H_2O = CO + H_2$ -131,4 кДж/моль;
- 4) $C + 2H_2 = CH_4 + 74,9$ кДж/моль;
- 5) $2CO + O_2 = 2CO_2 + 565,7$ кДж/моль;
- 6) $2H_2 + O_2 = 2H_2O + 483,7$ кДж/моль;
- 7) $CO + H_2O = CO_2 + H_2 + 41,0$ кДж/моль.

Запишем уравнения, описывающие процесс газификации в ГОП, система включает:

- уравнения неразрывности в виде концентраций A_j каждого j-го компонента газовой фазы (1)-(8)

$$\frac{dA_j}{dz} = \frac{W_j}{w_f + U_C} + A_j \left(\frac{d \ln p}{dz} - \frac{d \ln T}{dz} - \frac{RT/p}{w_f + U_C} \sum_j W_j \right),$$

$$W_{j=1} = -W_1 - W_5 - W_6, \quad W_{j=2} = 0,$$

$$W_{j=3} = -W_3 + 2W_6 - W_7, \quad W_{j=4} = 0,$$

$$W_{j=5} = W_1 - W_2 + 2W_5 + W_7,$$

$$W_{j=6} = 2W_2 + W_3 - 2W_5 - W_7,$$

$$W_{j=7} = W_3 - 2W_4 - 2W_6 + W_7, \quad W_{j=8} = W_4,$$

$$\sum W_j = W_2 + W_3 - W_4 - W_5 - W_6$$

(где i-е индексы обозначают соответствующие реакции W_i для всех 7-ми реакций; а j-е индексы относятся к компонентам газовой фазы: 1 – кислород, 2 – азот, 3 – пары воды, 4 – аргон, 5 – диоксид углерода, 6 – оксид углерода, 7 – водород, 8 – метан);

- макроскопический закон горения углерода; (9)

- общее для всей гетерогенной системы уравнение теплового баланса (изотермическое приближение для плотного слоя от z до z+dz); (10)

- закон Дарси для скорости фильтрации w_f ; (11)

- скорости реакции горения кокса по i-м реакциям

газификации углерода W_i с j-ми компонентами газовой фазы (где i = 1, 2, 3 и 4); (12)-(15)

- скорости i-х газозависимых (гомогенных) реакций W_i (где i = 5, 6, 7) (16)-(18)

и граничные условия задачи.

Для контроля точности счета химических компонентов в задачу введены условия баланса атомов, участвующих в процессе.

Система (1)-(18) решается прямым численным интегрированием по плотному слою методом Рунге-Кутты по собственной программе. На диаграмме приведен пример расчета концентраций сырого генерируемого газа (рисунок).

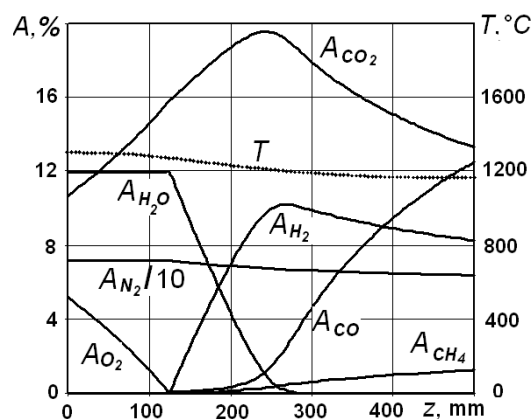


Рис. 1. Концентрации компонентов не очищенного газа на выходе из активной зоны газогенератора (остальное, до 100%, аргон Ar в объеме около 1%).

Список литературы:

1. Технологии газификации в плотном слое: монография / Р.Ш. Загрутдинов, А.Н. Нагорнов, А.Ф. Рыжков, П.К. Сеначин; под ред. П.К. Сеначина. - Барнаул: ОАО «Алтайский дом печати», 2009. – 296 с.
2. Загрутдинов Равиль, Сеначин Павел, Никишанин Михаил. Газификация в плотном слое: Цикл статей. – Изд-во “LAP LAMBERT Academic Publishing” / Германия, 2016. – 168 с. - www.lap-publishing.com.
3. Загрутдинов Р.Ш., Сеначин П.К., Ермагамбет Б.Т. Введение в теорию газификации в плотном слое: монография / Под ред. Р.Ш. Загрутдинова. - Республика Казахстан, Астана: ТОО «Институт углекислоты и технологий», 2019. – 249 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 19-38-90011).

УДК 621.9

ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД ПО СВЧ-СУШКЕ БУРЫХ ВЛАЖНЫХ УГЛЕЙ

Карелин В.А.^{1,2}, Саломатов Вл.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова

В современных условиях главный вклад в мировое производство электроэнергии вносит уголь (40%). Вслед за ним по приоритету идет газ (19%) и далее – атомная и гидроэнергия (по 16%). Необходимость повышения эффективности угольных ТЭС и выполнение жесточенных экологических требований заставляет разрабатывать новые технологии использования энергетического угля, как правило, низкокачественного. Большие возможности принадлежат здесь способам обработки угля с участием СВЧ-энергии [1,2]. Применение электромагнитного излучения позволит повысить теплоту сгорания, уменьшить влажность, зольность, а также понизить содержание ртути, хлора, серы и других вредных составляющих. К тому же идет параллельно частичное дробление угля [3,4].

В результате низкосортный уголь, подверженный СВЧ-облучению, становится более однородным, высококачественным продуктом. Однако эффективность СВЧ-обработки может существенно меняться в ходе сушки и нагрева угля из-за изменения теплофизических и электрофизических свойств. Для наиболее полного исследования процессов микроволновой обработки угля необходимо математическое моделирование, описывающее нагрев и сушку угля в СВЧ-поле, а также массив экспериментальных данных свойств угля и их зависимостей от температуры и влажности. На предыдущих этапах работы было проведено моделирование и собран массив экспериментальных данных, в ходе данного этапа был спроектирован и собран СВЧ-стенд позволяющий изучить изменение температуры и влажности угля в ходе СВЧ-обработки.

В качестве объекта исследования выбраны бурые угли нового крупного и малоисследованного Таловского месторождения Сибири с прогнозным ресурсом около 3.6 млрд т, объемом добычи в 10–15 млн т в год. В этих бурых углях влажность составляет от 15 до 30%, зольность 10–25%, теплота сгорания от 25 до 27 МДж/кг.

При измерении электрофизических параметров угля на предыдущем этапе работ в резонатор подавалась мощность порядка 1 мВт. Этой мощности хватает

для измерений, но при этом она не нагревает сам образец (что имеет положительный эффект в случае, если требуются исключительно измерения). Однако, данную мощность, можно усилить с помощью системы из двух усилителей (см. рис. 1).

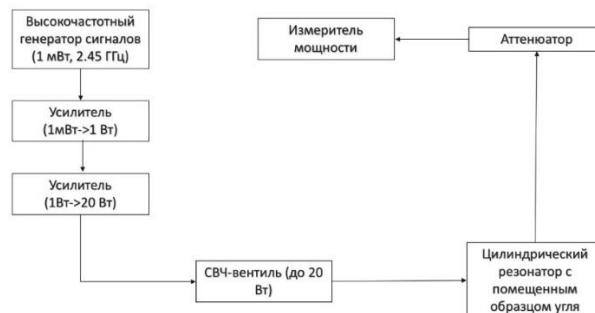


Рисунок 1. Итоговая схема стенда по СВЧ-нагреву образцов угля.

Был собран стенд по СВЧ-обработке угля, измерена входная мощность, даны оценки поглощенной мощности внутри резонатора с углем путем измерения прошедшей мощности и снижения отраженной. Был измерен темп нагрева поверхности угля, выход влаги, дополнительно проверены экспериментальные зависимости электрофизических свойств в зависимости от влажности и температуры.

Список литературы:

1. Коновалов Н.П. Технология деструкции бурых углей методом нагрева энергией сверхвысоких частот. – Иркутск: Изд-во ИрГТУ, 2000. – 92 с.
2. Three-dimensional simulation of microwave heating coal sample with varying parameters / Yi-du Hong, Bai-quan Lin, He Li, Huaming Dai, Chuan-jie Zhu, HaoYao // Applied Thermal Engineering. – 2016. – V. 93. – P. 1145–1154.
3. Sensitivity analysis on the microwave heating of coal: A coupled electromagnetic and heat transfer model / Baiquan Lin, He Li, Zhongwei Chen, Chunshan Zheng, Yidu Hong, ZhengWang // Applied Thermal Engineering. – 2017. – V. 126. – P. 949–962.
4. Хайдунова А.А., Федчишин В.В., Коновалов Н.П. Микроволновая сушка бурых углей и повышение их технологических характеристик // Известия высших учебных заведений. ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ. – 2010. – С. 31–35.

УДК 519.6, 621.1.016, 621.18

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ СЖИГАНИЯ ПЫЛЕВИДНОГО БУРОГО УГЛЯ В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ С ВЕРХНЕРАСПОЛОЖЕННЫМ ВТОРИЧНЫМ ДУТЬЕМ

Красинский Д.В.

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

При модернизации котлоагрегатов ТЭС, работающих на угольном топливе, требуется обеспечить повышение их теплотехнических и экологических характеристик. Для достижения этих целей, как правило, применяется та или иная усовершенствованная схема внутренней аэродинамики топочной камеры. Одной из таких схем является аэродинамическая компоновка с горизонтально-расположенной осью вращения закрученного потока, за счет чего обеспечивается увеличение времени пребывания угольных частиц в вихревой камере горения [1]. На основе этой аэродинамической схемы становится возможным реализовать технологию высокотемпературного режима сжигания пылевидного угля в вихревом потоке компактной камеры горения – прототип соответствующего топочного устройства, известного как вихревая топка [1–3], разработан в 1970–80-х годах в НПО ЦКТИ. С целью усовершенствования исходной конструкции вихревой топки ЦКТИ, в последние годы в ИТ СО РАН разработана модифицированная схема «ВТ2В» вихревой топки (патент РФ 2585347), отличительной особенностью которой является дополнительное тангенциальное дутье пылевоздушной струи через горелку в верхней части камеры горения (см. рис. 1). Такая схема подачи горелочных струй названа конфигурацией с верхнерасположенным вторичным дутьем – в ней обеспечивается расширение способов управления аэродинамической структурой потока и режимными параметрами, включая использование принципа стадийного сжигания.

Настоящая работа посвящена численному 3D моделированию аэротермохимических процессов при факельном сжигании угля в вихревой топке «ВТ2В» для ряда вариантов её рабочих режимов. В качестве топлива задан бурый уголь Березовского месторождения КАБ, при этом в расчётах варьировались: расход подсушенного угля G_c , тонина помола угля R_{90} , а также коэффициент избытка воздуха α .

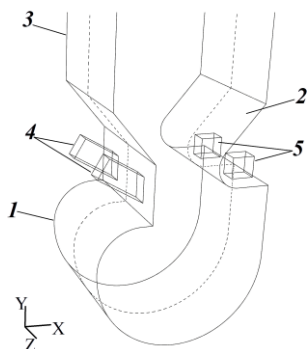


Рис. 1. Схема вихревой топки «ВТ2В» (верхняя часть камеры охлаждения не показана): 1 – вихревая камера горения; 2 – диффузор; 3 – камера охлаждения; 4 – основные горелки; 5 – дополнительные горелки. Пунктирной линией обозначена плоскость симметрии.

Применяемая физико-математическая модель пространственного турбулентного течения, процессов теплопереноса и горения твердого распыленного топлива в топочных устройствах ТЭС основана на смешанном эйлер-лагранжевом описании двухфазной среды, и позволяет учесть все основные взаимосвязи процессов переноса за счет турбулентной аэродинамики, межфазного взаимодействия, химического гетерогенного и газофазного реагирования, лучистого теплообмена, а также полидисперсность пылевидного угля. Описание этой модели, численного алгоритма и граничных условий приведено в [3–5]. Расчеты выполнены с использованием CFD-пакета FLUENT на сетке, состоящей из 488916 гексаэдрических ячеек.

В результате численного моделирования для варианта расчёта с заданными значениями расхода топлива $G_c = 2.4$ кг/с (на моделируемый объём полусекции топки), тонины помола $R_{90} = 30\%$, и избытка воздуха $\alpha = 1.15$ получена детальная информация о трехмерной аэротермохимической структуре турбулентного полидисперсного реагирующего течения в вихревой топке «ВТ2В», включая распределения скорости, температуры, тепловых потоков и концентраций в топочном объеме. Также получены интегральные теплотехнические и экологические (эмиссия CO, NOx) показатели этой топки, проведен их анализ в сравнении с характеристиками для варианта рабочего режима (с параметрами $G_c = 4$ кг/с, $R_{90} = 15\%$, $\alpha = 1.05$), ранее изученного в работе [5]. Полученные результаты численного 3D моделирования топочных процессов создают научную основу для дальнейшей оптимизации конструктивных и режимных параметров вихревой топки «ВТ2В».

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. Ануфриев И.С., Красинский Д.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Глава 6. Моделирование процессов переноса в пылеугольных топках с горизонтальной осью вихревого потока / Вихревые явления и их влияние на процессы переноса (под ред. акад. С.В. Алексеенко и д.т.н. И.В. Наумова); Ин-т теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН. – Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2018. 362 с. – С. 221–265.
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. Krasinsky D.V., Sharypov O.V. Numerical modeling of pulverized coal combustion in the vortex furnace with dual upper-port loading // J. Engng. Thermophys. – 2015. Vol. 24, No. 4. P. 348–356.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).

УДК 620.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАКЕЛЬНОГО ГОРЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА НА ОСНОВЕ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩИХ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Кузнецов В.А.^{1,2}, Дектерев А.А.^{1,2}

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

² ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Численное моделирование топочных устройств является на сегодняшний день одним из важнейших способов получения наиболее представительной информации о процессах, протекающих при горении и газификации пылеугольного топлива. В настоящее время моделирование позволяет получать достоверную информацию о работе реального горелочно-топочного оборудования [1,2]. Однако, для топочных устройств в которых формируются существенно нестационарные режимы горения методики, основанные на использовании стационарных RANS моделей турбулентности, приводят к некорректным результатам. В связи с этим становится актуальной задача нахождения не только полей средних величин, но и разрешение крупномасштабных вихревых структур течения, которые определяют процессы теплообмена и выгорания пылеугольного топлива.

Для численного моделирования нестационарного турбулентного течения топочной среды использовалась URANS k- ω SST модель Ментора, модель LES (Large eddy simulation) и модель DES (Detached Eddy Simulation) на основе k- ω SST модели [3]. Движение частиц угля описывается уравнениями динамики материальной точки с учетом силы сопротивления и силы тяжести. Учет турбулентности потока при движении частицы производится введением случайных флуктуаций скорости газа в уравнение движения для частицы. Процесс горения угольной частицы рассматривается в виде последовательных этапов: испарение влаги из топлива, выход и горение летучих компонент, горение коксового остатка. Решение уравнения переноса лучистой энергии базируется на P1 аппроксимации метода сферических гармоник для серой двухфазной двухтемпературной среды. Математическая модель реализована с использованием CFD пакета Ansys Fluent.

Для расчетных исследований и верификации математической модели использованы экспериментальные данные по горению пылеугольного факела при наличии закрутки потока на огневом стенде мощностью 2.4 МВт [4]. Ранее в работе [5] были представлены результаты стационарного расчёта для данного горелочного устройства. Графики распределения температуры (рисунок 1) показал, что результаты, полученные с использованием RANS моделей турбулентности, существенно отклоняются от экспериментальных данных.

Результаты расчетов показали, что методы DES и LES позволяют корректно воспроизвести среднее поле температуры и скорости при расчете топочного устройства с вихревой горелкой. Распределение температуры совпадает с экспериментальными данными,

и провал в области границы факела значительно меньше полученного RANS моделями.

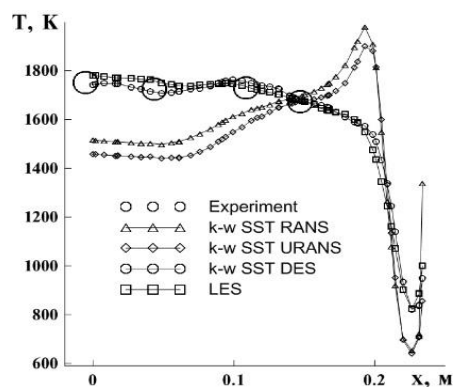


Рис.1 Распределение температур в сечении на расстоянии от горелки $z=0$ м.

Отработана методика нестационарного численного моделирования горения пылеугольного топлива с закруткой потока. Выполненные расчетные исследования закрученного пылеугольного потока показали, что использование метода LES (Large eddy simulation) и гибридного метода DES (Detached Eddy Simulation) на основе модели k- ω SST, значительно лучше описывают осреднённые характеристики потока, по сравнению с нестационарным подходом на основе уравнений Рейнольдса и со стационарными подходами. Установлено, что выбор метода моделирования турбулентности при расчете горения пылеугольного топлива с закруткой потока оказывает существенное влияние на результаты численного эксперимента.

Список литературы:

1. Chernetskiy, M.Yu., and Dekterev, A.A. Mathematical model of heat transfer and combustion processes of flaring pulverized fuel. *Physics of Combustion and Explosion*. 2011, No. 3, pp. 37–46.
2. Chernetskiy, M., Dekterev, A., Chernetskaya, N., Hanjalić, K. Effects of reburning mechanically-activated micronized coal on reduction of NOx: Computational study of a real-scale tangentially-fired boiler. 2018, *Fuel*, 214, 215–229.
3. Strelets M. Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows // *AIAA Paper*. – 2001, No 2001-0879. – 19 p.
4. Peters A.A.F., Weber R. Mathematical Modeling of a 2.4 MW Swirling Pulverized Coal Flame // *Combustion Science and Technology*. 1997. V. 122. I. 1-6. P. 131–182.
5. Kuznetsov V.A., Chernetskay N.S., Chernetskiy M.Y., Comparative analysis of the influence of turbulence models on the description of the nitrogen oxides formation during the combustion of swirling pulverized coal flow, *Journal of Physics: Conference Series* 754 (2016).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант No. 19-19-00443).

УДК 621.9

ОСОБЕННОСТИ ГАЗОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ЗАМКНУТОЙ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ

Долганов А.М.¹, Королева М.Р.^{1,2}, Чернова А.А.¹

¹ 2Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ижевский государственный технический университет имени М.Т. Калашникова»,
426000, Россия, Ижевск, ул. Студенческая, 7

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук»,
426067, Россия г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34

Энергетические установки закрытого цикла широко применяются в производственных процессах различной сложности и испытательных системах. Работа такого рода устройств сопряжена с постепенным нагревом рабочего тела за счет трения о конструктивные элементы нагнетательных устройств [1, 2]. Одним из методов охлаждения рабочего тела является использование элементов активного охлаждения или воздушных конденсаторов [3]. Такие устройства состоят из набора специальных элементов – оребренных трубных пучков [4], геометрия которых существенным образом определяет как газодинамические, так и теплофизические характеристики системы охлаждения в целом. Показателем эффективности охладителя является достижение заданных значений теплофизических параметров на выходе из воздушного конденсатора. Необходимую информацию о газодинамических и теплофизических процессах в системе охлаждения с учетом геометрических особенностей элементов активного охлаждения и требований к потоковым характеристикам можно получить, используя методы численного моделирования.

В современных работах рассматриваются вопросы оценки сопротивления отдельных конструкций воздушных конденсаторов [4-6]. Однако полученные в вышеуказанных работах данные неприменимы к другим конструктивным схемам. Данная работа посвящена исследованию газодинамики и теплообмена в системе охлаждения замкнутой энергетической установки на основе численного моделирования обтекания потоком воздуха элементов активного охлаждения.

Решалась сопряженная задача теплообмена в точном тракте замкнутой энергетической установки с размещенными поперек движения потока оребренными трубками. Моделирование проводилось на основе модели вязкого сжимаемого теплопроводного газа с учетом турбулентности течения. Для замыкания осредненной по Фавру и Рейнольдсу системы уравнений сохранения применялась модель турбулентности Ментера SST $k-\omega$ [7]. Дискретизация расчетной области производилась с использованием призматических элементов (шестигранников), общее количество которых не превышало 6 млн. элементов.

Для верификации данных расчеты параллельно проводились с использованием различных вычислительных алгоритмов и схем разного порядка точности. Расхождение полученных данных по давлению не превышало 8%, по температуре – 3%, что является вычислительной погрешностью.

В результате расчетов были получены поля газодинамических и теплофизических величин в рассматриваемой области. Проведена оценка эффективности охлаждения и потерь давления в результате прохождения нагретого воздуха через набор охлажденных трубок в зависимости от температуры и скорости подачи рабочего тела. Показано, что для охлаждения объема газа 6,75 м³ в исследуемых допустимых температурных диапазонах необходимо и достаточно использовать два ряда оребренных трубок длиной 1,5 м, расположенных в шахматном порядке, общим числом 10-12 элементов, при этом падение давления между входным и выходным сечениями не превышает 100 Па.

Список литературы:

1. Бендерский Б.Я. Техническая термодинамика и теплопередача. Курс лекций с краткими биографиями ученых. Ижевск: РХД. 2002. 264 с
2. Лойцянский А.Г. Механика жидкости и газа: Уч.для ВУЗов, 7е изд. М.:Дрофа. 2007. 840с.
3. Мильман О.О., Федоров В.А. Воздушно-конденсационные установки. М.: МЭИ, 2002. 207 с.
4. Жинов А. А., Шевелев Д. В., Ананьев П. А. Моделирование потерь давления воздуха в оребренном трубном пучке воздушного конденсатора // Наука и Образование. 2013. № 3. С. 105–116.
5. Федоров В.А., Мильман О.О., Ананьев П.А., Птахин А.В., Жинов А.А., Карышев А.К., Шевелев Д.В. Результаты экспериментально-расчетных исследований воздушного потока в циркулярных воздушных конденсаторах паротурбинных установок // Вестник МГТУ им.Н.Э.Баумана. Сер. Машиностроение. 2015. № 5. С. 87–105.
6. Xing X., Xianming F., Junmin W., Fang L. Modeling and Simulation of an Air-cooling Condenser under Transient Conditions // Procedia Engineering. 2012. Vol. 31. Pp. 817 – 822.
7. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // Proc. 4th. Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Begell House, 2003, pp. 625–632.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ИжГТУ имени М.Т. Калашникова в рамках выполнения научного проекта №ЧАА/20-30-07.

УДК 621.181

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ ПРОЦЕССОВ С НИЗКОЭМИССИОННЫМИ ВИХРЕВЫМИ ГОРЕЛКАМИ

Гиль А.В., Кокшарев О.М., Инсаркин И.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

В настоящее время одной из основных проблем энергетики является организация снижения выбросов вредных веществ, генерируемых при сжигании ископаемых топлив на ТЭС.

При организации сжигания топлив невысокого качества или с низким выходом летучих веществ в вихревых горелочных устройствах сложно соответствовать предъявляемым требованиям по массовой концентрации оксидов азота в связи с направленностью данной технологии сжигания на формирование высокотемпературного ядра горения. Одним из простых и относительно недорогих методов снижения генерации NO_x является применение малоэмиссионных горелочных устройств, которые также можно сочетать и с другими технологиями снижения выбросов NO_x [1]. В малоэмиссионных вихревых горелках реализуется ступенчатое сжигание топлива в пределах факела горелки посредством многоканальности, что приводит к снижению генерации NO_x . Но при этом возможно увеличение недожога топлива, увеличение длины факела, а также изменение протекания физико-химических процессов в топочном объеме, что может негативно отразиться на эффективности и надежности работы котельного агрегата в целом.

Неоднородность и стохастичность физико-химических процессов, происходящих в объеме топочной камеры при горении полидисперсного твердого топлива, существенно осложняет возможности проведения экспериментальных и аналитических исследований. Поэтому в настоящее время целесообразно использование математического моделирования для проведения численных экспериментов, имеющих высокую степень достоверности.

В данной работе объектом исследования является котельный агрегат БКЗ-420-140 Т-образной компоновки. топочная камера открытого типа с твердым шлакоудалением полностью экранирована трубами $60 \times 5,5$ мм с шагом 64 мм [2].

Топочная камера оборудована 12-тью пылеугольными горелками, расположенными на боковых стенках топки в один ярус.

С целью снижения генерации оксидов азота предложено установить в те же амбразуры малоэмиссионные вихревые горелочные устройства. Центральный канал – мазутная форсунка. Далее канал подачи топливно-воздушной смеси и последующие три канала для ввода вторичного воздуха. Диаметры соответственно 209 мм, 490 мм, 670 мм, 833 мм, 1015 мм. При этом оси горелок соответствуют расположению горелочных устройств в базовом варианте.

При моделировании принят Элерово-Лагранжев подход, позволяющий детально просчитывать траекторию движения отдельных частиц во всем топочном объеме. Соответственно траектория движения частиц угля моделируется моделью дискретных фаз. Силы,

действующие на топливную частицу при ее движении в газовом потоке, являются силами сопротивления и силами тяжести.

Трехмерное течение потока газа описывается системой уравнений Навье-Стокса, усредненных по Рейнольдсу, которая состоит из уравнений сохранения массы, импульса, энергии.

Турбулентные характеристики газа рассчитываются с использованием наиболее распространенной двухпараметрической «к-ε» модели турбулентности, также учитывающей влияние движущихся частиц [3].

В результате численного моделирования получены траектории движения частиц, распределения температур, концентраций продуктов горения и др. в объеме топочной камеры. На рисунке 1 представлены концентрации NO_x проектной компоновке горелок и при замене на малоэмиссионные.

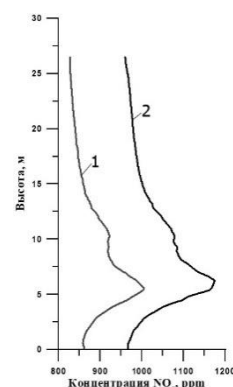


Рис. 1 Концентрация NO_x по высоте топочной камеры: 1 – проектные горелки; 2 – малоэмиссионные горелки.

Использование четырехканальных малоэмиссионных горелочных устройств приводит к снижению генерации NO_x . В целом замена двухканальных горелочных устройств на малоэмиссионные позволяет добиться сокращения генерации оксидов азота, которое в данном исследовании снижение 14 %.

Список литературы:

1. Росляков П. В., Кондратьева О. Е., Головтеева А. Н., Сиваковский А. М. Алгоритм оптимального выбора наилучших доступных технологий для российских ТЭС // Теплоэнергетика. 2019. №4. С. 60–72.
2. Заворин А.С., Красильников С.В., Обухов С.В., Старченко А.В. Исследование аэродинамики и горения в топке котла БКЗ-420-140 применительно к вариантам замещения проектного топлива // Известия Томского политехнического университета, 2007. т. 310 № 1. С. 175–181.
3. Заворин А.С., Обухов С.В., Старченко А.В. Численный анализ сжигания пылеугольного топлива с различными теплотехническими свойствами в камерной топке котла БКЗ-420-140-2 // Электрические станции, 2010. № 12. С. 2–9.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект No. 18-38-00775_мол_а).

УДК 620.91

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО СЖИГАНИЯ ВОДОУГОЛЬНОГО И ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Кузнецов В.А., Мальцев Л.И., Дектерев А.А.

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

В настоящее время в связи с ростом объемов углеродосодержащих отходов довольно остро стала проблема их утилизации. К таким отходам относятся высокозольные и переувлажненные угольные шламы, побочные продукты обогатительных угольных фабрик, так называемые кеки (обогащение флотацией). На их основе могут быть приготовлены различные водоугольные (ВУТ) и органоводоугольные топлива (ОВУТ). Наиболее распространенным способом переработки таких отходов является их сжигание. Однако калорийность таких суспензий, как правило, невысока. Как показывает опыт, наиболее эффективное и стабильное сжигание ВУТ обеспечивается лишь в тех случаях, когда сжигание ВУТ производится в муфельных топочных камерах при достаточно высоких температурах [1]. Стоит актуальная задача разработки эффективной технологии переработки таких видов топлив. Одним из решений этой задачи может служить совместное сжигание ВУТ с пылеугольным топливом. Тонкодисперсный пылевидный уголь (уголь микропомола) обладает высокой реакционной способностью, что обеспечит стабильное горение при совместном сжигании этих двух топлив.

Целью работы является разработка и тестирование численной методики моделирования процессов совместного сжигания водоугольного и пылеугольного топлива.

Для численного исследования процессов совместного сжигания водоугольного и пылеугольного топлива был выбран стенд тепловой мощностью 5МВт [2]. Геометрия расчетной области представлена на рисунке 1. В первую улитку подавался уголь микропомола (УМП) совместно с воздухом. Подача ВУТ осуществляется пневматической форсункой [3].

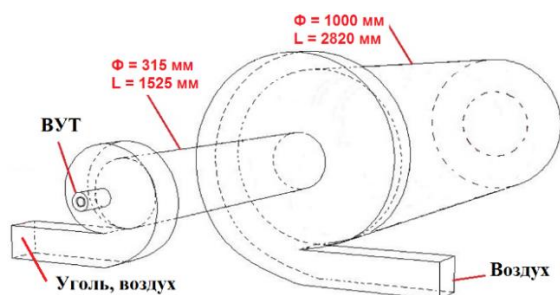


Рис. 1. Геометрия расчетной области.

В настоящей работе математическая модель включает в себя: модель движения многокомпонентной неизоэнтальной газовой среды (несущей фазы) на основе RANS подхода; модель переноса излучения на основе метода дискретных ординат; модель движения капель/частиц на основе подхода Лагранжа; модель

горения в газовой фазе на основе гибридной модели, сочетающей механизмы химического реагирования и турбулентного обмена; модель выгорания коксового остатка. Подаваемое в топку распыляемое форсункой водоугольное топливо представляется дискретным набором капель/частиц, которые состоят из комплекса воды и угольных частиц. Под водой подразумевается внешняя влага, которая добавляется при изготовлении ВУТ. Внутренняя влага, определяемая при техническом анализе топлива, входит в состав топлива. В модели процесс воспламенения и горения частицы происходит стадийно. Вначале происходит испарение внешней влаги, для описания этого процесса используется модель испарения капли. Для описания выгорания угля используется модель воспламенения и горения угольных частиц. По данной модели происходит прогрев частицы, выход внутренней влаги и летучих компонент топлива, горение коксового остатка. Летучие компоненты выгорают в газовой фазе. Исследования проведены с использованием универсального CFD пакета Ansys Fluent.

Проведено тестирование предложенной методики на задачах: распыл водоугольного топлива пневматической форсункой (холодная задача), отдельного сжигания ВУТ и УМП. Численная методика моделирования процессов горения угля микропомола была разработана и протестирована в коллективе авторов [4]. Результаты тестовых расчетов сжигания водоугольного топлива сопоставлялись с экспериментальными данными, представленные в работе [5].

Список литературы:

1. Алексеев С.В. и др. Результаты опытно-эксплуатационного сжигания водоугольного топлива в водогрейном котле малой мощности // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2017. Т. 328. № 12. С. 16–28.
2. Burdukov, P. A. Autothermal combustion of mechanically-activated micronized coal in a 5 MW pilot-scale combustor/ P. A. Burdukov, V. I. Popov, M. Yu. Chernetskiy, A. Dekterev and K. Hanzalić // Fuel. Vol. 122. P. 103–111.
3. Пневматическая форсунка (Варианты): пат. Рос. Федерация № 2523816; заявл. 22.01.2013; опубл. 27.07.2014, Бюл. № 21. 10 с.
4. Бурдуков А.П., Магдеева О.Л., Кузнецов В.А., Чернецкий М.Ю.. Расчетное исследование 2-х ступенчатого безмазутного горелочного устройства на основе угля микропомола. Ползуновский вестник. 2015. Т. 1. № 4. с. 162–167.
5. Богомолов С.В., Козлов С.Г., Алфимов Е.Г., Фелькер А.А., Сжигание водоугольной суспензии ерковецкого угля на огневом стенде, сборник научных трудов: Повышение эффективности и экологической безопасности сжигания углей на электростанциях Сибири. Красноярск. 1995 г.

Исследования выполнены при финансовой поддержке
РФФИ в рамках научного проекта
№ 18-29-24007-мк.

РАСПЫЛЕНИЕ ВОДОУГОЛЬНЫХ СУСПЕНЗИЙ

Гвоздяков Д.В., Губин В.Е., Зенков А.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30а

Тепловые электростанции являются основными производителями электрической энергии в мире [1]. В качестве топлив, как правило, используется природный газ, уголь, мазут [2]. Дымовые газы тепловых электростанций содержат частицы пыли различного состава, оксиды серы и азота, фторидные соединения, оксиды металлов, газообразные продукты неполного сгорания топлива [1]. В результате экологических проблем, связанных с глобальными изменениями климата, требуется внедрение необходимых для обеспечения экологической безопасности технологий топливосжигания на тепловых электрических станциях.

В последнее десятилетие становится привлекательным отказ от традиционного сжигания угля при производстве электрической энергии [3] и переход на водоугольные топлива (ВУТ). Использование ВУТ в качестве топлива на электростанциях позволит обеспечить ряд преимуществ производителям электрической энергии с точки зрения энергетики, экологии и экономики [4]. Целью работы является обоснование по результатам экспериментального определения распределения капель водоугольного топлива с добавлением изопропилового спирта по скоростям и размерам в процессе распыления эффективности использования этого спирта в качестве компоненты водоугольного топлива.

Методология экспериментального исследования характеристик струи распыленного водоугольного топлива аналогична методике [5] для определения размеров и скоростей капель. При определении значений скоростей капель и их диаметров в процессе пневмомеханического распыления водоугольного топлива использовались методики Particle Image Velocimetry (PIV) и Interferometric Particle Imaging (IPI) [5]. Экспериментальные исследования влияния изопропилового спирта в составе водоугольного топлива (СВУТ) на процесс распыления выполнены в аэродинамическом имитаторе камеры сгорания энергетического котла.

В результате выполненных экспериментальных исследований процесса пневмомеханического распыления водоугольных суспензий с относительно небольшой добавкой изопропилового спирта (не более 3% по массе) получены данные о параметрах струи (распределение капель по скоростям и размерам). Анализ полученных результатов показал, что распределение скоростей капель суспензии в нескольких поперечных сечениях струи – на расстояниях 25, 50, 75 и 100 мм от форсунки различно.

Результаты экспериментальных исследований процесса пневмомеханического распыления водоугольных суспензий отражают перспективность использования третьей компоненты (изопропиловый спирт) ВУТ. Такое композитное топливо возможно использовать в теплоэнергетике при производстве

электрической энергии без существенных финансовых затрат на его подготовку. Формирование в струе распыляемого ВУТ большего (на 10%) числа, в сравнении с обычным водоугольным топливом, капель позволит сократить времена задержки зажигания таких топлив и увеличить на 4% теплотворную способность суспензии. Последний фактор будет способствовать снижению затрат на предварительный нагрев топочного пространства.

По результатам выполненных экспериментальных исследований процессов пневмомеханического распыления водоугольного топлива с относительно небольшой (не более 3% по массе) добавкой изопропилового спирта установлено, что число капель суспензии в струе на 10% больше чем при распылении обычного ВУТ. Число капель ВУТ малых размеров (до 100 мкм) увеличивается на 8%. Концентрация достаточно крупных капель водоугольного топлива снижается на $12 \pm 2\%$ в идентичных условиях распыления в сравнении с обычным ВУТ.

Относительно небольшая добавка изопропилового спирта способствует снижению характерных диаметров капель при распылении таких топлив в составе со спиртом в сравнении с обычным двухкомпонентным ВУТ. Экспериментально установлено, что скорость дисперсной фазы струи снижается по мере удаления от устройства распыла. Скорость капель СВУТ в струе на 5% больше, чем у дисперсной фазы типичной водоугольной суспензии. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы при анализе оптимальных условий воспламенения капель спиртоводоугольных суспензий.

Список литературы:

1. Y. Hu, H. Cheng. Control of mercury emissions from stationary coal combustion sources in China: current status and recommendations // Environmental Pollution. 2016. 218. P. 1209–1221.
2. J. Farfan, C. Breyer. Structural changes of global power generation capacity towards sustainability and the risk of stranded investments supported by a sustainability indicator // Journal of Cleaner Production. 2017. 141. P. 370–384.
3. V.V. Salomatov, G.V. Kuznetsov, S.V. Syrodoy, N.Y. Gutareva. Ignition of coal-water fuel particles under the conditions of intense heat // Applied Thermal Engineering. August 2016. V. 1065. P. 561–569.
4. Jieqing Zheng, Yiming Xu, Qinfeng Wang, Hongzhou He. Characteristics of particle size and velocity of droplets of coal water slurry subjected to air-blast electrostatic atomization using a phase Doppler particle analyzer // Journal of Electrostatics. March 2019. V. 98. P. 40–48.
5. I.S. Anufriev, E.Yu. Shadrin, E.P. Kopyev, S.V. Alekseenko, O.V. Sharypov. Study of liquid hydrocarbons atomization by supersonic air or steam jet // Applied Thermal Engineering. 2019. 163. 114400.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках реализации проекта FSWW-2020-0022.

УДК 519.6: 662.612.32

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СКЛОННОСТИ УГЛЕЙ К ОБРАЗОВАНИЮ ЖЕЛЕЗИСТЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Чернецкий М.Ю., Бутаков Е.Б.

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

Прочные железистые отложения образуются из продуктов неполного окисления пирита внешней золы и низкоплавких эвтектик на их основе. Образование прочных железистых отложений можно наблюдать по всей высоте топке. Данные отложения формируют первичный слой отложений и служат основой для роста шлаковых отложений.

Исследованиям отложений, обогащенных железом посвящено значительное число работ [1,2]. Были выделены основные факторы, которые влияют на интенсивность образования данных отложений и предложены методики оценки углей к формированию прочных железистых отложений на основе экспериментальных данных. Несмотря на универсальность таких методик, их применение к новым типам углей, например «механоактивированным» [3] дает значительную погрешность. Это обуславливается отсутствием учета в методиках ряда свойств, характерных для новых углей. Например, для «механоактивации» – это уменьшение степени помола.

Задача данной работы было разработать единую методику оценки углей к формированию прочных железистых отложений с учетом состава золы, условий сжиганий и степени помола. Это позволит отказаться от вывода зависимостей с эмпирическими коэффициентами и описать единую функциональную зависимость склонности к образованию железистых отложений.

Одним из подходящих методов для вывода единой функциональной зависимости между параметрами на основе имеющихся данных по железистым отложениям является нейросетевой метод моделирования. Достаточно ограниченное значение данных для обучения приводит к необходимости снижения количества входных данных. В данной работе для снижения размерности пространства входных данных использовался метод главных компонент (PCA).

Данные для обучения состояли из 15 параметров, это технический состав топлива, химический состав золы, адиабатическая температура горения и степень помола топлива. Количество наборов данных – 75. Целевым параметром, зависимость которого мы хотим обучиться моделировать – склонность к образованию железистых отложений (Rfe). Rfe изменяется от 0 до 1. Чем больше данное значение, тем выше вероятность шлакования. В качестве функции ошибки модели, которая минимизировалась по ходу обучения нейросети, использовалась средняя относительная ошибка (MAPE).

Основные варьируемые параметры в модели были: количество главных компонент от 3 до 8, количество нейронов внутреннего слоя от 6 до 10. Для нейронов в скрытых слоях использовалась функция активации \tanh , для выходного слоя – линейная функция активации.

Расчеты показали, что при увеличении количества главных компонент с 4 до 8 и увеличения нейронов скрытого слоя с 6 до 10 повышается точность расчета на тестовой выборке. Применение модели к тестовой выборке с количеством главных компонент равным 8 и 10 нейронами внутреннего слоя дал ошибку прогнозирования склонности углей к образованию железистых отложений не более 13 % (рис.1). С учетом незначительной обучающей выборки, данный результат можно считать приемлемым.

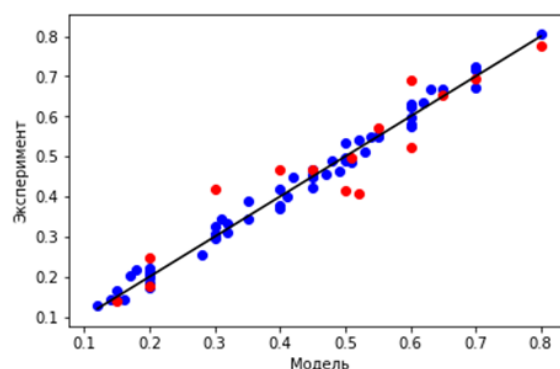


Рисунок 1. Результаты моделирования Rfe. Синие точки – обучающая выборка. Красные точки – тестовая выборка. $PC=8$, кол-во нейронов скрытого слоя =10, $MAPE = 13 \%$, $R^2=0.87$.

На основе совмещенной модели метода главных компонент и нейросетевого метода моделирования впервые предложена единая методика оценки углей к формированию прочных железистых отложений с учетом состава золы, условий сжиганий и степени помола. Универсальность данной методики позволяет использовать ее в том числе для прогнозирования склонности к образованию железистых отложений при сжигании «механоактивированных» углей.

Список литературы:

1. Zhongxiao Z., Xiaojiang W., Tuo Z. The effect of iron-bearing mineral melting behavior on ash deposition during coal combustion// Proceedings of the Combustion Institute. 2011 №. 33 P. 2853–2861.
2. Алехнович А.Н., Гладков В.Е. Образование железистых отложений при сжигании углей с отличающимися железосодержащими минералами// Теплоэнергетика. 1989 № 8. С.4–8.
3. Burdukov A.P., Popov V.I., Chernetskiy M.Yu., Dekterev A.A., Hanjalić K. Mechanical activation of micronized coal: prospects for new combustion applications, Applied Thermal Engineering// 2014 № 74 P. 174–181.

Работа выполнена при поддержке РФФИ
(грант № 18-08-01005).

УДК 662.761

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕНИЯ ПУСКОВЫХ ИСПЫТАНИЙ ОПЫТНО-ПРОМЫШЛЕННОЙ УСТАНОВКИ СЛОЕВОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Ларионов К.Б., Губин В.Е., Матвеев А.С.

¹ Национальный исследовательский «Томский политехнический университет», 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Согласно данным всемирного энергетического агентства [1] уголь, является доминирующим видом энергетического ресурса, используемого в качестве первичного топлива для выработки электроэнергии. Доля потребления угля от общего количества энергетических ресурсов по данным 2017 года составила около 39%. Не смотря на общепринятую энергетическую политику, направленную в сторону сокращения доли использования угля и переход на возобновляемые источники энергии, уголь, как основной вид топлива, будет занимать лидирующую позицию в структуре генерации энергетических мощностей. Учитывая данные факты, развитие технологий термического преобразования угля, является приоритетной задачей для угольной энергетики с целью обеспечения экономичного и экологически устойчивого производства. Одним из технологических направлений термического преобразования угля в газообразное топливо является его газификация (в частности, слоевая).

В настоящей работе представлены результаты проведения пусковых испытаний опытно промышленной установки слоевой газификации твердого топлива.

Опытно промышленная установка представляет из себя совокупность технологического оборудования, состоящей из бункера хранения топлива, системы топливоподготовки и подачи, газогенератора, газоочистных сооружений, водяного охлаждения, шлакоотвода, компрессора, парогенератора, азотной станции и факельной установки.

Газогенератор, внешний вид которого представлен на рисунке 1, выполнен в виде цилиндрического сосуда, работающий под давлением (0,3-0,6 МПа).

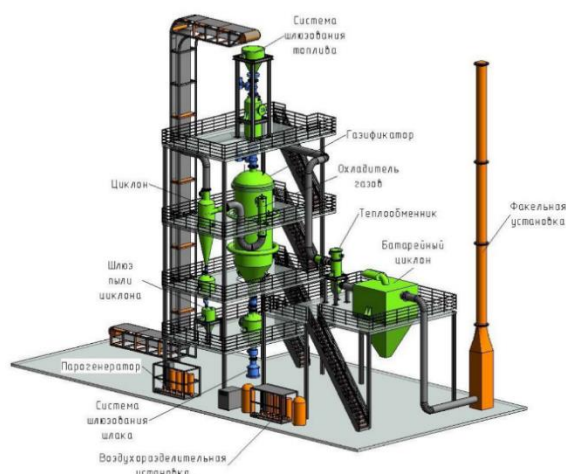


Рис. 1. Общий вид опытно промышленной установки слоевой газификации.

Номинальный расход топлива (угля) составляет 4 т/ч. В качестве газифицирующего агента используется воздух и пар с расходом 11000 нм³/ч и 1,0 т/ч соответ-

ственно. Температура подводимого воздуха и пара составляет около 300 °С. Нагрев воздуха осуществляется в результате его прохождения через теплообменное оборудование, греющим телом которого являются уходящие газы. Загрузка угля в газогенератор осуществлялась в верхнюю его часть (топливный шлюз) с помощью круто наклонного конвейера.

Испытания проводились с использованием каменного угля марки Д Кузбасского угольного бассейна. Размер фракции угля после его прохождения через систему топливоподготовки составлял 5–50 мм.

Перед проведением испытаний газогенератор прогревался с помощью дизельной горелки до температуры 800°С. По достижению данной температуры в газогенератор загружался уголь 4 т и далее в газогенератор подводился сжатый воздух под давлением 0,6 МПа с температурой 300°С. При достижении температуры образующегося газа ~1000°С, в газогенератор через систему фурм подавался пар с температурой 300°С.

Состав генераторного газа фиксировался непрерывно в течение опыта с помощью поточного газоанализатора, подключённого в точке отбора за редуционным устройством, используемого для понижения давления, образующегося синтез-газа. Измерение расхода газа осуществлялось с использованием фланцевой диафрагмы и датчиков давления, установленных на участке трубопровода между факельной установкой и батарейным циклоном. Получаемый синтез-газ сжигался на факельной установке.

Состав синтез-газа, полученный в результате газификации каменного угля представлен в таблице 1.

Таблица 1. Состав синтез-газа.

Показатель	Значение, об. %
CO ₂	5,4
CH ₄	3,6
CO	20,8
H ₂	7,3
N ₂	49,9

Успешные испытания первой в России полупромышленной установки слоевой газогенераторной установки открывают новые возможности для дальнейшего совершенствования технологии и создания высокотехнологичных промышленных комплексов по глубокой переработке углей в России.

Список литературы:

1. International Energy Agency. Coal information, www.iea.org/statistics/?country=WORLD&year=2016&category=Electricity&indicator=ElecGenByFuel & mode = chart&dataTable = ELECTRICITYANDHEAT [accessed 02 March 2020].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках реализации проекта FSWW-2020-0022.

УДК 62-6

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СИСТЕМ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА ЛОКАЛЬНЫХ РАБОЧИХ ЗОН НА БАЗЕ ГАЗОВЫХ ИНФРАКРАСНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Кузнецов Г.В., Максимов В.И., Волошко И.В.

Томский политехнический университет,
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

Газовые инфракрасные излучатели (ГИИ) в последние годы всё чаще рассматриваются как эффективные системы обеспечения теплового режима локальных рабочих мест [1]. Но их широкое внедрение сдерживается до последнего времени в связи с тем, что нет объективных (на основании экспериментальных данных) оценок эффективности как энергетической, так и экономической использования таких систем [1]. По этим причинам целью работы является анализ энергоэффективности ГИИ как основных элементов систем обеспечения теплового режима локальных рабочих зон. Для достижения цели необходимо установить долю вырабатываемой ГИИ теплоты непосредственно затрачиваемой на нагрев воздуха рабочей зоны путём решения уравнения энергии для слоя полового покрытия определённой толщины при известных (полученных экспериментально) тепловых потоках к поверхности пола и его температуры.

Для достижения поставленной цели использовалась экспериментальная установка (рис. 1).

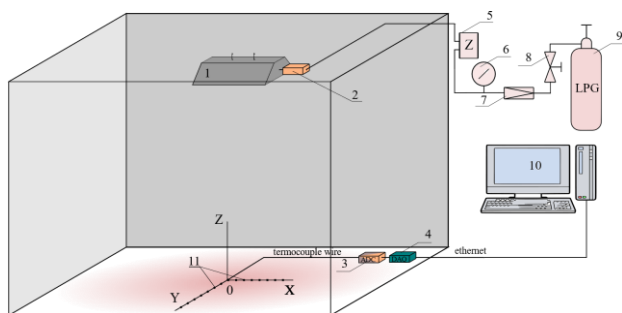


Рис. 1. Схема экспериментального бокса:

1 – ГИИ, 2 – блок управления ГИИ, 3 – аналого-цифровой преобразователь, 4 – система сбора данных, 5 – газовый расходомер, 6 – манометр, 7 – регулятор давления газа, 8 – основное отключающее устройство, 9 – газовый баллон, 10 – компьютер, 11 – термопары.

Эксперименты проводились в закрытом помещении (Ш×Д×В 10,2×4,9×4,4 м) с напольным покрытием из белой керамической плитки (коэффициент излучения в инфракрасном диапазоне 0.95). Стены кирпичные толщиной 70 см с пластиковыми оконными проемами. Начальная температура воздуха в помещении варьировалась от 7 до 18 °С, при этом температура окружающей среды изменялась от -15 до -35 °С. Термопары размещались на поверхности пола и ориентировались по двум координатным направлениям.

На рис. 2 представлено распределение температуры для поверхности пола по координатному направлению X в разные моменты времени. Температура поверхности пола повышается с 17 до 22 °С за 55 мин непосредственно под ГИИ. Далее, по мере удаления от него по направлению X значения температуры полового покрытия уменьшается неравномерно.

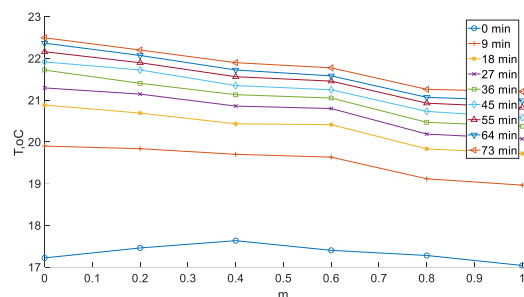


Рис. 2. Распределение температуры поверхности пола по координатному направлению X в разные моменты времени.

Данная неравномерность объясняется особенностью излучения керамической матрицы, используемой в ГИИ.

На рис. 3. представлена динамика изменения интенсивности теплоты, затрачиваемой на нагрев воздуха рабочей зоны и на нагрев полового покрытия.

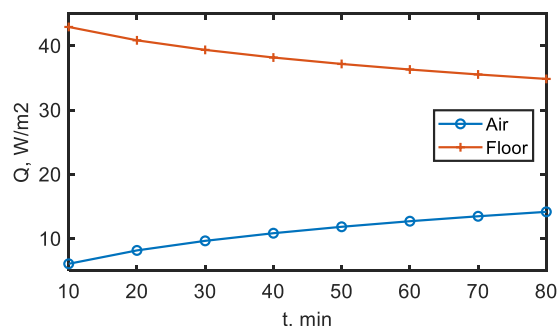


Рис. 3. Изменение интенсивности тепловых потоков, затрачиваемых на нагрев воздуха рабочей зоны (Air) и на нагрев полового перекрытия (Floor).

Из всей теплоты, поступающей к половому покрытию в начальный период (до 10 мин) времени, около 90% расходуется на нагрев пола и только 10% на нагрев воздуха рабочей зоны. С течением времени их соотношение изменяется и становится 70/30 % и в дальнейшем не меняется. Можно сделать вывод что использование систем обеспечения теплового режима на базе ГИИ для локального обогрева рабочей зоны в закрытых помещениях являются достаточно энергоэффективными и экономичными.

Список литературы:

1. Davide Astiaso Garcia, Can radiant floor heating systems be used in removable glazed enclosed patios meeting thermal comfort standards? // Building and Environment, Volume 106, September 2016, Pages 378–388.

Работа поддержана РФФ (грант № 20-19-00226).

УДК 697.978

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ИЗМЕНЕНИЕМ НАПРАВЛЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

Актершев С.П., Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н.

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

В зимний период вентиляции воздуха в жилых зданиях приводит к тепловым потерям, которые могут достигать 50% от общего энергетического баланса здания. Одним из наиболее перспективных способов энергосбережения является утилизация теплоты вытяжного воздуха для нагрева приточного посредством теплоаккумулирующей насадки [1-4]. Так, например, в [3] проведено экспериментальное исследование теплообменника для системы вентиляции при циклическом реверсивном течении воздуха. В качестве элементов теплоаккумулирующей насадки использовались свинцовые или стеклянные шарики. В работах [4, 5] представлены результаты экспериментального и численного исследования теплообмена в регенеративном теплообменнике 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 параметров теплообменника. Устройство, которое применялось в экспериментах [4], имеет цилиндрической формы корпус, в котором расположены реверсивный вентилятор и теплоаккумулирующая матрица из полипропилена с продольными воздушными каналами, разделенными тонкими стенками. Теплообмен между газом и матрицей происходит во время прохождения газа по каналам. В фазе вытяжки теплый воздух из помещения с температурой T_{hot} проходит через мультиканальную матрицу, которая поглощает часть тепловой энергии воздуха. В фазе притока холодный наружный воздух с температурой T_{cold} движется через теплоаккумулирующую матрицу, получая от нее тепло. Одномерная модель [4, 5] описывает теплообмен в терминах средних по сечению температуры стенки и температуры воздуха. Для замыкания уравнений модели задавался коэффициент теплообмена в установившемся потоке.

В нашей работе, в отличие от [4, 5], разработана двумерная модель с учетом неоднородности температуры воздуха $T_g(x, r, t)$ по сечению канала и температуры теплоаккумулирующей матрицы $T_s(x, r, t)$ по сечению стенки канала. Здесь r – радиальная координата, x – координата вдоль потока. Рассматривался цилиндрический канал радиуса R с толщиной стенки D , эквивалентный по площади реальному каналу в полипропиленовой матрице. Уравнения нестационарного теплопереноса для потока воздуха и материала стенки имеют вид

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} + u(r) \frac{\partial T_g}{\partial x} = \frac{a_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_g}{\partial r} \right), \quad 0 < r < R, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_s \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \right),$$

$$R < r < R + D. \quad (2)$$

На внутренней поверхности канала ставились условия непрерывности температуры и теплового потока $T_s|_{r=R} = T_g|_{r=R}$, $\lambda_s \partial T_s / \partial r|_{r=R} = \lambda_g \partial T_g / \partial r|_{r=R}$, а на внешней поверхности условие симметрии $\partial T_s / \partial r|_{r=R} = 0$. На концах канала ставились граничные условия: $T_g|_{x=0} = T_{cold}$ (в фазе притока), $T_g|_{x=L} = T_{hot}$ (в фазе вытяжки). Здесь a – температуропроводность, λ – теплопроводность, L – длина канала, $u(r) = u_0(1 - r^2/R^2)$ – скорость ламинарного потока воздуха в канале. Индекс g означает газ, индекс s означает твердое тело. Таким образом, в нашей модели нет необходимости задавать коэффициент теплообмена с помощью замыкающих соотношений. Система уравнений (1), (2), приведенных к безразмерному виду, решалась конечно-разностным методом на участке $0 < x < L$ в условиях периодического изменения направления газового потока. Методом численного моделирования проведены параметрические исследования с целью оптимизировать работу регенеративного теплообменника. Определено влияние параметров устройства (длительность цикла, скорость воздуха, длины канала) на энергетическую эффективность его работы. Результаты расчетов по двумерной модели сопоставлены с экспериментальными данными и расчетами по одномерной модели.

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. Fernandez-Sera J., Diz R., Uthia F.J., Dopazo A., Ferro J.M. Experimental analysis of an air-to-air heat recovery unit for balanced ventilation systems in residential buildings // *Energy Conversion and Management*. 2011. No. 52. P. 635–640.
3. 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.
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.
5. Nizovtsev M.I., Borodulin V.Y., Letushko V.N., Zakharov A.A. Analysis of the efficiency of air-to-air heat exchanger with a periodic change in the flow direction // *Applied Thermal Engineering*, 2016, V. 93, P. 113–121.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00694.

УДК 620.92

ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОТЕНЦИАЛА СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Хорева В.А., Елистратов С.Л.

¹Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

Поток эксергии солнечного излучения, падающий на поверхность солнечного коллектора, равен сумме прошедшего потока эксергии и потерь эксергии.

$$E_{\text{пад}}^c = E_{\text{прош}}^c + E_{\text{потери}}^c$$

Задачей было определить, какая мощность солнечного излучения доходит до Земли на разных географических широтах.

По данным внеатмосферных измерений среднее значение солнечной постоянной составляет 1366,5 Вт/м². Это значение не подходит для определения потока эксергии, падающего на поверхность коллектора, так как в атмосфере Земли происходят большие потери мощности солнечного излучения.

Для расчета того, какая мощность солнечного излучения доходит до Земли, был проанализирован ряд источников [1], [2], [3], [4]. В итоге, был предложен новый вариант расчета мощности солнечного излучения, так как в источниках мощность и длина пути, в зависимости от угла подъема Солнца над горизонтом, меняются линейно, а при расчете мощности солнечного излучения, приходящей на поверхности солнечного коллектора, не учитывается плотность атмосферы.

Потери мощности солнечного излучения в атмосфере зависят от плотности атмосферы и от длины пути, который солнечные лучи проходят в атмосфере. Плотность атмосферы зависит от температуры, давления и высоты наблюдателя над уровнем моря. Длина пути зависит от высоты наблюдателя над уровнем моря и высоты Солнца над горизонтом.

В результате работы была написана программа, рассчитывающая, какую энергию получает площадка, перпендикулярная Солнцу без учёта облачности. Расчет может быть проведён для любой широты, высоты местности над уровнем моря и даты. Некоторые результаты расчета приведены на рис. 1-4.

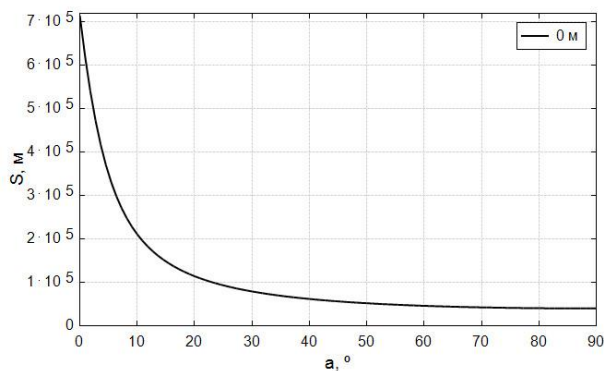


Рис. 1. Зависимость длины пути солнечных лучей в атмосфере от угла подъема Солнца над горизонтом.

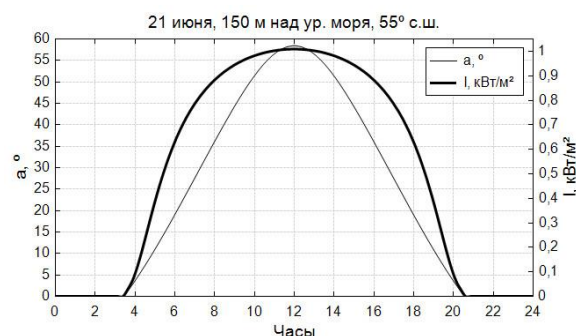


Рис. 2. Зависимость высоты Солнца над горизонтом и мощности от времени. (21 июня, Новосибирск).

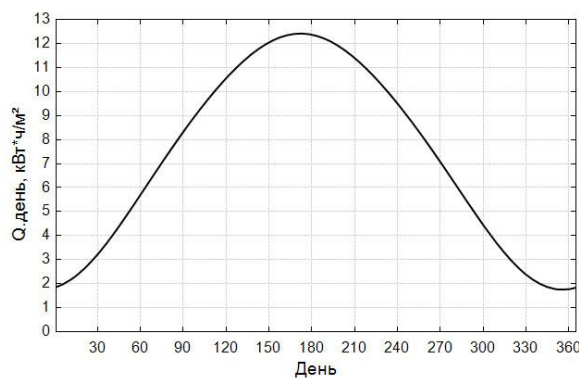


Рис. 3. График изменения энергии солнечного излучения в течение года (без учета облачности). Новосибирск.

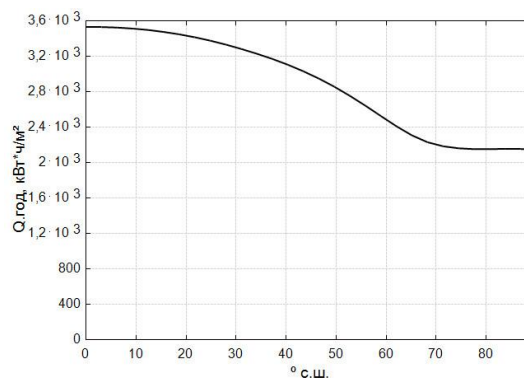


Рис. 4. График изменения годовой энергии солнечного излучения в зависимости от широты местности.

Список литературы:

1. Loan Sarbu and Calin Sebarchievici, Solar heating and cooling systems. Ch. 2. Solar Radiation – TNQ Books and Journals, 2017. 441 p.
2. Stephenson D.G. Tables of solar altitude and azimuth. Intensity and solar heat gain tables, Technical Paper 243. Ottawa: National Research Council of Canada. 1967.
3. Meinel, A.B. and Meinel, M.P., Applied Solar Energy Addison – Wesley Publishing Co, 1976.
4. Laue, E.G., The measurement of solar spectral irradiance at different terrestrial elevations // Solar Energy Journal, – 1970. – Vol. 13, N 1. P. 43–50.

УДК 662.612.12

ПОТОЧНАЯ ГАЗИФИКАЦИЯ МЕХАНОАКТИВИРОВАННОГО УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Бутаков Е.Б., Дмитриев А.М.

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 низкими ценами. 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. Поскольку существующие газотурбинные установки работают на высокореакционных 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 разрабатываются в течение последних лет [1, 2]. При этом важной актуальной задачей является снижение образования вредных веществ, в особенности сажи и NOx.

Следует отметить, что при воздушной или паровоздушной газификации образуется воздушный или полуводяной газ с низкой теплотой сгорания (4–7 МДж/нм³), который рационально использовать непосредственно на месте получения без транспортировки на дальние расстояния, т.е. использовать в энергетических установках ГТУ или ПГУ. Основные отработанные технологические схемы газификации в потоке – по методу Техасо, Shell, Prenflo, Destec, ABB CE; в кипящем слое – по методу Викклера, U-GAS, KRW, Westinghouse Corporation. Методы газификации в потоке считаются наиболее перспективными.

В настоящее время вопросы повышения энергоэффективности угольных электростанций с использованием технологии газификации угля находят все больший интерес среди исследователей. Поточный газификатор на воздушном дутье является основным узлом таких станций - парогазовых установок с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ), так как во многом определяет режим работы газотурбинной установки (ГТУ).

Экспериментальные исследования проводились на тепловом стенде мощностью до 1 МВт. Проектный уголь подается через шнековый питатель в высокона-

пряженное измельчительное устройство типа дезинтегратор или ВЦМ, где измельчается до угольной пыли среднего размера порядка 40 мкм. Угольная пыль из мельницы посредством разрежения, создаваемого эжектором, поступает в смесительную камеру эжектора, где происходит смешение с потоком воздуха. Воздух подается воздуходувкой и регулируется частотным преобразователем, и контролируется с помощью расходомерной шайбы. Образованная пылевоздушная смесь подается в улиточный вход квадратного сечения с гранью 108 мм, где пылевоздушный поток закручивается и воспламеняется с помощью запального устройства. Закрученный поток газов и угля поступает в камеру газификации диаметром 155 мм и длиной 1,1 м, где замеряется его температура и отбирается проба газа для анализа. Затем поток поступает в камеру дожига, в которой происходит дожигания угольных частиц. Регулируя количество подаваемого воздуха и угля, возможна работа в режимах с различными коэффициентами избытка воздуха. В дальнейшем сгоревшие продукты дожигаются в котле, после которого установлены центробежно-барботажный очиститель газа и дымосос.

Исследованы кинетические характеристики мелкодисперсного пылеугольного топлива измельченного на мельницах типа дезинтегратор, виброцентробежной и шаро-барабанной мельнице методами дериватографии. Получены: интегральные и дифференциальные кривые потери массы угольно топлива, регистрация выхода летучих из образцов угольной пыли, измерение температуры воспламенения углей в ДТА.

Проведен анализ влияния режимов газификации механоактивированного пылеугольного топлива на нормальную скорость распространения пламени, температуры и равновесного состава продуктов сгорания синтез-газов. Анализ проводится на основе сравнения расчетных данных, полученных с использованием пакета Cantera и редуцированной кинетики GRI-Mech 3.0.

Список литературы:

1. Higan C. State of the Gasification Industry –the Updated Worldwide (2013) International Pittsburgh Coal Conference Beijing, CHINA, September 16–19.
2. Minchener A. Challenges and opportunities for coal gasification in developing countries (2013) IEA Clean Coal Centre. 76.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-2924007.

УДК 662.612: 544.452.1+338.45

ПОВЫШЕНИЕ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТИ ФАКЕЛЬНОГО СЖИГАНИЯ УГЛЕЙ НА ПЫЛЕУГОЛЬНЫХ КОТЛАХ ТЭС СИБИРСКОГО ФЕДЕРАЛЬНОГО ОКРУГА ЗА СЧЕТ ИХ МЕХАНОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ

Бурдуков А.П., Чернова Г.В.

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

В 10 региональных объединенных энергосистемах СФО теплоэнергетику представляют 53 тепловые электростанции ТЭС, 42 из которых полностью работают на угле, остальные на других топливах (уголь с природным газом, природный газ, коксовый газ, отходы производств) [1]. Установленная суммарная мощность 53 ТЭС равна порядка 25 ГВт, а 42 угольных ТЭС – 23 ГВт, что составляет 88,6% от мощности всех ТЭС. Как видно, тепловая электроэнергетика СФО практически угольная [2].

На угольных ТЭС СФО установлены сотни паровых котлов марок БКЗ, ПК, ТП с факельным сжиганием пылеугольного топлива, выпущенные Барнаульским, Подольским и Таганрогским котельными заводами. На котлы поступают в основном угли сибирских месторождений как каменные, так и бурые. Основными каменными углями являются кузнецкие, основными бурыми – угли КАТЭКа. При сжигании как каменных, так и бурых углей существуют проблемы растопки и подсвечивания котлов. Но на котлы, запланированные на сжигание каменных углей с высокой калорийностью 5000–6500 ккал/кг и высокой летучестью до 40%, поступают угли с различными характеристиками, имеющими отклонения от запланированных, что создает проблемы растопки и подсветки. Создается проблема и при растопке и подсветке котлов, сжигающих высококалорийные тощие каменные угли из-за их низкой летучести. Но еще больше существует проблема при растопке и подсветке низкосортных бурых углей. Хотя бурые угли с точки зрения растопки и подсветки имеют благоприятную характеристику – высокую летучесть, но имеют низкую теплоту сгорания 3500–4000 ккал/кг и высокую влажность до 30% и выше. Однако объемы бурых углей с такими характеристиками в топливно-энергетических балансах регионов СФО увеличиваются. Требуется повышение энергоэффективности факельного сжигания углей. Поэтому на пылеугольных котлах для растопки и подсветки факела применяется дополнительное высокореакционное топливо, которым на котлах ТЭС СФО в основном является дорогой мазут, что сопряжено с проблемами технологического и экономического характера. Энергозатраты на собственные нужды тепловых станций, где осуществляется мазутный розжиг и подсветка, увеличиваются на 2–3 %.

Для повышения эффективности факельного сжигания угля рассматривается повышение реакционной способности угля, позволяющей воспламенять угольный факел и выход на устойчивый автотермический

процесс горения. На это направлена разработка института Теплофизики СО РАН им. С.С. Кутателадзе (ИТ СО РАН) по технологии сжигания углей при их механохимической активации, осуществляемой специальными энергонапряженными мельницами механоактивированного микропомола угля до 15–45 мкм.

Проводятся экспериментальные исследования на специально созданных модернизированных огневых стендах 1 и 5 МВт со схемами одноступенчатого и двухступенчатого подвода угля к горелочному устройству, сжигания и очистки. Положительные результаты экспериментальных исследований по повышению реакционной способности ряда углей с применением технологии их механохимической активации позволяют рассматривать для действующих пылеугольных котлов с этими углями альтернативное замещение мазута при растопке и подсветке.

Для проектов действующих котлов по замещению мазута механоактивированным углем микропомола необходима установка дополнительного оборудования с дополнительными затратами Кдоп. Эти затраты могут окупиться получаемой годовой экономией текущих затрат Этек при замещении дорогого мазута дешевым углем. Для выработки рекомендаций по замещению необходимо иметь оценку инвестиционной привлекательности проектов, которую можно определить как $Tcr = Kдоп./Этек$. Показан ряд пылеугольных котлов ТЭС СФО, имеющих проблемы растопки и подсветки, на которых можно рекомендовать замещение мазута механоактивированным углем микропомола. Показано, что срок окупаемости составляет порядка 5-ти лет и меньше, что является экономически эффективным мероприятием при рассмотрении новых энергетических проектов.

Список литературы:

1. Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Чернова Г.В. Технико-экономическая эффективность применения технологии механоактивированного микропомола углей для розжига и подсветки пылеугольных котлов // Тезисы доклада, X Всероссийская конференция с международным участием «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения», с.22. Новосибирск, ИТ СО РАН, 06-09 ноября 2018 г. <http://www.itp.nsc.ru/conferences/gt2018/>
2. Годовой отчет ПАО «ОГК-2» за 2018 г. https://energoholding.gazprom.ru/d/textpage/59/89/_godovoj-otchet-ogk-2-2018_fin_2019.pdf

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-24007.

К ВОПРОСУ ПОЛУЧЕНИЯ ФИЛЬТРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ ЗОЛЫ УНОСА ТЭС

Богомолов А.Р.¹, Темникова Е.Ю.²

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

² Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия, Кемерово, ул. Весенняя, 28

Угольная генерация в Кузбассе занимает ведущее место по сравнению с другими видами топлива и высокотемпературные процессы переработки углей в пылеугольных котлах вносят значительную долю загрязнений в окружающую среду в виде золошлаковых отходов (ЗШО). Группа компаний Кузбасского филиала СГК в Кузбассе ежегодно производит вывоз около 1,4 млн. тыс. т ЗШО в регламентированные золоотвалы. Эти ЗШО содержат на 80% золу уноса по массе от общего вывоза. Назревшая проблема требует решений, новых прорывных технологий утилизации ЗШО как в местах их образования, так и при извлечении накопленных за десятилетия таких отходов. Препятствием на пути повышения потребительских свойств золы является отсутствие ее фракционирования. К примеру, немагнитная часть золы уноса угольной генерации, может служить ценным минеральным сырьем для производства фильтрующих элементов.

Целью работы является получение образцов фильтрующих элементов из золы уноса и определение их свойств. В качестве рабочего вещества была взята зола уноса Кемеровской ГРЭС, из которой выделили микросферы и магнитную часть, представляющие определенную ценность в других отраслях промышленности. Для получения фильтрующих элементов оставшуюся немагнитную часть золы уноса разделили на фракции 0-50, 50-80, 80-1000 и 250-1000 мкм. Анализ химического состава фракций показал, что с ростом класса крупности количество кислотных оксидов не значительно уменьшается и варьируется в пределах 45÷60% оксидов кремния (SiO₂) и 15÷20% оксидов алюминия (Al₂O₃). То есть эти фракции могут быть использованы для получения фильтров-адсорбентов, позволяющих в том числе удалять влагу, растворенную в отработанных трансформаторных маслах.

Несколько навесок каждого класса крупности поместили в муфельную печь и путем термической обработки в ней при температуре 1120°C (температуре спекания частиц золы на основе показателей плавкости золы) получили образцы, форму которых довели до цилиндрической (см. рис. 1).

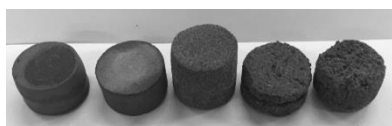


Рис. 1. Фотографии образцов фильтрующих элементов: а) 0–50 мкм; б) 50–80 мкм; в) 100–250 мкм; г) 80–1000 мкм; д) 250–1000 мкм

Экспериментально определили гидравлическое сопротивление фильтрующих элементов (см. рис. 2).

Фильтр из фракции 0-50 мкм не позволил произвести продувку воздухом ввиду очень большого сопротивления, т.е. фильтр состоит из очень мелких и непроницаемых пор. Видно (см. рис. 2), что фильтрующие элементы с размерами частиц 80-1000 мкм и 250-1000 мкм имеют сопротивление выше при одном и том же расходе воздуха, чем для 100-250 мкм. Это объясняется тем, что у фильтра, фракционный состав которого 100-250 мкм, размеры частиц и поровое пространство однородно, а у фильтрующих элементов, имеющих большой разброс размеров, крупные и мелкие частицы уложены более плотно между собой и соответственно не дают свободно проходить воздуху через них.

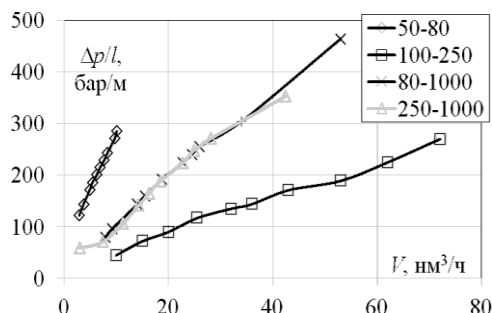


Рис. 2. Зависимость гидравлического сопротивления Δp фильтров, отнесенного к длине фильтра l , от расхода воздуха.

Рассчитали порозность фильтров (см. табл. 1) из формулы Эргуна [1] с использованием экспериментальных данных

$$\frac{\Delta p}{l} = 1,75 \frac{1 - \epsilon}{\epsilon^3} \frac{\rho \omega^2}{d}$$

где ω – фиктивная скорость газа, м/с; d – диаметр частиц, м; ρ – плотность воздуха, кг/м³.

Проведены первичные испытания по очистке трансформаторного масла и полученные образцы отданы на анализ.

Можно предположить, что фильтрующие элементы из немагнитной части золы уноса будут работать как фильтры с адсорбционными свойствами. Кроме того, необходимо определить ресурс фильтров и возможность их регенерации, т.е. восстановления рабочих свойств за счет прокалывания.

Список литературы:

1. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем / М.Э. Аэров, О.М. Тодес. Л.: Химия, 1968. 512 с.

Таблица 1

Фракция, мкм	ϵ
0–50	-
50–80	0,215
80–1000	0,260
100–250	0,480
250–1000	0,230

УДК 662.993.12

ГОРЕЛОЧНОЕ УСТРОЙСТВО С СИСТЕМОЙ БЕЗМАЗУТНОГО РОЗЖИГА ДЛЯ ПЫЛЕУГОЛЬНЫХ КОТЛОАГРЕГАТОВ

Кочергин Д.О.¹, Синельников Д.С.^{1,2}, Кучанов С.Н.¹

¹ ООО «КОТЭС Инжиниринг»,

630049, Россия, Новосибирск, Красный проспект, 182/1

² Новосибирский государственный технический университет,

630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В энергетике для растопки котлоагрегатов, стабилизации горения факела, а также в качестве резервного топлива пылеугольных котлов используется мазут или природный газ. Применение газа на больших энергетических станциях имеет ряд ограничений по различным факторам, в том числе экономическим. Использование на станциях мазута в качестве растопочного топлива имеет следующие недостатки:

1. **Экономические.** Стоимость содержания мазутного хозяйства на станциях увеличивается с каждым годом, и при этом является существенной статьёй затрат для угольной генерации. На сегодняшний день на Российских станциях закупочная стоимость мазута, в пересчете на тонну условного топлива, в 3 раза превышает стоимость угля.

2. **Технологические.** По мере углубления переработки нефти доля прямогонного мазута в котельных топливах снижается, а доля гудрона и тяжелых остатков крекинг-процессов растет, т.е. качество топочного мазута, поступающего на станцию ухудшается [1].

3. **Экологические.** Из-за высокого содержания серы в мазуте, при использовании его на котлоагрегатах, увеличивается выброс серы на 30-40%. Экологические нормы России, так же ужесточаются с вводом новых стандартов. Мазут является токсичным топливом, попадание не сгоревшего мазута в систему гидрозолоудаления ведет к серьезным экологическим последствиям.

4. **Эксплуатационные.** Мазутное хозяйство имеет большую металлоемкость. Мазут - вязкое топливо, для циркуляции которого требуется нагрев до температуры 70-120 °С. Мазут является пожароопасным топливом, примером аварии на мазутном хозяйстве является авария на блоке ст.№ 3 Березовской ГРЭС.

В настоящее время в компании ООО «КОТЭС Инжиниринг» ведутся работы по внедрению на промышленные электростанции технологии безмазутного розжига пылеугольных котлов. Отказ или значительное сокращение используемых объемов топочного мазута на станции, окажет значительный экономический и экологический эффект при выработке тепловой и электрической энергии.

Попытки отказаться от использования мазута не новы, научная проработка и опытные внедрения различных технологий безмазутного розжига были заложены еще в СССР в 60-ых годах, но по ряду причин не получили повсеместного распространения на станциях бывшего СССР. Однако, стоит отметить, что Китайскими инженерам удалось найти способ широкого внедрения доработанной советской технологии плазменного розжига на своих теплоэлектростанциях. Более 400 теплоэлектростанций удалось перевести на

технологии безмазутного розжига, при этом на некоторых удалось совсем отказаться от мазутного хозяйства [2].

Так же в компании КОТЭС идёт проработка нововведений в технологию безмазутной растопки [3], [4] и др. С целью создания горелочного устройства, которое позволит разжигать пылеугольный котёл, затрачивая на это меньше электроэнергии, а также электродной системы с увеличенным сроком службы. Такое горелочное устройство позволит производить растопку котла в ещё более выгодных условиях по сравнению с мазутом, тратя при этом минимальное количество электроэнергии. Увеличенный срок службы электродной системы позволит избежать дополнительных затрат на замену электродных блоков в межремонтный интервал котла.

Предложенные доработки проходят испытания в том числе горячие, на лабораторном стенде в институте теплофизики СО РАН г. Новосибирск.

Так же параллельно прорабатывается не только «воспламенитель» угольной пыли, но и конструкция горелочного устройства которая позволяла бы уменьшить механический унос незагоревшейся пыли в момент начала растопки котла с холодного состояния и увеличение тепловой мощности горелки для растопки котлов большой мощности. Такая задача требует комплексного подхода связанных с подводом коммуникаций к горелочному устройству и автоматизации работы всех процессов в режиме растопки.

На лабораторном стенде ИТ СО РАН технология прошла успешные испытания на некоторых бурых и каменных углях России. Работа в этом направлении активно продолжается с новыми углями и вариантами конструкции горелочного устройства. Технология вышла за рамки экспериментального стенда, и проходит стадию экспериментально промышленной эксплуатации на котлоагрегатах России. Заинтересованность во внедрении данной технологии проявляют несколько генераций. При этом серия станций планирует внедрение технологии безмазутного розжига в ближайшие годы. Совместно со станциями и заводами изготовителями котлоагрегатов решаются вопросы ввода горелочных устройств в промышленную эксплуатацию.

Список литературы:

1. Энергосберегающие технологии и аппараты ТЭС при работе на мазутах / Э.Р. Зверева, Т.М. Фарахов; Под ред. А.Г. Лаптева. М.: «Теплотехник», 2012. – 181 с.
2. Использование плазменно-топливных систем на ТЭС России, Казахстана, Китая и Турции. / Е.И. Карпенко, Ю.Е. Карпенко, В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко. 2008г.
3. Устройство плазменного воспламенения пылеугольного топлива: пат. 2410603 Рос. Федерация: RU 2 410 603 С1
4. Устройство факельного сжигания топлива: пат. 2704178 Рос. Федерация: RU 2 704 178 С1

УДК 621.9

АВТОНОМНЫЕ СИСТЕМЫ ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ МАЛОЭТАЖНЫХ ЗДАНИЙ

Габдрахманов И.Т., Попов И.А.

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

В настоящее время используют несколько видов повышения энергоэффективности строений. К первому виду относят пассивные дома, в которых, как правило, основная экономия энергии происходит за счет теплоизоляции здания. Вторым видом считают дома с нулевым энергопотреблением, основные мероприятия по экономии энергии которых заключаются в использовании альтернативных энергетических источников. Третий тип сооружений, называемый активными домами, обеспечивает экономию энергии при теплоизоляции здания и подключении альтернативных источников энергии.

В России на данном этапе одной из важных задач определено использование возобновляемых источников энергии (ВИЭ). Это продиктовано рядом факторов, к числу которых относят преобладание на большей части территории сурового климата, требующего существенных энергозатрат на отопление и содержание зданий, и наличие обширных земель, затрудняющих обеспечение надежного и эффективного энергосбережения на всей территории.

Энергия солнца может быть преобразована в электроэнергию и тепловую энергию, для чего могут быть использованы несколько способов; фотовольтаика, гелиотермальная энергетика, термовоздушные электростанции; применены пассивные или активные схемы с использованием термодинамического, фотоэлектрического и других методов. Применяемые способы основаны на работе большой поверхности, собирающей потоки для обработки и накопления в аккумуляторах.

Система автономного энергоснабжения с использованием солнечной энергии реализована при выработке электроэнергии с использованием солнечных батарей и тепловой энергии с использованием солнечных коллекторов на 5 объектах жилищной и социальной сферы.

Одна из систем автономного энергоснабжения реализована на примере мечети в деревне Старые Тинчали Буинского района РТ с отапливаемой площадью 75 м², высотой потолков 2,8 м. Основной источник отопления - отечественный электродкотел мощностью 6 кВт на основе тэнов. С использованием 4 солнечных батарей Seraphim Eclipse SRP-320-E01B суммарной мощностью 1,28 кВт и инвертора Sofar 1600TL мечеть обеспечивалась дополнительной электроэнергией, в том числе на покрытие нагрузки электрического котла. В дневное время нагрузка на электроотопление также уменьшалась за счет включения контура в систему отопления 2 солнечных коллекторов Vaillant auroSTEP Plus, бака аккумулятора на 200 литров для уменьшения нагрузки на электродкотел. В среднем за

день в гидроаккумулятор поступает 4-7кВт тепловой энергии. Смонтирована система автоматического управления теплового узла.

Другая система полностью автономного энергоснабжения реализована на примере коттеджа общей площадью 300 кв.м с бассейном. Основная система электроснабжения состоит из газового электрогенератора. Однако для уменьшения затрат на топливо, дом снабжен системой 6 солнечных батарей GPSolar суммарной мощностью 1,86 кВт, инвертором и электроаккумуляторами. Система частично покрывала потребности здания в электроэнергии, но сегодня ведется оформление технического задания о продаже электроэнергии в сеть. Основная система отопления коттеджа построена на использовании газового котла, но для уменьшения затрат на топливо используется дополнительная система отопления с использованием 6 солнечных коллекторов Viessmann Vitosol 100FM и бака аккумулятора.



Рис.1. Элементы системы энергоснабжения коттеджа с использованием 4 солнечных батарей Seraphim Eclipse SRP-320-E01B и 2 солнечных коллекторов Vaillant auroSTEP Plus.



Рис.2. Элементы системы энергоснабжения коттеджа с использованием системой 6 солнечных батарей GPSolar и 6 солнечных коллекторов Viessmann Vitosol 100FM.

В докладе приводятся схемы автономных систем энергоснабжения зданий различного назначения и сведения по затратам на создание и эксплуатацию систем, а также статистические данные по выработке тепловой и электроэнергии.

УДК 621.6

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОПОЛОГИИ ТЕПЛОВЫХ СЕТЕЙ

Егорова Н.В.¹, Яковлев А.В.², Никифоров А.Г.³

¹НИУ МЭИ, 111250, Россия, г. Москва, Красноказарменная улица, д.14.

²ООО «Консультационно-экспертный центр», 125047, г. Москва, ул. 2-я Брестская, д.8.

³ФГОУ ВПО «Смоленская ГСХА», 214000, г. Смоленск, ул. Большая Советская, д. 10/2

Задача оптимизации топологии тепловых сетей непосредственно связана с задачей выбора оптимальной схемы теплоснабжения.

Согласно п.6.1 [1] «выбор системы теплоснабжения объекта производится на основании утвержденной в установленном порядке схемы теплоснабжения». Принятая схема теплоснабжения должна обеспечивать энергетическую эффективность теплоснабжения и потребления тепловой энергии.

При этом рекомендации, содержащие критерии выбора конфигурации и параметров тепловых сетей, в нормативной документации отсутствуют. При новом строительстве, либо реконструкции разрабатываемые схемы тепловых сетей в большинстве своем учитывают экономическую составляющую на начальном этапе, оптимизация схем сводится к определению диаметров тепловых сетей для наиболее рациональной на интуитивном уровне схемы теплоснабжения (сравнивается несколько вариантов схем).

Наиболее эффективным методом выбора конфигурации и параметров тепловых сетей является перебор деревьев исходной избыточной схемы и выбор оптимальной подсети в виде дерева [2]. Данный метод успешно применяется при решении задач с заранее намеченным избыточным деревом тепловой сети, представляющий собой построенную исследователем расчетную схему как совокупность всех допустимых вариантов тепловой сети. Метод перебора деревьев исходной избыточной схемы успешно использовался для нахождения оптимальной конфигурации и параметров тепловых сетей сложной структуры в крупных городах, где требуется учет таких факторов, как необходимость резервирования тепловых сетей, привязки к градостроительному плану, необходимости установки подкачивающих или дросселирующих подстанций при изменяющемся рельефе местности.

Для формализации решения задачи построения схем тупиковых тепловых сетей принята следующая формулировка: необходимо определить группы потребителей, которые снабжаются через общие ответвления и потребителей, снабжаемых через индивидуальные ответвления от магистральной сети. Задача в данной постановке впервые была сформулирована в работе [3]. Для решения указанной задачи формализованным способом с использованием приведенной формулировки предлагается каждый раз генерировать новое дерево тепловой сети, проводя направленный перебор возможных состояний системы. Система – в данном случае тепловая сеть.

Начальное состояние системы характеризуется деревом, когда каждый потребитель снабжается от магистральной сети через индивидуальное ответвление, т.е. количество врезок в магистральную сеть равно количеству потребителей. Все остальные состояния генерируются, начиная от первого.

Первая итерация сводится к перебору деревьев сети, отличных от начального, когда любые два потребителя снабжаются через общее ответвление от магистральной сети. После построения для каждого дерева сети определяется величина целевой функции. Для вновь создаваемой конфигурации определяется оптимальное значение целевой функции по участкам, которое сводится к поиску экономической скорости течения. В качестве искомого на первой итерации принимается дерево с наименьшей величиной целевой функции (см. рис.1 – объединение «1–2»).

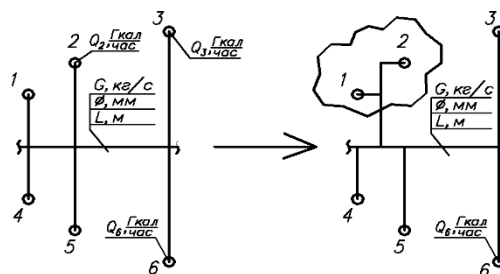


Рис.1 Перебор деревьев на первой итерации.

На второй итерации описанные действия повторяются, но потребители, снабжение которых через общее ответвление (на первой итерации) оказалось наиболее эффективным для улучшения состояния системы, рассматриваются уже как группа.

На заключительной итерации первоначально принятая главная магистраль «вырождается» (см. рис.2).

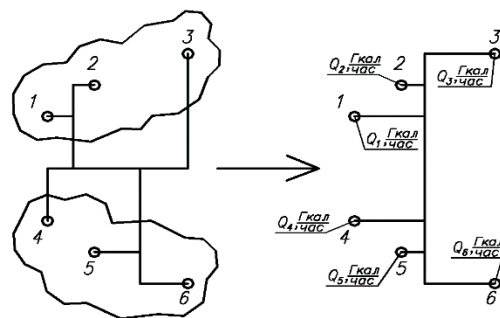


Рис.2 Перебор деревьев.

По результатам сравнения величины целевой функции для различных состояний системы выбирается оптимальная конфигурация и параметры тепловой сети.

Список литературы:

1. СП 124.13330.2012 Тепловые сети. Актуализированная редакция СНиП 41-02-2003.
2. Е.В. Сеннова, В.Г. Сидлер. Математическое моделирование и оптимизация развивающихся теплоснабжающих систем. – Новосибирск: Наука, 1987.
3. Шифринсон Б.Л., Леонтьева Т.К. Трассировка тепловых сетей // Электрические станции. – 1950. – №3 – С. 6–10.

УДК 536.242:534.13:534.142

ДВУМЕРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И УПРУГИЕ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ, ОГРАНИЧЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ИЛИ СФЕРОИДА

Супельняк М.И.

Калужский филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана,
248000, Россия, Калуга, Баженова, 2

Рассмотрены установившиеся двумерные колебания температуры и вызванные ими упругие термоциклические напряжения в областях, ограниченных изнутри или снаружи поверхностью эллиптического цилиндра, вытянутого или сплюснутого сфероиды. Указанные поверхности являются естественным обобщением поверхности кругового цилиндра и сферической поверхности. Интерес к исследованию колебаний температуры и термоциклических напряжений в рассматриваемых областях обусловлен тем, что они ограничены поверхностями неоднородной формы, у которых главные кривизны изменяются в зависимости от координат точек, и допускают при этом аналитическое решение задачи термоупругости.

Все исследования проведены в безразмерных переменных. Циклические задачи теплопроводности и термоупругости, соответствующие рассматриваемым областям, решены в эллиптической цилиндрической, вытянутой сфероидальной и сплюснутой сфероидальной системах координат, допускающих разделение переменных в уравнении Гельмгольца [1]. Безразмерные декартовы координаты \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} выражаются через ортогональные криволинейные координаты по формулам [2]: в эллиптической цилиндрической системе координат

$$\hat{x} = \hat{h} \operatorname{ch} \mu \cos \eta, \quad \hat{y} = \hat{h} \operatorname{sh} \mu \sin \eta, \quad \hat{z} = \hat{z};$$

в вытянутой сфероидальной системе координат

$$\hat{x} = \hat{h} \sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \zeta^2)} \cos \varphi, \quad \hat{y} = \hat{h} \sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \zeta^2)} \sin \varphi,$$

в сплюснутой сфероидальной системе координат

$$\hat{x} = \hat{h} \sqrt{(1 + \xi^2)(1 - \zeta^2)} \cos \varphi, \quad \hat{y} = \hat{h} \sqrt{(1 + \xi^2)(1 - \zeta^2)} \sin \varphi,$$

в обеих сфероидальных системах координат $\hat{z} = \hat{h} \zeta \zeta$.

Здесь \hat{h} – безразмерный линейный эксцентриситет эллипса.

Поле температуры определялось из решения циклической задачи теплопроводности при граничных условиях I, II и III рода с помощью метода разделения переменных. Рассматривались такие условия теплообмена на граничной поверхности, при которых в теле возникает двумерное поле безразмерной температуры $\hat{T} = \hat{T}(\mu, \eta, \hat{t})$ или $\hat{T} = \hat{T}(\xi, \zeta, \hat{t})$. Здесь \hat{t} – безразмерное время. При этом в граничном условии III рода коэффициент теплоотдачи принимался зависящим от пространственной переменной и времени. Для решения соответствующей задачи теплопроводности был развит подход, описанный в [3] и основанный на идеях Р.С. Минасяна [4]. Поле температуры получено в виде ряда

$$\hat{T} = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{m,n}^{\hat{T}} \Psi_{m,n} \Phi_{m,n} e^{in\hat{t}},$$

где $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица; $\Psi_{m,n} = \Psi_{m,n}(\mu)$ или $\Psi_{m,n} = \Psi_{m,n}(\xi)$; $\Phi_{m,n} = \Phi_{m,n}(\eta)$ или $\Phi_{m,n} = \Phi_{m,n}(\zeta)$. В случае, когда $n \neq 0$, $\Phi_{m,n}(\eta)$ и $\Psi_{m,n}(\mu)$ представляют собой функции Матье и модифицированные функции Матье [5], а $\Phi_{m,n}(\zeta)$ и $\Psi_{m,n}(\xi)$ представляют собой угловые и радиальные сфероидальные волновые функции [6].

Упругие термоциклические напряжения, вызванные исследованными колебаниями температуры, найдены из решения несвязанной квазистатической задачи термоупругости. Для нахождения решения предварительно определялся термоупругий потенциал перемещений, с помощью которого были установлены частные решения неизотермической задачи теории упругости в перемещения. Затем на полученное напряженно-деформированное состояние накладывалось такое решение изотермической задачи теории упругости, при котором граница области оказывалась свободной от напряжений. В результате были найдены компоненты тензоров безразмерных напряжений

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \hat{\sigma}_{\mu\mu} & \hat{\sigma}_{\mu\eta} & 0 \\ \hat{\sigma}_{\mu\eta} & \hat{\sigma}_{\eta\eta} & 0 \\ 0 & 0 & \hat{\sigma}_{zz} \end{pmatrix}$$

и

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \hat{\sigma}_{\xi\xi} & \hat{\sigma}_{\xi\zeta} & 0 \\ \hat{\sigma}_{\xi\zeta} & \hat{\sigma}_{\zeta\zeta} & 0 \\ 0 & 0 & \hat{\sigma}_{\varphi\varphi} \end{pmatrix}.$$

Список литературы:

1. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1. М.: ИЛ, 1958. 930 с.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984. 831 с.
3. Супельняк М.И. Колебания температуры полупространства при пространственно-неоднородных условиях теплообмена // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 713–726.
4. Минасян Р.С. Об одной периодической задаче теплопроводности в полом бесконечном цилиндре // ИФЖ. 1969. Т. 17. № 5. С. 880–891.
5. Мак-Лахлан Н.В. Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ, 1953. 476 с.
6. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука, 1976. 320 с.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00090.



Секция 6

Теплофизика микро- и наносистем,
процессы в разреженных газах и плазме



УДК 621.9

КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЛЁНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ С ПОТОКОМ ГАЗА ПО АДДИТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Чеведа В.В.^{1,2}, Роньшин Ф.В.^{1,2}, Элоян К.С.^{1,2}, Литвинцева А.А.¹

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Закон Мура в области полупроводниковых технологий, включающий уменьшение размеров транзисторов, увеличение плотности транзисторов и более высокие скорости процессоров, ведет к еще большему тепловому потоку. Двухфазное течение может эффективно использоваться для охлаждения микроэлектроники [1]. Установка, в которой тепло передается очень тонкой пленке жидкости, приводимой в движение потоком газа или пара в минимикроканалах, является многообещающим технологическим решением для достижения высоких тепловых потоков и уменьшения пространства и массы охлаждающего оборудования [2].

Кроме того, двухфазные потоки имеют преимущества в теплопереносе перед стекающими пленками жидкости. Критический тепловой поток для формирования устойчивого сухого пятна в области локального нагревателя, в несколько раз больше при пленочном течении под действием потока газа, чем при для стекающих пленок жидкости [2].

Для воды были проведены эксперименты с локально нагреваемой пленки жидкости, перемещаемой потоком газа в миниканале (рис. 1). Основным элементом экспериментального участка является плоская пластина из нержавеющей стали размером 82 x 36 x 12,5 мм по длине, ширине и толщине соответственно. В эту плиту вдавливаются локальный нагреватель меди 10 x 10 мм. Поверхность нагревателя может быть гладкой или иметь специальные структуры. Верхняя часть нагревателя изготовлена с помощью аддитивных технологий (рис. 2б). Пластина из нержавеющей стали поддерживается текстолитовой подложкой. Пластина покрыта прозрачным оптическим окном, так что создается канал переменной высоты. Размеры канала в настоящем эксперименте (высота x ширина x длина) составляют 0.89 x 30 x 67 мм. ИК-камера Titanium 570M используется для визуализации и анализа полей температур на поверхности плёнки жидкости при её движении под действием потока газа в миниканале. Измерена смачиваемость полученных аддитивных поверхностей с помощью прибора Kruss DSA-100. Установлено, что краевой угол натекания составляет $98.5 \pm 1.2^\circ$, а оттекания $21.4 \pm 1.4^\circ$, т.е. гистерезис краевого угла порядка 77° . Газ и рабочая жидкость подавались с постоянными расходами, а электрическая мощность немного увеличивалась до появления сухих пятен, а затем наблюдались кризисные явления.

Критический тепловой поток был измерен для разных расходов жидкости и газа.

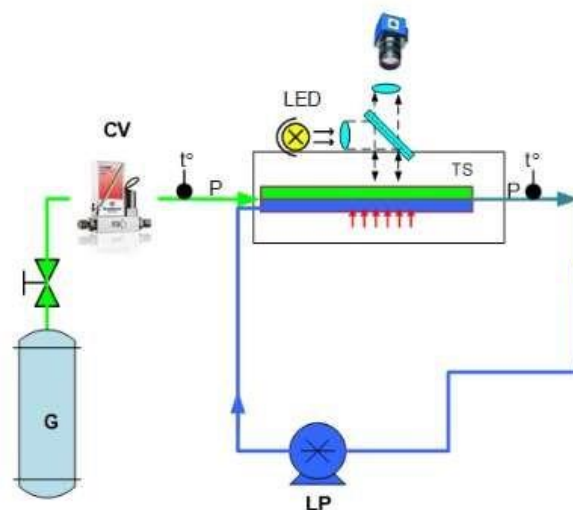


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки, где G – газовый баллон, CV – регулятор расхода, LP – жидкостный насос, TS – рабочий участок, LED – источник света ширин-системы.

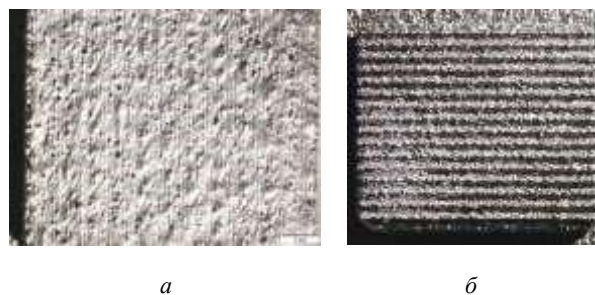


Рисунок 2. Фотографии в оптический микроскоп Olympus SZX-16 аддитивных поверхностей – ровной поверхности (а) и поверхности с продольным микрооребрением (б).

Список литературы:

1. Bar-Cohen A., Wang P. On-chip hot spot remediation with miniaturized thermoelectric coolers, *Microgravity Science and Technology*, 2009. V. 21. Supp. 1. P. 351–359.
2. Kabov O.A., Lyulin Yu.V., Marchuk I.V., Zaitsev D.V., Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2007. V. 28, P. 103–112.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 18-79-10258, а измерение краевого угла смачивания аддитивной поверхности выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 621.9

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ НА ТЕЧЕНИЕ В Т-ОБРАЗНОМ МИКРОКАНАЛЕ

Кашкарова М.В., Кравцова А.Ю., Цой М.А.

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

В последние десятилетия наблюдается значительный интерес к потокам в микроразмерных каналах. Изменяя параметры потока на микромасштабе, можно управлять процессами смешения, нагрева/охлаждения жидкостей, а также, в случае многокомпонентных потоков можно регулировать движение частиц/капель, запускать процессы разделения и т.д. Научные исследования в области гидродинамики микромасштабных процессов позволяют открывать новые возможности в разработке материалов для химической, медицинской, биологической и других отраслей промышленности.

В данной работе мы изучали влияние внешних периодических пульсаций на течение жидкости в Т-образном микроканале. Жидкость подается в канал через две впускные трубки навстречу друг другу (см. Рис. 1.): впуск 1 - вода, впуск 2 - вода с красителем. Окрашенная вода имеет такую же вязкость и плотность, как и чистая вода. Смесь чистой и окрашенной жидкости выходит через выпускную трубу канала.

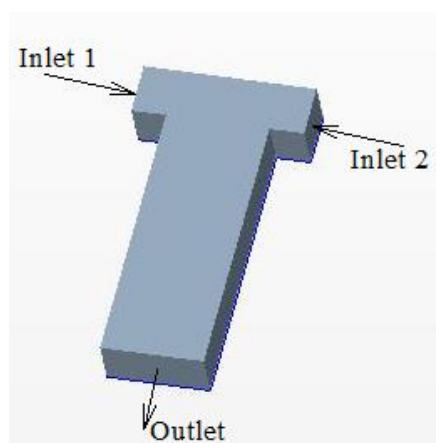


Рис. 1 Геометрия Т-микроканала.

Расход каждого входа модулировался гармоническими пульсациями постоянной частоты. Частота пульсаций варьировалась в диапазоне от 0 до 1000 Гц. Амплитуда пульсаций была установлена на уровне 10% от среднего значения расхода. Численное исследование проводилось с изменением числа Рейнольдса и частоты пульсаций.

Численные исследования проводились с использованием пакета CFD STAR-CCM+. Поток рассматривался как трехмерный, не реагирующий, ламинарный. Поток моделировался с использованием многокомпонентной модели жидкости. Модель PISO была использована для моделирования процесса нестационарности.

Численные результаты настоящей работы были проверены на основе данных Mariotti et al. 2018, который исследовал поток в Т-микроканале при постоянном расходе.

В работе исследованы закономерности течения в продольном и поперечном сечениях Т-канала. Вихревые структуры сложной формы визуализировались в центральной части Т-канала с использованием критерия Лямбда-2. Структура потока в Т-микроканалах для случаев наличия и отсутствия дополнительного периодического возмущения сравнивалась для тех же параметров потока.

Список литературы:

1. Mariotti A., Galletti C., Mauri R., Salvetti M.V., Brunazzi E. Steady and unsteady regimes in a T-shaped micro-mixer: Synergic experimental and numerical investigation // Chemical Engineering Journal. 2018. Т. 341. С. 414–431.

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда
(проект № 19-79-10217).*

УДК 539.23

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАФЕНОВОГО ПОКРЫТИЯ ОТ ВРЕМЕНИ ОТЖИГА МЕДНОЙ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ В УСЛОВИЯХ CVD СИНТЕЗА

Бойко Е.В.^{1,2}, Костогруд И.А.¹, Смозж Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Одним из применений уникальных свойств графена, таких как высокая теплопроводность в 5300 Вт/м*К [1], толщина в 0,335 нм и низкая теплоемкость, является преобразование тепла в звук или термоакустический эффект [2]. Суть явления состоит в том, что подача переменного тока на тонкую токопроводящую плёнку, приводит к возникновению Джоулева тепла. Периодический подогрев прилегающей к данной пленке газовой среды приводит к периодическим колебаниям давления – возникновению звука.

Эффективный термоакустический эмиттер должен отвечать следующим требованиям:

1) Обладать низкой теплоемкостью и высокой теплопроводностью для возможности генерации высокочастотного звукового излучения.

2) Эффективно передавать тепло окружающей среде с минимальными тепловыми потерями.

Несмотря на то, что термоакустический эффект также наблюдается и в тонких пленках металлов [3], нанопроволоках [4], в слое из углеродных нанотрубок [5], идеальным материалом, отвечающим всем вышеперечисленным требованиям, является CVD графен. Данная аллотропная модификация углерода, обладающая стабильной двумерной структурой, имеет высокую теплопроводность и по этому критерию превосходит все вышеупомянутые материалы. Кроме того, толщина однослойной графеновой пленки составляет 0.335 нм, что обеспечивает меньшую теплоемкость в сравнении с другими тонкопленочными покрытиями. Такое сочетание свойств в одном материале делает графен превосходным кандидатом при создании термоакустических устройств. Важным параметром при термоакустических колебаниях является однородная температура поверхности проводящего слоя, что накладывает ограничения на характеристики графеновой плёнки. В случае использования монокристалла графена, проводящая пленка будет иметь низкое электрическое сопротивление, что не позволит эффективно конвертировать энергию электрического сигнала в звуковое излучение. В связи с этим целесообразным является использование поликристаллического графенового покрытия, в котором электрическое сопротивление формируется из контактного сопротивления на границах кристаллитов графена. Данные границы являются основным местом выделения всего тепла в процессе пропускания электрического сигнала через проводящую поверхность.

Характеристический размер доменов CVD графена зависит преимущественно от размера зерен поверхности медной каталитической подложки и их кристаллографической ориентации. В свою очередь, размер и

ориентация зерен поверхности каталитической подложки можно контролировать путем изменения параметров отжига во время CVD синтеза [6].

Таким образом, целью настоящей работы является исследование влияния времени отжига медной каталитической подложки на электрическое сопротивление графеной плёнки.

Графен был синтезирован на подложке из меди Alfa Aesar (чистота 99,8%, толщина 25 мкм) методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) при температуре 1070°C при атмосферном давлении в смеси газов Ag/H₂/CH₄ при различных временах отжига медной каталитической подложки. После синтеза методом оптической микроскопии был определён размер зёрен поверхности медной подложки. Затем графеновый слой был перенесен на полимерную поверхность (ПЭТ/ЭВА) с использованием процедуры химического травления медной подложки в 35% растворе азотной кислоты HNO₃. В полученных полимерграфеновых композитах двухзондовым методом была исследована электрическая проводимость в зависимости от размеров доменов графена.

Было показано, что размер доменов графена варьируется от 200 мкм до 1000 мкм. Электрическое сопротивление для данных образцов лежит в диапазоне от 1 кОм/кв. до 0,5 кОм/кв соответственно. Показано, что общее электрическое сопротивление графеной плёнки формируется из контактного сопротивления между границами доменов графена, в зонах с повышенной концентрацией дефектов.

Список литературы:

1. A. A. Balandin et al., Superior thermal conductivity of single-layer graphene, *Nano Lett.*, vol. 8, no. 3, pp. 902–907, Mar. 2008.
2. H. Tian, G.-Y. Gou, F. Wu, L.-Q. Tao, Y. Yang, and T.-L. Ren, Graphene Acoustic Devices in Graphene, *IntechOpen*, 2019.
3. H. Shinoda, T. Nakajima, K. Ueno, and N. Koshida, Thermally induced ultrasonic emission from porous silicon *Nature*, vol. 400, no. 6747, pp. 853–855, Aug. 1999.
4. A. O. Niskanen, J. Hassel, M. Tikander, P. Maijala, L. Grönberg, and P. Heliö, Suspended metal wire array as a thermoacoustic sound source, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 16, p. 163102, Oct. 2009.
5. L. Xiao et al., Flexible, stretchable, transparent carbon nanotube thin film loudspeakers, *Nano Lett.*, vol. 8, no. 12, pp. 4539–4545, Dec. 2008.
6. D. V. Smozh, E. V. Boyko, and I. A. Kostogrud, Modification of crystal structure of copper surface during graphene synthesis, in *Journal of Physics: Conference Series*, 2018, vol. 1128, no. 1.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-42-543013.

УДК 532.54

ТОЧНОЕ ТФКП РЕШЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ ЗАДАЧИ ВОДЯНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ГАЗОРАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ ТЭПМ

Гасенко В.Г.

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

В работе методами ТФКП и конформных отображений находится аналитическое решение двумерной задачи распределения температуры в газораспределительной пластине (ГРП) топливных элементов с полимерными мембранами (ТЭПМ), в которой выделяемое в процессе электрохимических реакций в активной зоне $(H - h) \times L$ тепло снимается через водоохлаждаемый канал, расположенный в пассивной зоне $h \times L$. Геометрия задачи показана на рис.1.

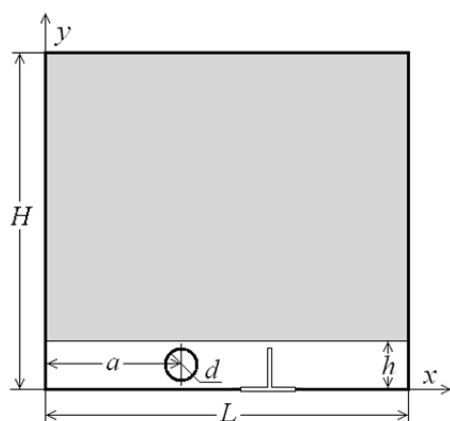


Рис.1. Геометрия газораспределительной пластины.

Исходная тепловая задача является трехмерной:

$$\Delta T = 0, \quad T|_{z=0} = -q/\lambda, \quad T|_{water} = T_0. \quad (1)$$

Интегрируя (1) по толщине пластины δ , последнее сводится к двумерной неоднородной задаче Неймана или Неймана-Дирихле с источником $P = q/\lambda\delta$

$$\Delta T + P = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n}|_{out} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n}|_{in} = q/\lambda \text{ or } T|_{in} = T_0 \quad (2)$$

которая далее заменой $\mathcal{G} = T + \bar{z} \int P dz$ сводится к однородной задаче и решается методами ТФКП, для чего водоохлаждающий канал аппроксимировался системой плоских щелей. В случае горизонтальной щели пластина на плоскости $z = x + iy$ конформно отображалась на верхнюю полуплоскость (ВПП) $w = \xi + i\eta$ эллиптическим синусом $w = \text{sn}(z, m)$, а в случае вертикальной щели – функцией

$$w = \sqrt{\sin^2(\pi z/L) + \text{sh}^2(\pi h/L)} \quad (3)$$

Решение задачи Неймана с горизонтальной щелью

$$\Delta \mathcal{G} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial x}|_{x=0,L} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial y}|_{y=H} = \frac{P_0 H}{\lambda}, \quad \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n}|_{in} = \frac{q}{\lambda} \quad (4)$$

полученное на ВПП через интеграл Шварца при равномерном тепловыделении $P = P_0$ и балансе граничных интегральных тепловых потоков q в (4) при $L = 2$, $q = \lambda = H = 1$, $a = L/3$, $d = L/8$

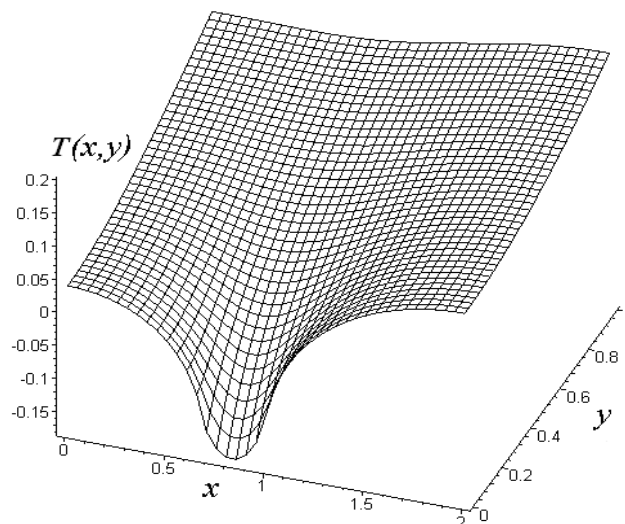


Рис.2. Пример решения задачи Неймана.

показано на рис.2. Решение смешанной краевой задачи, полученное на ВПП методом Келдыша-Седова

$$\mathcal{G}(z) = \frac{\mathcal{G}_0}{\pi} \Re \ln \left(\sqrt{w(z) - b} + \sqrt{w(z) + b} \right) \quad (6)$$

в случае крестообразной щели приведено на рис.3 при $\mathcal{G}_0 = \lambda = d = 1$, $H = 2,5$, $L = 5$, $h = 0,5$.

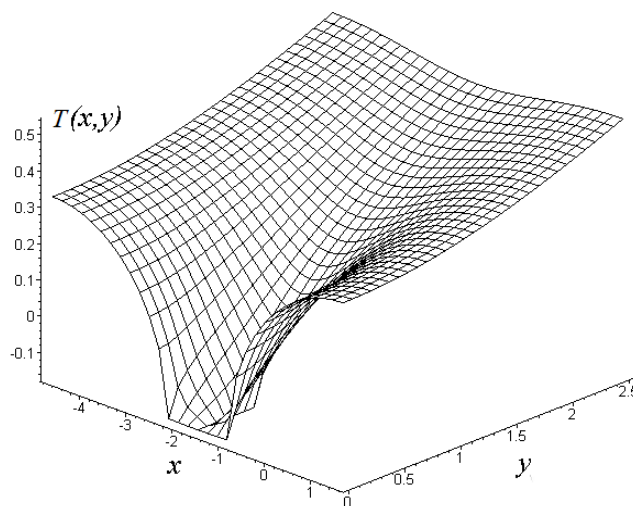


Рис.3. Решение смешанной тепловой задачи.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН по программе III.22.7.1.

УДК 532.13+538.93

СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОЛЕКУЛЯРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ В НАНОКАНАЛАХ

Лежнев Е.В.¹, Рудяк В.Я.^{1,2}¹ Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пригова, 1

Три последних десятилетия проходят под знаком опережающего развития микросистемной техники различного назначения. Во многих соответствующих устройствах имеют место различные течения жидкостей и газов в микро- и наноканалах. Сложность экспериментального изучения таких течений очевидна. Даже в лабораторной постановке удается измерить лишь некоторые достаточно простые интегральные характеристики таких течений. При их моделировании обычно используют стандартные гидродинамические подходы, предполагая, что коэффициенты переноса флюида в микро- и наноканалах такие же, что и в объеме. Подобный подход имеет систематический недостаток, в ряде работ указывается, например, что вязкость флюида в стесненных условиях значительно превышает ее значения в объеме.

В работах [1, 2] разработана статистическая механика процессов переноса флюидов в стесненных условиях и показано, что, в частности, их вязкость может значительно отличаться от вязкости в объеме. Методом молекулярной динамики вязкость жидкости в наноканалах удастся смоделировать [3]. Этот метод, однако не применим для моделирования коэффициентов переноса разреженных газов в наноканалах, поскольку требует огромного числа молекул. Ранее авторами для моделирования коэффициентов переноса разреженного газа разработан метод стохастического молекулярного моделирования (СММ) [4–6]. Цель данной работы состоит в обобщении метода СММ для моделирования коэффициентов переноса разреженного газа в наноканалах.

Для моделирования процессов переноса в стесненных условиях метод СММ должен быть трансформирован по двум направлениям. Прежде всего, теперь эволюция моделируемой молекулярной системы проходит в канале (или других стесненных условиях). По этой причине необходимо учитывать взаимодействие молекул флюида со стенками канала. Далее, несмотря на то что моделируется разреженный газ, коэффициенты переноса которого зависят лишь от скоростей молекул, теперь необходимо моделировать эволюцию рассматриваемой системы не только в пространстве скоростей, но и в конфигурационном пространстве.

Ячейка моделирования выбиралась в виде прямоугольного ящика заданного поперечного сечения, вдоль оси которого использовались периодические условия. Стенки канала моделировались либо двумя рядами молекул, либо твердыми поверхностями с использованием зеркального или зеркально-диффузного закона отражения. Молекулы располагались в ячейке случайно и их число определялось плотностью газа. Скорости молекул разыгрывались по максвелловской функции распределения. Затем время расчета

разбивается на шаги длительностью $\tau_i = \sigma/v_i$, где σ – эффективный размер молекул, а v_i – максимальное значение скорости молекул в момент времени τ_i . В момент времени t молекулы имеют скорости $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_N$ и координаты $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$ и необходимо сгенерировать соответствующие значения в момент времени $t + \tau_1$. Это выполняется последовательно для каждой из N молекул. Сначала каждая из них сдвигается в соответствие с ее скоростью: $\mathbf{r}'_i = \mathbf{r}_i + \mathbf{v}_i \tau_1$. Если молекула флюида достигает стенки, то дальше реализуется ее взаимодействие со стенкой, при этом изменяется скорость данной молекулы. В противном случае (когда молекула не достигает стенки) разыгрывается ее соударение с молекулами флюида. Если молекула сталкивается, то ее скорость изменяется в соответствие с законами сохранения. Указанная процедура повторяется до тех пор, пока не достигается необходимое время моделирования равное $t_s = \tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_k$.

В результате вычисляются все динамические переменные молекул газа в последовательные моменты времени, используя которые затем рассчитываются его коэффициенты переноса. Коэффициенты переноса определяются с помощью флуктуационно-диссипационных теорем.

В качестве примера использованного развитого метода СММ рассмотрено моделирование коэффициентов самодиффузии и вязкости нескольких благородных газов при нормальном давлении. Систематически изучено влияние размеров канала, его длины и необходимого для моделирования числа молекул.

Список литературы:

1. Рудяк В.Я., Белкин А.А. О вязкости флюида в стесненных условиях // Доклады Академии Наук. 2014. Т. 459, № 1. С. 696–698.
2. Rudyak V.Ya., Belkin A.A. Statistical mechanics of transport processes of fluids under confined conditions // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2015. Vol. 6, No. 3. P. 366–377.
3. Rudyak V., Belkin A. Molecular-dynamics simulation of fluid viscosity in nanochannels // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2018. V. 9, No. 3. P. 1–7.
4. Rudyak V., Lezhnev E. Stochastic method for modeling of the rarefied gas transport coefficients // J. Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. 738. Art. 012086. doi:10.1088/1742-6596/738/1/012086.
5. Rudyak V., Lezhnev E. Stochastic algorithm for simulating gas transport coefficients // J. Comp. Physics. 2018. Vol. 355. P. 95–103.
6. Рудяк В.Я., Лежнев Е.В. Стохастический метод моделирования коэффициентов переноса разреженного газа // Математическое моделирование. 2017. Т. 29, № 3. С. 113–122.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 19-01-00399 и № 20-01-00041).

УДК 536.242

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ С ОБРАБОТАННЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТАЛЛА

Батищева К.А., Кузнецов Г.В.

Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

С увеличением производительности энергетического оборудования и миниатюризации его компонентов применение традиционных систем обеспечения теплового режима недостаточно. Возникает необходимость разработки систем капельного теплоотведения в основе которых лежат эффекты фазового перехода с применением новых материалов и способов обработки, в частности, лазерного излучения.

Обработка металлов и сплавов лазерным излучением является перспективным способом предания их поверхностям новых уникальных функциональных свойств (супергидрофильные/супергидрофобные, коррозионностойкие, антиобледенительные) [1]. Преимуществами применения лазерных установок являются: отсутствие требований к условиям окружающей среды, высокая скорость работы, прецизионное варьирование параметров излучения в широком диапазоне (плотность мощности, длительность импульса, частота).

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процессов испарения капель воды с обработанных одиночными наносекундными лазерными импульсами гидрофильных и гидрофобных поверхностей алюминиевого сплава. Целью работы являлось установить применимость диффузионной модели для описания геометрических размеров испаряющихся при пиннинге контактной линии капель воды с гидрофильных и гидрофобных поверхностей обработанного лазерным излучением металла при отсутствии нагрева.

Эксперименты проведены на установке «DSA100E» (Kruss, Германия). Применена теневая методика – геометрические размеры испаряющейся с подложки капли определялись по ее теневым изображениям, полученным с помощью видеокамеры и источника плоскопараллельного света. Теневые изображения обрабатывались в программном комплексе «Advance» (Kruss, Германия). Систематические погрешности метода не превышали 5%.

Капли воды испарялись в термостатируемой камере «ТС40» (Kruss, Германия). Температуры образцов и воздуха в камере регулировались с помощью элементов Пельтье и составили 293 К. При температуре выше 343 К в капле начинался процесс образования пузырьков газа. Последнее увеличивало ее объем и контактный угол на теневых фотоизображениях. В этом случае, теневая методика не может быть применима для определения размеров капель.

Эксперименты проведены на обработанных лазерным излучением с различным шагом между импуль-

сами поверхностях трех образцов широко применяемого в промышленности алюминиевого сплава АМгб (Al – 91.2%, Mg – 6.8% и др. – 2%). При обработке на поверхности образцов алюминиевого сплава воздействовали одиночными лазерными импульсами длительностью 200 нс, средней выходной мощностью 20 Вт, частотой излучения 20 кГц. Лазерная установка «МинниМаркер 2 М20» (Laser Center, Россия). При воздействии одиночного лазерного импульса образовывался чашеобразный кратер диаметром 60 ± 5 мкм и глубиной 6 ± 2 мкм с кромкой высотой 1 ± 0.5 мм.

Проведя анализ результатов экспериментов установлено, что контактные углы монотонно уменьшались на протяжении всего времени испарения капель воды.

В условиях настоящего эксперимента капли испарялись из-за диффузии молекул воды в воздух (из-за разницы в массовых концентрациях молекул воды в приповерхностном слое капли (на границе «жидкость-газ») и в окружающем воздухе.

Анализируя коэффициенты детерминации диффузионной модели испарения (R^2 0.93 при испарении капель воды с обработанной лазерным излучением с шагом между центрами кратеров 200 мкм поверхностей образцов) можно сделать вывод, что диффузионная модель может быть использована для описания контактного угла на обработанных лазерным излучением гидрофильных поверхностях.

В случае обработанных лазерным излучением гидрофобных поверхностей значительное расхождение (R^2 равен 0.59 и 0.76) экспериментально полученных значений контактного угла с теоретическими может быть объяснено формой капли: при контактном угле более 90 градусов у основания капли образуется зона повышенной влажности из-за скопления водяных паров (“corner” effect).

Результаты исследования могут быть использованы для прогнозирования характеристик процессов испарения капель воды с обработанных одиночными наносекундными лазерными импульсами поверхностей алюминиевого сплава.

Список литературы:

1. Allahyari E., Nivas J., Oscurato S.L., Salvatore M., Ausanio G., Vecchione A., Fittipaldi R., Maddalena P., Bruzzese R., Amoroso S. Laser surface texturing of copper and variation of the wetting response with the laser pulse fluence // Appl. Surf. Sci. 2019. T. 470. С. 817–824.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-50098.

УДК 532.529

УПРАВЛЕНИЕ УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ КАПЕЛЬНОЙ ФАЗЫ ПРИ СОВМЕСТНОМ ИСТЕЧЕНИИ ПРИСТЕННОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ С ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ ИЗ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА В ВАКУУМ

Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В.

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

В настоящее время пристенные пленочные течения, в том числе совместно с газовым потоком, широко используются в различных аппаратах и устройствах, например, для охлаждения сопел жидкостных ракетных двигателей, включая жидкостные ракетные двигатели малой тяги космических аппаратов и орбитальных станций. Ранее было установлено [1], что при истечении в вакуум за срезом сопла может формироваться сложная пространственная структура течения капельной фазы, включающая центральную и периферийную области течения. Основная особенность состоит в формировании обратных (под углами более 90 градусов относительно оси струи) потоков капель. Возникновение этих обратных потоков может вызывать загрязнение присопловых поверхностей, что является негативным фактором, в частности при работе двигателей управления и ориентации космических аппаратов. Целью данной работы является экспериментальное исследование возможностей управления угловым распределением капель для минимизации обратных потоков.

В работе на основе проведенных на вакуумном газодинамическом комплексе ИТ СО РАН экспериментальных исследований показана возможность управления структурой течения капельной фазы за срезом сверхзвукового сопла при истечении пристенной пленки жидкости со спутным газовым потоком в вакуум как за счет изменения режимных параметров пленки жидкости и газового потока, так и за счет использования газодинамических экранов. Для диагностики капельной фазы разработана и отлажена методика осаждения подкрашенной жидкости на узкие бумажные полоски, закрепленные за срезом сопла, позволяющая получить количественные данные по угловым распределениям капельной фазы [2]. В качестве рабочей жидкости использовался этанол, подкрашенный Родамином бж (концентрация красителя – 0,5 г на 1 л этанола), в качестве рабочего газа – воздух. В работе использовалось сверхзвуковое сопло с числом Маха $M = 4$ (коническая сверхзвуковая часть, диаметр критического сечения 10 мм). Эксперимент проводился следующим образом: сопло устанавливалось внутри вакуумной камеры выходным сечением вниз, камера откачивалась до давления порядка 1 Па, далее на 10 с включалась подача в форкамеру сопла рабочего газа, а спустя 1 с – подача пристенной пленки жидкости, которая выключалась спустя 3 с. В процессе истечения за срезом сопла формировался газокапельный поток, и капли подкрашенной жидкости осаждались на бумажных подложках. Длительное время подачи газа после окончания подачи жидкости требовалось для исключения ситуации, когда остатки жидкости, скопившиеся внутри сопла, после окончания

продувки могли в виде крупных капель падать вниз под действием силы тяжести и попадать на бумажные подложки, искажая данные по угловому распределению. Расход газа в экспериментах варьировался в диапазоне от 5 до 20 г/с, расход жидкости – от 0,6 до 1,8 г/с. Далее с помощью метода спектрофотометрии устанавливались количественные данные по угловому распределению капельной фазы. На рис. 1 приведены для примера результаты измерения углового распределения красителя на бумажных подложках для трех разных расходов жидкости (чисел Рейнольдса пленки), по которым восстанавливалось распределение капельной фазы.

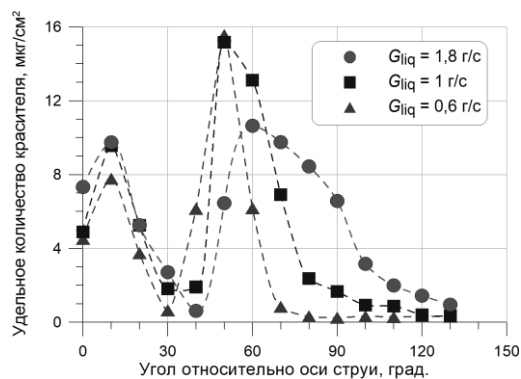


Рис. 1. Угловое распределение капельной фазы

Из рис. 1 можно видеть, что число Рейнольдса пленки жидкости существенным образом влияет на угловое распределение капельной фазы в периферийной области течения. Другими словами, можно сделать вывод о возможности управления угловым распределением капельной фазы путем изменения режимных параметров пленки жидкости. Установлено, что путем измерения режимных параметров газового потока можно управлять структурой течения капельной фазы в приосевой области течения. Показано, что использование газодинамических экранов позволяет радикально уменьшать обратные потоки капельной фазы, не изменяя тяговых характеристики сопла.

Список литературы:

1. Yarygin V., Gerasimov Yu., Krylov A., Prikhodko V., Yarygin I. Experimental Study of the International Space Station Contamination by Its Orientation Thrusters Jets // *Microgravity Science and Technology*. – 2011. – Vol. 23, Issue 1. pp. 15–23.
2. Prikhodko V.G., Yarygin I.V., Vyazov Yu.N. Spectrophotometry technique for droplet phase spatial distribution measurements in gas-droplet flow behind a supersonic nozzle in a vacuum // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2019. – Vol. 7. – P. 105–111.

Работа выполнена в рамках государственного задания (АААА-А17-117071760008-0).

УДК 532.52

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОТОКА ЖИДКОСТИ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ В СИЛЬНО РАЗРЕЖЕННУЮ СРЕДУ ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯР

Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э.

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В программах изучения и освоения космического пространства значительное внимание уделяется малым и микрогазовым космическим аппаратам, оснащенным микросопловыми двигателями ориентации и коррекции орбиты. Необходимым элементом разработки таких двигателей является наземное моделирование на вакуумных установках истечения газожидкостных потоков и модельных жидкостей из сопел и каналов в разреженную атмосферу различного состава.

Истечение жидкости в разреженный газ в отличие от истечения в плотную газовую среду сопровождается рядом особенностей, обусловленных, прежде всего, усилением влияния поверхностного натяжения, вязкости и процесса испарения. В частности, истечение в среду с давлением ниже давления насыщенных паров жидкости (перегретая жидкость) может сопровождаться вскипанием [1-2], разрывами струи и другими эффектами. Механизмы истечения жидкости из сопел или длинных каналов в среду при атмосферном давлении или незначительном разрежении исследованы давно и подробно [3-4]

Целью настоящей работы является исследование истечения жидкостей (этанол и пропиленгликоль) через тонкий капилляр в сильно разреженную среду (открытый космос, сильно разреженные атмосферы планет) с контролируемой степенью разрежения.

Исследования выполнены на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [6]. Система вакуумирования стенда обеспечивала в камере расширения высокое разрежение (до 0,1 мПа) остаточного газа. Наблюдение и фотографирование микроструй исследуемых жидкостей осуществлялись через оптические окна при засветке потоков жидкости источником света, размещенным снаружи вакуумной камеры. Велась фото и видеосъемка процесса течения. Протяженность участка наблюдения при вертикальном и горизонтальном истечении составляла не менее 400 мм.

Исследуемая жидкость истекала из стального нержавеющей стали капилляра с внутренним диаметром 0,4 мм. Капилляр соединялся полиамидной трубкой с герметичным сосудом с исследуемой жидкостью, размещенным вне вакуумной установки. Давление в сосуде контролировалось и поддерживалось на необходимом уровне. Температура жидкости в сосуде и температура нагреваемого капилляра контролировались цифровыми термометрами сопротивления с погрешностью 0,1 К. Перепад давления на капилляре ΔP_0 определялся как разница между давлением над жидкостью в сосуде и остаточным давлением P_h в вакуумной камере. При исследовании струй жидкости, истекающих при атмосферном давлении, вакуумная камера наполнялась воздухом, а в камере с жидкостью

создавалось давление, избыточное над атмосферным. Для реализации режимов течения жидкости в разреженную среду при перепадах менее 100 кПа сосуд подсоединялся к системе вакуумной откачки. Измерения производились при горизонтальном и вертикальном (сверху вниз) направлении течения микроструй.

Было установлено, что истечение этанола в разреженную среду с сильным разрежением ($P_h = 1,4 - 2,5$ Па) и высоким перепадом давления на капилляре $\Delta P_0 = 20 - 100$ кПа в диапазоне температур жидкости $T = 295 - 353$ К является неустойчивым струйным. На внешней поверхности капилляра вблизи выходного среза наблюдалось каплевидное образование жидкости размером до трех внешних диаметров капилляра. При истечении в структуре струи этанола можно было различить три традиционных участка. Начальный участок («компактная» часть) представлял собой невозмущенную часть микроструи, с ламинарным течением. Вниз по течению наблюдались «раздробленная» и «распыленная» части. При этом за ламинарным участком струя жидкости произвольно меняла угол наклона, наблюдались участки большей и меньшей яркости и другие нестационарные эффекты.

Истечение в вакуум ($P_h = 0,5$ Па) пропиленгликоля в диапазоне перепадов давлений $\Delta P_0 = 20 - 100$ кПа и температуры до 345 К осуществлялось в виде отдельных капель. При дальнейшем росте перепада давления и температуры течение пропиленгликоля переходит в неустойчивое струйное.

В докладе рассматриваются некоторые результаты и особенности истечения использованных жидкостей в вакуум, обсуждаются возможные причины обнаруженных необычных режимов и значительной неустойчивости в большинстве измерений.

Список литературы:

1. Fuchs H., Legge H. Flow of a water jet into vacuum. // Acta Astronautica - ACTA ASTRONAUT. 1979. 6. P. 1213–1226.
2. Lienhard J.H., Day J.B., The Breakup of Superheated Liquid Jets. *J. Basic Eng.* Sep. 1970., 92(3). P. 515–521.
3. Yarygin V.N., Prikhodko V.G., Yarygin I.V. and Vyazov Yu.N. Effect of physical properties of liquid on the outflow of the wall liquid film with the co-current gas flow from the nozzle into vacuum. // Thermophysics and Aeromechanics. 2015. V. 22. No. 5. P. 651–653.
4. Альтшуль А.Д. Гидравлическое сопротивление. 2 изд. ред. М. 1982. 224 с.
5. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh. 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.

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-01-00332 \ 20).

УДК 533.6.011

О ПОДОБИИ ТРАДИЦИОННОЙ И КЛАСТЕРНОЙ СТРУЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

Дубровин К.А.¹, Зарвин А.Е.¹, Ребров А.К.², Чиненов С.Т.¹, Борзняк К.И.², Яскин А.С.¹, Каляда В.В.¹

¹ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

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

Формирование газовых струй за сверхзвуковыми соплами является широко изученным физическим процессом. Во многих научных трудах представлено наглядное описание структуры газовых потоков, формируемых при истечении из сопел в затопленное пространство. Общей отличительной чертой можно выделить образование так называемой «бочки», формируемой боковыми ударными скачками уплотнения струи, замыкаемые диском Маха или X-образной конфигурацией. При определенных условиях фиксируется последовательность из нескольких «бочек» [1,2]. Данная структура является типичной для сверхзвуковых газовых струй. Однако, как было установлено в [3], она не является единственно возможной. В условиях развитой конденсации газа в струе, при формировании кластеров больших размеров, за сверхзвуковым соплом формируется ещё одна параллельная структура значительно больших размеров чем традиционные «бочки». Было выдвинуто предположение, что данная структура образуется за счёт прохождения тяжелых инертных кластеров сквозь боковые ударные скачки и область смешения с образованием собственной «кластерной» струи. Ввиду малой энергии связи кластеры при столкновениях (как с частицами потока, так и с частицами фонового пространства) претерпевают фрагментацию, в результате чего границы кластерной струи также сходятся на оси потока в X-образную конфигурацию, образуя «бочку» больших размеров, аналогичную традиционной. В данной работе методом фотометрии рассмотрено подобие традиционной и кластерной струи на примере сравнения диаметров «бочек», формируемых в различных режимах истечения.

Работа выполнена на газодинамической стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [4]. Регистрация изображений газовых потоков осуществлялась при их визуализации методом электронно-пучковой диагностики. Для этого инициировалось излучение частиц сверхзвукового потока, возбужденных и ионизованных высоковольтным электронным лучом. Размеры «бочек» определялись при помощи фотометрии, основанной на сравнении структурных элементов потока с наблюдаемой в камере расширения шайбой сопла известного диаметра.

В [5] установлено, что размеры (в частности диаметр) традиционной струи относительно начальных параметров истечения в условиях конденсации описываются зависимостью:

$$d_{mon}^{max} = Cd_* \sqrt{\frac{P_0}{P_h}}, \quad (1)$$

где d_{mon}^{max} – диаметр традиционной «бочки» в максимальном сечении, d_* – диаметр критического сечения сопла, P_0 – давление торможения, P_h – давление в фоновом пространстве, а C – постоянный коэффициент пропорциональности.

В ходе данной работы установлено, что зависимость (1) при истечениях с развитой конденсацией имеет принципиальные ограничения. Данные экспериментов при варьировании P_h показывают её справедливость как для диаметра традиционной «бочки» d_{mon}^{max} , так и для диаметра кластерной струи D_{clust}^{max} , что говорит о подобии этих структур газового потока, а также об аналогичности физических процессов их формирования. Зависимости d_{clust}^{max} и D_{clust}^{max} от $d_* \sqrt{\frac{P_0}{P_h}}$

линейны при фиксированном значении C . Однако из экспериментов следует, что при вариации P_0 такие зависимости оказываются нелинейными. При этом коэффициент пропорциональности C увеличивается с ростом давления торможения. Поскольку с ростом P_0 , как известно, растет размер кластеров [6], высказано предположение о зависимости размеров струй (соответственно, коэффициента C) от величины и доли кластеров в струе.

В настоящей работе представлены результаты измерений размеров традиционной и кластерной струй в различных режимах истечения, на основе которых представлена зависимость коэффициента пропорциональности C от среднего размера кластеров.

Список литературы:

1. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. Вып. 2. С. 42–52.
2. Шелухин Н.Н. Параметры подобия формы недорасширенной струи при истечении в затопленное пространство // Ученые записки ЦАГИ. 1979. Том 10, №2. С. 130–136.
3. Zarvin A.E., Yaskin A.S., et al. Structure of a supersonic gas jet under conditions of developed condensation // Tech. Phys. Lett. 2015. V. 41. No. 11. P. 1103–1106.
4. 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.
5. Ashkenas H., Sherman F.S. // Rarefied Gas Dynamics IV / Ed. by J.H. de Leeuw. Academic Press, 1966. P. 84–105.
6. Hagen O.F., Obert W. Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size, and Test Gas // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. No. 5. P. 1793–1802.

Работа выполнена в Новосибирском государственном университете с использованием оборудования центра коллективного пользования «Прикладная физика» при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-01-00332 \ 20).

УДК 621.9

ИСПАРЕНИЕ ПИКОЛИТРОВЫХ КАПЕЛЬ ВОДЫ НА НАГРЕВАЕМОЙ КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Куц К.А.^{1,2}, Кириченко Д.П.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В наше время всё более популярными становятся жидкостные системы охлаждения, способные эффективно отводить тепло с элементов электронного оборудования. Большую эффективность в отведении высоких плотностей теплового потока показали системы с газочапельными потоками или спреями.

Спрейное охлаждение [1] используется в ряде промышленных приложений, включающих сталепрокатную промышленность, охлаждение силовой электроники и светодиодных устройств. Из-за чрезвычайной сложности этого явления, механизм спрейного охлаждения до сих пор до конца не изучен. Например, микрокапли могут не достигать поверхности нагрева, левитируя вблизи нее [2], что снижает охлаждающую способность.

Настоящая работа посвящена изучению испарения микроразмерных капель на гладкой кремниевой подложке. Ранее в [3] проводилось исследование испарения сидящей капли воды на подложках с микро- и нанопокрывтиями с различной смачиваемостью при разнице температур между твердой поверхностью и окружающей атмосферой от 30 до 60 °С. Было установлено, что при уменьшении объема капли, удельная скорость испарения возрастает, в особенности на последней стадии испарения капли. Исследования [4] показали, что удельная интенсивность испарения сидячих капель (потеря массы за единицу времени на единицу свободной поверхности капли) с начальным размером порядка 10 мкм на последней стадии испарения может значительно снижаться. В [4] использовалась шероховатая подложка со среднеквадратичной шероховатостью 500 нм.

В данной работе использовалась гладкая кремниевая подложка со среднеквадратичной шероховатостью 0,15 нм. Температура подложки, находящейся в атмосфере и подогреваемой снизу Пельтье элементом (Рис.1), в эксперименте варьировалась от 22 до 102°С при влажности воздуха 31-34%. Для создания одиночных микрокапель использовался медицинский шприц, а именно, распылением паровоздушной смеси из шприца.

В эксперименте применялся теневой метод (Рис.2), с использованием высокоскоростной камеры FASTCAM SA1.1 с разрешением 1024 × 1024 пикселя и частотой от 250 до 5000 кадров в секунду, и микроскопных объективов с высокой разрешающей способностью (Mitutoyo Plan Apo Infinity Corrected Objectives). Максимальное разрешение камеры в эксперименте составило 391 нм на пиксель (поле зрения камеры 400 мкм²).

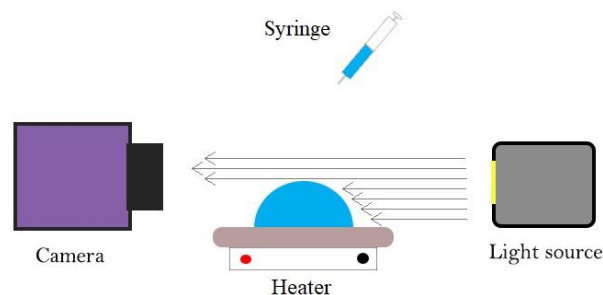


Рис.1 Схема установки.

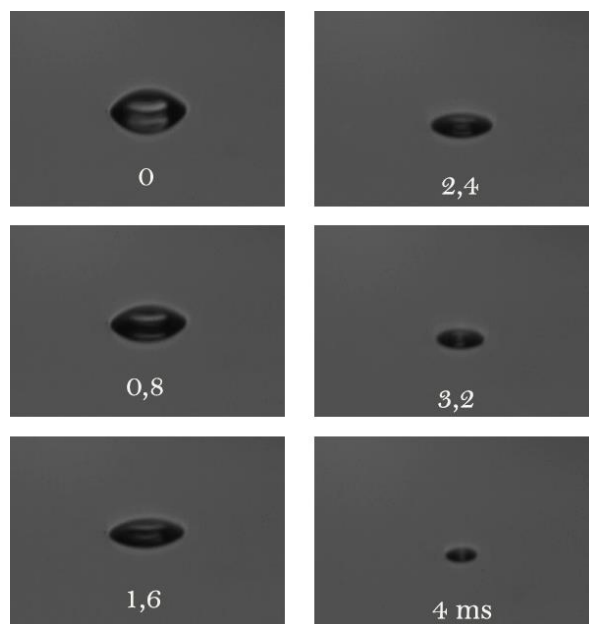


Рис.2 Снятое высокоскоростной камерой изображение (с частотой 5000 кадров в секунду) капли с начальным размером 30 мкм, испаряющейся на нагреваемой подложке при температуре 56°С.

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. Семенов А. А., Феоктистов Д. В., Зайцев Д. В., Кузнецов Г. В., Кабов О.А. Экспериментальное исследование испарения капли жидкости на нагреваемой твердой поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22 (6). С. 801–804
4. 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 621.9

ВЛИЯНИЕ СООТНОШЕНИЯ ВХОДНЫХ РАСХОДОВ НА СМЕШЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ В Т-ОБРАЗНОМ МИКРОМИКСЕРЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Кравцова А.Ю., Кашкарова М.В., Янко П.Е., Бильский А.В., Кравцов Ю.В.

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

Ограниченность ресурсов ископаемого топлива стимулирует поиск новых источников энергии и технологий ее производства. Особое место среди этих альтернативных технологий принадлежит топливным элементам, позволяющим преобразовывать химическую энергию вещества в электрическую. Самыми перспективными из них считаются микрогазовые безмембранные топливные элементы Т-конфигурации. Для продуктивной работы таких устройств необходимо, чтобы поток внутри элемента оставался стационарным и жидкости смешивались только за счет диффузии. Соответственно, для повышения производительности подобных элементов осуществляется поиск различных режимов течения в том числе при изменении соотношения входных расходов реагентов с целью повышения эффективности диффузного перемешивания.

К настоящему времени исследованы различные режимы течения в каналах микронного размера и их влияние на эффективность перемешивания при равных входных расходах для различных чисел Рейнольдса [1]. Также были установлены различные режимы течения в случае модифицированной геометрии канала. Чакарборти и др. [2], при исследовании течения в Т-образных микромиксерах на вращающихся платформах выделили три режима перемешивания. Ансари и др. [3] обнаружили, что в Т-смесителе с входами, расположенными на разной высоте, образуются потоки, вызывающие перемешивание при меньших числах Рейнольдса, по сравнению с обычным Т-смесителем. Рахими и др. [4] установлено, что эффективность перемешивания повышается с увеличением соотношения входных расходов и с уменьшением угла слияния входных потоков. Они показали, что эффективность смешения также зависит от геометрии канала и скорости выходного потока. В то же время детальная информация о влиянии входных расходов на поток жидкости в выходном микроканале остается крайне ограниченной. Целью работы является установление особенностей течения жидкости в Т-образном микромиксере при малых числах Рейнольдса в зависимости от соотношения входных расходов.

Для экспериментального исследования гидродинамики течения в каналах микронного размера использовались метод лазерной индуцированной флуоресценции [5] и цифровой трассерной визуализации. Поля скоростей вычислялись с использованием итерационного кросс-корреляционного алгоритма с непрерывным сдвигом и деформацией окна и 50% перекрытием окон, размер начальной расчетной области составлял 128x32 пикселей. Погрешность измерения скорости составляет 1% при смещении трассера на 6

пикселей. Фильтрация рассчитанных векторов скорости происходила в два этапа: валидация по соотношению сигнал/шум с порогом 2, адаптивная медианная фильтрация с размером области 7x7.

В результате анализа результатов экспериментальных измерений получено, что при малых числах Рейнольдса соотношение входных расходов от 0,03 до 1 по-разному влияет на характер течения жидкости в выходном микроканале. Оптимальные условия перемешивания жидкостей при стационарном течении внутри выходного Т-микроканала формируются при значениях числа Рейнольдса $Re = 186$ и $Re = 47$ и соотношениях входных расходов 1 и 0,24, соответственно. При этом коэффициент перемешивания достигает значений 0,86 и 0,64. При этих параметрах, с выявленными максимальными значениями смешения, продольная составляющая средней скорости потока для $Re = 47$ и соотношения входных расходов 0,24 в начальной области выходного канала больше, чем для случая с равными входными расходами, а на расстоянии шести гидравлических диаметра практически совпадают. В случае $Re = 186$ профили скорости при различных соотношениях входных расходов во всей экспериментальной области значительно отличаются. При соотношении входных расходов меньших 0,12 продольная составляющая средней скорости потока характеризуется минимальными и даже отрицательными значениями, из чего можно заключить, что вблизи стенки выходного канала возникает область возвратного течения.

Список литературы:

1. Mariotti A., Galletti C., Mauri R., Salvetti M.V., Brunazzi E. Steady and unsteady regimes in a T-shaped micro-mixer: Synergic experimental and numerical investigation // *Chemical Engineering Journal*. 2018. Vol. 341. P. 414–431.
2. Chakraborty D., Madoub M., Chakraborty S. Anomalous mixing behaviour in rotationally actuated microfluidic devices // *Lab on a Chip*. 2011. Vol. 11. P. 2823–2826.
3. Ansari M.A., Kim K.Y., Anwar K., Kim M. Vortex micro T-mixer with non-aligned inputs // *Chemical Engineering Journal*. 2012. Vol. 181–182. P. 846–850.
4. Rahimi M., Akbari M., Parsamoghadam M., Alsairafi A. CFD study on effect of channel confluence angle on fluid flow pattern in asymmetrical shaped microchannels // *Computers and Chemical Engineering*. 2015. Vol. 73. P. 172–182.
5. Янко П.Е., Мешалкин Ю.Е., Кравцова А.Ю. Детализация структуры потока с периодическим внешним возбуждением в микроканале Т-типа // В книге: Сборник тезисов, материалы Двадцать пятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-25, Крым). 2019. С. 502–503.

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда
(проект № 19-79-10217).*

СТРУКТУРИРОВАНИЕ МОЛЕКУЛ ВОДЫ ВБЛИЗИ МЕДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Андрющенко В.А.^{1,2}, Бойко Е.В.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В настоящее время процессы, происходящие на микро- и нано- масштабах в пристеночных областях, привлекают существенное внимание. В значительной степени это связано с миниатюризацией катализаторов [1], теплообменников и т.д. Структурирование молекул воды в пристеночных областях может влиять на теплообмен и кинетику происходящих там процессов. Структурирование воды, например, с помощью метода молекулярной динамики, изучалось достаточно давно [2]. В дальнейшем подобные исследования проводились в наноканалах, например, в работе [3] показано, что ориентация диполей воды вдоль поверхности изменяет мобильность молекул воды вблизи поверхности, что в некоторых случаях можно рассматривать как локальное охлаждение системы. Подобное структурирование также наблюдается и в пористых средах, причем, на тех же масштабах, что и вблизи твердых поверхностей. К характерным примерам здесь можно отнести структурирование молекул воды вблизи поверхности кремния [4], талька [5], различных металлов [6], в том числе и драгоценных [7] и др. К сожалению, зависимость структурирования воды вблизи поверхности от температуры на сегодняшний день практически не исследовалась. Хотя наличие и значительность подобной зависимости установлены в свободном объеме [2]. Кроме того, несмотря на наличие информации о зависимости каталитических процессов от кристаллографической ориентации атомов медной поверхности [1], роль структурирования воды в этом пока не изучена.

В данной работе исследовалось структурирование воды вблизи поверхности медной пластины. Медный материал выбран по причине того, что он широко используется как во многих катализаторах [1], так и в качестве подложки для напыления различных поверхностей в том числе и МЕМС-устройств. Изучение производилось методом молекулярной динамики с использованием программного пакета CHARMM (Chemistry at Harvard Macromolecular Mechanics) и силовыми полями charmm36m. Водное окружение рассматривалось явно. В качестве модели воды была выбрана одна из наиболее надежных моделей – трёхточечная модель ТРЗ. Система моделировалась в приближении канонического ансамбля. Ширина и длина медной пластины равнялись сорока ангстремам, а толщина пластины была равна десяти ангстремам. При моделировании изменялась температура системы, а также кристаллографические свойства (индексы Миллера) медной поверхности. В начальный момент пластина обводнялась с двух сторон (см. рис. 1).

При исследовании структурирования вычислялись следующие величины: профили плотности воды, молекул кислорода и водорода, профиль свободной энергии, ориентация молекул воды в пространстве, а

также автокорреляционная функция скорости для молекул воды.

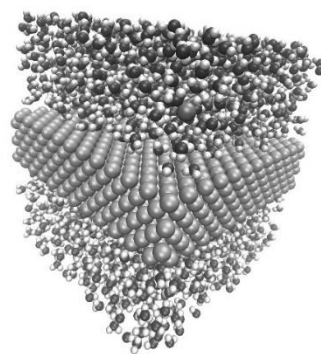


Рис. 1. Пример начального состояния системы. Медная подложка имеет кристаллографическую ориентацию 100.

Обобщая полученные результаты, можно сделать вывод, что структурирование воды, а значит и теплообмен в пристеночной области зависят не только от температуры системы, но и от кристаллографических свойств медной поверхности, что иллюстрирует возможность управления процессами, происходящими в пристеночной области, путем выбора поверхности с конкретными кристаллографическими характеристиками.

Список литературы:

1. Hahn C. et al. Engineering Cu surfaces for the electrocatalytic conversion of CO₂: Controlling selectivity toward oxygenates and hydrocarbons // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2017. V. 114. №. 23. P. 5918–5923.
2. Stillinger F. H., Rahman A. Molecular dynamics study of temperature effects on water structure and kinetics // The Journal of chemical physics. 1972. V. 57. №. 3. P. 1281–1292.
3. Hirunsit P., Balbuena P. B. Effects of confinement on water structure and dynamics: a molecular simulation study // The Journal of Physical Chemistry C. 2007. V. 111. №. 4. P. 1709–1715.
4. Milischuk A. A., Ladanyi B. M. Structure and dynamics of water confined in silica nanopores // The Journal of chemical physics. – 2011. V. 135. №. 17. P. 174709.
5. Du H., Miller J. D. A molecular dynamics simulation study of water structure and adsorption states at talc surfaces // International Journal of Mineral Processing. 2007. V. 84. №. 1–4. P. 172–184.
6. Kerisit S. et al. Molecular dynamics simulations of the interactions between water and inorganic solids // Journal of Materials Chemistry. 2005. V. 15. №. 14. P. 1454–1462.
7. Xia X. et al. The structure of water at platinum/water interfaces Molecular dynamics computer simulations // Surface science. 1995. V. 335. P. 401–415.

Исследование зависимостей от структуры поверхности меди выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А19-119061490008-3), исследование зависимостей от температуры выполнено за счет гранта РФФИ 18-29-19099\18.

ГАЗОСТРУЙНОЕ ОСАЖДЕНИЕ АЛМАЗНЫХ ПЛЁНОК НА МОЛИБДЕНЕ И КРЕМНИИ

Тарков С.М.¹, Антонов В.А.¹, Емельянов А.А.², Ребров А.К.², Попов В.П.¹,
Тимошенко Н.И.², Юдин И.Б.²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

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

Использование алмаза в полупроводниковых приборах позволяет увеличивать их мощность, КПД и предельную частоту за счет существенного улучшения теплоотвода и полупроводниковых свойств алмаза [1]. В настоящее время развивается технология совмещения кремния и алмаза с целью получения структур «кремний на алмазе» – КНА [1]. Одним из известных методов реализации этой технологии является выращивание алмазных покрытий из газовой фазы (CVD-процесс) на монокристаллической подложке кремния с микроволновой активацией газов – предшественников (H_2+CH_4). В качестве подложек для роста алмазных пленок используются кремний (Si), карбид кремния (SiC), металлы и их оксиды [1].

В работе рассматриваются вопросы роста алмазных пленок на кремниевых подложках, подложках из карбида кремния с целью получения структур для создания МОП-транзисторов. Изучаются проблемы роста алмазных поликристаллических пленок и их свойства на различных подложках. Для проведения измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) была разработана автоматизированная установка (Рис.1), позволяющая осуществлять сбор данных измерений через последовательный интерфейс USB. Блок коммутации управляется через программный интерфейс и позволяет автоматически переключать величину и полярность подаваемого на полупроводниковую структуру напряжения.

Методом газоструйного осаждения с микроволновой активацией газов-предшественников [2] были получены поликристаллические пленки алмаза толщиной от 10 до 500 мкм на подложках из молибдена и монокристаллического кремния типа КЭФ – 4.5 с ориентацией $\langle 100 \rangle$.

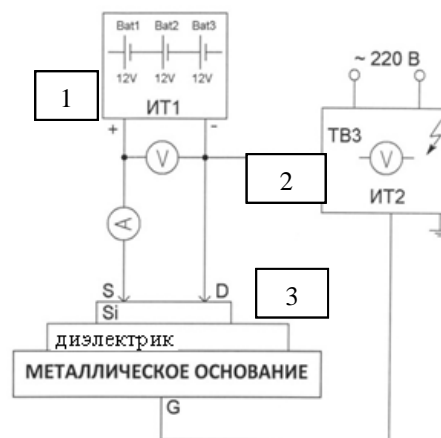


Рис.1. Упрощенная схема измерений ВАХ КНА структур.
1 – источник тянущего постоянного напряжения;
2 – источник высоковольтного постоянного напряжения;
3 – структура КНА.

В работе определены характеристики полученных пленок. По спектрам рамановского рассеяния и СЭМ микрофотографиям установлен состав и структура полученных пленок, а по данным ВАХ – их электрофизические свойства [3]. Проведено сравнение полученных ВАХ алмазных покрытий на разных подложках: Mo, Al_2O_3 и Si.

Список литературы

1. Клоков А.Ю., Аминев Д.Ф., Шарков А.И., Ральченко В.Г., Галкина Т.И. Тепловые параметры слоев и границ раздела в структурах кремний на алмазе. Физика твердого тела, 2008, том 50, вып. 12.
2. Rebrov A.K., Bobrov M.S., Emelyanov A.A., Timoshenko N.I., Hrebtov M.Yu., Yudin I.B. Experience in the synthesis of diamond from a supersonic microwave plasma jet // Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 2019, 7(2), p. 131–137 DOI:10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2019031315.
3. Гриценко В.А. Диэлектрики в нанoeлектронике [В.А. Гриценко, И.Е. Тыщенко, В.П. Попов, Т.В. Перевалов]; Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010 г., 258 с.

Работа поддержана фондом РФФИ
(проекты № 18-29-19069 и № 19-42-543012).

УДК 538.91

РОСТ ГРАФЕНА НА ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Смовж Д.В.^{1,2}, Костоград И.А.¹, Маточкин П.Е.¹

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

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Благодаря своим физическим и химическим свойствам и очень низкой газопроницаемости, графен является перспективным материалом для защиты различных поверхностей от коррозии и деградации в условиях атмосферы, низкого вакуума и агрессивных средах [1]. При этом важным является вопрос интеграции поверхности с монослоем графена, позволяющим не существенно изменять свойства поверхности, при этом обеспечивать эффективную химическую защиту. Медь активно применяется в различных теплообменных устройствах, элементах СВЧ резонаторов, термо- и фотокатодах и т.д., при этом медь является эффективным катализатором для роста однослойного графенового покрытия методом химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ). Таким образом, на медной поверхности методом ХОГФ возможно формирование защитного графенового слоя, однако формирование графенового слоя существенно зависит кристаллографической ориентации поверхности, которая как показано в литературе, в случае использования фольги, может контролироваться путем предварительной термической обработки [2]. Кроме того рост графена на медной поверхности происходит из осажденного из газовой фазы углерода при разложении газового прекурсора на поверхности меди. Развитая шероховатость медной поверхности может приводить к изменению состава газовых компонент в различных точках рельефа поверхности. Задачей настоящей работы является исследование влияния шероховатости поверхности на процессы рекристаллизации медной поверхности при термической обработке в условиях синтеза графена и процесс формирования сплошного покрытия медной поверхности графеном.

Синтез графена проводился методом химического осаждения из газовой фазы на меди с использованием в качестве углеродного прекурсора метана. Предварительно медная фольга (Alfa Aesar 99,98%) прокатывалась между валиков с различной степенью шероховатости (0,2 и 0,5 мм), затем промывалась в воде, спирте и ацетоне. Термическая обработка фольги производилась при температуре 1070 С в течение 3 часов в атмосфере водорода. Синтез графена происходил в смеси Ag/H₂/CH₄ при температуре 1070оС в течение 5 минут. Анализ текстуры и морфологии медной поверхности проводился методами оптической и сканирующей электронной микроскопии. Графеновое покрытие исследовалось методом спектроскопии комбинационного рассеяния.

Эксперименты, проведенные на гладкой (шероховатость 1 мкм) медной фольге показали, что при отжиге фольги происходит формирование крупных зерен размером 5-10 мм (исходный размер зерен фольги

20 мкм) с кристаллографической ориентацией близкой к (111) относительно поверхности. Наличие шероховатости существенно влияет на размеры и ориентацию формирующихся при отжиге зерен. На фольге с шероховатостью 200 мкм формируются зерна размером 0,5 мм, с шероховатостью 500 мкм – 0,3 мм (см. рис. 1). При этом отсутствует выделенное кристаллографическое направление ориентации зерен относительно поверхности. Анализ графенового покрытия показал, что в исследуемых условиях на поверхности меди формируется преимущественно однослойный графен. В образцах с развитой поверхностью параметры графенового покрытия исследовались в кавернах глубиной 100 мкм и диаметром 100-500 мкм, показано, что в данных участках имеются области, не покрытые графеном.

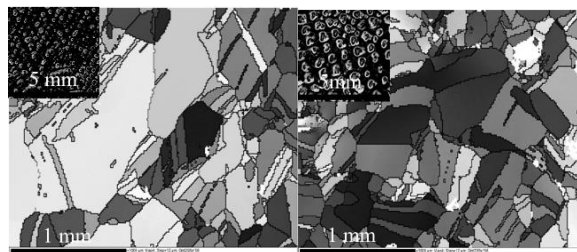


Рисунок 1. Текстура медной поверхности оптическое и СЭМ (ДОЭ) изображения.
Слева шероховатость 0,3 мм, справа – 0,5 мм.

Таким образом, в работе показано, что морфология поверхности медной фольги существенно влияет на процессы рекристаллизации меди при термической обработке, развитый рельеф поверхности приводит к стабилизации границ зерен, что в свою очередь уменьшает энергетический выигрыш при изменении кристаллической ориентации на (111), как было показано в [3], формирование ориентации 111 происходит при размерах зерен 1 мм и более. Так же при синтезе графенового покрытия важно создание газового потока с изменяемым углом атаки для минимизации формирования областей с низкой концентрацией газа прекурсора, в которых не происходит рост графенового покрытия.

Список литературы:

1. Md J. Nine et al. // J. Mater. Chem. A, 2015,3, 12580-12602
2. Junxiong Hu et al. // Scientific Reports, 2017, 7, 45358
3. Boyko E.V. et al. // Mater. Res. Express, 2019, 6(12), 125628

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 18-29-19099\18.

УДК 533.5

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ НА ДИНАМИКУ РАЗЛЕТА ГАЗА ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Морозов А.А.

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

Импульсная лазерная абляция имеет многочислен- ные приложения, такие как напыление тонких пленок, пробоотбор для анализа вещества, чистка, обработка и структурирование поверхностей, синтез новых нано- материалов, сварка, резка и сверление вещества и т.д. Динамике разлета факела при импульсной лазерной абляции посвящено много теоретических работ в те- чение последних 30 лет. Обычно для моделирования таких течений используют метод прямого статистиче- ского моделирования Монте-Карло [1] или численное решение модельного уравнения Больцмана со столк- новительным релаксационным членом. Достаточно распространенным подходом является расчет в пред- положении, что температура поверхности испарения является одинаковой по всему пятну испарения и не меняется во времени, а соответствующий поток ча- стиц с поверхности является постоянным. В такой по- становке число параметров равняется всего двум (число испаренных монослоев и радиус пятна испаре- ния), что удобно для построения обобщающих законо- мерностей. В реальности динамика испарения имеет более сложный характер, поскольку плотность лазер- ного излучения, определяющая температуру поверх- ности, является непостоянной как во времени, так и в пространстве.

В данной работе представлены результаты исследо- вания влияния временной эволюции температуры на динамику разлета факела при наносекундном лазерном испарении в вакуум. Предполагается, что температура поверхности линейно зависит от энергии лазерного из- лучения. Поток испаренных частиц с поверхности зада- ется в соответствии с ранее разработанными аналити- ческими формулами в предположении Гауссова рас- пределения энергии лазерного излучения [2].

Для расчета процесса разлета газа в вакуум исполь- зуется метод прямого статистического моделирования [1]. Для скоростей испаряющихся частиц задается по- лумаксвелловская функция распределения. Для опи- сания межмолекулярных взаимодействий использу- ется модель твердых сфер. Предполагается, что все возвращающиеся молекулы поглощаются на поверх- ности испарения.

Проведены расчеты для широкого диапазона опре- деляющих параметров: числа испаренных монослоев Θ и радиуса пятна испарения. Для учета влияния вре- менной неоднородности температуры проводились расчеты для имеющего физический смысл диапазона параметра $\varphi = kT_{max}/L_V = 0.05 \div 0.2$ (здесь T_{max} – макси- мальная температура поверхности, L_V – латентная теп- лота испарения).

Проведено сравнение режимов с постоянной и пе- ременной температурой поверхности при условии,

что для обоих режимов общая энергия и количество всех испаренных частиц одинаковые. Обнаружено, что учет переменной температуры приводит к тому, что энергия частиц, прилетающих на времяпролетный детектор на нормали к поверхности испарения, увели- чивается на 1-2% по сравнению с расчетом с постоян- ной температурой поверхности, если число испарен- ных монослоев $\Theta < 4$. С увеличением числа моно- слоев, для $\Theta > 4$, энергия частиц, напротив, уменьша- ется по сравнению с расчетом с постоянной темпера- турой на 5%. При этом средние энергии частиц, при- летающих на времяпролетный детектор под углом $>10^\circ$ к нормали практически не отличаются для обоих рассматриваемых подходов. Учет временной эволю- ции поверхности приводит к небольшому уменьше- нию обратного потока частиц. Так для $\Theta = 10$ доля ча- стиц, вернувших в поверхности испарения, уменьша- ется с 24% до 23%.

Также проведено исследование, как влияет одно- временный учет как временной, так и пространствен- ной неоднородности температуры испаряющей по- верхности на поверхности облучения. При этом для определения потока испаренных частиц с поверхно- сти использовались ранее разработанные аналитиче- ские формулы [3]. В этом случае энергия частиц на нормали к поверхности близка к значению, получен- ному в расчете с учетом только временной неоднород- ности. Однако при этом энергия частиц под углом $>20^\circ$ существенно меньше, чем при расчете с учетом временной неоднородности.

В целом показано, что учет временной эволюции температуры поверхности слабо влияет динамику раз- лета факела при импульсной лазерной абляции в ваку- уме. Полученные поправочные коэффициенты могут быть использованы для уточнения ранее полученных численных и аналитических зависимостей и законо- мерностей при анализе газодинамики применительно к конкретным облучаемым веществам.

Список литературы:

1. Bird G.A. Molecular gas dynamics and the direct simulation Monte Carlo method. Oxford: Clarendon Press, 1994.
2. Morozov A.A. Theoretical determination of the effective duration of evaporation under nanosecond laser ablation // Appl. Phys. A. 2020. V. 126. N 1. P. 35.
3. Морозов А.А. Аналитическая модель определения эффектив- ного размера области испарения при импульсной лазерной аб- ляции // Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. № 5. С. 78–86.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-08-01014) и государственного задания ИТ СО РАН (грант АААА-А17-117030110017-0).

УДК 533.95

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА НА ДИНАМИКУ ПЛАЗМЫ ПРИ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ В АРГОНЕ

Бобров М.С., Хребтов М.Ю.

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

Сегнетоэлектрические катоды находят широкое применение в ускорительной технике [1]. Возможны два режима работы такого устройства: вакуумный, когда длина свободного пробега электронов больше, чем расстояние между электродами, и газовый [2], когда длина свободного пробега мала по сравнению с этим расстоянием. Роль сегнетоэлектрика в режиме газового разряда недостаточно хорошо изучена. В связи с высокой скоростью протекающих процессов численное моделирование является удобным инструментом для исследования динамики разряда.

Для моделирования разряда в газе необходимо было создать расчетный код с учетом основных электронных реакций, с помощью которого предполагалось провести исследование динамики разряда вблизи сегнетоэлектрика для небольших давлений (единицы торр). При этом требовалось создать наиболее простую модель, подходящую для дальнейших расчетов, согласованных с динамикой поляризации в сегнетоэлектрике. Для отладки работы расчетного кода переключение сегнетоэлектрика не учитывалось, но учитывалось влияние его высокой диэлектрической проницаемости. Были проведены отладочные расчеты динамики низкотемпературной плазмы вблизи поверхности сегнетоэлектрика, в приближении сплошной среды для разряда в постоянном электрическом поле для аргона в случае малых давлений (0.1 торр). Построенная картина равновесной концентрации электронов и ионов Ag^+ соответствует наблюдаемой в эксперименте. Программа включает в себя совместное решение эволюционных уравнений на электроны, их кинетическую энергию, ионы и возбужденные атомы. Для описания реакций использовались термодинамические параметры газа и сечения столкновений различных электронных реакций для аргона (открытая база данных LXCat www.fr.lxcat.net).

С помощью реализованного программного пакета, был проведен расчет барьерного разряда в аргоне над сегнетоэлектриком в дрейфово-диффузионном приближении для малых давлений (1 торр) для сегнетоэлектрика толщиной 1 мм, и длиной 20 мм. Катод, толщиной 0.5 мм представлял собой плоскую пластину длиной 2 мм. Напряжение на катод подавалось в виде короткого ступенчатого импульса, (исследовались различные амплитуды напряженности электрического поля 10^3 - 10^5 В/см). Влияние диэлектрика наиболее существенно на начальном этапе разряда (см. рис. 1), при котором происходит быстрая компенсация связанного заряда на поверхности сегнетоэлектрика. При этом облако электронов отрывается от катода и быстро движется вдоль сегнетоэлектрика со скоростями порядка 10^6 - 10^7 см/с в зависимости от приложенного поля, при этом часть электронов компенсируют связанные заряды на поверхности сегнетоэлектрика, что сопровождается падением концентрации электронов в облаке. По

мере удаления от катода тангенциальная компонента поля ослабевает, и движение облака замедляется, облако электронов начинает отрываться от поверхности диэлектрика. Электроны, компенсирующие связанный заряд на поверхности сегнетоэлектрика, экранируют поле вдали от катода, что приводит в дальнейшем к смещению разряда к области максимального поля вблизи катода.

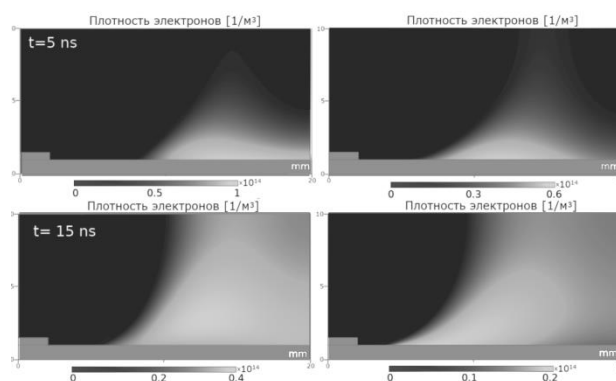


Рис. 1. Распределение электронной плотности для случая барьерного разряда в аргоне ($E=105$ В/м, $p=1$ торр) для моментов времени 5 и 15 нс от начала разряда. Слева $\epsilon = 2$, справа $\epsilon = 2000$.

Сегнетоэлектрик оказывает наиболее заметное влияние на начальную стадию разряда, когда происходит интенсивный процесс компенсации связанных зарядов электронами. Было исследовано влияние на данный процесс величины диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика варьировалась в диапазоне от 2 до 2000. Для больших величин диэлектрической проницаемости видно существенное возрастание электрического поля вблизи тройной точки металл-сегнетоэлектрик-газ. При этом процесс компенсации связанных зарядов происходит медленнее, и требует большего заряда, что приводит к изменению формы движущегося облака электронов, и уменьшению концентрации частиц в нем, по сравнению со случаем небольшой диэлектрической проницаемости. Данные результаты находятся в соответствии с существующими представлениями о динамике барьерного разряда, и говорят об адекватности применяемых расчетных методов.

Список литературы:

1. Gundel, H. Electron emission from a ferroelectric surface: A new generation of pulsed electron beam sources. Bendor Workshop on 'Short Pulse High Current Cathodes'. 1990.
2. Dunaevsky, Alexander, and Nathaniel J. Fisch. Operation of ferroelectric plasma sources in a gas discharge mode. *Physics of Plasmas* 11.5 (2004): 2957–2963.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00938.

ЛЕВИТАЦИЯ И САМООРГАНИЗАЦИЯ КАПЕЛЬ

Кабов О.А.

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

В 1971 году Винсент Шефер опубликовал наблюдение, что слой белого тумана - мельчайших капелек воды, образуется над чашкой чая или кофе, [1]. Дальнейшие исследования внесли заметный вклад в развитие капельной микрофлюидики [2-6]. Обнаружено, что капли левитируют на одной высоте и организуются в регулярные массивы, называемые капельным кластером при локальном нагреве ([2,3], Рис.1а) или монослоем, когда их количество измеряется тысячами ([5,6], Рис.1б). Явление реализуется над поверхностью испаряющейся жидкости [2-4] и над твердой поверхностью [5,6]. В данной работе рассматриваются исследования левитирующих капель с акцентом на физические механизмы взвешивания в различных условиях.

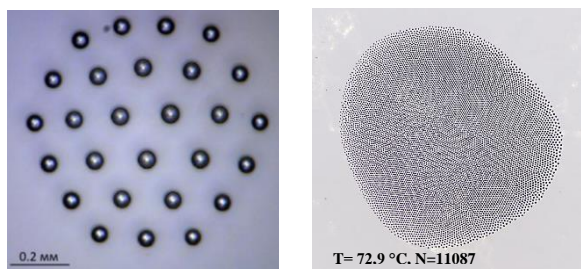


Рис.1 а) капельный кластер и б) монослой микро-капель

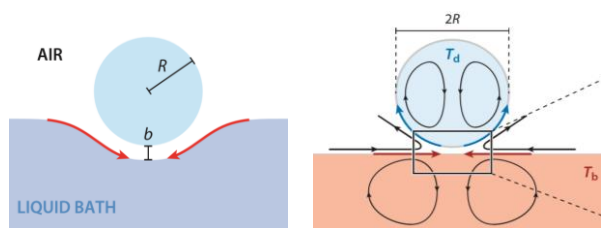


Рис.2. Неизотермическая флотация

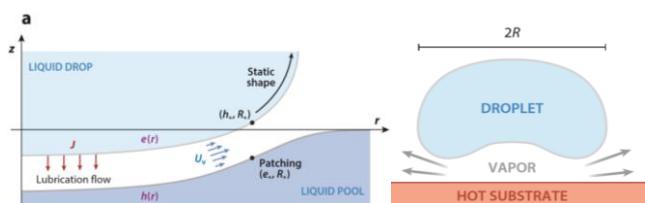


Рис.3. Эффект Лейденфроста над жидкостью и подложкой

Осборн Рейнольдс сделал наблюдение о том, что капли воды можно увидеть плавающими на поверхности в течение нескольких секунд, прежде чем они исчезнут, [7]. Ситуация, когда капля взаимодействует с поверхностью с более высокой температурой (неизотермическая флотация) может привести к значительной задержке в коалесценции по сравнению с изотермическим случаем (Рис. 2а, [8]). Капля локально снижает температуру поверхности слоя жидкости, что формирует термокапиллярные напряжения, которые толкают воздух в зазор между каплей и слоем жидкости и обеспечивают левитацию. Предположение о нулевой средней скорости потока газа в зазоре дает высоту левитации порядка 10 мкм для силиконового масла. В [9] термокапиллярные напряжения учитываются на

обоих интерфейсах. Получено критическое значение числа Марангони = 100, при котором капля может левитировать очень длительное время, Рис. 2б.

Эффект Лейденфроста над жидкостью, Рис. 3а, имеет место при левитации испаряющихся капель этанола над свободной поверхностью силиконового масла, [10]. Левитация обеспечивается испарением самой капли. Поверхность бассейна и капли как правило существенно деформированы. Эффект Марангони в этом случае пренебрежимо мал. Обратный эффект Лейденфроста наблюдается при левитации капель над ванной жидкого азота, [11]. Классический эффект Лейденфроста ([12], Рис.3б), т.е. левитация капель при нагреве подложки выше температуры кипения жидкости уже достаточно изучен, [13]. Капля образует слой пара толщиной порядка 100 мкм, что существенно увеличивает время ее жизни по сравнению со случаем лежащей капли. Капли, как правило, очень мобильны и почти сферические, когда их размеры ниже длины капиллярной постоянной. Динамический эффект Лейденфроста, когда капля приближается к горячей поверхности с заданной скоростью актуален для спрейного охлаждения, [14]. В [15] обнаружена зависимость температуры Лейденфроста от характеристик структурирования поверхности. Эффект взлета капель Лейденфроста обнаружен в [16] для капель воды 19 мкм при температуре подложки 400°C. Термокапиллярная левитация капель силиконового масла диаметром 1 мм нагреваемых лазерным облучением над стеклянной поверхностью изучена в [17]. Принцип показан на Рис. 2.

Список литературы:

- Schaefer VJ. 1971. Observations of an early morning cup of coffee. Am. Sci. 59:534–35.
- Fedorets AA. 2004. Droplet cluster. JETP Lett. 79:372–74.
- Fedorets AA, Marchuk IV, Kabov OA. 2013. Coalescence of a droplet cluster suspended over a locally heated liquid layer. Interfacial Phenom. Heat Transf. 1:51–62.
- Fedorets AA, Frenkel M, Shulzinger E, Dombrovsky LA, Bormashenko E, Nosonovsky M. 2017. Self-assembled levitating clusters of water droplets: pattern-formation and stability. Sci. Rep. 7:1888.
- Kabov OA, Zaitsev DV, Kirichenko DP, Ajaev VS. 2017. Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region. Nanoscale Microscale Thermophys. Eng. 21:60–69.
- Zaitsev DV, Kirichenko DP, Ajaev VS, Kabov OA. 2017. Levitation and self-organization of liquid microdroplets over dry heated substrates. Phys. Rev. Lett. 119:094503.
- Reynolds O. 1881. On the floating of drops on the surface of water depending only on the purity of the surface. Proc. Manch. Lit. Philos. Soc. 21:1–2
- Savino R, Paterna D, Lappa M. 2003. Marangoni flotation of liquid droplets. J. Fluid Mech. 479:307–26
- Geri M, Keshavarz B, McKinley GH, Bush JWM. 2017. Thermal delay of drop coalescence. J. Fluid Mech. 833:R3
- Maquet L, Sobac B, Darbois-Textier B, Duchesne A, Brandenbourger M, et al. 2016. Leidenfrost drops on a heated liquid pool. Phys. Rev. Fluids 1:053902
- Adda-Bedia M, Kumar S, Lechenault F, Moulinet S, Schillaci M, Vella D. 2016. Inverse Leidenfrost effect: levitating drops on liquid nitrogen. Langmuir 32:4179–88
- Leidenfrost JG. 1756. De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus. Duisburg, Ger.: Ovenius
- Quere D. 2013. Leidenfrost dynamics. Annu. Rev. Fluid Mech. 45:197–215.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ В МИКРОКАНАЛЕ

Роньшин Ф.В., Дементьев Ю.А., Чиннов Е.А.

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

Развитие технологий для теплообменников микро- и наноразмеров показывает, что такие системы намного более энергоэффективны, чем макросистемы с размерами каналов более 1 мм. Существующие системы охлаждения не отвечают современным требованиям по отводу тепла от источников высокой теплоотдачи в электронном и микроэлектронном оборудовании. При уменьшении толщины плоских каналов отношение поверхности к объему увеличивается обратно пропорционально минимальному поперечному размеру канала, что приводит к высокой интенсивности теплообмена в микросистемах [1]. Такие системы становятся все более распространенными в микроэлектронике, аэрокосмической промышленности, транспорте и энергетике. Величина отводимых тепловых потоков мини- и микро-теплообменниках может составлять 1000 Вт/см² и выше [2]. В связи с этим понимание гидродинамики в мини- и микроканалах, которые обеспечивают наиболее эффективные процессы теплопереноса, важно для широкого спектра технических применений. Для анализа возможности создания таких систем необходимо иметь информацию о характеристиках двухфазного потока в микроканалах, имеющих геометрию короткого и широкого сечения. Несмотря на значительное количество публикаций, количество исследований в щелевых микроканалах ограничено. Основными целями данной работы являются исследования теплообмена в двухфазных режимах потока в щелевом микроканале высотой 50 мкм. Каналы этого типа перспективны для использования в космических приложениях, поскольку гравитационные силы не оказывают существенного влияния на режимы двухфазного потока [3].

Рабочая секция выполнена из двух параллельных оптических пластин толщиной 10 мм, сверху – стекло, снизу – нержавеющая сталь. Расстояние между пластинами задается двумя тефлоновыми прокладками толщиной 50 мкм. Плоскопараллельность и толщина стекла и прокладок строго контролируются. В нижней пластине выполнено сопло, через которое жидкость подается в пространство между пластинами с помощью высокоточного шприцевого насоса. После сборки высота микроканала измеряется в нескольких точках, используя конфокальный метод confocalDT IFC2451. Вставка для сапфирового окна выполнена в нижней пластине. На сапфировое стекло напылен квадратный ИТО нагреватель площадью 1 см², контактные площадки для припаивания проводов выведены на противоположную сторону сапфирового окна при помощи серебряного напыления. Таким образом, нагреватель находится внутри микроканала, а питание для нагрева подводится снаружи. Все проводящие

элементы покрыты диэлектрическим лаком для экранирования от корпуса микроканала. К серебряным поверхностям на сапфировом стекле припаяны контакты при помощи индиевого припоя. Данные припой обладает хорошей адгезией и не требует высокой температуры поверхности (сапфира). Исследование теплообмена проводится при помощи шлирен- и ИК методов.

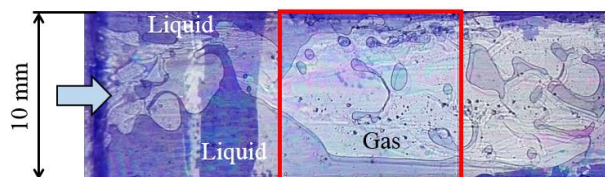


Рис.1. Характерное изображение двухфазного потока в микроканале при нагреве. Красной указана зона нагревателя.

После калиброванных экспериментов было исследовано адиабатическое двухфазное течение. Зарегистрированы следующие режимы течения: струйный, пузырьковый, вспененный, кольцевой и раздельный. По полученным данным создана карта режимов течения. Затем было проведено исследование влияния теплового потока на двухфазное течение в микроканале. В качестве жидкости использовалась FC-72, а в качестве газа – азот. Исследования проводились при достаточно высоких скоростях потока газа $Q_g = 20 - 200$ мл/мин и жидкости $Q_g = 6 - 10$ мл/мин, когда нагреватель всегда смочен. Мощность нагрева варьировалась от 0 до 20 Вт. На рисунке 1 показано типичное шлирен-изображение двухфазного потока при нагреве. Красным квадратом показана область нагревателя. Хорошо видно, как увеличивается характерное газосодержание при прохождении потока через нагреватель. В начальной области канала формируется вспененный режим, а при прохождении потока через нагреватель режим трансформируется в раздельный за счет испарения. Перепад давления, температура и режимы течения исследованы при различных значениях теплового потока.

Список литературы:

1. Nasr M H, Green C E, Kottke P A, Zhang X, Sarvey T E, Joshi Y K, Bakir M S and Fedorov A G 2017 *Journal of Electronic Packaging* **139** 011006.
2. Bar-Cohen A 2017 *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology* **7** 1206.
3. Chinnov E A, Ron'shin F V and Kabov O A 2015 *Thermophysics and aeromechanics* **22** 265.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 18-19-00407).

УДК 537.525

УСКОРЕННОЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ АЗОТИРОВАНИЕ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ В НИЗКОЧАСТОТНОМ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ

Исупов М.В., Пинаев В.А.

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

Высокая коррозионная стойкость аустенитных нержавеющей сталей обуславливает их востребованность в промышленности и энергетике. Однако, низкая твердость и износостойкость существенно ограничивает область их возможного применения. Технология ионно-плазменного азотирования позволяет существенно образом (в несколько раз) увеличить твердость поверхностного слоя аустенитных сталей, за счет образования твердого раствора внедрения азота в аустените (γ_N фаза). Процесс ионно-плазменного азотирования, как правило, осуществляется при температуре стали <450 °С, поскольку дальнейший нагрев приводит к распаду γ_N фазы с образованием нитридов хрома и снижением коррозионной стойкости стали [1,2]. С уменьшением температуры, скорость диффузии азота в металле существенно снижается. В результате, процесс низкотемпературного (<450 °С) ионно-плазменного азотирования занимает достаточно длительный (несколько часов) период времени.

Изучение динамики процесса формирования и распада γ_N фазы при повышенных температурах открывает новые возможности для технологии ионно-плазменного азотирования. Так, в работе [3] было показано, что при температуре 550 °С на начальном (20–30 мин.) этапе ионно-плазменного азотирования аустенитной нержавеющей стали 316Ti происходит формирование γ_N фазы, с последующим ее постепенным распадом в течение следующего часа. Таким образом, при правильно подобранном времени азотирования существует возможность получения γ_N фазы и при температурах выше 450 °С. Например, в работе [4] была продемонстрирована возможность получения азотированных покрытий, состоящих преимущественно из γ_N фазы, при температуре >520 °С и времени азотирования 15–60 мин. При этом полученные азотированные образцы продемонстрировали высокую коррозионную стойкость. Увеличение скорости диффузии азота в металле с повышением температуры позволяет создавать азотированный слой за меньшее время.

Помимо температуры стали, существенное влияние на скорость ионно-плазменного азотирования оказывает концентрация атомарного азота и ионов азота в плазме разряда. Преимущества применения газоразрядных источников “плотной” плазмы с высокой концентрацией ионов и радикалов азота, по сравнению с “классическим” тлеющим разрядом (использованным в работе [4]), подробно рассмотрены в работе [5]. В рамках данной работы, исследуется процесс ускоренного высокотемпературного (>450 °С) ионно-плазменного азотирования нержавеющей стали AISI 304, с использованием низкочастотного индукционного разряда в качестве источника плазмы с высокой концен-

трацией ионов и радикалов азота. Преимущества использования НЧ (~ 100 кГц) индукционного разряда с ферромагнитным усилением магнитной связи между индуктором и плазмой для проведения процесса ионно-плазменного азотирования рассмотрены в работе [6]. Схема экспериментальной установки, использованной в данной работе, полностью аналогична экспериментальной установке [6].

Основная цель 2данной работы - исследование возможности повышения скорости ионно-плазменного азотирования за счет комбинации двух факторов - высокой температуры и высокой концентрации ионов и радикалов азота в плазме. Исследован процесс ионно-плазменного азотирования нержавеющей стали AISI 304 в плазме НЧ индукционного разряда низкого (<10 Па) давления, при температуре образцов >450 °С и времени азотирования <1 ч. Плотность тока НЧ индукционного разряда варьировалась в диапазоне 70 – 130 мА/см². На образцы нержавеющей стали подавался потенциал -300 В, для распыления оксидной пленки, препятствующей диффузии атомарного азота из плазмы в металл. Плотность ионного тока на поверхность образца возрастала с увеличением силы тока НЧ индукционного разряда, и изменялась в диапазоне 2 – 3 мА/см². Микротвердость поверхности образцов измерялась на приборе ПМТ-3. Продемонстрировано существенное увеличение скорости процесса азотирования, по сравнению с низкотемпературным азотированием в тлеющем разряде [7].

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. Maistro G., Perez-Garcia S.A., Norell M., Nyborg L., Cao Y. Thermal decomposition of N-expanded austenite in 304L and 904L steels // Surface Engineering. 2017. V. 33. P. 319–326.
3. Manova D., Mandl S., Neumann H., Rauschenbach B. Analysis of in situ XRD measurements for low energy ion beam nitriding of austenitic stainless steel // Surface and Coatings Technology. 2014. V. 256. P. 64–72.
4. Li Y., Wang Z., Wang L. Surface properties of nitrated layer on AISI 316L austenitic stainless steel produced by high temperature plasma nitriding in short time // Applied Surface Science. 2014. V. 298. P. 243–250.
5. 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.
6. Isupov M.V. Low temperature plasma-assisted nitriding of austenitic steel in a ferromagnetic enhanced inductive discharge // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1382. Article No. 012153.
7. 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.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 533.5

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ НА СТЕПЕНЬ ДИССОЦИИИ ВОДОРОДА, ПРОТЕКАЮЩЕГО В ГОРЯЧЕЙ ТРУБКЕ

Морозов А.А., Плотников М.Ю., Ребров А.К., Юдин И.Б.

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

Метод горячепроволочной активации (hot wire chemical vapor deposition, HWCVD) широко применяется для синтеза алмазных структур из газовой фазы [1]. При этом одним из определяющих параметров процесса является наличие атомарного водорода. В последние годы активно развивается газоструйная модификация этого метода, основанная на использовании нагретых цилиндрических каналов для диссоциации водорода [2, 3]. Данная работа посвящена развитию газоструйной методики по осаждению алмазных структур при протекании смеси газов через горячую вольфрамовую трубку, в которой происходит разложение метана и водорода с образованием радикалов для осаждения.

Основной целью представленной работы было исследование влияния давления в камере осаждения на степень диссоциации водорода, протекающего в горячей трубке. Обычно эксперименты по синтезу алмаза проводятся при фоновом давлении 20 мм рт. ст. Была выдвинута гипотеза, что при понижении давления с сохранением расхода подаваемого газа степень диссоциации водорода на выходе из трубки может увеличиться, что ускорит осаждение пленок.

На рис. 1. представлена схема модельного реактора. Трубка диаметром 6 мм и длиной 155 мм состоит из двух частей: молибденовая трубка длиной 110 мм и трубка из вольфрамовой фольги длиной 38 мм. Вся трубка установлена вертикально в камере диаметром 340 мм. По трубке подается электрический ток с силой тока до 130 А, который нагревает вольфрамовую фольгу до высоких температур (до 2500 К), необходимых для активации газовой смеси для эффективного осаждения алмазных структур.

Внутри трубки подавался газ (аргон, гелий или водород) с расходом 1500 норм. см³ / мин. В эксперименте измерялось сопротивление центральной части трубки из фольги длиной 20 мм. Также пирометром измерялась температура трубки в разных точках.

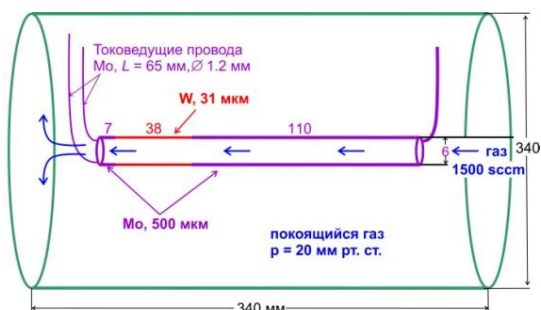


Рис. 1. Схема реактора.

Анализ степени диссоциации водорода проводился на основе ранее разработанной тепловой модели горячей трубки [4] на основе решения нестационарного уравнения теплопроводности с учетом излучения трубки, нагрева протекающего и окружающего трубку газа и его диссоциации.

Для анализа теплообмена газа со стенкой трубки были проведены расчеты методом прямого статистического моделирования (ПСМ) течения водорода в трубке с одинаковым расходом 1500 норм. см³ / мин, но с разным фоновым давлением: 1 и 20 мм рт. ст. Для низкого давления скорость течения газа внутри трубки намного выше, чем для высокого, поэтому протекающий газ не успевает прогреться до температуры трубки, и тепловой поток от трубки к газу получается намного меньше.

На рис. 2 приведена зависимость сопротивления центральной части трубки и степень диссоциации вытекающего из трубки водорода от силы тока. Видно, что для меньшего давления сопротивление трубки значительно больше, что связано с меньшим нагревом протекающего газа. При этом степень диссоциации протекающего газа увеличивается от 10% для 20 мм рт. ст. до 13.4% для 1 мм рт. ст.

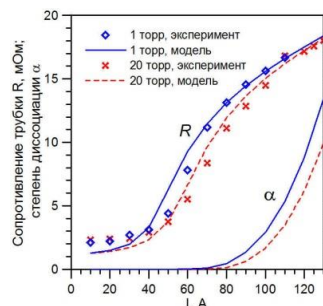


Рис. 2. Сопротивление центральной части трубки R и степень диссоциации водорода α в зависимости от силы тока: экспериментальные измерения в сравнении с расчетом для 1 и 20 мм рт. ст.

Таким образом, на основе анализа теплового баланса трубки можно сделать вывод, что понижение давления может приводить к небольшому повышению степени диссоциации протекающего водорода.

Список литературы:

1. Ребров А.К. Возможности газофазного синтеза алмазных структур // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 2. С. 193–200.
2. Rebrov A.K., Andreev M.N., B'yadovskiy T.T., Kubrak K.V., Yudin I.B. The reactor-activator for gas-jet deposition of diamond structures // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 103902.
3. Rebrov A.K. Gas jet deposition of diamond structures by thermal activation on an expanded surface // Diamond & Related Materials. 2017. V. 72. P. 20–25.
4. Morozov A.A., B'yadovskiy T.T., Kubrak K.V., Plotnikov M.Y., Yudin I.B. Thermal model-based determination of dissociation degree of hydrogen flowing in a hot tube // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2019. V. 7. N 2. P. 139–149.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-08-00533) и государственного задания ИТ СО РАН (грант АААА-А17-117030110017-0).

УДК 533.9:629.78.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВОКРУГ БЕСКОНЕЧНОЙ ЦЕПОЧКИ СФЕРИЧЕСКИХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Сальников М.В., Сухинин Г.И.

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

Общеизвестным является то, что пылевые частицы, попадая в газовый разряд, негативно влияют на процессы травления и напыления в плазме, что приводит к уменьшению эффективности производства, утрате продукта и увеличению времени, необходимого на поддержания рабочего оборудования в рабочем состоянии [1]. Пылевые частицы, также называемые пылевыми зёрнами, попадая в ионизированный газ разряда, заряжаются до больших значений отрицательного заряда $Zd = 10^3-10^5e$. Пылевые частицы и их влияние на обработку материалов – предмет изучения отдельной области исследований. Эти исследования показали, что отрицательно заряженные пылевые частицы, взаимодействуя между собой, образуют упорядоченные структуры, называемые пылевыми кристаллами [2]. Простейшей структурой из пылевых зёрен является пылевая цепочка.

В данной работе использовался численный метод, продемонстрированный в работе [3]. В этом методе геометрия расчётной области представляла собой прямую призму, к большим граням которой примыкали такие же прямые призмы (см. Рисунок 1). В центре этой вычислительной области – непроницаемая сфера.

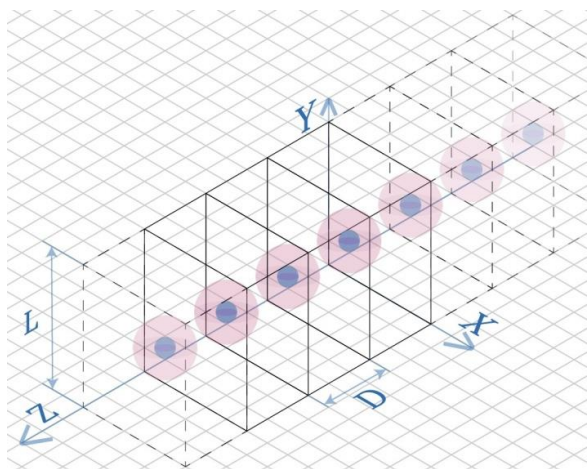


Рис.1. Схематическое изображение вычислительной области.

В области расчёта итерационно рассчитывается самосогласованный потенциал по следующей формуле:

$$U(r, \theta) = -\frac{\tilde{Q}}{r} - \sum_k \frac{\tilde{Q}}{r_{k,2}} - \sum_k \frac{\tilde{Q}}{r_{k,1}} + \int \frac{n(r', \theta') d^3r'}{|r - r'|} + \sum_k \int \frac{n(r', \theta') d^3r'}{|r_{k,1} - r'|} + \sum_k \int \frac{n(r', \theta') d^3r'}{|r_{k,2} - r'|} - \tilde{E}r \cos \theta,$$

$r_{k,1}^2 = (D^2 + r^2 - 2kDz), \quad r_{k,2}^2 = (D^2 + r^2 + 2kDz),$

где D – межчастичное расстояние \tilde{Q} – dimensionless dust particle charge, \tilde{E} – безразмерная напряжённость внешнего электростатического поля.

В результате итерационного расчёта формулы (1) получены самосогласованные пространственные распределения скорости ионов вблизи бесконечной цепочки сферических пылевых частиц.

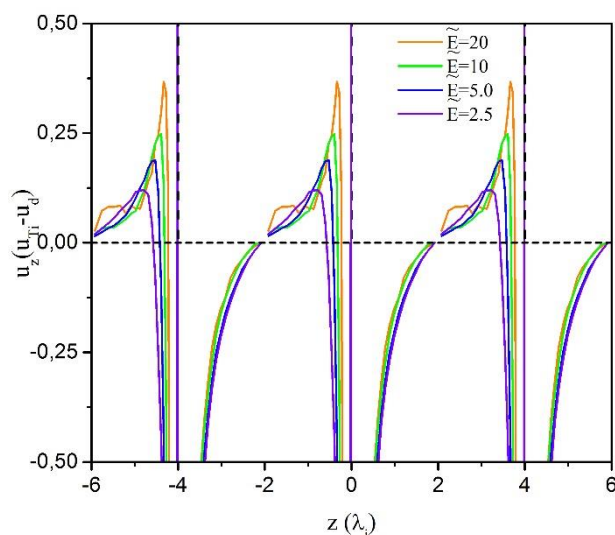


Рис.2. Пространственное распределение скорости ионов в плоскости бесконечной цепочки сферических пылевых частиц.

Список литературы:

1. Selwyn G. S., Optical characterization of particle traps // Plasma Sources Science and Technology, vol. 3, no. 3, pp. 340–347, January 1994.
2. Melzer A., Trottenberg T., and Piel A., Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices // Phys. Lett. A vol 191, pp. 301–308, 1994.
3. Salnikov M. V., Fedoseevand A. V. and Sukhinin G. I., Plasma potential around a single-dimensional dust particle chain placed in an external electric field // Journal of Physics: Conference Series, vol. 1393, pp. 012–022, 2019.

УДК 536.524

ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МНОГОСОПЛОВОГО ИМПУЛЬСНОГО РАСПЫЛИТЕЛЯ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В РЕЖИМЕ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ.

Карпов П.Н., Терехов В.И., Серов А.Ф., Назаров А.Д.

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

Большими возможностями для управления процессами теплообмена обладают спреи с периодической подачей капельной фазы. За счет изменения длительности импульсов и частоты их следования можно добиться оптимальных режимов испарительного охлаждения при минимизации расхода жидкой фазы. В работе представлены экспериментальные данные исследования режима локального теплообмена на большой недогретой поверхности, полученные на оригинальном стенде с многосопловой управляемой системой импактного орошения газокapельным потоком. Проведены исследования о вкладе в интенсификацию параметров спрея (расход, длительность импульса, частота повторений) на рост коэффициента интегральной теплоотдачи. Данные о мгновенном распределении величины теплового потока помогли в описании процессов, происходящих на исследуемой поверхности. Благодаря этим данным удалось описать режим «островкового» пленочного охлаждения.

Для проведения исследований по влиянию параметров газокapельного потока на теплоперенос создан 16-канальный программируемый источник спрея. На плоской части инжектора в шахматном порядке расположены 16 четырех струйных форсунок. Форсунка представляет собой распылитель из четырех сопел диаметром 100 мкм с электромагнитным клапаном. Основной системы, регистрирующей влияние параметров водо-воздушного потока на интенсивность охлаждения, является цифровой калориметр. [1]

В серии экспериментов модуль теплообменника и источник спрея были установлены на расстоянии 230 мм друг от друга.

Все экспериментальные данные были получены при одних и тех же тепловых и газодинамических условиях: температура поверхности теплообменника $T_w = 70^\circ\text{C}$, температура насыщения $T_s = 18^\circ\text{C}$, избыточное давление в форкамере перед форсунками $P_0 = 0,2 \text{ МПа}$. В экспериментах изменялась только длительность импульса.

Измерения производились градиентным датчиком теплового потока, установленным в центре теплообменной пластины. [2]

Влияние длительности импульса спрея t_{on} на максимальный и средний по времени коэффициенты теплоотдачи демонстрируется на Фиг. 1. При анализе данных на Фиг. 1 следует иметь в виду, что массовая скорость жидкой фазы в период подачи импульса остается одной и той же независимо от длительности импульса. В то же время, общая масса жидкости, выбрасываемая инжектором за один импульс, прямо пропорциональна его длительности.

Несмотря на то, что масса инжeктируемой жидкой фазы с ростом длительности импульса растет, что должно было, на первый взгляд, привести к большему вкладу в теплообмен испарительных процессов, на самом деле максимальная величина коэффициента теплоотдачи достигается при длительности фазы открытия $t_{on} \approx 10 \text{ мс}$. Для более коротких импульсов, как это наглядно следует из Фиг. 1, имеет место понижение теплообмена за счет дефицита капельной фазы, а для продолжительных импульсов – теплообмен ухудшается вследствие возможного образования на поверхности жидких пленок.

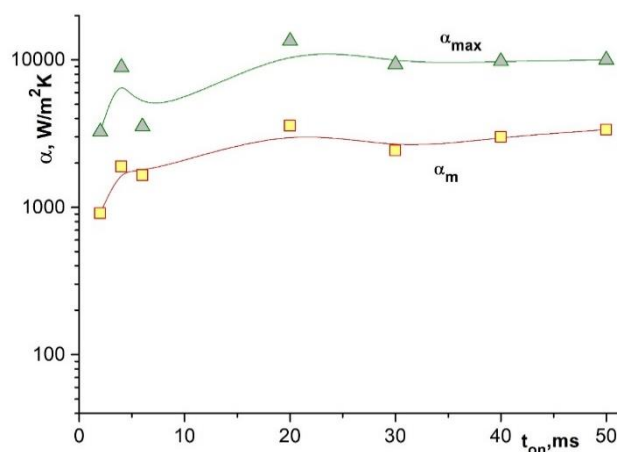


Рис. 1. Влияние длительности импульса спрея на максимальный и средний по времени коэффициенты теплоотдачи. Рабочая жидкость – вода, $P_0 = 0,2 \text{ МПа}$.

Интенсификация теплообмена обусловлена вкладом испарительного охлаждения, который в свою очередь зависит от термического сопротивления жидкой пленки. Взаимодействие этих факторов, противоположно влияющих на пристенный теплообмен, вызывает локальный экстремум в зависимости параметра эффективности от длительности импульса подачи спрея. Показано, что длительностях импульса примерно равным $t_{on} \sim 10 \text{ мс}$ наблюдается максимум коэффициента тепловой эффективности спрея.

Список литературы:

1. Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И., Шаров К.А. "Экспериментальное исследование испарительного охлаждения импульсным спреем", Инженерно-физический журнал, 2009 г, Т. 82, № 6, с. 1–7
2. S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov, V.I. Terekhov, S.V. Kalinina, V.V. Lemanov, Testing and Using of Gradient Heat Flux Sensors, Heat Transfer Research, 39 (2008) 625–626.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-48-543017).

УДК 621.9

ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ В МИКРОВОЛНОВОЙ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ

Хребтов М.Ю.

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

Микроволновые плазменные устройства находят широкое применение в различных областях, таких как химическое парофазовое осаждение (Chemical Vapor Deposition, CVD) [1, 2], или проектирование космических двигателей с высоким удельным импульсом [3]. Привлекательная особенность микроволновой плазмы заключается в возможности фокусировки микроволнового излучения, с помощью резонансных камер, на удалении от поверхностей электродов, что исключает их эрозию, и продлевает срок службы микроволновых плазменных приборов, снижая затраты на их обслуживание.

В работе [2] был предложен новый метод парофазового осаждения алмазной пленки, в котором активированная плазмой смесь газов, истекает из микроволнового резонатора в виде сверхзвуковой струи. Этот метод перспективен для нанесения покрытий на поверхности больших площадей, что имеет важное значение для промышленного применения. Настоящая работа направлена на оптимизацию геометрических параметров камеры микроволнового резонатора для улучшения характеристик получаемой плазменной струи (температуры смеси и степени диссоциации) путем численного моделирования.

В данной работе был смоделирован СВЧ разряд в цилиндрической резонансной камере диаметром 105 мм и высотой 140 мм. Камера разделена пополам кварцевой пластиной толщиной 10 мм. В верхней части камеры расположена антенна магнетрона. В нижней части камеры расположено сопло с выходным отверстием для струи (1 мм в диаметре). Впускные отверстия для газа расположены под кварцевой пластиной. Данная геометрия повторяла экспериментальную конфигурацию из [2]. В качестве рабочего газа был выбран молекулярный водород (который является основной частью смеси для процесса осаждения алмаза). Частота подводимого излучения составляла 2,45 ГГц.

Уравнения Максвелла для микроволнового излучения разрешались в одномодовом приближении. Плазма моделировалась путем решения уравнений для концентрации электронов, их энергии, а также концентрации ионов и нейтральных частиц в дрейфово-диффузионном приближении. Сечения электронных реакций столкновения с молекулярным и атомарным водородом брались из открытой базы данных LXCat (www.lxcat.net). Связь между уравнением на микроволновое излучение и электронную плотность происходила путем учета влияния плазменной проводимости в уравнениях Максвелла.

Моделирование проводилось по методу конечных разностей в цилиндрической системе координат со вторым порядком дискретизации по пространству и времени.

Целью моделирования была оптимизация геометрии разрядной камеры для большей фокусировки энергии поля вблизи выходного сопла.

По результатам моделирования была предложена модификация, состоящая в вынесении антенны магнетрона за пределы разрядной камеры и подводу излучения в камеру через цилиндрический волновод. При этом увеличивается добротность цилиндрического резонатора, что приводит к росту амплитуды поля по сравнению с исходным случаем.

Второй модификацией, предложенной по результатам моделирования, было использование полусферического выступающего внутрь камеры сопла диаметром 5 мм (рис. 1, справа) вместо плоской платины с отверстием. Такой выступ приводит к фокусировке энергии микроволнового излучения вблизи выходного отверстия сопла и при этом слабо влияет на добротность резонансной камеры.

Данная модификация приводит к перераспределению электронной плотности в микроволновом разряде по сравнению с исходным случаем. Электроны смещаются ближе к соплу, и их распределение имеет один максимум, тогда как исходная конфигурация дает два максимума электронной плотности: вблизи нижней границы и вблизи кварцевой пластины.

Данные модификации запланированы к экспериментальной проверке.

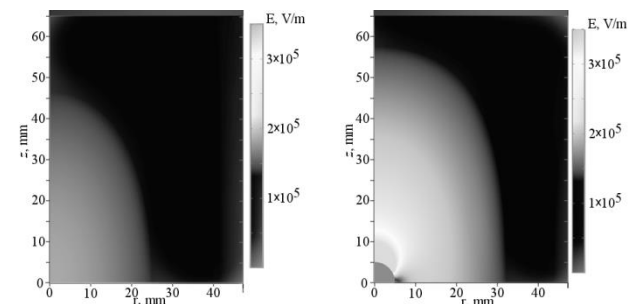


Рис. 1. Напряженность электрического поля в разрядной камере микроволнового резонатора до модификации (слева) и после модификации (справа).

Список литературы:

1. Bolshakov A., Ralchenko, V., *Diamond and Related Materials*, 2016, 62, 49–57.
2. Ребров, А., Исупов, М. В., Литвинцев, А. Ю., Буров, В. Ф. Прикладная механика и техническая физика. 2018, 59, 5, 5–12.
3. Clemens D. E. Performance evaluation of the microwave electrothermal thruster using nitrogen, simulated hydrazine, and ammonia. 2007.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-19069.

УДК 539.231

ОСАЖДЕНИЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР МЕТОДОМ НАНОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ КРЕМНИЯ В АКТИВНОЙ ГАЗОВОЙ ФАЗЕ

Родионов А.А.^{1,2}, Старинский С.В.^{1,2}, Шухов Ю.Г.¹, Булгаков А.В.^{1,3}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ HiLASE Centre, Institute of Physics of the Czech Academy of Sciences,
25241, Czech Republic, Dolní Břežany, Za Radnicí 828

Повышенный интерес к синтезу пленок субоксида кремния (SiO_x) обусловлен возможностью их применения в области фотовольтаики [1], а также для создания защитных и изолирующих покрытий [2]. Синтез пленок может осуществляться различными методами [3,4]. Одним из перспективных методов синтеза является импульсная лазерная абляция (ИЛА) [5]. Ключевые преимущества ИЛА: инвариантность по отношению к выбору материала мишени, составу фонового окружения, а также высокая чистота синтезируемого материала.

Одним из важных вопросов при синтезе пленок SiO_x является контроль состава, который определяет их свойства [6]. Однако несмотря на длительное использование метода ИЛА для синтеза тонких пленок, нет полного понимания всех механизмов их роста. По-прежнему дискуссионным остается вопрос о характере взаимодействия продуктов абляции и химически активного фонового окружения, что затрудняет синтез пленок с равномерным химическим составом и фиксированной стехиометрией.

В работе был исследован состав тонких пленок, синтезированных методом ИЛА кремния в различных фоновых газах и при варьировании давления и температуры. Облучение производилось второй гармоникой Nd:YAG лазера с длительностью импульса на полуширине 8 нс. Абляция осуществлялась в воздухе, аргоне и кислороде. Диапазон изменения температуры и давления: 23 - 800 °C и 10^{-5} - 60 Па соответственно. Для изучения состава пленок были использованы методики FTIR, EDX и XPS анализа.

Было проведено сопоставление различных методов определения степени окисления и показано, что они хорошо согласуются. С помощью метода FTIR анализа была определена зависимость локальной степени окисления пленок от фонового давления кислород-аргоновой смеси при постоянном парциальном давлении кислорода в смеси. Зафиксирован рост степени окисления пленок при повышении давления фонового газа, что обусловлено увеличением времени, за которое продукты абляции достигают подложки, вследствие торможения лазерного факела о фоновый газ. На основании этого сделан вывод о преимущественном окислении продуктов абляции на этапе разлета факела. Также было установлено, что степень окисления пленок зависит от расстояния до лазерного луча. На основании этого была выдвинута гипотеза о неравномерном окислении лазерного факела.

Произведено осаждение пленок при различной температуре области синтеза. Дополнительно был осуществлен отжиг (при 800 °C; время отжига равно времени синтеза пленок) пленки полученной при комнатной температуре. FTIR анализ показал, что степень окисления пленки синтезированной при 800 °C выше, чем у пленки после отжига. Таким образом повышение температуры в области синтеза позволяет эффективнее, в сравнении с последующим отжигом, окислять синтезируемые пленки.

Проведены прямые измерения массы кремния, уносимого за один импульс с поверхности мишени при различном фоновом давлении фонового газа (см. рис. 1). Установлено, что при снижении давления газа с 60 до 20 Па масса кремния, уносимая за импульс, значительно возрастает, что указывает на изменение типа разлета лазерного факела со свободного молекулярного на континуальный.

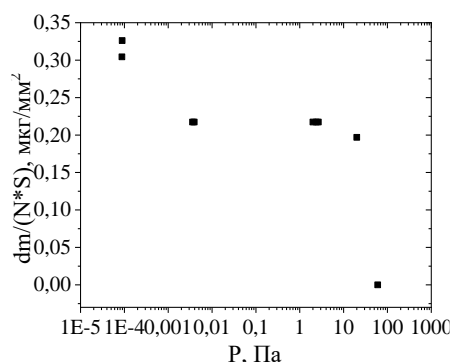


Рис. 1. зависимость уносимой с единицы поверхности массы кремния от давления фонового газа.

Список литературы:

1. Sritharathikhun J., Inthisang S., Krajangsang T., Limmanee A., Sriprapha K. Optimization of an i-a-SiOx:H absorber layer for thin film silicon solar cell applications // Thin Solid Films. 2013. Vol. 546. P. 383–386.
2. Shibayama H., Hasuo S., Yamaoka T. Formation of low defect density SiOx films for Josephson integrated circuits // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47, № 4. P. 429–430.
3. Wasa, K.; Hayakawa S. Handbook of sputter deposition technology. 1992. 304 p.
4. Sanders D.M., Anders A. Review of cathodic arc deposition technology at the start of the new millennium // Surf. Coatings Technol. 2000. Vol. 133–134. P. 78–90.
5. D. Bauerle. Laser Processing and Chemistry. 2013. 788 p.
6. Yun F. et al. Study of structural and optical properties of nanocrystalline silicon embedded in SiO2 // Thin Solid Films. 2000. Vol. 375, № 1–2. P. 137–141.

Работа выполнена благодаря гранту Президента РФ МК-2404.2019.8.

УДК 532.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ

Сибиряков Н.Е.^{1,2}, Джен В.³

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³ Xi'an Jiaotong University,
710049, China, Xi'an, Xianning West Road, 28

Контактная линия в системах жидкость-жидкость-или жидкость-пар-твёрдое тело, играет значительную роль во многих естественных и промышленных процессах, таких как орошение растений, окрашивание и создание покрытий. Промышленность, от добычи нефти до сельского хозяйства, хочет контролировать скорость контактной линии. Для повышения нефтеотдачи или улучшения обработки пестицидами инженерам необходимо рассчитывать динамику межфазной поверхности и управлять её движением. Для достижения этой цели исследователи используют множество видов добавок, таких как полимеры, поверхностно-активные вещества и наночастицы, изменяющие свойства жидкостей или твёрдой поверхности. Наиболее распространёнными присадками являются поверхностно-активные вещества (ПАВ), используемые при добыче нефти или в стиральных порошках.

Для движения контактной линии необходимо, чтобы на границе раздела возникла несбалансированная сила

$$F = \sigma_{sv} - (\sigma_{lv} \cos \alpha + \sigma_{sl}),$$

где σ – коэффициент межфазного натяжения, символы s,l,v относятся к твёрдому телу, жидкости и пару соответственно.

До сих пор парадигмой в гидродинамике является нулевая скорость около стенок. Но такая модель предсказывает, что никакая, сколь угодно большая, сила не может привести контактную линию в движение. Однако, из экспериментов и повседневной жизни мы знаем, что это не так. Альтернативой такому способу расчёта является предположение о постоянной или «вязкой» силе трения, которая возникает на границе раздела фаз [1].

Хотя динамика контактной линии – это довольно сложное явление, которое сильно зависит от масштаба [2], при малых скоростях и отклонениях контактного угла уравнения движения становятся линейными.

$$\sigma_{lv} (\cos \theta_d - \cos \theta_e) = \xi v$$

где θ_d – текущий контактный угол, θ_e – равновесный контактный угол, ξ – коэффициент трения контактной линии, v – её скорость.

В случае двухжидкостных систем, когда одна жидкость движется по поверхности и вытесняет другую, коэффициент трения контактной линии коррелирует со значением этого же коэффициента для той же самой жидкости, когда она растекается в воздухе [3].

Основной способ изучения и измерения ξ – растекание капли одной жидкости в среде другой [4]. Хотя, им можно исследовать динамику капель с ПАВ [5], он не позволяет предсказывать поведение контактной линии непосредственно после добавления ПАВ.

В данной работе мы исследуем динамику непосредственно после добавления ПАВ. Для этого на подложку, погружённую в декан, мы кладем каплю чистой воды и даём ей прийти в равновесие. Затем, добавляем каплю воды с ПАВ и следим за изменением контактного угла и радиуса капли.

Сразу после коалесценции происходит пиннинг лезвием капли. Гистерезис предотвращает растекание капли на начальной стадии процесса, а абсорбция поверхностно-активных веществ на подложке изменяет натяжение жидкости и твёрдого вещества. После задержки в 1 – 10 секунд скорость контактной линии резко повышается, и капля растекается до нового положения равновесия.

На гидрофобной поверхности у всех ПАВ есть оптимальная концентрация, при которой коэффициент трения становится минимальным. На гидрофильной в эксперименте не удалось найти оптимальной концентрации – коэффициент трения только возрастает. Это связано с тем, что гидрофобная поверхность покрыта углеродными наночастицами с большой, и ПАВ цепляются за эти частицы, мешая движению контактной линии.

Список литературы:

1. Ren W and E W. Boundary conditions for the moving contact line problem// Physics of Fluids 2007, 19, 022101.
2. Chen L. et al. Convex Nanobending at a Moving Contact Line: The Missing Mesoscopic Link in Dynamic Wetting// ACS Nano 2014, 8, 11, 11493–11498.
3. Goossens S. et al. Can We Predict the Spreading of a Two-Liquid System from the Spreading of the Corresponding Liquid-Air Systems // Langmuir 2011, 27, 9866–9872.
4. Fetzer R. et al. Dynamics of Liquid-Liquid Displacement// Langmuir 2009, 25(14), 8069–8074.
5. Stammitti-Scarpone A. and Acosta E. J. Solid-Liquid-Liquid Wettability of Surfactant-Oil-Water systems and its prediction around the phase inversion point// Langmuir 2019, 35, 12, 4305–4318.

Работа выполнена при поддержке Национального фонда естественных наук Китая (№ 51425603) и Министерства образования и науки Российской Федерации (Соглашение 14.613.21.0067, идентификатор проекта RFMEFI161317X0067).

УДК 533.5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОДНОМЕРНОГО ПОДХОДА ДЛЯ РАСЧЕТА ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА СМЕСИ ВСЛЕДСТВИЕ ГАЗОФАЗНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗА ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КАНАЛ

Горбачев Ю.Е.¹, Лещев Д.В.², Плотников М.Ю.³, Шкарупа Е.В.⁴

¹ ООО Коддан Текнолоджис, 197342, Россия, Санкт-Петербург, Белоостровская ул., 22, оф. 430

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

⁴ Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

Исследование течений разреженных газов в каналах различной формы имеет более чем столетнюю историю. При моделировании этих процессов газозависимые и гетерогенные реакции обычно не рассматривались, хотя использование нагретых каналов для активации протекающих газов в различных приложениях широко практикуется [1]. В последние годы развивается газоструйный метод синтеза алмазных структур из газовой фазы, основанный на термической активации газа при контакте с протяженными активирующими поверхностями при течении в канале [2,3]. Отличительной особенностью такого подхода является использование гетерогенных процессов диссоциации при многократном столкновении молекул с горячей поверхностью [4,5].

Для детального анализа течений через канал с выходом в область низкого давления широкие возможности предоставляет метод прямого статистического моделирования (ПСМ) [6]. Он широко используется для решения задач различной степени разреженности: от свободномолекулярного режима до сплошного. К недостаткам метода следует отнести значительную трудоемкость, особенно для корректного моделирования потоков газа с малой примесью. В работе [7] для исследования течений газа при газоструйном синтезе алмазных структур использовался метод ПСМ с учетом гетерогенных химических реакций на поверхности канала и подложки. Для оптимизации процесса осаждения в рассматриваемой постановке необходимо иметь информацию о концентрациях углеродсодержащих газов, возникающих в результате разложения малой примеси метана. Поэтому для оценки степени разложения метана вследствие газозависимых реакций использовался одномерный подход [7], основанный на решении уравнений равновесной химической кинетики с использованием данных о макропараметрах течения, полученных методом ПСМ. Рассматривалась газовая смесь, состоящая из 11 компонент: H_2 , H , CH_4 , CH_3 , CH_2 , $CH_2(s)$, CH , C , C_2H_2 , C_3 , C_2H . В расчете учитывались 13 пар газозависимых химических реакций (прямых и обратных) [7].

В представленной работе для верификации одномерного подхода были выполнены расчеты на основе решения уравнений Навье-Стокса с тем же набором газозависимых и поверхностных реакций и соответствующих скоростей реакций [8]. Термодинамические характеристики

рассчитывались через JANNAF коэффициенты. На первом этапе были выполнены расчеты без учета газозависимых реакций. Полученные поля течения были использованы для расчета изменения состава смеси с использованием одномерного подхода. С целью проверки результатов сравнивались с соответствующими результатами, полученными на основе решения уравнений Навье-Стокса с газозависимыми реакциями.

Постановка задачи была выбрана близкой к условиям экспериментов из [2,3]. В цилиндрический канал подавалась смесь молекулярного водорода с метаном. Расход молекулярного водорода составлял 1500 ссст, расход метана — 15 ссст. Длина канала варьировалась от 11 мм до 33 мм, диаметр канала равнялся 3 мм, расстояние от среза канала до подложки — 10 мм.

Проведено сравнение макропараметров течения, полученных на основе решения уравнений Навье-Стокса двумя рассматриваемыми подходами, проанализировано влияние газозависимых реакций на течение атомарного водорода. Проведенное сравнение показало возможность корректного использования одномерного подхода для приближенной оценки изменения состава смеси вследствие газозависимых реакций при течении через цилиндрический канал.

Список литературы:

1. Lukas C.B. Atomic and Molecular Beams. Production and Collimation, CRC Press, 2014.
2. Rebrov A.K., Emelyanov A.A., Yudin I.B. Carbon film deposition from high velocity rarefied flow// Thin Solid Films. 2015. V. 575. P. 113–116.
3. Rebrov A. Gas jet deposition of diamond structures by thermal activation on an expanded surface// Diamond & Related Materials. 2017. V. 72. P. 20–25.
4. Ребров А.К., Юдин И.Б. Гетерогенные физико-химические процессы при течении разреженного газа в каналах// Доклады Академии Наук. 2016. Т. 468. № 1. С. 33–36.
5. Plotnikov M.Yu., Shkarupa E.V. Heterogeneous activation of rarefied hydrogen in thin tubes // Vacuum. 2016. V. 129. P. 31–37.
6. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford: Clarendon Press, 1994.
7. Rebrov A., Plotnikov M., Mankelevich Y., Yudin I. Analysis of flows by deposition of diamond-like structures // Phys. Fluids. 2018. V.30. 016106.
8. Gorbachev Yu.E., Leshchev D.V., Plotnikov M.Yu., Rebrov A.K., Yudin I.B. Comparison of continual and molecular modelling of gas flow for diamond deposition // Journal of Physics: Conference Series 2019. V.1382. 012152 (1–6).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 19-08-00533 и № 18-08-00295).

УДК 536.24

РАЗРАБОТКА МОДИФИЦИРОВАННОГО СИНТЕТИЧЕСКОГО ШЛИРЕН-МЕТОДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

Мунгалов А.С.^{1,3}, Кочкин Д.Ю.^{1,2} Кабов О.А.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

³ Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

При исследовании многих теплофизических процессов важной задачей является измерение деформаций на границе раздела жидкости и газа. Одним из таких процессов является термокапиллярная конвекция. Представленная работа посвящена разработке полевого метода для измерения деформаций поверхности неизотермической горизонтальной пленки жидкости нагреваемой со стороны подложки.

Рабочий участок (рис. 1) представляет собой круглое основание, в центре которого впрессован нагреватель (медный стержень квадратного сечения со стороной 10 мм), на стержень намотана нихромовая проволока, подключенная к источнику тока. По периметру осуществляется охлаждение рабочего участка с помощью охлаждающего контура, по которому циркулирует охлаждающая жидкость (вода) комнатной температуры.

Модифицированный синтетический шлирен метод основан на анализе изображений фона, отраженного от поверхности жидкой пленки (рис. 1). Фон, находящийся на некотором расстоянии от исследуемой поверхности, представляет собой прозрачную пленку со случайно распределенными точками (разрешение печати 1400 dpi, размер точек около 7 пикселей). Фон просвечивается LED панелью. Камера регистрирует отражение фона от поверхности жидкости. Деформация поверхности пленки жидкости приводит к отклонению отраженных лучей и смещению точек фона на изображении.

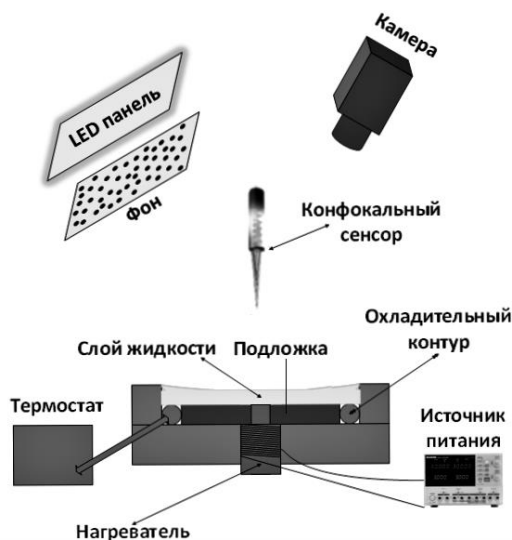


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Впервые модифицированный синтетический шлирен метод данной конфигурации был предложен в работе [1] для измерения деформаций поверхности относительно толстых слоев жидкости. В нашей работе для измерения деформаций тонких пленок жидкости (толщиной около 1 мм) подложка покрывалась специальным черным покрытием (не показано на рис. 1) для устранения паразитного отражения.

Для определения смещения точек фона проводится кросскорреляционный анализ изображений недеформированного слоя жидкости и деформированного. Далее, определив смещение, численно решается дифференциальное уравнение Пуассона конечно-разностной схемой, которая имеет второй порядок точности. В качестве граничного условия принято, что на краях исследуемой области деформации отсутствуют.

На рисунке 2 представлена деформация свободной поверхности пленки жидкости, вызванная термокапиллярным эффектом. Мощность нагрева составляла 5 Вт, начальная толщина слоя измерялась конфокальным оптическим сенсором системы Micro-epsilon и составляла 1,25 мм. Рабочая жидкость: силиконовое масло марки ПМС 100.

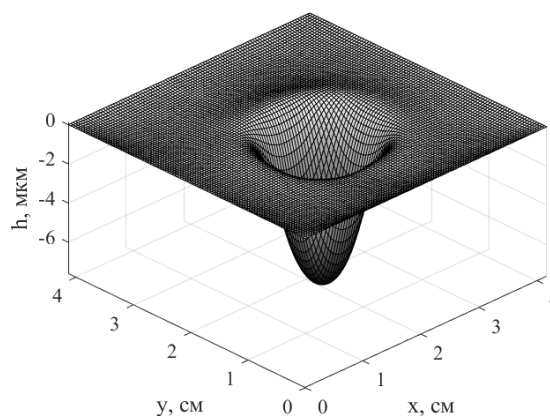


Рис. 2. Деформация свободной поверхности горизонтального слоя жидкости.

Список литературы:

1. Nikolay A. Vinnichenko et al. Measurements of liquid surface relief with moon-glade background oriented Schlieren technique// Experimental Thermal and Fluid Science 114 (2020) 110051.

УДК 533.6.011

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДИНОЧНЫХ И БЛОЧНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

Зарвин А.Е.¹, Крылов А.Н.², Яскин А.С.¹, Антипова М.С.², Каляда В.В.¹, Герасимов Ю.И.²,
Дубровин К.А.¹, Художитков В.Э.¹

¹ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² ПАО «Ракетно-космическая корпорация «Энергия» имени С.П. Королёва»,
141070, Россия, Московская обл., г. Королёв, ул. Ленина, 4а

Лабораторное моделирование сверхзвуковых струй, истекающих из сопел ракетных двигателей, является неотъемлемой задачей при проектировании и создании новых образцов ракетной техники. Специализированные предприятия и крупные национальные производства обладают собственной экспериментальной базой, обеспечивающей испытания отдельных элементов и блоков космических аппаратов в условиях, близких к натурным [1]. Однако такие испытания, в особенности при моделировании процессов в глубоком вакууме или сильно разреженной среде сложного газового состава, требуют чрезвычайно больших капитальных и материальных затрат. Поэтому представляют интерес шаги, направленные на моделирование сложных сверхзвуковых течений в вакууме на лабораторных стендах, ограниченных по скорости откачки истекающих газов.

Такие работы ведутся в Институте теплофизики СО РАН на комплексе газодинамических установок низкой плотности, созданном в 1970–80-е годы [2-3]. К сожалению, современные экономические проблемы не позволяют существенно модернизировать откачное оборудование и экспериментальную диагностическую базу этих установок.

Иным способом решить задачу наземного моделирования натуральных процессов является переход на кратковременные импульсные системы истечения газов. Препятствием для такого подхода является сложность достижения подобия импульсных и стационарных потоков. Вследствие наполнения вакуумного объема медленно откачиваемым остаточным газом газодинамика потока успевает существенно измениться. Для нивелирования процесса необходимо увеличивать размеры такого объема, что вызывает проблемы, аналогичные упомянутым выше.

Еще одним способом наземного моделирования процессов истечения струй в космическом пространстве и разреженных атмосферах планет являются предпринимаемые в последние годы шаги к миниатюризации модельных условий. Как известно, подобие струй в рамках модели идеального газа определяется [4] равенством чисел Маха на срезе сопел M_a , отношений удельных теплоемкостей γ , углов раствора сопел θ_a , а также отношений давлений газа на срезе сопла к давлению в окружающем пространстве $n' = \frac{P_a}{P_\infty}$ (степень нерасчетности истечения). Однако, как показал анализ, выполненный в работах [3,5], в струях, истекающих в вакуум или сильно разреженное пространство с большой степенью нерасчетности, достаточно использовать интегральные параметры моделирования: характерный угол расширения струи

$\theta_+ = \arctg \sqrt{1 - \frac{\bar{J}}{J}}$ и параметр $\frac{N}{\bar{F}}$, где \bar{J} – относительный импульс струи на срезе сопла, \bar{F} – степень геометрического расширения сопла. Таким образом для двух струй при равенстве значений пар параметров $\frac{N}{\bar{F}}$ и $\theta_+(\bar{J})$ имеет место идентичность их геометрических параметров. Поскольку относительный импульс зависит от комбинации параметров γ и M_a , то условия подобия могут быть соблюдены.

В настоящей работе приведены результаты моделирования одиночных и блочных струй, выполненные на экспериментальном стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [6] в условиях подобия некоторым заданным в качестве образца натурных параметров. Высоковольтный электронный пучок использован для визуализации газодинамических течений с помощью разработанной системы сканирования. Современная спектральная аппаратура обеспечила возможность определения абсолютных значений локальной плотности в газовых потоках. С помощью молекулярно-пучковой масс-спектрометрии оценивалось наличие в потоках кластеров, а свободномолекулярным датчиком осуществлялись измерения давления вблизи донной плоскости соплового блока. В докладе приведены и обсуждаются полученные результаты, наработанный опыт и возможности использования малогабаритных стендов для моделирования сложных течений.

Список литературы:

1. <http://www.tsniimash.ru/institute/aerogasdynamics>
2. Бочкарев А.А., Великанов Е.Г., Ребров А.К. и др. Газодинамические установки низкой плотности // В сб. "Экспериментальные методы в динамике разреженных газов". Новосибирск. Изд-во ИТФ СО АН. 1974. С. 6–23.
3. Ярыгин В.Н., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., и др. Газодинамика космических кораблей и орбитальных станций (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18. № 3. С. 345-372.
4. Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы / Ю.И. Давыдов, Б.В. Дзюбенко, Г.А. Дрейцер и др.; Под ред. В.М. Ивлева. М.: Машиностроение, 1986. 200 с.
5. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия. 1. Истечение струй в вакуум // Физико-химическая кинетика в газовой динамике: Электронный журнал. 2012. Т. 13. № 1.
6. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh. 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.

Работа выполнена в Новосибирском государственном университете с использованием оборудования центра коллективного пользования «Прикладная физика» при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-01-00332/20).

ДИАГНОСТИКА ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ ПО НЕПРЕРЫВНОМУ СПЕКТРУ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пинаев В.А., Исупов М.В.

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

Диагностика параметров плазмы газового разряда является важной задачей с точки зрения исследования физических процессов, протекающих в разряде и его применения в различных приложениях. На сегодняшний день, основным методом диагностики плазмы низкого давления ($p < 0.5$ Торр) является зондовый метод, позволяющий определять функцию распределения электронов по энергиям (либо температуру электронов) путём измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) вводимых в плазму зондов [1].

Однако, существует ряд ограничений в применении зондового метода диагностики плазмы. С повышением давления плазмообразующего газа, теория движения заряженных частиц в экранирующем слое зонда сильно усложняется и интерпретация ВАХ становится затруднительна [1]. В случае диагностики высокочастотных разрядов возникает проблема искажения ВАХ зонда, связанная с нелинейным откликом призондового слоя на переменное напряжение [2]. Для уменьшения переменного напряжения на призондовом слое используют системы резонансных фильтров на частоты, кратные частоте электрического поля, возбуждающего разряд (ВЧ компенсированные зонды). В случае, когда питающий газовой разряд напряжение содержит много гармоник, проблема ВЧ компенсации зонда существенно усложняется. Также, ВАХ зонда может искажаться вследствие эмиссии электронов (нагрев зондов) либо наличия загрязнений на поверхности зонда.

Применение оптического метода диагностики плазмы, основанного на измерении непрерывного спектра излучения, позволяет преодолеть указанные выше ограничения и осуществлять диагностику плазмы в условиях, когда зондовый метод оказывается неприменимым (высокие давления) либо его применение связано с существенными экспериментальными затруднениями (ВЧ плазма, плазма агрессивных газов, большие плотности тока газового разряда).

В слабоионизованной плазме при степенях ионизации $\delta \leq 10^{-3}$ в непрерывном спектре преобладает тормозное излучение, возникающее вследствие упругого рассеяния электронов на нейтральных частицах [3]. При больших степенях ионизации существенным становится вклад тормозного излучения, возникающего за счёт рассеяния электронов на ионах, и фоторекомбинационного излучения. При степенях ионизации $\delta \sim 10^{-7}$ – 10^{-4} , характерных для большинства используемых на практике газовых разрядов, вклад в интенсивность непрерывного спектра фоторекомбинации и тормозного рассеяния на ионах может не учитываться. Теория тормозного излучения электронов при упругом рассеянии на нейтральных частицах представлена

в работах [3–7]. Спектральная плотность излучения непрерывного спектра тормозного излучения определялась выражением:

$$J_{\lambda} d\lambda = \frac{8}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{1}{\lambda^2} \int_{v_{\min}}^{\infty} v^2 f(v) v_m(v) dv d\lambda,$$

где $v_m(v)$ - эффективная частота упругих столкновений электрона с атомами, $f(v)$ - функция распределения электронов по энергии, $v_{\min} = (2hc/(m\lambda))^{1/2}$ наименьшая скорость электрона, при которой он способен излучить световой квант с энергией hc/λ . Используя данное выражение, можно определить температуру электронов измеряя интенсивность непрерывного спектра для разных длин волн.

В рамках данной работы, выполнено измерение температуры электронов в низкочастотном индукционном разряде в аргоне в диапазоне давлений 10–100 Па и плотностей тока разряда 0.1–0.5 А/см². С помощью спектрометра AvaSpec 2048 измерялся спектр излучения разряда в области 350–600 нм. Варьируя температуру электронов, выбиралось такое значение T_e при котором расчётный спектр тормозного излучения наилучшим образом (методом наименьших квадратов) описывал измеренный непрерывный спектр. Измеренные значения температуры электронов лежат в диапазоне 1.1–1.4 эВ и хорошо согласуются с результатами расчетов для НЧ индукционного разряда при аналогичных условиях генерации разряда [8].

Список литературы:

1. Электрический зонд в плазме / О.В. Козлов. М.: Атомиздат, 1969. 283 с.
2. Лебедев Ю.А. Электрические зонды в плазме пониженного давления // Материалы семинаров-школ молодых ученых 2002/2003. Петрозаводск: ПетрГУ, 2004. С. 190–216.
3. Физика газового разряда / Райзер Ю.П.; М.: Наука, 1992. 536 с.
4. Bethe H. A., Oppenheimer J. R. Reaction of radiation on electron scattering and Heitler's theory of radiation damping // Phys. Rev. 1946. V. 70. pp. 451–458.
5. Фирсов О. Б., Чибисов М.Н. Тормозное излучение электронов на нейтральных частицах // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1770.
6. Касьянов В. Н., Старостин А. К теории тормозного излучения медленных электронов // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 1. С. 293–305.
7. Романихин В.П. Расчёт тормозного излучения электронов на атомах в широком диапазоне энергий фотонов // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. № 2. С. 286–290.
8. Исупов М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И., Уланов И.М. Исследование электрофизических и теплофизических характеристик низкочастотного индукционного разряда трансформаторного типа низкого давления // ТВТ. 2015. Т. 53. № 2. С. 183–192.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

УДК 533.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛЕТА ГАЗА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛЬНОГО КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ И ПРЯМОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Морозов А.А.¹, Титарев В.А.², Фролова А.А.²

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

² ФИЦ Информатика и управление РАН
119333, Россия, Москва, ул. Вавилова, 44/2

Нестационарное расширение газа в вакуум играет важную роль в различных естественных и технологических процессах, начиная от вакуумных технологий получения новых материалов и химической физики до физики плазмы и космологии. Одним из наиболее известных примеров импульсного расширения газа является импульсная лазерная абляция, т.е. процесс удаления вещества с твердой поверхности в результате импульсного лазерного облучения. Импульсная лазерная абляция имеет многочисленные приложения, такие как напыление тонких пленок, пробоотбор для анализа вещества, чистка, обработка и структурирование поверхностей, синтез новых наноматериалов, резка и сверление вещества и т. д.

Динамике разлета факела при импульсной лазерной абляции посвящено много теоретических работ в течение последних 30 лет. Обычно для моделирования таких течений используют метод прямого статистического моделирования (ПСМ) Монте-Карло [1] или численное решение кинетического уравнения Больцмана с приближенным (модельным) интегралом столкновений [2]. Целью данной работы является исследование разлета газа при импульсном испарении в вакуум с круглого пятна для широкого диапазона параметров на основе расчетов как методом ПСМ, так и решения S-модельного уравнения с соответствующей взаимной верификацией полученных данных.

Решается двумерная осесимметричная задача импульсного испарения в вакуум. Температура поверхности задается постоянной во время испарения и одинаковой по всему пятну испарения. Для скоростей испаряющихся частиц задается полумаксвелловская функция распределения. Рассматривается одноатомный газ. Для описания межмолекулярных взаимодействий используется модель твердых сфер. Предполагается, что все возвращающиеся молекулы поглощаются на поверхности испарения.

Решение задачи в данной постановке однозначно определяется длительностью испарения τ и размером пятна испарения R . В безразмерном виде удобно радиус пятна представить в виде параметра разреженности, который обратно пропорционален числу Кнудсена: $\delta = Rp_0 / (\mu(T_0 u_0)) \approx 1/Kn$. Длительность испарения в безразмерном виде можно представить как $\tau' = u_0 \tau / R$. Применительно к задачам лазерной абляции и десорбции представляют интерес режимы $\tau' \sim 0.01 \div 0.1$ и $\delta_0 \sim 1 \div 20000$ (что соответствует числу испаренных монослоев $0.005 \div 100$). В данной работе

мы ограничимся значениями параметров $\tau' = 0.1$ и $\delta_0 = 1 \div 1000$.

Для расчетов методом ПСМ используется усовершенствованный метод Бёрда [3]. Расчетная область постоянно увеличивается таким образом, чтобы ни одна молекула не могла вылететь за ее пределы. Каждый раз при увеличении расчетной области задается новая адаптивная сетка, размер ячейки которой определяется текущей максимальной плотностью в облаке. Для решения кинетического уравнения используются явные численные методы типа дискретных скоростей второго порядка аппроксимации по всем переменным фазового пространства, реализованные в кодах Несветай [4] и Unified Flow Solver [5]. Для практических целей анализа экспериментальных данных важно точно считать распределение частиц вблизи оси симметрии течения, поскольку именно эти частицы прилетают на времяпролетный детектор и могут быть детектированы в эксперименте. Для кинетического уравнения такой анализ представляет собой нетривиальную задачу и требует интегрирования по всем компонентам скорости по всем пространственным ячейкам.

Были проведены расчеты, как в одномерной постановке, так и в двумерной постановке, с использованием суперЭВМ. Получено хорошее согласие в описании формирующихся полей плотности, скорости и температуры течения. Получены данные по величине средней энергии частиц, летящих вдоль нормали к поверхности для разных параметров задачи.

Список литературы:

1. Bird G.A. Molecular gas dynamics and the direct simulation Monte Carlo method. Oxford: Clarendon Press, 1994.
2. Шахов Е.М. Об обобщении релаксационного кинетического уравнения Крука // Изв. АН СССР. Механ. жидк. и газа. 1968. N. 5. С. 142–145
3. Morozov A.A. Analysis of time-of-flight distributions under pulsed laser ablation in vacuum based on the DSMC calculations. Appl. Phys. A. 2013. V. 111. P. 1107–1112.
4. Титарев В.А. Применение кода Несветай к решению трехмерных задач высотной аэродинамики // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2020. Т. 60. № 4. С. 752–764
5. Kolobov V.I., Arslanbekov R.R., Aristov V.V., Frolova A.A., Zabelok S.A. Unified solver for rarefied and continuum flows with adaptive mesh and algorithm refinement // J. Comput. Phys. 2007. V. 223. P. 589–608.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-08-01014) и государственного задания ИТ СО РАН (грант АААА-А17-117030110017-0). Расчеты проводились в Межведомственном суперкомпьютерном центре РАН.

УДК 533.5

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПОДХОДОВ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ГЕТЕРОГЕННЫХ РЕАКЦИЙ МЕТОДОМ ПСМ

Плотников М.Ю.¹, Шкарупа Е.В.²

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

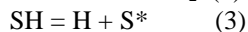
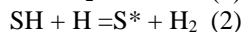
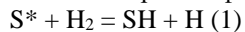
² Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

Метод прямого статистического моделирования (ПСМ) широко применяется для решения задач динамики разреженного газа [1]. 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. Одним из перспективных направлений его применения является моделирование взаимодействия газа с поверхностями, как с целью их модификации, так и для «активации» газа с использованием каталитических свойств поверхностей.

Для моделирования гетерогенных реакций в рамках метода ПСМ разработаны различные подходы [2–5]. В силу структуры метода все они основаны на использовании микроскопической вероятности реакции при столкновении частицы с поверхностью. Обычно микроскопическая вероятность выбирается исходя из величины макроскопической вероятности, полученной на основе экспериментальных и теоретических данных. При этом важно учитывать особенности взаимодействия газа с поверхностью [5]. Рассматриваются подходы различной степени сложности: с учетом скорости частицы, заселенности активационных центров поверхности. При этом возникают погрешности различной природы, в частности смещение в величине макроскопической вероятности реакции [5].

Представленная работа посвящена моделированию гетерогенных реакций методом ПСМ на примере диссоциации водорода на поверхности нагретого тантала. Атомарный водород широко применяется во многих технологических приложениях [6], в частности, при осаждении алмазных структур из газовой фазы [7,8]. Одним из способов его получения является диссоциация молекулярного водорода на горячих металлических поверхностях.

В работе [9] в рамках континуального подхода предложена численно-экспериментальная двухступенчатая модель диссоциации водорода при взаимодействии с поверхностью нагретого тантала. Рассматриваются четыре 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 проволочке. При этом для оценки констант скоростей реакции использовались масс-спектрометрические измерения состава газа и тепловая модель проволочки.

В представленной работе рассматриваются два подхода к моделированию реакций (1)–(4) методом ПСМ: с учетом скорости подлетающих к поверхности частиц [2,4] и без учета их скорости. Исследование выполнено на примере бесконечной нагретой проволочки, помещенной в атмосферу водорода. На некотором расстоянии от поверхности цилиндра располагалась цилиндрическая поверхность, на которой моделировалось невозмущенное состояние газа.

В ходе численного исследования изучено влияние рассматриваемых подходов на скорость получения атомарного водорода и уровень заселенности поверхности. Получены аналитические оценки смещения рассматриваемых оценок в зависимости от схем моделирования процесса выбора гетерогенных реакций.

Список литературы:

1. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford: Clarendon Press, 1994.
2. Choquet I. A new approach to model and simulate numerically surface chemistry in rarefied flows// Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 1650–1661.
3. Plotnikov M.Yu., Shkarupa E.V. Heterogeneous activation of rarefied hydrogen in thin tubes// Vacuum. 2016. V. 129. P. 31–37.
4. Molchanova A.N., Kashkovsky A.V., and Bondar Y.A. Surface recombination in the direct simulation Monte Carlo method// Phys. Fluids. 2018. V. 30. 107105.
5. Swaminathan-Gopalan K, Borner A and Stephani KA. Development of a Detailed Surface Chemistry Framework in DSMC// AIAA Paper. 2018. 2018–0494.
6. Lukas C.B. Atomic and Molecular Beams. Production and Collimation, CRC Press, 2014.
7. May P.W. Diamond thin films: a 21st-century material// Phil Trans R Soc Lond A 2000. V. 358. P. 473–495.
8. Ребров А.К. Возможности газофазного синтеза алмазных структур // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 2. С. 193–200.
9. Mankelevich Yu.A., Ashfold M.N.R., Umamoto H. Molecular dissociation and vibrational excitation on a metal hot filament surface // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. 025503.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ
(грант № 18-08-00295) и бюджетных грантов
(¹АААА-А17-117030110017-0 и ²0315-2019-0002).*

УДК 538.91

**ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ДЖОНСОНА–МЕЛА–АВРАМИ–КОЛМОГОРОВА
ДЛЯ ОПИСАНИЯ КИНЕТИКИ РОСТА ГРАФЕНОВОГО ПОКРЫТИЯ
ВО ВРЕМЯ CVD СИНТЕЗА**

Костогруд И.А.¹, Бойко Е.В.^{1,2}, Пильник А.А.¹, Смож Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Синтез графена методом термического газофазного осаждения (CVD) на медной подложке является одним из многообещающих подходов для получения графеновых пленок в крупных масштабах. Подобные пленки перспективно использовать для создания прозрачных проводников, нагревателей, газовых сенсоров и т.д. В процессе CVD синтеза на поверхности меди появляются зародыши 2D кристаллов графена, происходит их рост и объединение в сплошную пленку. Качество получаемого графенового покрытия во многом определяется кинетикой этих процессов. Поэтому важной задачей является определение интенсивности зародышеобразования и скорости роста графеновых 2D кристаллов в процессе синтеза.

На сегодняшний день в литературе предполагают, что разложение углеродного прекурсора происходит на поверхности меди непокрытой графеном, таким образом, скорость роста графена пропорциональна свободной медной поверхности. В такой постановке изначально скорость роста покрытия является самой высокой, а затем уменьшается по мере зарастания поверхности графеном. Все же, в начальный момент времени за счет интенсивного образования зародышей происходит увеличение скорости роста, а данный подход этого не описывает. Чтобы снять данное противоречие, в литературе [1] разделяют описание синтеза на два этапа: стадию активного зародышеобразования и стадию роста кристаллов.

В данной работе для описания кинетики роста графеновых кристаллов предложено использовать модель Джонсона – Мела – Аврамы – Колмогорова, приведенное к двумерному виду, которое позволило связать скорость роста графенового покрытия с частотой зародышеобразования и скоростью роста индивидуальных зародышей. Такой подход позволил описать данный процесс, не разделяя на стадии. Чтобы перейти от трехмерной задачи к двумерной, для роста графеновых кристаллов на поверхности в качестве интенсивности образования нового зародыша в единице объема использовали интенсивность образования нового зародыша на единице площади. Вместо объема растущего кристалла использовали площадь графенового кристалла. В общем случае для задачи о зарастании подложки двумерными кристаллами формула Аврамы – Колмогорова для покрытия \bar{S} принимает следующий вид:

$$\bar{S}(t) = 1 - \exp \left[- \int_0^t J(t') S(R(t', t)) dt' \right],$$

где $J(t')$ – интенсивность образования нового зародыша на единице площади, не покрытой графеновыми кристаллами в момент времени t' , $S(R)$ – площадь кристалла размера R , $R(t', t)$ – размер кристалла, зародившегося в момент времени t' , к моменту времени t . В определенных выше условиях формула принимает следующий вид:

$$\bar{S}(t) = 1 - \exp \left[- \frac{\pi}{3} J v^2 t^3 \right]$$

Наряду с этим увеличение количества зародышей на единицу площади (\bar{N}) описывается следующим выражением:

$$\bar{N}(t) = \int_0^t J \exp \left[- \frac{\pi}{3} J v^2 t'^3 \right] dt'$$

Определив по оптическим снимкам, степень покрытия $\bar{S}(t_1)$ и плотности зародышей $\bar{N}(t_1)$ в определенный момент времени t_1 , можно решить обратную задачу и рассчитать скорости роста 2D кристаллов (v), а также интенсивность зародышеобразования (J):

$$v = \sqrt{\frac{-\ln(1 - \bar{S}(t_1))}{\frac{\pi}{3} t_1^3 J}}$$

$$J = \frac{\bar{N}(t_1)}{t_1} \frac{1}{\int_0^1 \exp(\ln(1 - \bar{S}(t_1)) \tau^3) d\tau}$$

В проведенных нами экспериментах, для условий синтеза $\text{Ar}(81\%) + \text{H}_2(18\%) + \text{CH}_4(0,2\%)$, $T=1070^\circ\text{C}$, полученные значения составили: $V = 2,2-3$ [мкм/мин], $J = 0,021-0,023$ [мкм²мин⁻¹]. Данные параметры близки к значениям полученными другими авторами, при исследовании скоростей роста единичных графеновых кристаллов: $V = 0,16-2$ [мкм/мин] [2]; $V = 2,6-3,5$ [мкм/мин], $J = 0,012$ [мкм²мин⁻¹] [3].

Список литературы:

1. Kim H. et al. Activation Energy Paths for Graphene Nucleation and Growth on Cu // ACS Nano. 2012. V. 6. № 4. P. 3614–3623.
2. J.Kraus et al. Understanding the Reaction Kinetics to Optimize Graphene Growth on Cu by Chemical Vapor Deposition // Ann. Phys. 2017. V. 529. P. 1700029 (1–16).
3. X.Gao et al. Growth of graphene with large single-crystal domains by Ni foam-assisted structure and its high-gain field-effect transistors // Nanoscale Adv. 2019. V. 1. P. 1130–1135.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-19099.

УДК 533.932

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ

Демин Н.А., Федосеев А.В.

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

Одним из основных типов разрядов для прикладных применений и фундаментальных исследований является тлеющий разряд [1]. Серия исследований по данной тематике показала, что функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в таких разрядах существенно отличается от Максвелловской [2,3]. Высокэнергетическая 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. Существенной характеристикой тлеющего разряда является тип буферного газа из-за различных энергий ионизации и энергий возбуждения энергетических уровней молекул, что в свою очередь влияет на интенсивность потерь энергии электронов в разряде и следовательно, на вид ФРЭЭ.

Важное место в физике низкотемпературной плазмы занимает изучение комплексной, или пылевой, плазмы, которая представляет собой ионизованный газ, в котором присутствуют твердые частицы размером от нескольких десятков до сотен микрометров. Пылевую плазму можно обнаружить в виде пылевых структур различного размера и формы 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 представленной работе были проведены расчеты параметров комплексной плазмы положительного столба тлеющего разряда с неонем в качестве буферного газа в отсутствие пылевой компоненты для разрядной трубки проекта ПК-4. Получены распределения всех существенных характеристик разрядной плазмы, 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 1 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 при повышении давления буферного газа происходит монотонное изменение значения аксиальной компоненты электрического поля. Минимальное значение поля достигалось при следующих величинах давления, ~50 Па для 1 мА и 40 Па – для токов 1,5–2,5 мА. При фиксированном значении давления инертного газа увеличение значения тока разряда вызывало уменьшение величины электрического поля. В пределах исследуемых параметров разряда, электрическое поле изменялось от 3,7 В/см при наименьших значениях тока и давления, до 3 В/см при максимальных рассматриваемых значениях. Повышение давления газа и величины тока разряда приводили к монотонному повышению плотности электронов и уменьшению их температуры. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с данными, представленными в работах [5, 6].

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 532.6, 538.9

ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ УГЛЕВОДОРОДОВ И ГРАФЕНОПОДОБНЫХ НАНОФЛЮИДОВ

Пахаруков Ю.В.^{1,2}, Шабиев Ф.К.^{1,2}, Сафаргалиев Р.Ф.^{1,2}, Ездин Б.С.³, Зарвин А.Е.³, Каляда В.В.³

¹ Тюменский государственный университет,
Тюмень, 625003, Володарского, 6

² Тюменский индустриальный университет
Тюмень, 625000, Володарского, 38

³ Новосибирский государственный университет
Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

Нанофлюиды на основе графеноподобных наночастиц (однослойный графен, многослойный графен, графеновые квантовые точки, графеновые нанопластины, оксид графена), обладают уникальными теплофизическими свойствами. Такие нанофлюиды уже широко используются в качестве хладагентов [1].

Как известно, при течении тонкого слоя жидкости на межфазной границе под воздействием механизмов неустойчивости могут формироваться капиллярные волны [2–3]. В [4] были зарегистрированы термокапиллярные волны на межфазной границе предельный углеводород – водная графеновая суспензия. На такой межфазной границе формируется переходной слой в виде пленки толщиной порядка 50 нм, состоящий из упорядоченных нанопластинок графена и углеводородных молекул [4].

Поскольку теплопроводность графеноподобных наноструктур (5300 Вт/м·К для однослойного графена [5]) на порядок превышает теплопроводность меди, можно ожидать высокую теплопроводность и в пленке, содержащей нитевидные структуры, образованные на межфазной границе. Поэтому задачей настоящего исследования являлось формирование упорядоченной пленки на межфазной границе углеводородов с использованием механизмов неустойчивости.

Наночастицы углерода и Core-shell структуры синтезированы методом газофазного синтеза с использованием высокопроизводительного процесса – быстрого циклического сжатия в химическом реакторе [6]. Для получения наноразмерного углерода в качестве прекурсора использовался метан в смеси с аргоном. Для получения Core-shell порошка использовалась смесь моносилана с аргоном с добавлением углеводородного сырья – ацетилен в пропорциях, обеспечивающих в газовой смеси избыток углерода. Core-shell структуры представляют собой ядро, образованное кристаллитом SiC размером 3-7 нм, покрытое несколькими слоями графена.

Планарные наночастицы многослойного графена образовывались в водной графеновой суспензии при ультразвуковом диспергировании [7]. Водные суспензии наночастиц Core-shell и многослойного графена получались способом, описанным в [5].

Пленки из графеновых и Core-shell наночастиц были сформированы на межфазной границе парафин-графеновый нанофлюид. Для этого на поверхность нанофлюида помещался расплавленный парафин при температуре 60°C. Далее, на протяжении 3 часов, система выдерживалась в термостате при той же температуре. Затем, после образования переходной области

на межфазной границе, система охлаждалась с малым градиентом температур ($\nabla T=1\text{K}/\text{мм}$) в течение 2 часов до комнатной температуры.

В результате эксперимента была получена пленка на поверхности парафина (рис. а, б). На рисунке видны капиллярные волны. Пленка из наночастиц графена выстраивается на гребне термокапиллярных волн в виде нитей (рис. а). Частицы Core-shell формируют такие же нитевидные структуры и тоже на гребне термокапиллярных волн (рис. б). Однако частицы Core-shell адсорбируются интенсивнее, нить более выражена и толще.

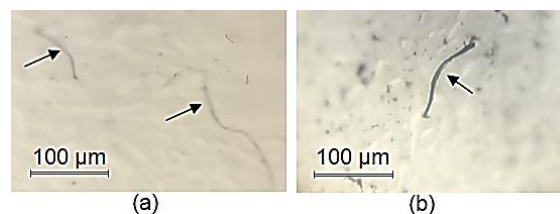


Рис. 1. Наночастицы многослойного графена (а) и Core-shell (б), адсорбированные на поверхности парафина.

Как показывает опыт, подобные нитевидные образования должны обладать высокой теплопроводностью, что даст возможность использовать их при создании на границе раздела нефть-вода эффективной переходной области с низким поверхностным натяжением – актуальной задачей в нефтедобыче.

Список литературы:

1. M. Bahiraei, S. Heshmatian Graphene family nanofluids: A critical review and future research directions // Energy Conversion and Management. 2019. V. 196. P. 1222–1256.
2. Shatskii, E.N., Chinnov, E.A., Zaitsev, D.V. et al. The Effect of Liquid Viscosity on the Formation of Thermocapillary Structures. Tech. Phys. Lett. 2017. V. 43. P. 1080–1083.
3. Гешев П.И., Ездин Б.С. Расчет профиля скорости и формы волны на стекающей пленке жидкости // Гидродинамика и теплообмен течений жидкости со свободной поверхностью. Новосибирск, 1985. С. 49–57
4. Pakharukov Yu.V., Shabiev F.K., Mavrinskii V.V., et al. Formation of a wave structure on the surface of a graphene film // JETP Let. 2019. V. 109. No. 9. P. 615–619.
5. Seol, J. H., Jo, I., Moore, A. L., et al. Two-Dimensional Phonon Transport in Supported Graphene. // Science. 2010. V. 328. P. 213–216.
6. Ezdin B.S., Yatsenko D.A., Kalyada V.V., et al. Pyrolysis of a mixture of monosilane and alkanes in a compression reactor to produce nanodispersed silicon carbide // Chem. Eng. J. 2020. V. 381. No. 122642.
7. Pakharukov Yu.V., Shabiev F.K., Safargaliev R.F. Oil displacement from a porous medium with the aid of a graphite suspension // Tech. Phys. Let. 2018. V. 44. No. 2. P. 130–132.

УДК 532.5

КОЭФФИЦИЕНТ СОПРОТИВЛЕНИЯ В МИКРОКАНАЛЕ ГЛУБИНОЙ 100 МКМ

Глуздов Д.С.^{1,2}, Гатапова Е.Я.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

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

Оптимизация конструкции микрофлюидных устройств требует четкого понимания механизмов течения жидкости как в ламинарном, так и в турбулентном режиме. За последние 20 лет сделано много работ, посвященных исследованиям течения жидкости и измерениям перепада давления в микроканалах [1–3]. Однако влияние параметров, таких как касательное напряжение на стенках микроканала или коэффициент сопротивления для некоторых геометрий микроканалов, на течение все еще остается неясным. Из-за небольшого размера микроканала касательное напряжение на границе микроканала существенно влияет на характер течения и её пропускную способность.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования течения жидкости в микроканале с прямоугольным сечением $241 \times 101 \mu\text{m}^2$, рисунок 1. Перепад давления был измерен экспериментально в зависимости от скорости потока. Эксперименты были проведены для трех различных типов жидкости. Предполагается, что поток является ламинарным и несжимаемым для диапазона чисел Рейнольдса $68,9 < \text{Re} < 3079$. Средние напряжения сдвига и коэффициенты трения были рассчитаны численно и сопоставлены с теоретическими данными.

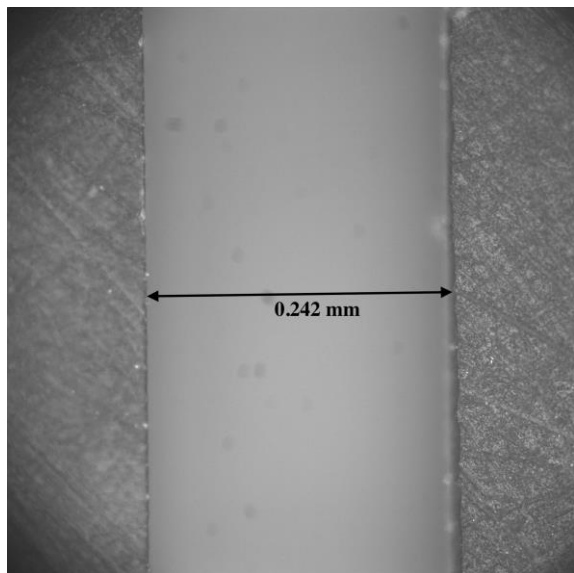


Рис.1. Фотография микроканала, выполненная при помощи оптического микроскопа Olymrus BX51.

Были исследованы влияние эффектов границы раздела твердое тело-жидкость, типа и геометрии микроканала на перепад давления при заданном расходе жидкости в микроканале. Сдвиговые напряжения в микроканале были найдены путем расчета CFD для ламинарного потока по методу SIMPLE, рисунок 2. Коэффициент сопротивления определяется по известным формулам. Исследование показывает, что при малых числах Рейнольдса коэффициент трения в микроканале зависит не только от числа Рейнольдса, как в стандартной гидродинамике. Выявлена связь с поверхностными эффектами.

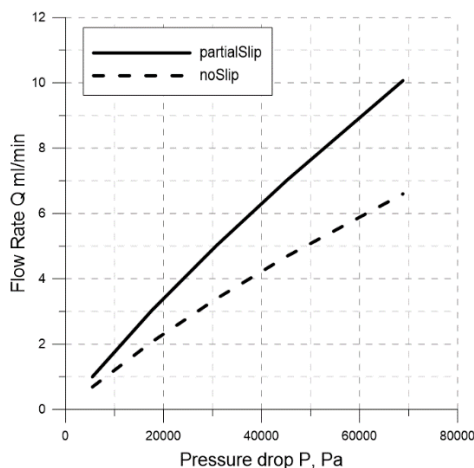


Рис. 2. Зависимость расхода жидкости от перепада давления. Вода при комнатной температуре

Список литературы:

1. Kohl, M. J.; Abdel-Khalik, S. I.; Jeter, S. M.; Sadowski, D. L. An Experimental Investigation of Microchannel Flow with Internal Pressure Measurements. *Int. J. Heat Mass Transfer* 2005, 48, 1518
2. B.R. Munson, T.H. Okiishi, W.W. Huebsch, A.P. Rothmayer. *Fundamentals of fluid mechanics*. 2013.
3. Gataпова Е.Я., Ажаев В.С., Кабов О.А., On drag reduction in a two-phase flow. *JETP Letters*. 2015. Vol. 101. No. 3. P. 160-163.

УДК 532.517

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫТЕСНЕНИЯ НЕФТИ ИЗ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОСУСПЕНЗИЙ

Минаков А.В.^{1,2}, Жигарев В.А.¹, Пряжников М.И.¹, Михиенкова Е.И.¹, Гузей Д.В.¹

¹ Сибирский федеральный университет,

660074, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 1

² 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 считается неудовлетворительной. Средняя конечная нефтеотдача пластов по различным странам и регионам составляет от 25% до 40%. Остаточные или неизвлекаемые промышленно освоенными методами разработки запасы нефти достигают в среднем 55-75% от первоначальных геологических запасов нефти в недрах. Поэтому увеличение нефтеотдачи, естественно, чрезвычайно актуально. Сегодня уже существует ряд технологий, которые позволяют это делать (по крайней мере, частично). Однако, современные методы повышения нефтеотдачи оказываются значительно более сложными, дорогостоящими и экологически вредными, чем традиционные.

В последние годы за рубежом появились работы, в которых показано, что использование наноразмерных эмульсий и суспензий позволяет существенно повысить коэффициент извлечения нефти из пласта [1-3]. Одной из причин, по которой в методах увеличения нефтеотдачи пластов используют ПАВ, является изменение смачиваемости породы, способствующее вымыванию из породы пленочной и капиллярно-удержанной нефти. В последние годы было проведено достаточно большое количество лабораторных экспериментов, подтвердивших высокую эффективность наночастиц в снижении краевого угла на поверхности различных материалов. Возникающие экологические проблемы при использовании высокоокислительных ПАВ могут быть решены путем замены подобных ПАВ суспензиями наночастиц.

Целью данного исследования является экспериментальное исследование вытеснения нефти из пористой среды с использованием нано-суспензий.

Для решения данной цели были приготовлены и исследованы свойства наносуспензий различных материалов и концентрации.

Исследование процесса вытеснения проводилось на установке по изучению процессов многофазной фильтрации. В качестве образца горной породы, из которого происходит вытеснение нефти, использовался песчаник с разным значением пористости и проницаемости.

Образцы керн насыщались нефтью с различных месторождений и выдерживались в течении продолжительного времени.

Образец керн помещался в экспериментальную ячейку, в которой создавались пластовые условия. Процесс вытеснения нефти из насыщенного образца происходил следующим образом при постоянном расходе вытесняющий агент подавался в экспериментальную ячейку, проникал в образец керн тем самым

вытесняя нефть из породы. Объем вытесненной нефти фиксировался пробирками. Фиксировался объем нефти и вытесняющего агента, который профильтровался через образец керн и перепад давления на входе и выходе из экспериментальной ячейки.

Результаты экспериментов показали, что добавка наночастиц позволяет увеличить коэффициент извлечения нефти. При этом с увеличением концентрации наночастиц в вытесняющей жидкости коэффициент извлечения нефти в среднем возрастает. При том в некоторых случаях значительно. Так, в результате эксперимента было показано, что 0,5 масс. % концентрация наночастиц оксида магния размером 50 нм позволяет повысить КИН примерно на 30% по сравнению с водой.

Для нескольких наносуспензий впервые систематически исследована зависимость коэффициента извлечения нефти от размера наночастиц. В результате было установлено, что КИН увеличивается с уменьшением размера наночастиц.

Проведено исследование влияния расхода вытесняющего агента на эффективность извлечения нефти при помощи наносуспензий и наноэмульсий. Показано, что с увеличением расхода эффективность использования этих жидкостей для вытеснения нефти увеличивается.

Для некоторых наносуспензий отмечалось монотонное увеличение давления в процессе фильтрации через керн. Это свидетельствовало о постепенной коагуляции порового пространства наночастицами.

Исходя из результатов исследований, можно сделать вывод, что применение наносуспензий с целью повышения коэффициента нефтеотдачи является актуальной и перспективной задачей.

Список литературы:

1. Bera A., Mandal A. Microemulsions: a novel approach to enhanced oil recovery: a review. *Journal of Petroleum Exploration and Product Technology*. 2015, 5, pp 255–268.
2. Bera A., Belhaj H. Application of nanotechnology by means of nanoparticles and nanodispersions in oil recovery – A comprehensive review. *Accepted Manuscript*. 2016, 34, pp 1284–1309.
3. Santanna V.C., Curbelo F.D.S., Castro Dantas T.N., Dantas Neto A.A., Albuquerque H.S., Garnica A.I.C. Microemulsion flooding for enhanced oil recovery. *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 2009, no. 66(3–4), p. 117–120.

Исследование выполнены в рамках государственного задания на науку ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет» (номер FSRZ-2020-0012), а также при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-79-20218).

УДК 532.22+536.46

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ ХГН

Киселев С.П.¹, Киселев В.П.¹, Видюк Т.М.¹, Ухина А.В.², Шикалов В.С.¹¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск² Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск

В работе представлены результаты исследования механизма образования интерметаллидов Ti_nAl_m с использованием метода холодного газодинамического напыления (ХГН) [1]. Сначала на пластину титана (Ti) методом ХГН наносилось покрытие из микрочастиц алюминия (Al), после чего полученная композиция Ti-Al нагревалась и выдерживалась некоторое время при заданной температуре. Анализ образовавшегося покрытия производился методами рентгеновской и электронной микроскопии.

Напыление алюминиевого покрытия на пластину титана осуществлялось на ХГН - стенде Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН (ИТПМ СО РАН), оснащенный шести-осевым роботом KUKA KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH, Германия) для управления соплом. Полученные покрытия подвергались одноосному горячему прессованию в защитной атмосфере аргона с помощью компактного лабораторного пресса под давлением 5 МПа при температурах: 820 К, 930 К, 1270 К, 1620 К. Элементный состав материалов исследовался с помощью сканирующего электронного микроскопа SEM EVO MA 15 (Carl Zeiss, Германия), оснащенного детектором EDS detector X-Max 80 mm² (Oxford instruments). Подготовка образцов для анализа проводилась путем ионного травления с помощью Piion+ (Gatan). Анализ спектра дифракции обратно-рассеянных электронов осуществлялся с помощью электронного микроскопа РЭМ, оснащенного детектором обратно-рассеянных электронов и программным пакетом. Фазовый состав анализировался с использованием метода рентгено-дифрактометрии с помощью дифрактометра D8 Advance diffractometer (Bruker).

На рис. 1 представлена структура покрытий, полученных с помощью EDS детектора. На рис. 1 (а) представлена структура покрытия, полученная при температуре $T = 830\text{K}$, светлым цветом показан Ti, темным – Al. На рис. 1 (б) представлена структура покрытия, полученная при температуре $T = 930\text{K}$, светлым цветом показан Ti, темным – $TiAl_3$. На рис. 1 (в) представлена структура покрытия, полученная при температуре $T = 1270\text{K}$. Светлым цветом показан Ti, с ним граничит темный слой $TiAl_3$, за этим слоем находится более светлый слой Ti_3Al . На рис. 1 (г) представлена структура покрытия, полученная при температуре $T = 1620\text{K}$. Структура покрытия неоднородная, состоит из различных интерметаллидов, состав которых меняется от Ti_3Al до $TiAl_3$ и содержит усадочные поры.

Из рис. 1 (б) следует, что интерметаллид $TiAl_3$ на поверхности титана образуется при температуре выше

(либо равной) температуры плавления алюминия. При температуре $T = 1270\text{K}$ на поверхности титана образуется слоистое покрытие (рис. 1 (в)). К поверхности титана примыкает слой интерметаллида $TiAl_3$, более насыщенный алюминием, чем слой Ti_3Al . Оказалось, что слой интерметаллида $TiAl_3$ не является однородным и состоит из наночастиц кристаллов $TiAl_3$, между которыми растворены атомы Ti и Al. По-видимому, имеет место следующий механизм образования слоистого покрытия. При температуре $T = 1270\text{K}$ происходит растворение поверхности титана при контакте с атомами алюминия. Поскольку энергия Гиббса образования $TiAl_3$ меньше, чем Ti_3Al , то на поверхности титана начинают расти нанокристаллы $TiAl_3$. Если поток растворенных атомов титана равен потоку атомов алюминия к поверхности титана, то после кристаллизации $TiAl_3$ образуется избыточное количество атомов титана, которые диффундируют навстречу атомам алюминия. При попадании их в область, обедненную атомами алюминия, они образуют интерметаллид Ti_3Al , который располагается за слоем нанокристаллов $TiAl_3$.

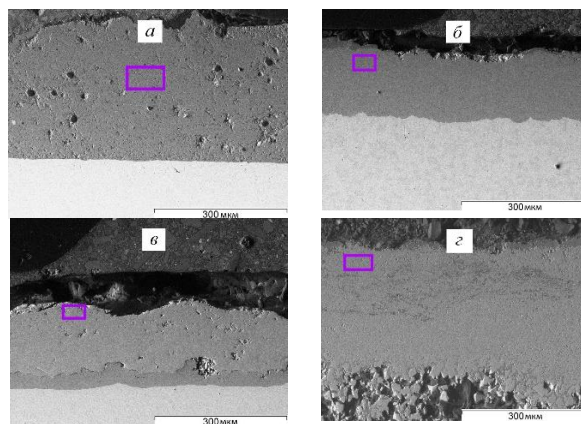


Рис. 1. Фотографии поперечных сечений интерметаллидов Ti_nAl_m , синтезированных при различных температурах (а – $T=830\text{K}$, б – $T=930\text{K}$, в – $T=1270\text{K}$, г – $T=1620\text{K}$). Фотографии получены методом отраженных электронов.

Список литературы:

1. Киселев С.П., Ряшин Н.С., Максимовский Е.А., Киселев В.П., Клинов С.В., Косарев В.Ф., Филиппов А.А., Шикалов В.С. Создание покрытия из интерметаллида титан – алюминий на пластинах из титана с использованием метода холодного газодинамического напыления // ПМТФ. 2018. Т. 59, № 6. С. 100–200.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-01-00292-а.

УДК 538.911

ФОРМИРОВАНИЕ ОДНОМЕРНЫХ ОЛОВЯННЫХ НАНОСТРУКТУР

Зайковский А.В.

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

Благодаря своим свойствам, одномерные (1D) наноструктуры, включая стержни, полосы, вис커еры, проволоки и трубки привлекают внимание в области нанотехнологий. Наноструктуры, созданные из разных материалов, таких как металлы, полупроводники, изоляторы, органические и биологические материалы, эти низкоразмерные объекты характеризуется транспортировкой носителей в одном измерении, делая их очень мощными, когда необходима сильная анизотропия [1].

В настоящей работе представлены результаты исследования формирования одномерных оловянных наноструктур при электродуговом распылении композитных электродов состава SnO₂-C в атмосфере гелия при пониженном давлении. Электродуговой разряд приводит к нагреву электродов, испарению материалов компонентов электродов и разложению составляющих материал молекул. В результате формируется газовая система, состоящая из паров олова, углерода и кислорода. Кислород активно реагирует с углеродом образуя стабильные молекулы CO, а также остаются пары олова и углерода. Однако, неомогенный состав образующейся газовой системы обеспечивает также формирование наночастиц оксида олова. Данные оксидные наночастицы осаждаются на поверхностях камеры реактора и обеспечивают оксид-стимулированный рост оловянных наностержней. Полярные молекулы оксида дополнительно притягивают атомы олова из газового окружения. Затем, когда атомы олова осаждаются на оксидной наночастицы они диффундируют внутрь, обеспечивая процесс роста оловянного наностержня, а оставшаяся оксидная поверхность притягивает новые оловянные атомы.

Синтезированные материалы представляют собой массив оловянных наностержней с длиной от десятков нанометров до десятков микрон, и диаметром от нескольких до 500 нанометров соответственно (Рис.1, Рис.2). Среднее соотношение длины стержня к ширине составляет 20:1.

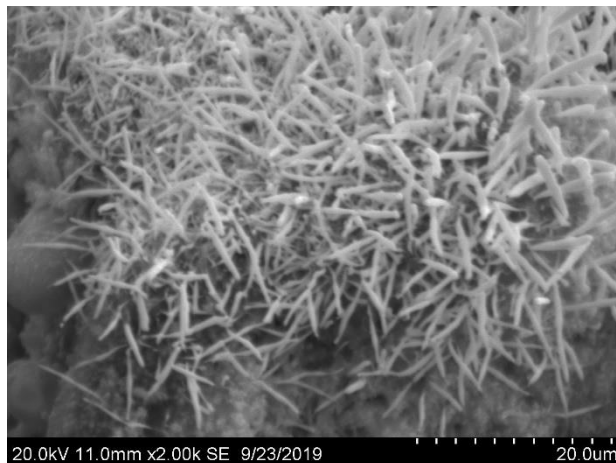


Рис.1. СЭМ снимок синтезированного материала.

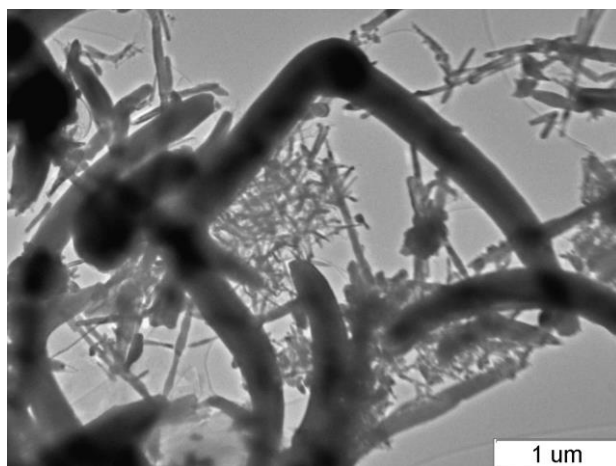


Рис.2. ПЭМ снимок синтезированного материала.

Список литературы:

1. M. Hernandez-Velez, Nanowires and 1D arrays fabrication: An overview // Thin Solid Films. 2006. V. 51. P. 495.

Работа выполнена при поддержке РФФИ
(грант 17-43-540738).

УДК 532.11

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ТВЕРДОСФЕРОНОГО ФЛЮИДА В НАНОПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Андрющенко В.А.^{1,2}, Бойко Е.В.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В связи с активным развитием микро- и наноустройств [1–3], процессы, происходящие на наномасштабах, привлекают все большее внимание со стороны научного сообщества. Одним из важных направлений подобных исследований является изучение термодинамики жидкостей и газов, находящихся в микро- и нанопористых средах [4–6].

Последовательное изучение термодинамических процессов, протекающих во флюидах, находящихся в пористых средах, невозможно без нахождения соответствующих уравнений состояний. Изучению зависимости давления флюида от свойств нанопористой среды посвящена, представляемая работа.

Для нахождения уравнения состояния использовалась два алгоритма: алгоритм, основанный на применении теоремы о вириале, и алгоритм, основанный на расчете импульса, передаваемого твердым поверхностям системы. Для моделирования динамики молекул использовался метод молекулярно-динамического моделирования, являющийся одним из мощных средств исследования различных явлений и процессов в системах на нано- и микро- масштабах. В качестве потенциала взаимодействия использовался потенциал твердых сфер. Выбор данного потенциала обусловлен прозрачным введением определений пористости, длины свободного пробега и т.д. При изучении изменялась плотность флюида, пористость и закон взаимодействия флюида с поверхностью пор.

В результате изучения термодинамики системы установлено, что уравнение состояния твердосферного флюида, находящегося в свободном объеме, хорошо описывается моделью Карнахана-Старлинга. Отсюда возникает естественный вопрос: «При каких размерах пор будет наблюдаться отклонения фактора сжимаемости для флюида, находящегося в нанопористой среде, от фактора сжимаемости, определенного по уравнению Карнахана-Старлинга?». Для ответа на этот вопрос было проведено исследование зависимости давления от плотности флюида при различных пористостях и характерных размерах пор (отношения диаметров частиц пористой среды к диаметрам молекул флюида) и типах укладки частиц пористой среды.

Было установлено, что уменьшение отношения диаметров гранул пористой среды к молекулам флюида - λ приводит к увеличению фактора сжимаемости Z . Однако, в средах с большой пористостью это увеличение составляет лишь несколько процентов по сравнению с фактором сжимаемости в свободном объеме (см. рис. 1). В средах с меньшей пористостью наблюдаются аналогичные зависимости, но более явно выраженные.

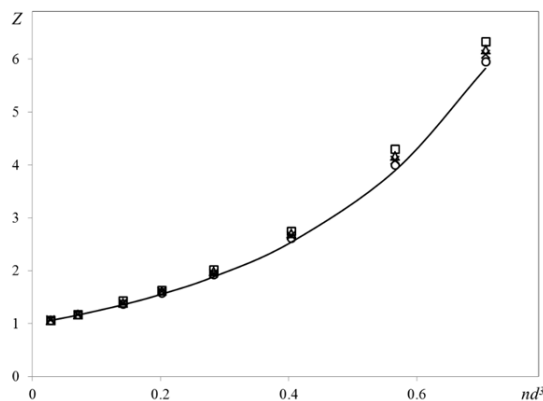


Рис. 1. Зависимость факторов сжимаемости от плотности флюида в пористой среде. Сплошная линия соответствует уравнению Карнахана-Старлинга, окружности – $\lambda=40$, кресты – $\lambda=20$, треугольники – $\lambda=15$, квадраты – $\lambda=10$. Частицы пористой среды находятся в узлах простой кубической укладки.

Обобщая полученные результаты, можно сделать определенный вывод: отличие уравнений состояния в пористых средах от уравнения состояния в свободном объеме, обусловлено наличием зон экранирования и структурированием молекул в приповерхностной зоне. Существенные отличия в уравнениях состояния будут наблюдаться при соизмеримости объемов зон неоднородной плотности и экранирования с объемом пор, т.е. при характерных размерах пор в несколько десятков молекул.

Список литературы:

1. Mathew J., Joy J., George S. C. Potential applications of nanotechnology in transportation: A review // Journal of King Saud University-Science. 2019. V. 31. № 4. P. 586–594.
2. Tao Z. Mesoporous silica-based nanodevices for biological applications // RSC Advances. 2014. V. 4. № 36. P. 18961–18980.
3. Chen W. et al. Graphene nanopores toward DNA sequencing: a review of experimental aspects // Science China Chemistry. 2017. V. 60. № 6. P. 721–729.
4. Silvestre J., Silvestre N., De Brito J. Review on concrete nanotechnology // European Journal of Environmental and Civil Engineering. 2016. V. 20. № 4. P. 455–485.
5. Zhu X., Zhao Y.P. Atomic mechanisms and equation of state of methane adsorption in carbon nanopores // The Journal of Physical Chemistry C. 2014. V. 118. № 31. P. 17737–17744.
6. Macpherson A.K., Carignan Y.P., Vladimiroff T. Molecular dynamics of hard spheres. II. Hard spheres in a spherical cavity // The Journal of chemical physics. 1987. V. 87. № 3. P. 1768–1770.

Исследование зависимостей от размера пор и пористости выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А19-119061490008-3), исследование зависимостей от типа укладки и взаимодействия с порами выполнено за счет гранта РФФИ 18-29-19099\18.

ОСАЖДЕНИЕ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР ИЗ СТРУИ АКТИВИРОВАННЫХ В СВЧ РАЗРЯДЕ ГАЗОВ

Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Ребров А.К., Тимошенко Н.И., Юдин И.Б.

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

Большое удельное электрическое сопротивление и низкая диэлектрическая проницаемость алмаза, высокие твердость и теплопроводность, химическая стабильность и прозрачность в широком диапазоне длин волн делают алмаз перспективным для различных механических, термических, оптических и электронных применений [1, 2].

В данной работе для получения алмазного покрытия использовался метод осаждения алмаза из высокоскоростной струи активированных газов в микроволновом разряде [3]. Получены алмазные покрытия в различных режимах, определено наличие углеродсодержащих фаз с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света, сканирующая электронная микроскопия использована для изучения морфологии зерна.

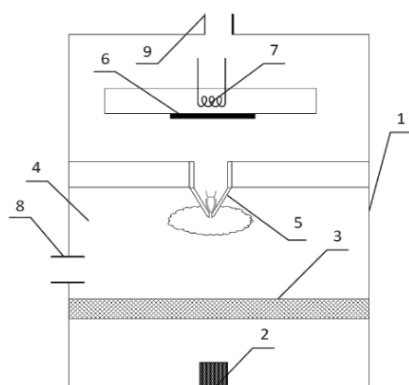


Рис. 1. Схема СВЧ-реактора с подложкой.

1 – корпус, 2 – антенна магнетрона,
3 – кварцевая перегородка, 4 – разрядная камера, 5 – сопло,
6 – подложка с нагревателем, 7 – нагреватель подложки,
8 – подача газа, 9 – вакуумная магистраль.

Поверхность подложки перед экспериментом обрабатывалась струей атомарного и молекулярного водорода, температура подложки 950°C. Длительность осаждения алмазного покрытия составляла 90 мин.

Используемая схема осаждения позволяет менять условия в камере осаждения без изменения условий в разрядной камере за счет формирования сверхзвукового течения, разделять зоны активации газа и осаждения на подложку. В выполненной серии экспериментов давление в камере осаждения изменялось от 10 до 80 мм рт.ст., что обеспечивало сверхзвуковое истечение активированных компонент газа и устраняло влияние давления в камере осаждения на процессы в разрядной камере.

При минимальном в этих экспериментах давлении в камере осаждения (10 мм рт.ст.) сплошная плёнка не формировалась. Осаждались отдельные кристаллы алмаза с характерным размером ребра грани до 10 мкм. При давлении 20 мм рт.ст. и выше плотная алмазная плёнка покрывала всю поверхность с максимальной толщиной в центре.

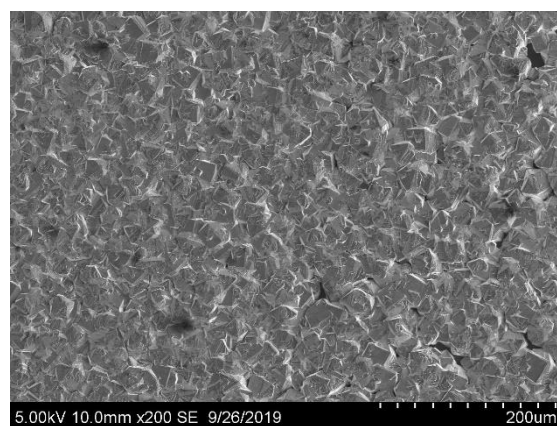


Рис. 2. СЭМ-фотография алмазной пленки при давлении в камере осаждения 80 мм рт.ст.

Полученные результаты экспериментов демонстрируют влияние давления в камере осаждения на структуру и скорость осаждения алмазного покрытия. Размер ребра полученных кристаллов алмаза увеличивался с ростом давления в камере осаждения и при давлении 80 мм рт.ст. достигал максимального размера (см. рис.2). Предложенный метод будет использован для получения покрытий на различных материалах подложек, в том числе кремнии, для практических применений.

Список литературы:

1. Balmer RS; Brandon JR; Clewes SL; Dhillon HK; Dodson JM; Friel I; Inglis PN; Madgwick TD; Markham ML; Mollart TP; Chemical vapour deposition of synthetic diamond: Materials, technology and applications. J Phys Condens Matter. 2009; 21: 364221.
2. Lu Y-J; Lin C-N; Shan C-X. Optoelectronic diamond: Growth, properties, and photodetection applications. Adv Opt Mater. 2018; 6: 1800359.
3. Rebrov A.K., Bobrov M.S., Emelyanov A.A. et al. Experience in the synthesis of diamond from a supersonic microwave plasma jet. Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 7, N 2 (2019) 131–137.

Работа поддержана фондом РФФИ
(код проекта 18-29-19069) и госбюджетом
ИТ СО РАН в части создания установки
и приобретения расходных материалов.

ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА НА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Марчук И.В., Бараховская Э.В.

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Процесс пленочной конденсации пара широко встречается и применяется в тепло и массообменных аппаратах. Тепловые трубы, термосифоны, бытовые и промышленные холодильники, климатические системы, атомные и тепловые электростанции — это далеко не полный перечень агрегатов, в которых процесс конденсации играет ключевую роль. Одним из эффективных методов интенсификации конденсации является использование оребренных поверхностей [1–2], а также мини и микро-каналов, когда под действием сил поверхностного натяжения локально уменьшается толщина пленки конденсата и интенсифицируется теплообмен.

В работе [3] исследовалась конденсация на цилиндре в наземных условиях и в условиях микрогравитации. Круглый цилиндр со сглаженными углами был выбран как наиболее простая осесимметричная поверхность для измерения толщины пленки конденсата с помощью конфокального датчика и проверки математических моделей. Моделирование пленочной конденсации на цилиндре с использованием приближения тонкого слоя дало хорошее качественное соответствие с экспериментом.

Однако в процессе эксперимента наблюдались скопления жидкости на плоской вершине цилиндра и в области основания цилиндра. Движение пленки жидкости было нестабильным, особенно при перемене силы тяжести и в условиях микрогравитации. Применение пористой среды для отсоса конденсата у основания цилиндра частично решило проблему скопления жидкости и неустойчивости. Возникла задача выбора формы поверхности для проведения экспериментов по конденсации в условиях микрогравитации на борту МКС, которая должна обеспечивать стабильное течение пленки конденсата.

В рамках гипотезы о том, что стабильное течение пленки конденсата может быть обеспечено постоянством движущей силы, найдено однопараметрическое семейство осесимметричных поверхностей, для которых градиент средней кривизны вдоль образующей постоянен. Безразмерное уравнение для на поворот образующей кривой θ имеет для таких поверхностей имеет следующий вид:

$$\theta'(s) + \frac{\sin(\theta(s))}{\int_0^s \cos(\theta(\xi)) d\xi} = -as + 2. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое в левой части — это первая кривизна, а второе слагаемое — это вторая кривизна поверхности ребра и уравнение имеет смысл, что средняя кривизна поверхности линейно убывает вдоль образующей кривой, длина которой выражается переменной s . Таким образом, капиллярное давление тоже

линейно убывает вдоль s , и градиент капиллярного давления постоянен.

Существует единственная образующая кривая для осесимметричной поверхности, для которой поворот в точке перегиба принимает наперед заданное значение, например, 90° . На Рис. 1. приведена форма такого ребра с диаметром в точке перегиба 8 мм. Размеры ребра здесь выбраны для экспериментов на МКС, минимальными, исходя из требований измерительных систем: оптических — для измерений толщины пленки и температурных для измерений параметров теплообмена.

За счет постоянного градиента капиллярного давления на такой поверхности обеспечивается стабильное течение пленки конденсата в условиях микрогравитации. Аналогичная кривая для плоского случая известна как клотоида или «спираль Корню», также известная как «спираль Эйлера», используется для нахождения наилучшей переходной кривой для получения максимально плавного движения транспорта на дорогах. Выполнены расчеты конденсации неподвижного пара на таких поверхностях. Получены распределения толщины пленки конденсата при различных перепадах температуры между температурой насыщения и стенкой, для конденсации пара HFE7100, Рис.1.

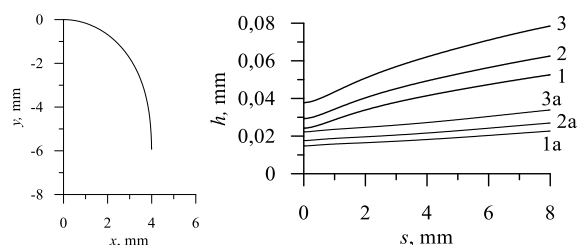


Рис. 1. Профиль ребра. Распределения толщины пленки конденсата на ребре. Кривые 1, 2, 3 в условиях микрогравитации, 1a, 2a, 3a — в наземных условиях, 1, 1a — $dT=1K$, 2, 2a — $dT=2K$, 3, 3a — $dT=5K$. Конденсация HFE7100 при атмосферном давлении.

Список литературы:

- Gregorig R. Hautkondensation an feingewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen // Zeitschrift für angewandte Mathematik and Physik, 1954, Bd. 5, N 1, P. 36 - 49.
- Марчук И.В., Глушук А.В., Кабов О.А. Конденсация пара на неізотермических криволинейных ребрах // Письма в Журн. техн. физики. — 2006. — Т. 32(9). — С. 42-49.
- Glushchuk, A., Minetti, C., Machrafi, H., Iorio, C.S., Experimental investigation of force balance at vapour condensation on a cylindrical fin, 2017 // International Journal of Heat and Mass Transfer, 108, P. 2130-2142.

Работа выполнена при поддержке Математического Центра в Академгородке, соглашение с Министерством науки и высшего образования Российской Федерации номер 075-15-2019-1675.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ ВОДЯНОГО ПАРА

Аньшаков А.С.¹, Радько С.И.², Урбах А.Э.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Низкотемпературная плазма водяного пара обладает рядом уникальных свойств: высокой энтальпией, экологичностью, широкой доступностью. Поэтому области её применения достаточно обширны: от энергетики до плазмохимии и от металлургии до машиностроения. Данные по энтальпии различных плазмообразующих газов в зависимости от температуры [1] показывают, что пароводяная плазма превосходит воздушную, аргоновую и кислородную плазменные состояния и выше её располагается только водородная плазма.

Анализ известных методов термической переработки углеродсодержащих отходов различного морфологического состава показывает, что в последние десятилетия наибольшее внимание привлекает плазменная газификация [2]. Высокий уровень температур в потоке электродуговой плазмы (3500 – 5000 К) обеспечивает значительный выход синтез-газа (смесь CO+H₂) до 90% об., экологическую чистоту и безопасность технологии. При этом наибольший эффект газификации достигается при использовании электродуговой плазмы водяного пара, которая является не только теплоносителем, но и активным реагентом в физико-химических реакциях.

Для реализации плазменной технологии в промышленное производство синтез-газа (или топливного газа) требуются мощные и надежные в эксплуатации электродуговые генераторы пароводяной плазмы. Существующие на сегодня плазмотроны для нагрева водяного пара конструктивно содержат вольфрамовый термокатод, для работы которого требуется защитная среда в виде аргона или чистого азота [3]. Это дорогостоящие газы и они существенно загрязняют пароводяную плазму.

Основу разработанного и исследуемого однокамерного пароводяного плазмотрона составляют два полых медных электрода ступенчатой геометрии, разделенных изолятором [4].

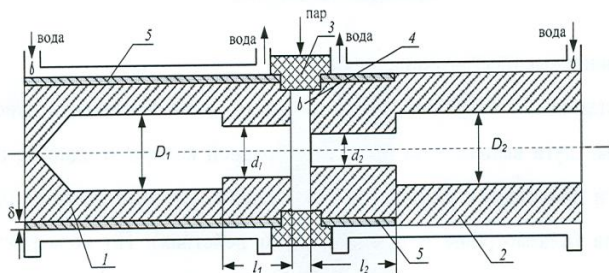


Рис. 1. Конструктивная схема пароводяного плазмотрона.
1 – внутренний электрод-анод; 2 – выходной электрод-катод; 3 – изолятор; 4 – кольцо закрутки;
5 – стальная обечайка.

Для исключения конденсации пара на водоохлаждаемых поверхностях необходимо поддерживать температуру внутренних стенок разрядной камеры выше температуры насыщения водяного пара.

Соотношения D_1/d_1 и D_2/d_2 составляли 1,5 – 1,8, длины l_1 и l_2 изменялись в процессе экспериментов. Толщина δ и конфигурация стальной обечайки рассчитывались с помощью ПК ANSYS.

Для получения водяного пара с температурой $300 \pm 50^\circ\text{C}$ разработан парогенератор с принудительной вентиляцией воды. Он состоит из змеевика переменного сечения из нержавеющей стали и демпфера для сглаживания гидродинамических пульсаций, которые возникают на испарительном участке парогенератора. Нагрев змеевика осуществляется от управляемого источника тока АПР-404. Расход вырабатываемого пара определяется по расходу воды. Температура пара на входе в разрядную камеру плазмотрона измеряется хромель-алюмелевой термопарой и цифровым мультиметром М-838 с точностью $\pm 2\%$.

Сравнительные вольт-амперные характеристики дуги при работе плазмотрона на воздухе и водяном паре при одинаковых расходах газов показали, что средняя по длине дуги напряженность поля E в паре составила 18–20 В/см, а в плазмотронах с воздушной стабилизацией дуги $E = 12 - 14$ В/см.

Проведены измерения тепловых потоков в электродах при токах 150–300 А. Рассчитанный КПД пароводяного плазмотрона составляет 0,55 – 0,70 и превышает данные при работе на воздухе. Оптимизация расхода газа и длины выходного электрода в струйном режиме позволит повысить КПД плазмотрона до 0,8, а в плавильном – до 0,85–0,9.

Список литературы:

1. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963. 708 с.
2. Аньшаков А.С., Фалеев В.А., Даниленко А.А. и др. Исследование плазменной газификации углеродсодержащих техногенных отходов// Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14. № 4. С. 639–650.
3. Даутов Г.Ю., Тимошевский А.Н., Урюков Б.А. и др. Генерация низкотемпературной плазмы и плазменные технологии: Проблемы и перспективы. Новосибирск: Наука, 2004. 464 с.
4. Патент РФ №2518171 Электродуговой нагреватель водяного газа / Аньшаков А.С., Урбах Э.К., Урбах А.Э., Фалеев В.А., Радько С.И. Бюл. №16. 10.06.2014.

УДК 621.9

АЛЮМИНИЙ-ИНДУЦИРОВАННАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК АМОРФНОГО СУБОКСИДА КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕХИОМЕТРИЕЙ

Меркулова И.Е., Баранов Е.А., Замчий А.О.

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

На данный момент, одной из наиболее привлекательных задач для современной электроники является внедрение технологий изготовления кремния на дешевых и низкотемпературных подложках (например, стекле). Перспективным подходом для получения тонких пленок поликристаллического кремния (поликремния) на стекле при низких температурах и малых временах отжига является метод алюминий-индуцированной кристаллизации (aluminum induced crystallization, AIC) аморфного кремния (a-Si) [1]. Данный метод позволяет получать пленки поликремния при низких температурах (ниже точки эвтектики системы «Al/Si» – 577 °C) и малых временах отжига [1]. Например, в результате AIC аморфного кремния в компоновке «стекло/алюминий/аморфный кремний» происходит макроскопический обмен слоями между алюминием и кремнием, в результате которого образуется слой поликремния на стеклянной подложке. Однако, высокая плотность границ зерен из-за малого размера кристаллитов (порядка 10 мкм) является главным недостатком поликремния, полученного в процессе AIC. Перспективным подходом с целью увеличить эффективность путем уменьшения количества центров зародышеобразования в пленке в процессе AIC является использование пленок аморфного субоксида кремния (a-SiO_x) различной стехиометрии [2].

В данной работе продемонстрированы результаты исследования влияния стехиометрии пленок a-SiO_x на процесс алюминий-индуцированной кристаллизации для образцов с исходной компоновкой «стекло/алюминий/мембранный слой/аморфный субоксид кремния».

В ходе подготовки образцов для исследования пленки алюминия толщиной порядка 200 нм наносились на стеклянную подложку методом термовакuumного испарения. Затем методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) формировалась тонкая пленка SiO₂ толщиной 4 нм, выполняющая роль мембранного слоя в процессе AIC. Тонкие пленки a-SiO_x с различным стехиометрическим коэффициентом также были синтезированы методом PECVD из газовой смеси SiH₄/O₂. Толщина слоя a-SiO_x варьировалась от 270 до 550 нм, в зависимости от стехиометрии материала. Первоначальное соотношение толщин слоев a-SiO_x и Al было скорректировано с учетом критерия a-Si/Al, предложенного в [3], и меньшей атомной плотности кремния в материале a-SiO_x

по сравнению с a-Si [4]. Для получения слоя поликремния на стекле, полученные образцы отжигались в вакуумной печи от 2 до 70 часов при температуре 550 °C. Состав и структура пленок были исследованы методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света. Кристаллическая ориентация и размер зерен после завершения процесса кристаллизации были исследованы с помощью методов рентгеноструктурного анализа и дифракции отраженных электронов. На рентгенограммах, присутствует более интенсивный пик на 28.4 град, соответствующий (111) кристаллической ориентации, а также пики слабой интенсивности с центрами на 47.4 и 56.3 град, соответствующие кристаллическому кремнию ориентации (220) и (311). Используя снимки с оптического микроскопа, была исследована поверхностная морфология образцов, были получены зависимости размера кристаллита, плотности зародышеобразования и кривые степени покрытия в зависимости от времени отжига для образцов с различной стехиометрией. Для стехиометрического коэффициента $x = 0.2$ полная кристаллизация пленок осуществлялась за 40 часов при температуре 550 °C. Установлено, что увеличение стехиометрии исходных пленок a-SiO_x до $x = 0.4$ приводит к существенному увеличению времени полной кристаллизации до 105 часов. Реализация процесса обмена слоями была подтверждена с помощью просвечивающей электронной микроскопии, выполненной в геометрии поперечного сечения.

Список литературы:

1. Nast O. et al. Aluminum-induced crystallization of amorphous silicon on glass substrates above and below the eutectic temperature //Applied Physics Letters. 1998. Т. 73. № 22. С. 3214–3216.
2. Zamchiy A.O., Baranov E.A., Maximovskiy E.A., Volodin V.A., Vdovin V.I., Gutakovskii A.K. and Korolkov I.V. Fabrication of polycrystalline silicon thin films from a-SiO_x via the inverted aluminum-induced layer exchange process. Materials Letters 261 (2020): 127086.
3. Nast O., Wenham S. R. Elucidation of the layer exchange mechanism in the formation of polycrystalline silicon by aluminum-induced crystallization //Journal of applied physics. 2000. Т. 88. № 1. С. 124–132.
4. Zamchiy A. O. et al. Determination of the oxygen content in amorphous SiO_x thin films //Journal of Non-Crystalline Solids. 2019. Т. 518. С. 43–50.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-10143).

УДК 621.9

ПЕРЕМЕЩЕНИЕ СТРУЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Семионов В.В.

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

При гравитационном течении плёнок жидкости по нагреваемым поверхностям происходит развитие неустойчивостей разных видов, что приводит к формированию волнового течения и регулярных структур.

Исследование струйных течений в нагреваемой плёнке жидкости важно для понимания процессов теплообмена и развития кризисных явлений.

Впервые формирование регулярных структур было обнаружено в работах [1, 2], где исследовалось течение плёнки 25% раствора спирта по нагревателю малого размера 6.5x13 мм. При плотности теплового потока выше порогового значения на нагревателе формировался горизонтальный вал, что приводило к движению жидкости в виде вертикальных струй и тонкой пленки между ними. При этом резко возрастала устойчивость пленки жидкости к разрыву. В работе [3] выделены 2 типа регулярных структур (А и В) в нагреваемых плёнках жидкости. В [4] исследовано влияние неустойчивостей и структур различных типов на разрыв плёнки воды.

Целью данной работы является исследование перемещения струй в поперечном направлении в вертикально стекающей нагреваемой плёнке жидкости при различных числах Рейнольдса и начальных температурах.

Экспериментальный стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включавший в себя рабочий участок, термостат с насосом, трубопроводы, ротаметр и запорную арматуру. Рабочий участок состоял из текстолитовой плиты и расположенных на ней плёнкоформователя, термостабилизатора и нагревателя. В качестве нагревателя использовался плоский теплообменник длиной 100 мм и шириной 150 мм, внутри которого по каналам прокачивалась нагретая вода. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Рабочая жидкость с помощью насоса подавалась в плёнкоформователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью. Более подробное описание установки содержится в [5]. Для определения мгновенного поля толщины и волновых характеристик пленки использован модифицированный флуоресцентный метод, в качестве красителя был выбран Родамин 6Ж. Температура поверхности измерялась инфракрасным сканером Titanium 570M.

На рис.1 представлено течение воды в нижней части нагревателя при $Re=50$, начальной температуре плёнки $T=40\text{ }^{\circ}\text{C}$ и плотности теплового потока $q=3.63\text{ Вт/см}^2$. Видно, что форма струй отличается от строго вертикальной, соответствующей начальному течению плёнки.

В качестве характеристики движения струй в поперечном направлении используется максимальная амплитуда витаний, которая определяется как разность между крайним правым и крайним левым положениями гребня струи за время съёмки. Подробно методика расчёта данного критерия описана в [6].

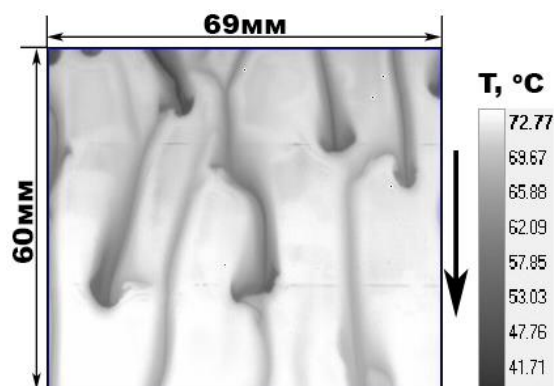


Рис. 1. Течение плёнки воды в нижней части нагревателя. Верхняя граница рисунка соответствует расстоянию $X=34\text{ мм}$. от верхнего края нагревателя. Стрелкой указано направление течения.

Показано, что при разных начальных условиях (Re , T) максимальная амплитуда витаний резко возрастает при значениях теплового потока, соответствующих появлению регулярных структур типа А.

Список литературы:

1. Кабов О.А. Теплоотдача от нагревателя с малым линейным размером к свободно стекающей пленке жидкости // Тр. Первой Росс. нац. конф. по теплообмену. М.: Изд-во МЭИ. 1994. Т. 6. С. 90–95.
2. Kabov O.A., Diatlov A.V., Marchuk I.V. Heat transfer from a vertical heat source to falling liquid film // Proc. of the First Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation. / Eds. G.P. Celata and R.K. Shah. 9-11 October, 1995. Rome, Italy. Vol.1. P. 203–210.
3. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой плёнки жидкости // ПМТФ, 2003, Т. 44, № 5, С. 128–137.
4. Chinnov E.A., Shatskiy E.N., Semionov V.V. Effect of thermocapillary instability on liquid film breakdown // ИЖМТ, 145 (2019) 118692.
5. Chinnov E.A. Formation of the unsteady thermocapillary structures in the residual layer of three-dimensional waves // Int. J. Heat Mass Transfer 2017 V. 108 P. 2053–2059.
6. Semionov V.V., Shatskiy E.N., Chinnov E.A. Rivulets deflection on surface of heated liquid films // Proc. of the second Int. School of Young Scientists «Interfacial Phenomena and Heat Transfer» // 11–16 September, 2017, Novosibirsk, Russia.

УДК 532.64

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭНЕРГИЯ МЕТАЛЛОВ ПОСЛЕ АБРАЗИВНОЙ ОБРАБОТКИ

Исламова А.Г., Феоктистов Д.В., Кузнецов Г.В.

Национальный Исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Смачивание реализуется в микроэлектронике, при спреевом охлаждении, закалке распылением, сварке. Теоретические основы смачивания и растекания малых объемов жидкости по молекулярно-гладким поверхностям, характеризующимся одним элементарным составом достаточно хорошо изучены. Технические поверхности не являются молекулярно-гладкими и химически однородными [1], их текстура характеризуется хаотично расположенными неоднородностями (впадинами и выступами) нанометрового и микрометрового масштаба. Известно, что шероховатость поверхности и элементный состав оказывает влияние на смачиваемость и растекание капель. Фундаментальной проблемой, на решение которой направлена настоящая работа, является управление малыми объемами жидкостей на технологических поверхностях (в том числе используемых в теплообменном оборудовании) текстура которых образована абразивной обработкой. В рамках обозначенной проблемы решается задача по определению изменения полярной и дисперсной составляющих поверхностной энергии меди (широко используемого материала при изготовлении теплообменных поверхностей) после абразивной обработки её поверхности.

Использовались образцы в форме квадрата размером 30x30 мм толщиной 3 мм изготовленные из меди М1. С помощью шлифовально-полировального станка и дисков с зернистостью (P2500, P1500, P800, P600, P320, P60) сформировано шесть текстур. Текстура поверхности после абразивной обработки характеризовалась канавками. Среднее арифметическое отклонения профиля поверхности (S_a , мкм) и определено с помощью профилометрического комплекса “Micro Measure 3D station” [2]. Статические контактные углы определены на установке с использованием теневого метода [2], при дозировании капли дистиллированной воды на поверхность объемом (10 мкл). Проведен анализ влияния шероховатости (оцениваемой по R_a) на свойства смачивания полученных поверхностей. С помощью метода ОВРК [3] рассчитана полная поверхностная энергия, состоящая из полярной и дисперсной составляющих, медных образцов (рис. 1).

Из рис. 1 видно, что с увеличением шероховатости медных образцов, поверхностная энергия уменьшается. С ростом шероховатости дисперсная составляющая поверхностной энергии меди не изменяется (отклонения не превышают погрешность), уменьшается

полярная составляющая поверхностной энергии. Результаты согласуются с данными, полученными при обработке титановых образцов [4].

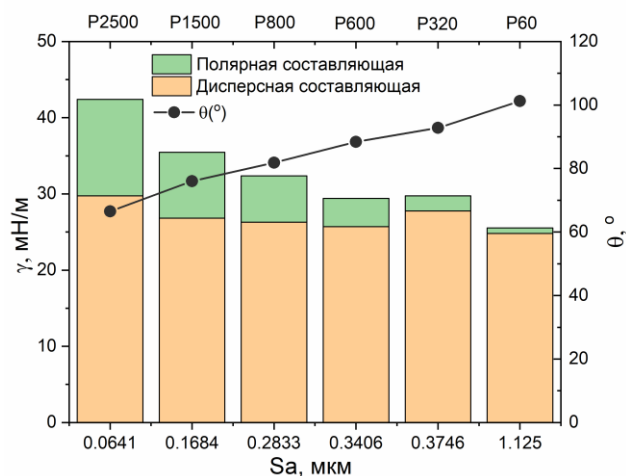


Рис. 1. Зависимости поверхностной энергии и статического контактного угла от параметра шероховатости S_a .

Сделан вывод о том, что после абразивной обработки поверхности меди с ростом шероховатости (обусловленной обработкой бумагой с большим размером зерна) пленка оксидов на поверхности меди уменьшаться, тем самым приводя к понижению полярной составляющей поверхностной энергии и росту статического контактного угла (ухудшению смачивания).

Список литературы:

1. D. Anton, Surface-fluorinated coatings // Adv. Mater. 1998. Vol. 10, No. 15. P. 1197–1205.
2. G.V. Kuznetsov, D.V. Feoktistov, E.G. Orlova, I.Y. Zykov, A.G. Islamova. Droplet state and mechanism of contact line movement on laser-textured aluminum alloy surfaces // J. Colloid Interface Sci. 2019. Vol. 553. P. 557–566.
3. X.J. Wang, Y.C. Li, J.G. Lin, P.D. Hodgson, C.E. Wen. Apatite-inducing ability of titanium oxide layer on titanium surface: The effect of surface energy // J. Mater. Res. 2008. Vol. 23. P. 1682–1688.
4. S.K. Santhosh, S.S. Hiremath. Effect of surface roughness and surface topography on wettability of machined biomaterials using flexible viscoelastic polymer abrasive media // Surf. Topogr. Metrol. Prop. 2019. Vol. 7. 015004.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90136.

УДК 532.663, 536.658

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЫ

Огородников И.А.

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

Пузырьковые области в природных условиях и технологических процессах неоднородны по пространственному распределению пузырьков [1, 2].

Целью работы является определение спектральных характеристик звука отраженного и излученного неоднородной пузырьковой средой.

Постановка задачи. Часть неограниченной в пространстве жидкости заполнена одинаковыми пузырьками. В приграничной области объемное газосодержание α возрастает от 0 до постоянного значения по закону $a \cdot e^{-b(x-c)^2} \cdot (x-c)^2$, где a, b, c определяют изменение α . Исследуется отраженное звуковое поле в чистой жидкости.

Для расчетов использовалась волновая система уравнений [3]. Импульсы возбуждения имели амплитуды δP_e равные 10 Па – линейный случай и 1 МПа – нелинейный случай. Рассмотрена реакция пузырьковой среды на зондирующие импульсы длительностью τ равной $60 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ и $30 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Начальное давление в жидкости $P_0 = 0,1 \text{ МПа}$, радиус пузырьков $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, в однородной части объемное газосодержание α равно 10^{-3} , воздух в пузырьке подчиняется адиабатическому закону с показателем $\gamma = 1,4$. В качестве жидкости выбрана вода. Плотность воды $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, скорость звука $c_0 = 1500 \text{ м/с}$. Ширина расчетной области 3 м . Ширина пузырьковой области $h = 2 \text{ м}$. Расстояние, на котором изменяется α равно $0,5 \text{ м}$. На границах расчетной области применены безотражательные граничные условия.

На рис. 1 приведена пространственная структура звукового поля. В пузырьковой среде формируется аналогичная структура, как и в однородной среде, но резонансный солитон формируется на расстоянии в пять раз больше чем в [4].

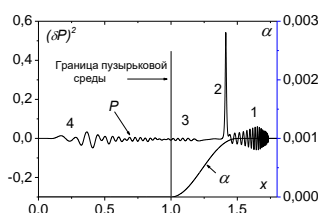
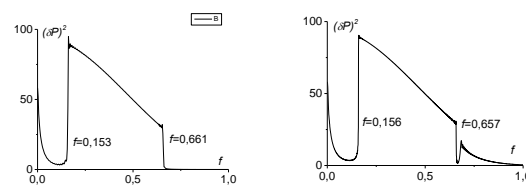


Рис.1. Пространственная структура волнового поля δP и объемного газосодержания α . 1 – звуковой предвестник, 2 – резонансный солитон, 3 – зона формирования всех видов, 4 – звуковое поле в воде. $\delta P_e = 1 \text{ МПа}$, $\tau = 60 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $\alpha = 10^{-3}$.

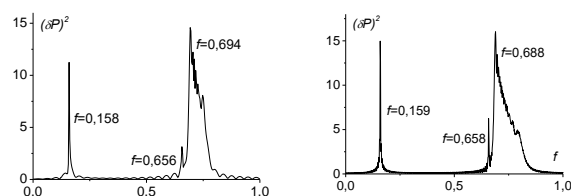
На рис. 2 представлены безразмерные спектры начальной фазы излучения пузырьковой среды. Сплошные спектры имеют резкие границы, в пределах которых происходит излучение поглощенной пузырьковой средой энергии из граничной области изменения α . Излучение имеет объемный характер.



(а) (б)

Рис.2. Спектры начальной фазы излучения пузырьковой области. Амплитуды возбуждающих импульсов (а) $\delta P_e = 10 \text{ Па}$. (б) $\delta P_e = 1 \text{ МПа}$. $\alpha = 10^{-3}$.

На больших временах поглощенная энергия излучается в виде периодической волны. Энергетические спектры представлены на рис. 3. При увеличении амплитуды возбуждающего импульса спектр излучения смещается в высокочастотную область. Частотный диапазон при $\delta P_e = 10 \text{ Па}$ лежит в границах $12542 - 54186 \text{ Гц}$, а для $\delta P_e = 1 \text{ МПа}$ в границах $42413 - 178625 \text{ Гц}$. Смещение спектра обусловлено возрастанием силы взаимодействия пузырьков и, соответственно, частоты пульсаций, из-за увеличения мощности воздействия.



(а) (б)

Рис.3. Спектры излучения пузырьковой области на больших временах. Амплитуды возбуждающих импульсов (а) $\delta P_e = 10 \text{ Па}$. (б) $\delta P_e = 1 \text{ МПа}$. $\alpha = 10^{-3}$.

Список литературы:

1. В.А. Буланов. Акустическая нелинейность верхнего слоя океана и мелкого моря и особенности рассеяния и поглощения звука// Океанологические исследования. 2018. Т. 46. № 2. С. 15–27.
2. В.И. Мельников, В.В. Иванов, И.А. Тепляшин, А.В. Логинов, Д.И. Шмелев. Разработка многоточечной акустозондовой системы диагностики двухфазного теплоносителя// Известия вузов. Ядерная энергетика. 2014. № 2. С. 27–34.
3. И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями// Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2016. Т. 9. № 2. С. 70–81.
4. Ogorodnikov I A. Resonant solitons in a polydisperse bubble medium// Journal of Physics: Conference Series 1105 012088. 2018. С. 1–6.

УДК 536.248

ТЕПЛООБМЕН В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ НА ПАКЕТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ С МДО-ПОКРЫТИЕМ

Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Володин О.А., Катаев А.И., Миронова И.Б.

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

Кожухотрубные теплообменники с горизонтальным расположением пучков труб являются широко распространенными элементами теплообменного оборудования в энергетике, криогенной и холодильной технике, химической технологии, пищевой промышленности и многих других приложениях. Для снижения массы и габаритов теплообменных аппаратов такого типа одинаково важной является интенсификация теплообмена как со стороны рабочего тела, так и теплоносителя.

Применение пленочных режимов течения рабочей жидкости позволяет добиться снижения металлоемкости и габаритов теплообменников, а также уменьшения расходов рабочей жидкости. Для повышения эффективности теплового цикла холодильных машин и тепловых насосов важным является снижение температурных напоров между теплоносителем и рабочим телом, что может быть достигнуто в режимах испарения и пузырькового кипения на развитых поверхностях.

Одним из эффективных способов интенсификации теплообмена при кипении и испарении является нанесение капиллярно-пористых покрытий на теплоотдающую поверхность [1]. При выборе метода создания структурированных поверхностей решающими факторами являются воспроизводимость характеристик создаваемых структур и затраты на их массовое производство. В работе [2] было показано, что при кипении недогретой воды на титановой фольге с покрытием из оксида титана TiO_2 , полученным методом МДО (микродугового оксидирования), наблюдается надежная интенсификация теплообмена. Технология микродугового оксидирования [3] является перспективной для создания пористого покрытия из окиси алюминия на теплоотдающей поверхности.

В работе приведены результаты экспериментов по измерению характеристик теплообмена в стекающих пленках хладагона R21 на опытных образцах горизонтальных труб из алюминия АД-31 с покрытием Al_2O_3 , нанесенным методом МДО. Экспериментальная установка представляет собой замкнутый циркуляционный контур, в испарителе которого установлен вертикальный пакет горизонтальных труб диаметром 10 мм с шагом 12 мм. Длина участков с нанесенным покрытием составляет 625 мм, толщина стенки труб – 1.5 мм. Тепловой поток на поверхности создается пропуском внутри труб горячей воды. Для получения реперных значений коэффициентов теплоотдачи в пакете установлены трубы с гладкой поверхностью из меди и дюралюминия. Эксперименты проводились в диапазоне изменения числа Рейнольдса стекающей пленки насыщенной жидкости от 500 до 1500 при давлении в испарителе 3 бар. Орошение труб в пакете осуществлялось через щелевой распределитель. Установка оборудована окнами для наблюдения и видеосъемки режимов течения.

Для выбора оптимальных параметров микрорельефа и структуры пористых покрытий были изготовлены и протестированы опытные образцы с различной толщиной и пористостью покрытий. Результаты экспериментов с покрытием толщиной (109-124) мкм приведены на рис. 1. Для тепловых потоков $q < 10^4$ Вт/м² (режим испарения) коэффициенты теплоотдачи одинаковы для всех рабочих участков. В режиме пузырькового кипения коэффициенты теплоотдачи на трубе с МДО-покрытием оказались заметно ниже, чем на гладких трубах.

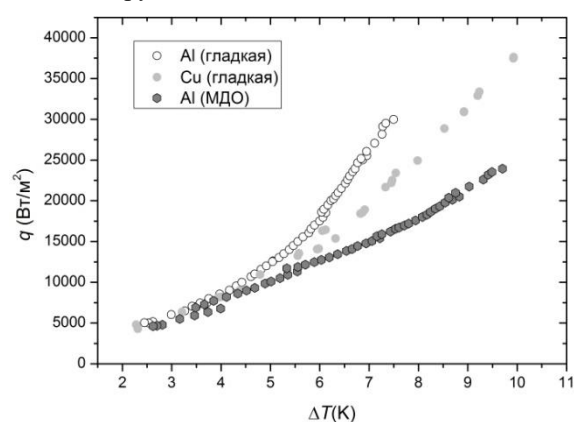


Рис. 1. Кривые кипения для стекающей пленки хладагона R21 на пакете горизонтальных труб, $Re = 1000$.

Анализ параметров покрытия показал, что его пористая структура оказалась недостаточно развитой для увеличения количества центров парообразования и снижения температурного напора начала закипания, что явилось причиной ухудшения теплообмена в этой области. Дальнейшей задачей исследования является получение покрытий с открытыми взаимосвязанными порами и большей пористостью для интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении.

Список литературы:

1. Kim D.E., Yu D.I., Jerng D.W., Kim M.H., Ahn H.S. review of boiling heat transfer enhancement on micro/nanostructure/surfaces // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2015. V. 66. P. 173–196.
2. Васильев Н.В., Варакин А.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Эпельфельд А.В. Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // *ТВТ*. 2017. Т. 55. С. 712-719.
3. Никифоров А.А., Никифорова Г.Л., Терлеева О.П., Слонова А.И., Ещенко В.Н., Донг Хеон Ли. Устройство для микродугового оксидирования. Патент 2248416 С2, РФ 20.03.2005.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ для поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых № 075-15-2019-1888.

УДК 532.529

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СРЫВА КАПЕЛЬ С ПОВЕРХНОСТИ ПРИСТЕННОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ СПУТНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА В ФОРКАМЕРЕ СОПЛА

Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В.

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

Одним из вопросов исследований и практических приложений пристенных пленок, движущихся под действием спутного газового потока, является установление условий перехода от волнового режима течения пленок к режиму течения со срывом капель с межфазной поверхности спутным газовым потоком. Из общих соображений можно заключить, что определяющими в данной задаче являются параметры как спутного газового потока (скорость и плотность), так и пристенной пленки жидкости (физические свойства и расход). Подходящими критериями подобия данного процесса являются числа Вебера спутного газового потока и числа Рейнольдса пристенной пленки [1, 2]. Проведенные ранее экспериментальные исследования газокапельной структуры течения за соплом, моделирующим сопло жидкостного ракетного двигателя малой тяги [3], показали, что важными являются данные о величине критической скорости газа, при которой начинается срыв капель с поверхности пристенной пленки жидкости.

В данной работе переход к режиму срыва капель применительно к течению в соплах, а именно определения критической скорости, исследуется с помощью датчика температуры, помещенного на оси потока за соплом. Присутствие капель жидкости в газовом потоке влияет на теплообмен датчика с набегающим потоком: затраты тепла на испарение капель снижают температуру датчика. Таким образом, сравнивая зарегистрированные температурные профили, можно определить условия, при которых начинается срыв капель с межфазной поверхности.

Эксперименты проводились на вакуумном газодинамическом комплексе ИТ СО РАН. В качестве сопла использовалась укороченная до критического сечения (только дозвуковая часть) модельное сопло [4], применявшееся в работах по изучению истечения газожидкостных смесей в вакуум. Полупроводниковый, малогабаритный температурный датчик TI LM50 устанавливался на оси потока. В качестве рабочего газа использовался воздух, в качестве рабочей жидкости – этанол. Воздух в форкамеру сопла подавался из баллонов через диафрагму диаметром 2 мм, расход воздуха регулировался изменением давления перед диафрагмой. Жидкость подавалась на стенку форкамеры через кольцевую щель, а ее расход регулировался количеством используемых форсунок.

Для каждого фиксированного расхода жидкости проводилось несколько продувок с разным расходом газа. Критическая скорость устанавливалась по изменению условной величины $P = \int_{t_1}^{t_2} T(t) dt$, где T – регистрируемая температура; t_1 , t_2 – время начала и

окончания подачи жидкости. Когда в потоке появились капли жидкости, значение P резко уменьшалось. Полученные результаты иллюстрирует рис. 1, на котором показаны значения скорости газа, при которых с пристенной пленки жидкости начинают отрываться капли. При меньших значениях скорости появление капель маловероятно, при больших – за соплом наблюдается стабильный мелкодисперсный газокапельный поток.

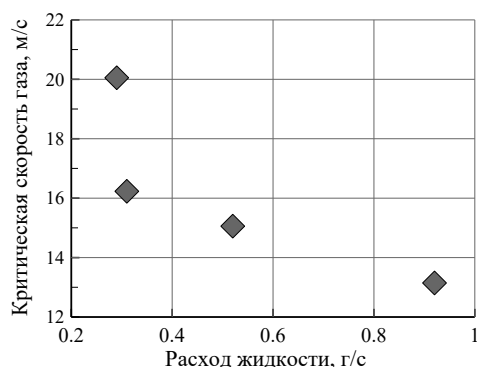


Рис. 1. Зависимость критической скорости от расхода жидкости

Измеренные значения скорости для кольцевого течения пленки в форкамере сопла – величины того же порядка, что и для установившегося течения в канале или трубе [5,6], несмотря на другую геометрию (с переменным поперечным сечением). Для кольцевого потока в форкамере так же сохраняется тенденция к уменьшению критической скорости с ростом толщины пленки жидкости (с увеличением расхода жидкости).

Список литературы:

1. Гогонин И.И. Теплообмен при конденсации движущегося пара внутри вертикальных труб (обзор) // Инженерно-физический журнал. 2004. Т. 77, №2. С. 167–180.
2. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск, Наука. 1992. 256 с.
3. Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В., Приходько В.Г., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н. Газодинамические аспекты проблемы загрязнения Международной космической станции. Часть 1. Модельные эксперименты // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т.10, №2. С. 279–296.
4. Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В. Газодинамические аспекты проблемы загрязнения Международной космической станции. Часть 3. Исследование защитных устройств // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, №4. С. 545–552.
5. Хьюитт Дж., Холл-Тэйлор Н. Кольцевые двухфазные течения: пер. с англ. М.: Энергия, 1974. 407 с.
6. Pan L., Hanratty T.J. Correlation of entrainment for annular flow in vertical pipes // International Journal of Multiphase Flow. 2002. Vol. 28. P. 363–384.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект 16-08-00436).

УДК 621.019

АПРОБАЦИЯ МЕТОДОВ РАСЧЕТА КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В МИНИКАНАЛАХ ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДОНОВ

Заноско А.И., Дедов А.В., Беляев А.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250 г. Москва, Красноказарменная, 14

В докладе представлена часть работы, посвящённой экспериментальному исследованию гидродинамики, теплообмена и кризису теплообмена в вынужденном потоке кипящих фреонов в каналах малого диаметра при высоких приведенных давлениях. В настоящее время в высокоэффективной энергосберегающей энергетике в качестве рабочего вещества предлагается использование различных хладонов и CO₂ в сжиженном состоянии. Использование подобных веществ, помимо знания термодинамических свойств, предполагает наличие универсальных методов расчета теплообмена, предельных тепловых нагрузок при кипении и гидродинамического сопротивления двухфазного потока.

В современной технике продолжают активно развиваться и внедряться высокоэффективные теплообменные устройства с охлаждающими миниканалами, в которых в качестве теплоносителя могут использоваться различные фреоны. Нужны надежные опытные данные для экспериментального обоснования расчетных методов, необходимых при проектировании подобных систем.

Целью работы является получение систематизированного набора экспериментальных данных о критическом тепловом потоке при течении различных хладонов в круглом миниканале в условиях высоких приведенных давлений, на основании которого будут апробированы и отобраны наиболее подходящие известные методики расчета кризиса теплообмена.

В докладе представлено описание экспериментального стенда и показаны опытные данные о критическом тепловом потоке. Для обобщения данных были отобраны наиболее известные в литературе методы расчета [1-10]. Были выявлены методы расчета, наиболее удовлетворяющие экспериментальным данным. Пример обобщения данных с помощью [2, 3] показан на рис. 1.

На стенде выполнялись экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена при вынужденном течении фреонов R113, RC318 и R125 в вертикальном канале диаметром 1.36 мм и 0.95 мм, длиной 200 и 100 мм соответственно. Гидравлический контур стенда позволяет поддерживать стабильные параметры потока на входе рабочего участка при давлениях до 2.5 МПа. Эксперименты проводились при следующих параметрах потока: массовый расход теплоносителя 1000 – 4500 кг/м²с, давление по отно-

шению к критическому 0.4 – 0.8; с помощью предварительного подогревателя на входе в рабочий участок устанавливалась различная степень насыщения жидкости, соответствующая недогретой и насыщенной жидкости. Измерения выполнялись с помощью автоматизированной системы сбора данных.

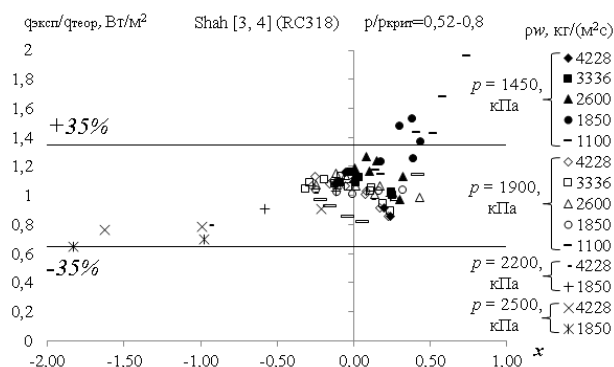


Рис. 1. Пример обобщения экспериментальных данных.

Список литературы:

1. M.M. Shah, Improved general correlation for critical heat flux during upflow in uniformly heated vertical tubes, *Int. J. Heat Fluid Flow* 8 (4) (1987) 326–335.
2. M.M. Shah, A generalized graphical method for predicting CHF in uniformly heated vertical tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22 (1979) 557–568.
3. W. Zhang, T. Hibiki, K. Mishima, Y. Mi, Correlation for critical heat flux for flow boiling of water in mini-channels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 49 (2006) 1058–1072.
4. Qi, Zhang, Wang, Xu, Flow boiling of liquid nitrogen in microtubes Part II – Heat transfer characteristics and critical heat flux. 2007.
5. L. Wojtan, R. Revellin, J.R. Thome, Investigation of critical heat flux in single, uniformly heated microchannels, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 30 (2006) 765–774.
6. W.V. Kuan, Experimental study of flow boiling heat transfer and critical heat flux in microchannels, Ph.D. Thesis, Rochester Institute of Technology. (2006).
7. Y. Katto, A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 21 (1978) 1527–1542.
8. В.В. Ягов, О механизме кризиса теплообмена при кипении насыщенной и недогретой жидкости в трубах, *Теплоэнергетика*, 1992.
9. Ягов В.В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей // *Теплоэнергетика*. 1988. № 2. С. 4-9.
10. Ягов В.В., Пузин В.А. Приближенная физическая модель кризиса кипения при вынужденном движении насыщенной жидкости // *Теплоэнергетика*. 1985. № 3. С. 3-5.

Работа выполнена при поддержке Российского
Научного Фонда 19-19-00410.

УДК 536.24

ДИНАМИКА МИКРОРАЗМЕРНЫХ СУХИХ ПЯТЕН И КРИЗИС В ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В МИНИКАНАЛЕ

Зайцев Д.В., Ткаченко Е.М.

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

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 использованием скоростной съемки для визуализации образования и динамики сухих пятен.

Рабочий участок представляет собой плоский канал высотой 1 мм. Нижняя часть канала – пластина из нержавеющей стали, в которую впрессован медный стержень с головкой 1x1 см², выполняющий роль нагревателя. Тепловой поток в пленку определялся по перепаду температур в медном нагревателе вблизи его поверхности за вычетом тепловых растечек в подложку из нержавеющей стали. В качестве рабочей жидкости и газа использовались вода и воздух, соответственно, с начальной температурой T₀ ≈ 25 °С.

С учетом теплотерь, максимальный критический тепловой поток, достигнутый в эксперименте, составляет q_{whl.cr} = 935 Вт/см², Рис. 1, а максимальный коэффициент теплоотдачи составляет 250 кВт/м²К. На рис. 2 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 теплотерь, q_{whl.cr}, к тепловому потоку, необходимому для прогрева и полного испарения жидкости, поступающей на нагреватель, q_{ev}. 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.

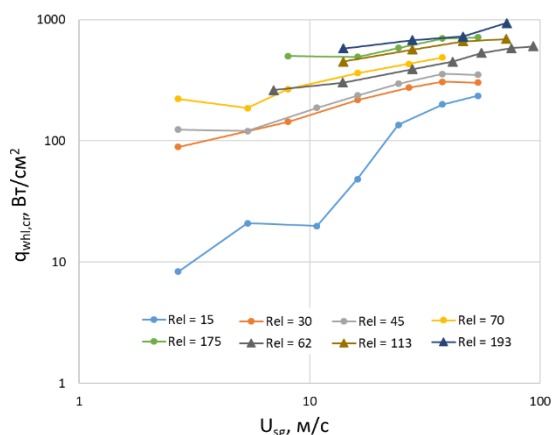


Рис. 1. Зависимость критического теплового потока (с учетом тепловых потерь) от приведенной скорости газа.

При помощи высокоскоростной визуализации было установлено, что с ростом теплового потока общая площадь сухих пятен на нагревателе, как правило, увеличивается, но, при достижении температуры стенки T_w ≈ 100 °С, площадь сухих пятен начинает уменьшаться и непосредственно перед кризисом принимает минимальное значение. При этом, с ростом теплового потока, суммарная длина контактной линии возрастает и перед кризисом достигает максимального значения (рис. 3). Как известно, вблизи контактной линии существует регион сверхинтенсивного испарения. В наших экспериментах, за счет массового образования микrorазмерных сухих пятен, длина контактной линии может достигать десятков сантиметров (рис. 3), что, по-видимому, и обуславливает фиксируемые рекордные значения тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи.

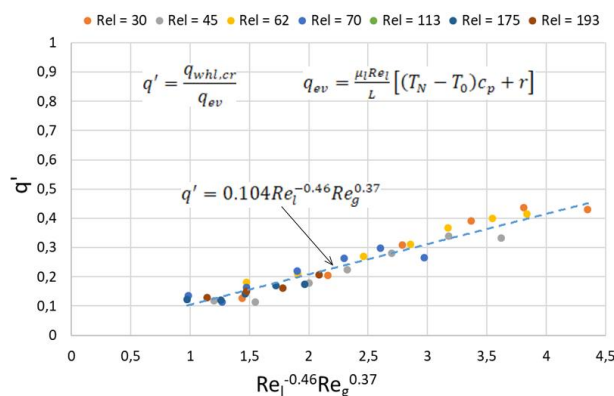


Рис 2. Обобщение полученных данных (исключая Rel = 15).

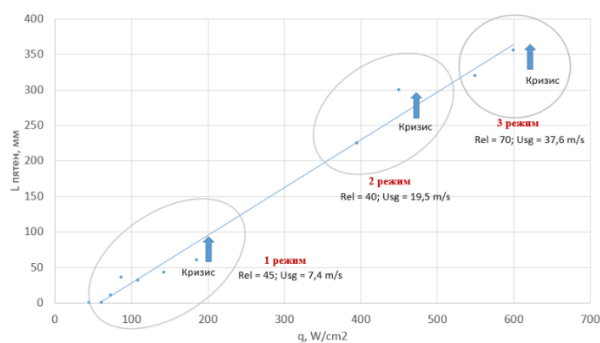


Рис 3. Суммарная длина контактной линии (периметра сухих пятен) на нагревателе (3 серии экспериментов).

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 536.24

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ НАГРЕВА НА ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ РАЗРЫВ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

Кочкин Д.Ю.^{1,2} Зайцев Д.В.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Тонкие пленки жидкости подвержены разрыву. Исследования [1] показали, что в процессе разрыва локально нагреваемых пленок жидкости перед образованием сухого пятна на нагревателе формируется тонкая остаточная пленка. Представленная работа посвящена исследованию зависимости толщины остаточной пленки от скорости нагрева.

Эксперименты проводились на рабочем участке, представляющем собой текстолитовое основание, в центре которого впрессован медный нагревательный элемент круглой формы с диаметром 12 мм. По периметру осуществлялось охлаждение рабочего участка (рис. 1). В качестве рабочих жидкостей использовались силиконовые масла (ПМС-5, ПМС-100 и ПМС-200), обладающие различной вязкостью в большом диапазоне (отличие в 40 раз) при практически одинаковых теплофизических свойствах.

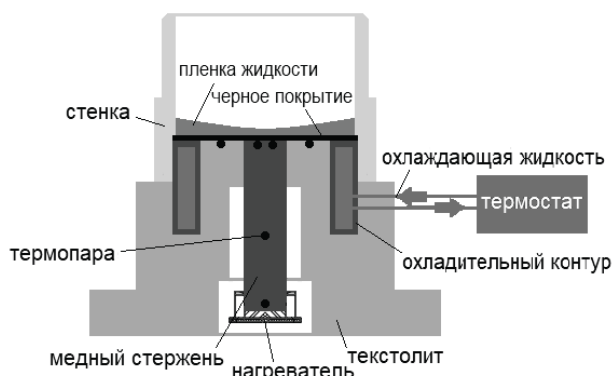


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Горизонтальная пленка жидкости формировалась на поверхности рабочего участка, после чего включался нагреватель. В эксперименте использовались оптическая шпирен система, позволяющая визуализировать деформации и разрушение пленки (рис. 2), а также конфокальный сенсор Micro-Epsilon, позволяющий с высокой точностью измерять толщину слоя жидкости.

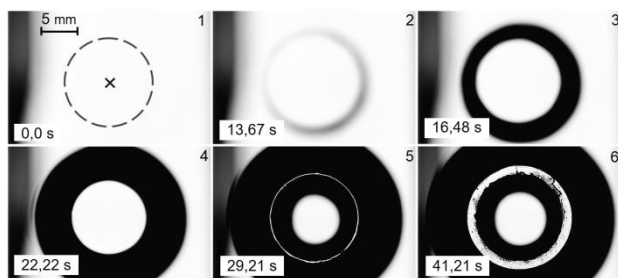
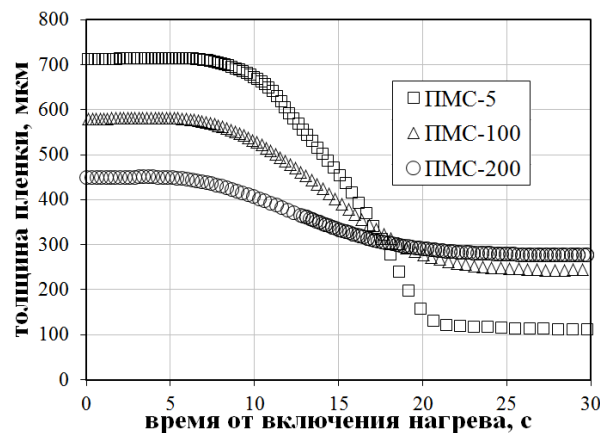


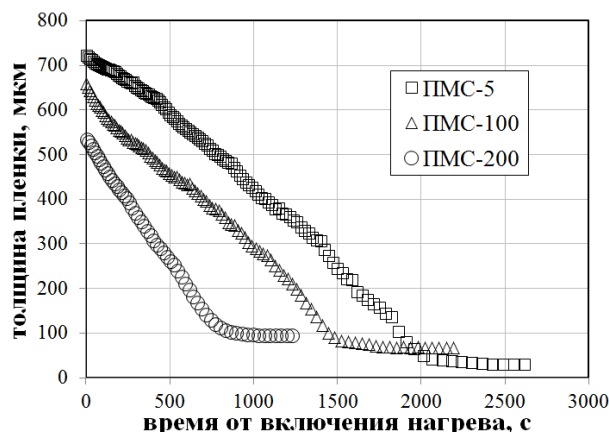
Рис. 2. Шпирен изображения разрыва пленки силиконового масла ПМС-100 (показано время от включения нагрева).

Пунктирная линия – положение нагревателя, крестик – точка измерения толщины.

Было выявлено, что толщина остаточной пленки практически не зависит от начальной толщины слоя, а зависит от вязкости жидкости (с увеличением вязкости жидкости толщина остаточной пленки увеличивается). Также было обнаружено, что при быстром нагреве (рис. 3а) толщина остаточной пленки примерно в три раза больше, чем при медленном нагреве (рис. 3б) (время эксперимента при быстром нагреве более чем в 50 раз меньше, чем при медленном нагреве).



а)



б)

Рис. 3. Изменение толщины пленки со временем (толщина измерялась конфокальным сенсором в точке, указанной на рис.2). Быстрый нагрев (а), медленный нагрев (б).

Список литературы:

1. D. V Zaitsev, O.A. Kabov, An Experimental Modeling of Gravity Effect on Rupture of a Locally Heated Liquid Film, Microgravity Sci. Technol. 19 (2007) 174–177.

УДК 66.097.3:662

ПАРЦИАЛЬНОЕ ОКИСЛЕНИЕ ТОПЛИВНОГО ГАЗА В МИКРОКАНАЛЕ

Димов С.В.

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

Окислительная конверсия является наиболее перспективным и энергетически эффективным методом переработки углеводородных газов [1, 2]. При парциальном окислении C₂-C₄ алканов важным фактором является стабильность катализатора [3]. В зависимости от соотношения расходов углеводорода и кислорода, температуры, времени контакта, типа катализатора и его носителя может быть получен разный состав продуктов окисления.

В данной работе проведено исследование парциального окисления топливного газа, состоящего из смеси этана, пропана и бутана, в кольцевом микрореакторе с нанесенным на внутреннюю стенку канала катализатором. Были исследованы два типа катализаторов (родий и платина) на двух носителях (гамма оксид алюминия; смесь оксидов церия, лантана, циркония). Наиболее эффективным оказался двухслойный катализатор, используемый для автотермического риформинга топливного газа, внутренним слоем которого является катализатор паровой конверсии углеводородов (Rh/γ-Al₂O₃), а внешним слоем является катализатор парциального окисления. Для тестируемых катализаторов определена степень конверсии различных компонентов исходного продукта в зависимости от температуры реактора и времени контакта

Эксперименты выполнялись на установке, описанной в работе [4, 5] для разных расходов топливного газа и воздуха. Смесь топливного газа и воздуха, задаваемая массовыми контроллерами Bronkhorst в соотношении C/O ≈ 1 подавалась в кольцевой микрореактор с зазором 950 мкм. В процессе опытов измерялись температура реактора на его входе и выходе, а также объем и состав продуктов реакций с использованием хроматографов Agilent с масс селективным детектором,

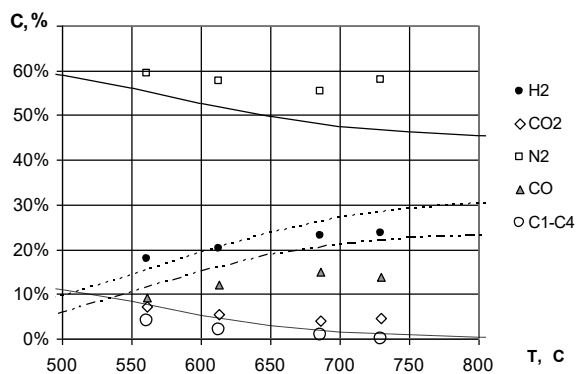


Рис.1. Концентрации выходных газов при парциальном окислении топливного газа на двухслойном катализаторе для времени контакта -207мс. Линии равновесные расчетные концентрации.

Маэстро с датчиком по теплопроводности. Температура в рабочем участке создавалась внешним электрическим нагревателем. На рис. 1 приведены измеренные концентрации продуктов реакции от температуры реактора для времени контакта $t=207$ мс, где $t=V_r/Q_{in}$, V_r – объем реактора, Q_{in} – входной расход газа при нормальных условиях ($P=101325$ Па, $T=273$ К). Важным параметром проводимых реакций является степень конверсии компонент топливного газа $X_i = (n_{i,in} - n_{i,out}) / n_{i,in}$ в зависимости от температуры и времени контакта, где n_i молярный расход для каждого компонента.

На рис. 2 приведены степени конверсии компонентов топливного газа при среднем отношении кислород / углерод, равном 1, в зависимости от температуры реактора на двухслойном катализаторе.

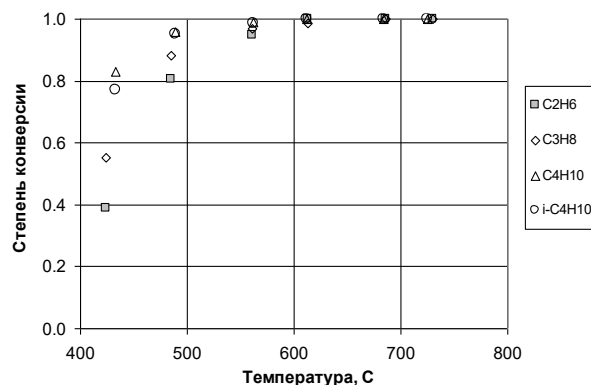


Рис.2. Степень конверсии компонент топливного газа при его парциальном окислении топливного газа на двухслойном катализаторе для времени контакта 207 мс.

Проведенные исследования показали эффективность двухслойного родиевого катализатора, в то время как платиновый катализатор на разных носителях быстро терял активность.

Список литературы:

1. Arutyunov V. S. et al. Kinetic features and industrial prospects of the selective oxidative cracking of light alkanes // Russian Chemical Reviews. 2017. Т. 86. №. 1. С. 47–74.
2. Ma R, Xu B, Zhang X. Catalytic partial oxidation (CPOX) of natural gas and renewable hydrocarbons/oxygenated hydrocarbons – A review// Catalysis Today. 2019. V. 338 P. 18–30.
3. Усачев Н.Я., Харламов В.В., Беланова Е.П. и др. Окислительная переработка низших алканов: состояние и перспективы // Российский химический журнал. 2008. Т. 52, № 4. С. 22–31.
4. Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V. and Gasenko O.A. Methane Steam Reforming in an Annular Microchannel with Rh/Al₂O₃ Catalyst// Jour. of Engineering Thermophysics. 2009. V.18. P. 187–196.
5. Dimov S V, Gasenko O A Oxidative steam conversion of light alkanes// Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1382. 012054.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).

УДК 621.3

УТИЛИЗАЦИЯ ЗОЛОШЛАКОВЫХ ОТХОДОВ ЭЛЕКТРОДУГОВЫМ МЕТОДОМ

Пак А.Я., Янковский С.А., Губин В.Е.

Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

С развитием человечества ежегодно увеличивается потребление энергетических ресурсов, что в свою очередь приводит к росту объемов промышленных отходов. Важным аспектом в этой области является методы переработки органических и неорганических отходов в процессах, обеспечивающих доходную статью за счет экзотермических реакций и/или возможности трансформации отходов в полезные газообразные или конденсированные продукты. Перспективным направлением в этой области следует считать плазменные методы переработки отходов [1]. Основным преимуществом плазменных методов можно считать высокие температуры процесса (порядка нескольких тысяч градусов) и скорости изменения температуры (до 10^6 K/c), что позволяет утилизировать в том числе токсичные и биологически опасные материалы [2]. В ходе реализации плазменных процессов утилизации различных видов отходов могут быть получены ценные продукты с высокой добавочной стоимостью в виде синтез газа и углеродных наноструктур [3–4]. Среди принципиальных недостатков группы плазменных методов можно отметить значительные энергозатраты, требующиеся для генерации плазмы, а также для работы вспомогательных устройств: компрессоров, вакуумных насосов. Соответственно, одним из путей повышения энергоэффективности систем является реализация процесса при атмосферном давлении газовой среды [5]. В Томском политехническом университете создан дуговой реактор постоянного тока совмещенного типа, способный работать в открытой воздушной среде без применения вакуумного оборудования и без необходимости расхода дорогостоящих инертных газов. Работа устройства основана на генерации потока газов диоксида и монооксида углерода дуговым разрядом, которые экранируют реакционную зону от кислорода воздуха. Ранее были проведены экспериментальные исследования по переработке золошлаковых отходов, в процессе которой была получена керамика на основе карбида кремния [6]. В настоящей работе внимание уделено газообразным продуктам, образующимся при высокотемпературном воздействии на золу.

Серия экспериментов проводилась на электродуговым стенде с рабочей силой постоянного тока до 200 А. В качестве исходного материала использовалась зола природного угля, предварительно разделенная по удельному весу для выделения компоненты, содержащей остатки несгоревшего угля. Этот материал помещался в полость графитового тигля, к которому подавался отрицательный потенциал источника питания. В полость тигля опускался графитовый цилиндрический анод, и поджигался дуговой разряд постоянного тока. Напряжение на разряде составило 30–35 В при токе

разрядного контура 200 А. При этом электроды находятся в открытой воздушной среде. В процессе горения дугового разряда в области плазменного факела температура поднимается до нескольких тысяч градусов, что позволяет оксидам металлов и неметаллов восстановиться до их карбидов. Остатки органической компоненты в составе исходного материала под действием высоких температур разлагаются, образуя различные газы. Кроме того, адсорбированная влага также может принимать участие в процессах парогазообразования. Анализ газов проводился при введении зонда газоанализатора в область непосредственно над электродами. Результаты газового анализа показывают наличие в воздухе непосредственно над зоной горения разряда наличие до ~1 % (об.) монооксида углерода, до ~2 % (об.) водорода, до ~3 % (об.) диоксида углерода. Данные результаты следует считать качественными, т.к. забор газа проходил в воздушной среде без герметизации реакционной зоны, однако, примечателен факт наличия в газовой среде водорода и монооксида углерода. Установлено, что доля диоксида углерода возрастает с увеличением продолжительности поддержания дугового разряда, это, вероятно, является следствием роста температуры катода с течением времени в ходе проведения эксперимента и его возгорания и генерацией CO_2 .

Данные результаты позволяют сделать предположение о возможности получения горючего газа в ходе утилизации золошлаковых отходов безвакуумным электродуговым методом (помимо получения карбидокремниевой керамики).

Список литературы:

1. Tang L., Huang H., Hao H., Zhao K. Development of plasma pyrolysis/gasification systems for energy efficient and environmentally sound waste disposal// Journal of Electrostatics. 2013. V. 71. P. 839–847.
2. Gomeza E., Amutha Rania D., Cheeseman C.R., Deegan D., Wise M., Boccaccini A.R. Thermal plasma technology for the treatment of wastes: A critical review// Journal of Hazardous Materials. 2009. V. 161. P. 614–626.
3. Junjiao Deng, Yi You, Veena Sahajwalla, Rakesh K. Joshi. Transforming waste into carbon-based nanomaterials// Carbon. 2016. V. 96. P. 105–115.
4. Changming Du, Jiao Wu, Danyan Ma, Ya Liu, Peipei Qiu, Rongliang Qiu, Shuangshuang Liao, Dong Gao. Gasification of corn cob using non-thermal arc plasma// International journal of hydrogen energy. 2015. V. 40. P. 12634–12649.
5. Guan Sem Ho, Hasan Mohd Faizal, Farid Nasir Ani. Microwave induced plasma for solid fuels and waste processing: A review on affecting factors and performance criteria// Waste Management. 2017. V. 69. P.423–430.
6. Пак А.Я., Губин В.Е., Мамонтов Г.Я. Получение керамики на основе карбида кремния из золошлаковых отходов// Письма в журнал технической физики. 2020. Т. 46 (14). С. 21–24.

Работа выполнена в рамках программы «Госзадание наука», проект FSWW-2020-0022.

УДК 536.24

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ И МЕХАНИЗМЫ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ СПРЕЙНОМ И СТРУЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНИКИ С КИПЕНИЕМ

Пуховой М.В.^{1,2}, Быковская Е.Ф.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет. 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Одной из важнейших проблем настоящего времени является охлаждение микроэлектронного оборудования. Электронные устройства могут включать более 20 миллиардов транзисторов, имеющих размер порядка 7 нм. Потребность отводить сверхвысокие тепловые потоки стала реальностью, [1,2]. Стратегической задачей стало отведение тепловых потоков величиной более 1 кВт/см² и 1 кВт/см³. Необходима переоценка пределов отводимых тепловых потоков и величин коэффициентов теплоотдачи. Работа посвящена анализу результатов экспериментов по спрейнному охлаждению, выявлению предельных тепловых потоков и проблем, которые должны быть решены для расширения возможностей данного принципа охлаждения. На Рис.1 представлены схемы а) спрейнной и в) струйной систем охлаждения. В первом случае происходит распыление охлаждающей жидкости специальным устройством, которое может использовать вспомогательный газ. Поток аэрозоля со скоростями порядка 10-30 м/с бомбардирует охлаждаемую поверхность. Формируется тонкая пленка жидкости (10-600 мкм), происходит кипение, перемешивание и интенсивное испарение. Расстояния от сопла до охлаждаемой поверхности составляют в большинстве работ 7-40 мм. В случае струйного охлаждения струя переохлажденной жидкости подается на охлаждаемую поверхность. Реализуется течение жидкости вдоль поверхности со скоростями в десятки м/с. Происходит нагрев, кипение и отвод горячей жидкости от поверхности охлаждения.

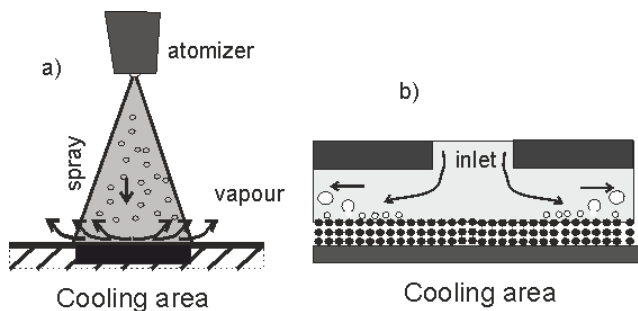


Рис.1 Схема а) спрейнного и б) струйного охлаждения

В Табл.1 представлены предельные величины теплообмена, достигнутые для четырех наиболее перспективных техник охлаждения, использующих испарение и кипение жидкости. Видно, что достигнуты соизмеримые результаты по теплообмену несмотря на то, что реализующиеся режимы двухфазных течений могут существенно различаться. Авторы проанализировали более 65 работ, посвященных изучению теплоотдачи при спрейнном охлаждении. За тридцать лет исследований предельные величины достигнутых критических тепловых потоков практически не изменились, Рис.2. Величины коэффициентов теплоотдачи росли вследствие применения практически тех же подходов, что и в других техниках. А именно: 1) оптимизация параметров подачи жидкости, 2) переохлаждение жидкости перед распылением, 3) снижении давления паров в окружающем пространстве, 4) нано- и микро- структурирование поверхности, Рис.1. б.

Табл.1. Сравнение возможностей ряда методов охлаждения (вода)

Метод охлаждения	h , kW/(m ² ·K)	q , MW/m ²	Авторы, год
Спрейнное	83,8	9,45	Chen и др., 2002
Спрейнное	110	8,7	Zhang и др.,2013
Спрейнное	120	20,0	Cebo-rudnicka и др.,2016
микроканалами	132	10,16	Li и др.,2017
микроканалами	290	10,73	Kalani&Kandlikar,2015
струями	280	18,20	Overholt и др.,2005
струями	414	11,1	Michna и др.,2011
Пленка + газ	250	10,00	Kabov и др.,2018, [3]

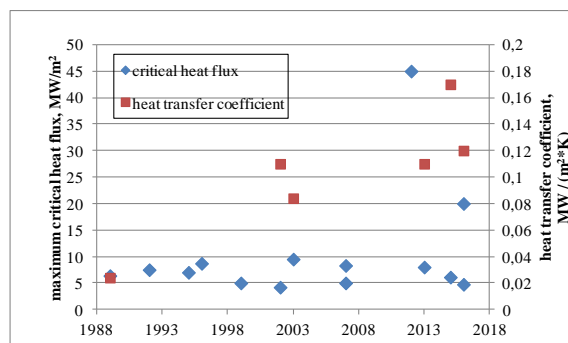


Рис.2. Величины теплоотдачи, достигнутые в разные годы (вода)

Детальное рассмотрение физических механизмов, определяющих достигнутый уровень теплообмена при спрейнном охлаждении, проведено как по совокупности работ других авторов, так и по собственным работам. Анализ показывает, что управляемое снижение толщины охлаждающих пленок автoрами, развитие площади тонкой пленки вблизи трехфазной линии контакта позволяет радикально повысить интенсивность теплообмена, а, следовательно, и предельные величины критических тепловых потоков. В ряде работ в последние годы качественно показана связь между динамикой трехфазной линии и предельными величинами теплоотдачи. Однако в общепринятой картине процессов теплообмена для рассматриваемых систем не уделяется должного внимания области трехфазной линии. Некоторые аспекты процессов тепло- массообмена вблизи трехфазной линии представлены в [4]. В работе выявлено, что возникли новые требования и к эксперименту, и к самой технике спрейнного охлаждения, которые могут позволить сдвинуть пределы достигнутых величин теплообмена.

Список литературы:

1. Avram Bar-Cohen, Joseph J. Maurer, Jonathan G. Felbinger, DARPA's Intra/Interchip Enhanced Cooling (ICECool) Program, CS MANTECH Conference, May 13th - 16th, New Orleans, Louisiana, USA, 2013.
2. 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, 35, 825, 2011.
3. O. Kabov, D. Zaitsev, E. Tkachenko. Interfacial thermal fluid phenomena in shear - driven thin liquid films. Proceedings of the 16th International Heat Transfer Conference, IHTC-16, 2018, Beijing.
4. Ajaev, V. S., & Kabov, O. A. Heat and mass transfer near contact lines on heated surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, 108, 918-932, 2017.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект No. 19-08-01235).

ДК 533.9:629.78.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ИОНОВ ВБЛИЗИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Сухинин Г.И., Сальников М.В.

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

Пылевые частицы могут представлять источник существенных издержек для процессов напыления и плазменного травления [1]. В связи с этим, коагуляция пылевых частиц в газоразрядной плазме считается одним из отрицательных эффектов. В газоразрядной плазме зёрна пыли становятся сильнозаряженными $Zd = 10^3 - 10^5 e$. Работы, посвящённые изучению изолированных пылевых частиц, показали, что, во внешнем потоке плазмы, за пылевыми частицами образуются квази-осциллирующие структуры, именуемые кильватерными следами, или «вейками» («wake») [2]. Однако эти работы чаще всего не учитывают того факта, что распределение скорости ионов не совпадает с распределением скорости Максвелла.

В этой работе, на базе метода, продемонстрированного в статье [3], рассчитаны самосогласованные вероятностные распределения скоростей вблизи пылевой частицы. Самосогласованный потенциал, действующий на ионы в вычислительной области, в данном методе рассчитывается по следующей формуле:

$$U(r, \theta) = -\frac{\tilde{Q}}{r} + \sum_k \frac{1}{2k+1} \left[\frac{1}{r^{k+1}} \int_{r_0}^r n_k(r) x^{k+2} dx + r^k \int_r^\infty n_k(r) x^{1-k} dx \right] P_k(\cos\theta) - \tilde{E} r \cos\theta,$$

$$n_k(r) = \frac{2k+1}{2} \int_0^\pi n(r, \theta) P_k(\cos\theta) \sin\theta d\theta$$

где $n(r, \theta)$ пространственное распределение объёмного заряда, \tilde{Q} безразмерный заряд пылевой частицы, \tilde{E} безразмерная напряжённость внешнего электростатического поля.

В результате расчёта данным методом получены распределения скоростей ионов вблизи и вдали от частицы пыли для разных по напряжённости внешних электростатических полей. Для полей напряжённости $\tilde{E} = 0.3; 2.0$ показано, что в, случае слабой анизотропии, вдали от пылевой частицы распределение скорости ионов можно с хорошей точностью описать распределением Максвелла, в то время как в любых других случаях (большая напряжённость поля и вблизи пылевой частицы) такая оценка оказывается неверной.

Список литературы:

- Selwyn G. S., Optical characterization of particle traps // Plasma Sources Science and Technology, vol. 3, no. 3, pp. 340–347, January 1994
- Ludwig P, Miloch W J, Kählert H. and Bonitz M. On the wake structure in streaming complex plasmas // New Journal of Physics, vol. 14, no. 5, pp. 053016, May 2012

Sukhinin G. I., Salnikov M. V., Fedoseev A. V. and Rostom A., Plasma Polarization and Wake Formation Behind a Dust Particle in an External Electric Field // IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 46, no. 4, pp. 749–754, April 2018.

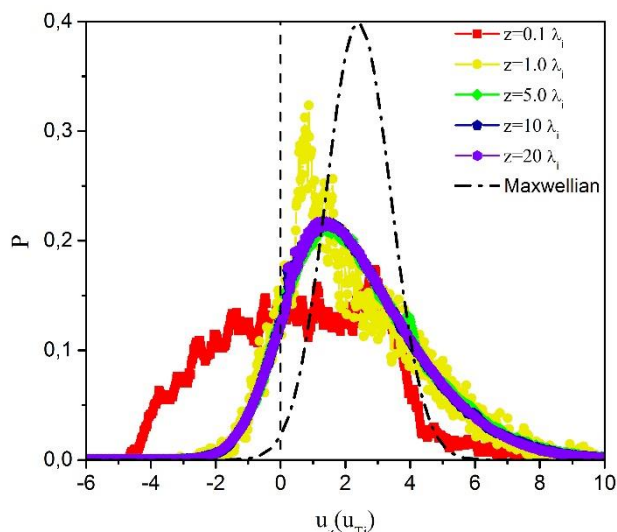


Рис. 1. Вероятностное распределение скорости ионов на различном расстоянии от пылевой частицы в сравнении со сдвинутым распределением Максвелла.

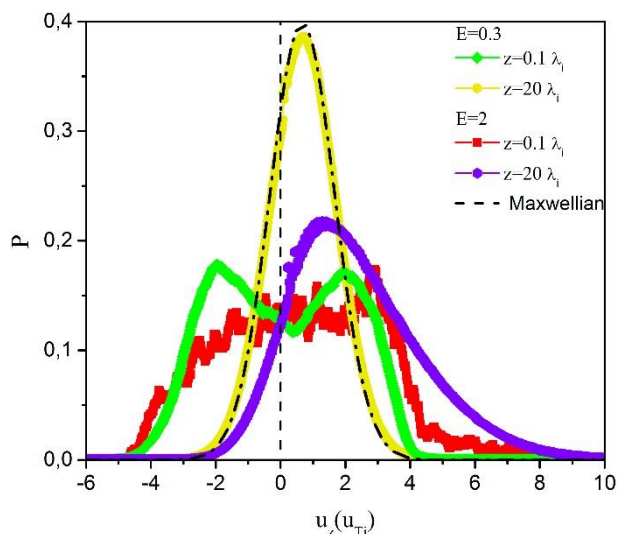


Рис. 2. Сравнение вероятностных распределений скорости ионов для различных напряжённостей внешнего электростатического поля.



Секция 7

Теплофизические свойства веществ
и лучистый теплообмен



УДК 536.1

ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ТЕПЛОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ РАСТВОРОВ
В ОБЛАСТИ НЕ ВПОЛНЕ УСТОЙЧИВЫХ И НЕУСТОЙЧИВЫХ СОСТОЯНИЙ

Игольников А.А., Рютин С.Б., Скрипов П.В.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

На сегодняшний день известен широкий класс работ по изучению способов интенсификации теплообмена и созданию теплообменников [1, 2], позволяющих отводить тепловые потоки, плотность которых в современных устройствах, включая компьютеры, составляет 10^2 Вт/см² по порядку величины.

Расширение области применения интегральных микросхем на фоне тенденции к их миниатюризации усложняет задачу эффективного теплоотвода. В этой связи, наряду с применением микроканальных технологий, которые впервые были представлены в 1981 г. [2], потенциальным теплоносителем могут служить бинарные растворы, имеющие ограниченную (в координатах концентрация – температура) область смешения. Таким соединениям присуще явление спиноподобного распада при пересечении диффузионной спиноподобной жидкость-жидкость [3].

Выбор таких растворов «подготовлен» ограничениями, свойственными теплоносителям других типов. В частности, кипящие теплоносители достаточно сложны в управлении из-за нестабильности и высокой вероятности образования локальных сухих пятен, а температура насыщения многих охлаждающих жидкостей значительно превышает рабочую температуру электронного устройства; нередко они имеют неприемлемо низкие значения теплоемкости и удельной теплоты парообразования [4].

Явление спиноподобного распада является особым случаем начальной стадии фазового превращения, когда системе удастся кратковременно перевести в лабильное состояние. В этом случае релаксация системы сопровождается усилением случайных неоднородностей концентрации и оказывается возможным появление модулированных релаксационных структур [3]. Иными словами, это спонтанный процесс, в результате которого усиление крупномасштабных флуктуаций концентрации приводит к разделению изначально однофазного бинарного раствора на две жидкие фазы различного состава. Предполагается, что в этом процессе реализуется самоиндуцированная конвекция, приводящая к интенсификации теплообмена [5].

Анализ литературных данных показывает, что растворы с верхней критической температурой растворения (ВКТР) изучены достаточно хорошо. Созданы теоретические модели, подкрепленные опытными данными, которые позволяют описать кинетику спиноподобного распада в данных соединениях на качественном уровне [5, 6].

Степень изученности более естественного в рамках обсуждаемой проблемы случая растворов с нижней критической температурой растворения (НКТР) существенно ниже. Данная работа посвящена экспе-

риментальной оценке критических параметров жидкость-пар и сопоставлению тепловой проводимости растворов с НКТР, импульсно перегретых относительно температуры равновесия жидкость-жидкость и (в соответствующей области составов) температуры спиноподобия. Объектами изучения служили водные растворы полипропиленгликолей ППГ-425 и ППГ-725.

Опыты будут поставлены методом управляемого импульсного нагрева проволочного зонда, погруженного в исследуемую жидкость. Толщина платиновой проволоки составляет ~ 20 мкм, длина ~ 10 мм. Скорость нагрева ~ 10^6 К/с. Начальные состояния растворов отвечают области их термодинамической устойчивости. Суть метода заключается в поддержании избранного режима мощности тепловыделения во времени $P(t)$, в том числе, на фоне структурных и фазовых превращений вещества. В ходе импульсного нагрева регистрируются значения падения напряжения на зонде и тока в цепи зонда в зависимости от времени. Регистрация первичных данных сопровождается расчетом мощности тепловыделения, температуры зонда – термометра сопротивления и плотности теплового потока через его поверхность. Более подробно метод управления мощностью нагрева зонда описан в [7], методика оценки критических параметров – в [8]. Быстродействие метода и его чувствительность к малым изменениям теплофизических свойств и фазового состояния раствора обуславливают выполнимость поставленной задачи.

Список литературы:

1. Starodubtseva I.P., Pavlenko A.N. Quenching by Falling Cryogenic Liquid Film of Extremely Overheated Plate with Structured Capillary-Porous Coating // J. Eng. Thermophys. 2018. V. 27. P. 294–302.
2. Tuckerman D.B., Pease R.F.W. High-performance heat sinking for VLSI // IEEE Electron Dev. Lett. EDL. 1981. V. 2 (5). P. 126–129.
3. Скрипов В.П., Скрипов А.В. // УФН. 1979. Т. 128 (2). С. 193–231.
4. Kandlikar S.G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels // Exp. Therm. Fluid Sci. 2002. V. 26. P. 389–407.
5. Poesio P., Lezzi A.M., Beretta G.P. Convective heat transfer enhancement induced by spinodal decomposition // Phys. Rev. E. 2007. V. 75 (6). P. 066306
6. Farise S., Franzoni A., Poesio P., Beretta G. P. Heat transfer enhancement by spinodal decomposition in micro heat exchangers // Exp. Therm. Fluid Sci. 2012. V. 42. P. 38–45.
7. Rutin S. B., Skripov P. V. Apparatus for studying heat transfer in nanofluids under high-power heating // J. Eng. Thermophys. 2012. V. 21 (2). P. 144–153.
8. Igolnikov A.A., Rutin S.B., Skripov P.V. Short-term comparison of heat conduction and critical parameters for thermally unstable mixtures // AIP Conference Proceedings. 2019. V. 2174. P. 020104.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ
№19-19-00115.*

УДК 536.631+544.31.031

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{Eu}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_3$

Беспятов М.А., Мусихин А.Е.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Комплекс трис-гептафтордиметилгександионата европия ($\text{Eu}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_3$ или $\text{Eu}(\text{fod})_3$) находит широкое применение в практике [1–3]. Он используется в качестве шифт-реагентов для ЯМР и является перспективным для использования в методах газофазного хроматографического разделения лантаноидов. Рассматривается возможность использования этих комплексов в качестве светоизлучающих материалов в светодиодах. Кроме того, бета-дикетонаты европия имеют самостоятельный научный интерес из-за их сложного строения и уникальных физико-химических свойств. В данной работе представлены результаты экспериментального определения теплоемкости $\text{Eu}(\text{fod})_3$ в интервале 6–308 К с использованием адиабатического метода. На базе полученных данных проведён расчёт термодинамических функций во всём рассматриваемом интервале температур. Эти результаты были получены впервые.

Исследуемый образец $\text{Eu}(\text{fod})_3$ представляет собой желтый кристаллический порошок. Образец был детально охарактеризован методами рентгенофазового анализа (Shimadzu XRD-700), ИК-спектроскопии (спектрометр Scimitar FTS2000), химического анализа (на состав С и Н, прибор vario MICRO cube). Исследование термической стабильности комплекса в широкой области температур (от 300 К до температуры плавления) проведено с помощью термогравиметрического анализатора NETZSCH TG 209 F1 Iris Thermo Microbalance. ИК-спектры и дериватограммы образца соответствуют исследуемому классу соединений [4]. Химический анализ очищенного соединения показал, что состав С и Н соответствует расчетному в пределах точности анализа (С, Н – 0,3%). Массовая доля основного вещества не менее 99%.

Теплоемкость $\text{Eu}(\text{fod})_3$ была измерена в диапазоне от 6 К до 308 К. Вакуумный адиабатический калориметр был изготовлен в ИНХ СО РАН и описан в предыдущих работах [5, 6]. Надёжность калориметрического прибора была подтверждена измерениями теплоемкости эталонного вещества (бензойной кислоты) [6]. Калориметрическая ампула изготовлена из никеля и имеет внутренний объём $\sim 12 \text{ см}^3$. Образец был помещён в калориметрическую ампулу и дегазирован в вакууме при комнатной температуре. После вакуумирования калориметрическая ампула с образцом была заполнена газообразным гелием ($p \approx 1,0 \text{ кПа}$) для улучшения теплообмена и герметизирована. Масса загруженного в ампулу образца составляла 5,1202 г. Молярная масса, использованная при расчёте молярной теплоемкости, была определена по формуле $\text{EuC}_{30}\text{H}_{30}\text{F}_{21}\text{O}_6$ как $1037,5 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$.

В функциональном поведении теплоемкости в интервале 130–140 К наблюдается λ -аномалия с максимумом при $T \approx 136 \text{ К}$ (см. рис. 1). Аномальный вклад в энтропию составляет $\Delta S_{an} \approx 0,9 \text{ Дж}\cdot\text{моль}^{-1}\text{К}^{-1}$.

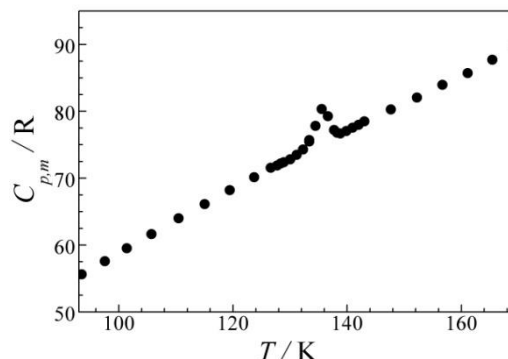


Рис. 1. Экспериментальная теплоёмкость $\text{Eu}(\text{fod})_3$, где R – универсальная газовая постоянная.

Вид аномалии свидетельствует о фазовом превращении в данном комплексе. Результаты проведенных исследований не указывают на какие-либо признаки фазового перехода I рода, что дает основания предполагать, что мы наблюдаем фазовый переход II рода. Для выяснения природы наблюдаемого фазового перехода требуется проведение дополнительных специальных исследований в данной области температур.

Экспериментальные значения теплоемкости были сглажены и экстраполированы к 0 К. На основе полученных данных были рассчитаны интегральные термодинамические функции (энтропия, энтальпия и приведенная энергия Гиббса) в интервале температуре от 0 К до 308 К. Значения абсолютной энтропии были использованы для расчёта энтропии образования при $T = 298,15 \text{ К}$.

Список литературы:

- Brooks J.J., Sievers R.E. Gas chromatographic studies of interactions between selected organic nucleophiles and the NMR shift reagent, tris(1,1,1,2,2,3,3-heptafluoro-7,7-dimethyl-4,6-octanedione-to) europium (III) // J. Chromatogr. Sci. 1973. V. 11. P. 303–309.
- Picker J.E., Sievers R.E. Lanthanide metal chelates as selective complexing sorbents for gas chromatography // J. Chromatogr. A 1981. V. 203. P. 29–40.
- Caldwell J.P., Henderson W., Kim N.D. Luminescent visualization of latent fingerprints by direct reaction with a lanthanide shift reagent // J. Forensic. Sci. 2001. V. 46. P. 1332–1341.
- Springer C.S., Meek D.W., Sievers R.E. Rare earth chelates of 1,1,1,2,2,3,3-heptafluoro-7,7-dimethyl-4,6-octanedione // Inorg. Chem. 1967. V. 6. P. 1105–1110.
- Naumov V.N., Nogteva V.V. Calorimeter with dismountable seal for low-temperature research // Instrum. Exp. Tech. 1985. V. 28. P. 1194–1199.
- Bespyatov M.A. Low-temperature thermodynamic properties of dimeric tris(2,2,6,6-tetramethyl-3,5-heptanedionato) terbium // J. Chem. Thermodynamics 2020. V. 147. P. 106123.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (научный проект № 19-03-00385).

УДК 536.412:669.45'886

ЭФФЕКТ ХИМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ В ЖИДКОЙ СИСТЕМЕ ЦЕЗИЙ–СВИНЕЦ

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 тяжелых щелочных металлов со свинцом 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 50 ат. % Pb [1–3]. Так, ранее авторами настоящей работы было показано [1], что отклонение мольного объема расплавов K–Pb от идеального поведения достигает максимального значения ($\approx 27\%$) именно в окрестности эквимолярного состава. В той же области составов наблюдаются довольно острые пики на концентрационных зависимостях удельного электросопротивления [3] этих систем. Согласно современным представлениям, эти эффекты связаны с образованием в расплаве ассоциированных ионных комплексов Цинтля [2–4]. Концентрация этих комплексов достигает максимума при стехиометрическом составе 1:1. Аналогичные аномалии обнаружены на концентрационных зависимостях свойств жидких сплавов щелочных металлов с оловом, индием, висмутом [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, термическим свойствам жидких сплавов, в которых проявляется ионный характер межатомного взаимодействия. Так, по нашим сведениям, плотность и коэффициенты теплового расширения жидких сплавов Cs–Pb до настоящего времени не измерялись.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование плотности и теплового расширения расплава цезий–свинец эквимолярного состава в интервале температур от температуры ликвидуса до ≈ 1030 К. Измерения были проведены методом просвечивания образцов узким пучком гамма-излучения [5]. Для приготовления образцов сплавов использовались цезий чистотой 99,9 масс. % и свинец марки С00 (чистота не менее 99,99 масс. %). Операции по приготовлению сплавов и заполнению измерительных ячеек проводились в перчаточном боксе с высококачественным аргоном (99,992 об. %), оснащенный аппаратом электрической дуговой сварки и электронными аналитическими весами.

На основании полученных результатов построена температурная зависимость плотности жидкого сплава цезий–свинец эквимолярного состава и рассчитаны средневзвешенные значения его объемного коэффициента теплового расширения. Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными по законам

идеального раствора (см. рис. 1) показало высокую степень уплотнения при смешении цезия и свинца в соотношении 1:1 в исследованном интервале температур жидкого состояния.

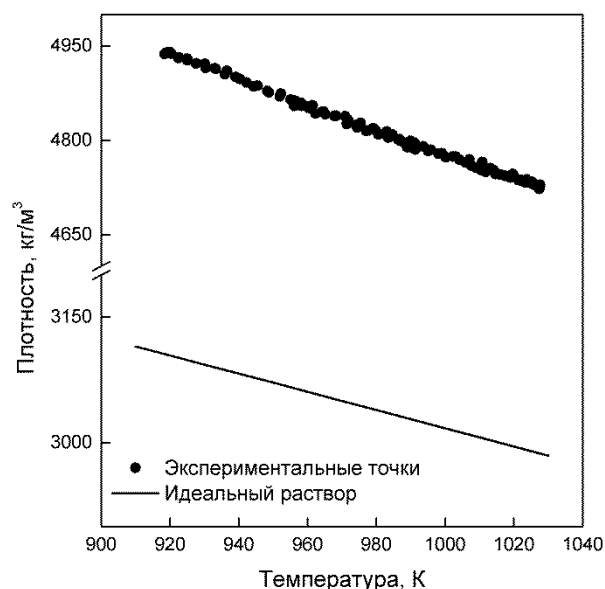


Рис. 1. Температурная зависимость расплава CsPb эквимолярного состава.

Таким образом, в данной работе впервые получены экспериментальные данные по плотности и коэффициенту объемного теплового расширения сплава цезий–свинец эквимолярного состава в интервале температур 920,5–1028 К жидкого состояния. Анализ полученных результатов подтверждает существующие представления о расплавах цезий–свинец, как об ассоциированных растворах.

Список литературы:

1. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Абдуллаев Р.Н. Термические свойства жидких сплавов системы K–Pb // ТИА. 2015. Т. 22. №3. С. 359–364.
2. Saboungi M.L., Reijers H.T.J., Blander M. et al. Heat capacity of some liquid Zintl compounds: Equiatomic alkali–lead alloys // J. Chem. Phys. 1988. Vol. 89. No. 9. P. 5869–5875.
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. Khairulin R.A., Stankus S.V. The concentration dependences of molar volume, thermal expansion coefficient, and interdiffusion coefficient for liquid lead–magnesium system // J. Nucl. Mat. Vol. 377. No. 3. P. 501–505.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-10023-П) и проекта РФФИ № 18-08-00389_а.

УДК 536.6

ВЛИЯНИЕ ЗАМЕНЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ЭНТАЛЬПИИ ОБРАЗОВАНИЯ И ЭНЕРГИИ РЕШЕТОК СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ВИСМУТА И НИОБИЯ

Мацкевич Н.И., Семерикова А.Н., Мацкевич М.Ю., Ануфриева О.И., Новиков А.Ю.

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

В настоящее время во всем мире интенсивно проводятся исследования по поиску ионных проводников, используемых в области средних температур. Одними из перспективных материалов для этих целей, которые, в частности, применяются как электролиты твердотельных оксидных топливных элементов, являются соединения на основе оксидов висмута и ниобия, замещенные редкоземельными элементами. Для эффективного использования необходимо проводить детальное физико-химическое исследование включающих эти соединения систем.

Настоящая работа посвящена термодинамическому изучению ниобатов висмута, замещенных диспрозием и лютецием. Кроме того, было выявлено влияние замены одного редкоземельного элемента другим на энергетические характеристики, такие как стандартные энтальпии образования, энтальпии решеток.

Соединения $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$, $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ были получены по керамической технологии из оксида висмута, оксида ниобия, оксидов лютеция и диспрозия. Данные составы исследовались потому, что они являются наиболее перспективными ионными проводниками из этого класса. Стехиометрические смеси Bi_2O_3 , Nb_2O_5 , Lu_2O_3 , Dy_2O_3 помещались в планетарную мельницу Fritsch Pulverisette 6 и измельчались в течение нескольких часов. После этого смеси спрессовывались и отжигались в печи при температурах выше 1000 К в течение нескольких часов. Проведенный рентгенофазовый анализ показал, что соединения являются индивидуальными, не содержат примесей других фаз, имеют кубическую структуру $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$.

Метод реакционной калориметрии в 4 М соляной кислоте при $T = 298.15$ К был использован для определения стандартных энтальпий образования ниобатов висмута, замещенных диспрозием и лютецием. Конструкция автоматизированного прецизионного калориметра растворения детально описана в работах [1–3]. Для определения термодинамических величин было создано два термохимических цикла: один цикл для $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}$, второй цикл для $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$. Первый цикл заключался в сравнении энтальпий растворения ниобата висмута, замещенного диспрозием, с энтальпией растворения смеси оксида висмута, оксида диспрозия и хлорида диспрозия. Согласно второму циклу, энтальпия растворения $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ сравнивалась с энтальпией растворения смеси Bi_2O_3 , NbCl_5 , Lu. Растворения металлического лютеция было использовано по той причине, что оксид лютеция в соляной кислоте не растворяется.

На основе полученных экспериментальных данных с использованием литературных опорных величин определены стандартные энтальпии образования

соединений $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$, $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ как следующие величины:

- $\Delta_f H^0(\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}, 298.15 \text{ K}) = -1759 \pm 9 \text{ кДж} \times \text{моль}^{-1}$;
- $\Delta_f H^0(\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}, 298.15 \text{ K}) = -1803 \pm 10 \text{ кДж} \times \text{моль}^{-1}$.

Далее, с использованием цикла Борна-Габеры были рассчитаны энтальпии решеток для вышеуказанных соединений как следующие величины:

- $\Delta_{\text{lat}} H^0(\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}, 298.15 \text{ K}) = -28460 \text{ кДж} \times \text{моль}^{-1}$;
- $\Delta_{\text{lat}} H^0(\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}, 298.15 \text{ K}) = -28630 \text{ кДж} \times \text{моль}^{-1}$.

С использованием термодинамических характеристик, полученных нами ранее [2], для ниобата висмута, замещенного эрбием, мы провели систематическое рассмотрение энергетических характеристик ниобатов висмута, замещенных Dy, Er и Lu.

Было обнаружено, что при уменьшении радиуса редкоземельного элемента от Dy к Lu, стандартные энтальпии образования и энтальпии решетки увеличиваются по абсолютной величине. Это можно объяснить с использованием модифицированной формулы Капустинского, выведенной авторами [4], и полученной в работе [4] монотонной зависимости по увеличению энтальпий образования ионов редкоземельных элементов при уменьшении радиусов редкоземельных элементов. Полученные закономерности изменения термодинамических свойств позволят выбрать наиболее перспективные с точки зрения термодинамики ниобаты висмута, замещенные редкоземельными элементами.

Список литературы:

1. Matskevich N.I., Shlegel V.N., Sednev A.L., Semerikova A.N., Zaitsev V.P., Kuznetsov V.A., Novikov A.Yu., Zuev A.Yu. Thermodynamic characteristics of Li_2MoO_4 , $\text{Li}_2\text{W}_{0.85}\text{Mo}_{0.15}\text{O}_4$ single crystals and stability direction for alkali molybdates// J. Chem. Thermodyn. 2020. V. 145. P. 106059.
2. Matskevich N.I., Semerikova A.N., Gelfond N.V., Matskevich M.Yu., Tkachev E.N., Anyfrieва O.I., Martynetz V.G. Enthalpy of formation of erbium-doped bismuth niobate// Russ. J. Inorg. Chem. 2020. V. 65. P. 743–746.
3. Matskevich N.I., Shlegel V.N., Stankus S.V., Grigorieva V.D., Samoshkin D.A., Zaitsev V.P., Kuznetsov V.A.// Mater. Today: Proceeding. 2020. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2019.12.092>
4. Matskevich N.I., Wolf Th., Semerikova A.N., Matskevich M.Yu., Anyfrieва O.I. Barium cerates co-doped by rare-earth elements and indium: formation enthalpies, stabilization energies, lattice energies// J. Chem. Thermodyn. 2019. V. 135. P. 143–148.

*Настоящая работа поддержана РФФ
(проект 19-19-00095).*

УДК 536.6

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ НИОБАТА ВИСМУТА, ЗАМЕЩЕННОГО РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Мацкевич Н.И.¹, Станкус С.В.², Самошкин Д.А.^{1,2}, Зайцев В.П.^{1,3}, Ткачев Е.Н.¹

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

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

³ Сибирский государственный университет водного транспорта,
630099, Россия, Новосибирск, ул. Щетинкина, 33

Соединения на основе дельта-формы оксида висмута ($\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$) являются перспективными материалами для топливных элементов, кислородных керамических генераторов, неорганических пигментов и др. [1]. Проблема заключается в том, что данная модификация устойчива в ограниченном интервале температур (1000–1100 К). Для того чтобы повысить устойчивость $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ до комнатных температур, используется замещение различными элементами пятой, шестой и третьей групп, в частности, редкоземельными элементами. Ниобат висмута, частично замещенный иттрием, является перспективным ионным проводником. Для улучшения функциональных и термодинамических характеристик целесообразно исследовать соединения на основе ниобата висмута, замещенного другими редкоземельными элементами.

Ранее [2] нами был синтезирован ниобат висмута, замещенный диспрозием ($\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}$), и измерена его теплоемкость в интервале температур 167–818 К.

В настоящей работе нами получены ниобаты висмута, замещенные лютецием и эрбием, измерена теплоемкость для этих соединений, а также проведено систематическое рассмотрение теплоемкости и фазовых переходов для соединений $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{R}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ ($\text{R} = \text{Lu}, \text{Er}, \text{Dy}$). Выявлены закономерности изменения температур фазовых переходов при замене одного редкоземельного элемента другим.

Ниобаты висмута, замещенные лютецием и эрбием ($\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$, $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Er}_{0.8}\text{O}_{6.2}$), были синтезированы методом твердофазного синтеза из оксида висмута, оксида ниобия, оксида лютеция и оксида эрбия. Исходные вещества измельчались в планетарной мельнице в течение нескольких часов, спрессовывались, а далее отжигались в печи при температуре более 1000 К. Характеризация была проведена рентгенофазовым и флуоресцентным анализами. По результатам проведенных анализов полученные соединения $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$, $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Er}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ представляли собой индивидуальные фазы. Анализ, проведенный с использованием программы FullProf, показал, что вещества имеют кубическую структуру (пространственная группа $Fm\bar{3}m$).

Теплоемкость ниобатов висмута, замещенных лютецием и эрбием, впервые измерена нами методом ДСК. Для проведения измерений в интервале температур 320–965 К использовали калориметр DSC 404 F1 Pegasus. Методика эксперимента подробно описана в

работе [3]. Измерения осуществлялись с использованием платиновых тиглей с корундовыми вкладышами и платиновых крышек со скоростью нагрева 6 К мин⁻¹ в проточной атмосфере аргона (20 мл мин⁻¹). Перед проведением каждого термического цикла рабочий объем установки откачивался до вакуума 1 Па и несколько раз промывался аргоном, чистота которого составляла 99.992 об. %, а основными примесями являлись: $\text{O}_2 - 0.0001\%$; $\text{N}_2 - 0.0005\%$; $\text{H}_2\text{O} - 0.0004\%$; $\text{CO}_2 - 0.00002\%$; $\text{CH}_4 - 0.0001\%$; $\text{H}_2 - 0.0001\%$. В качестве калибровочного образца использовался сапфир.

Было обнаружено, что в исследуемом интервале температур для всех ниобатов висмута, замещенных редкоземельными элементами ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Er}, \text{Lu}$), имеются фазовые переходы. Теплоемкость для $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ меняется монотонно в интервале температур 167–540 К, а далее начинается фазовый переход. Монотонное изменение теплоемкости для $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Er}_{0.8}\text{O}_{6.2}$ от 231 Дж / (К моль) до 260 Дж / (К моль) наблюдается в температурном интервале 320–590 К, а далее наблюдается скачок теплоемкости. Для ниобата висмута, замещенного лютецием, плавное изменение теплоемкости наблюдается в интервале температур 320–630 К от 216 Дж/(К моль) до 258 Дж/(К моль).

Как можно видеть, температура фазового перехода увеличивается при уменьшении радиуса редкоземельного элемента от Dy ($T = 540$ К) к Er ($T = 590$ К) и Lu ($T = 630$ К). Увеличение температуры фазового перехода коррелирует с увеличением энергии решетки, которая возрастает в ряду $\text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{O}_{6.2} - \text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Er}_{0.8}\text{O}_{6.2} - \text{Bi}_3\text{Nb}_{0.2}\text{Lu}_{0.8}\text{O}_{6.2}$. То есть, чем стабильнее решетка, тем выше температура фазового перехода.

Список литературы:

1. Matskevich N.I., Semerikova A.N., Gelfond N.V., Matskevich M.Yu., Tkachev E.N., Anyfrieva O.I., Martynetz V.G. Enthalpy of formation of erbium-doped bismuth niobate// Russ. J. Inorg. Chem. 2020. V. 65. P. 743–746.
2. Matskevich N.I., Shlegel V.N., Stankus S.V., Grigorieva V.D., Samoshkin D.A., Zaitsev V.P., Kuznetsov V.A.// Mater. Today: Proceeding. 2020. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2019.12.092>
3. Matskevich N.I., Wolf Th., Merz M., Stankus S.V., Samoshkin D.A., Vyazovkin I.V., Semerikova A.N., Tkachev E.N. Synthesis and thermodynamic functions of barium cerate co-doped with erbium and indium// Mend. Commun. 2019. V. 29. P. 352–354.

Настоящая работа поддержана РФФ
(проект 19-19-00095).

УДК 532.13. 533.16 +536.71

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ФЛЮИДА ДЛЯ МЕТАНА

Мешалкин А.Б., Дутова О.С.

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

В настоящее время в литературе принято описывать термодинамические свойства вещества с помощью так называемых "фундаментальных" уравнений состояния, которые описывают приведенную функцию Гельмгольца α с независимыми переменными температурой T и плотностью ρ (удельным объемом V):

$$\alpha = \alpha^0 + \alpha^r = F / RT = \varphi(T, \rho) \quad (1)$$

Здесь α - приведенная функция Гельмгольца, α^0 - приведенная функция Гельмгольца идеального газа, α^r - приведенная избыточная функция Гельмгольца, F - свободная энергия Гельмгольца, T - абсолютная температура, R - газовая постоянная, ρ - плотность.

Уравнение состояния, записанное в такой форме, имеет определенные преимущества по сравнению с УС для фактора сжимаемости $Z = Z(T, \rho)$, поскольку в расчетах термодинамических характеристик по фундаментальному уравнению в основном используется процедура дифференцирования.

Один из вариантов фундаментального малопараметрического уравнения состояния для высокоточного описания термодинамических свойств нормальных однокомпонентных веществ в газовом, жидком и флюидном состояниях (кроме сингулярностей в окрестности критической точки жидкость - пар) в приведенных переменных и имеет вид:

$$\begin{aligned} \alpha^r(\omega, \tau) = & a_1(e^\tau - 1 - \tau)\omega e^{-\frac{\omega}{1-Z_c\omega}} + a_2\omega\tau \\ & + a_3(e^{-\tau} - 1)\omega + a_4(e^{-3\tau} - 1)\omega + a_5(e^{6\tau} - 6\tau)\omega^2 e^{-\frac{5Z_c\omega}{1-Z_c\omega}} \\ & + a_6(e^{3\tau} - 1 - 3\tau)\omega e^{-\frac{2\omega}{1-Z_c\omega}} + a_7 \ln(1 - Z_c\omega) \quad (2) \\ & + \frac{a_8\omega}{(1 - Z_c\omega)} + \frac{a_9\omega^2}{(1 - Z_c\omega)^2} + \frac{a_{10}\omega^3}{(1 - Z_c\omega)^3} + a_{11}e^{-\omega^5}. \end{aligned}$$

Здесь $Z = P/\rho RT$ - фактор сжимаемости, Z_c - фактор сжимаемости в критической точке, $\omega = \rho/\rho_c$, $\tau = T/T_c$, P - давление, ρ - плотность, T_c - критическая температура, ρ_c - плотность вещества в критической точке, ρ_{tr} - плотность в тройной точке, $\tau = T_c/T$ - приведенная обратная температура, $\omega = \rho/\rho_c$ - приведенная плотность, $\omega_t = \rho_{tr}/\rho_c$ - приведенная плотность в тройной точке. Уравнение для расчета коэффициентов, входящих в (2), имеет вид:

$$P = \rho RT \left(1 + \omega \left(\frac{\partial \alpha^r}{\partial \omega} \right)_T \right) \quad (3)$$

Уравнения (2), (3) содержат до 11 эмпирических подгоночных коэффициентов, которые рассчитываются методом наименьших квадратов по уравнению (3). При выполнении трех критических условий число подгоночных эмпирических коэффициентов снижается до 8, причем 5 из них необходимы для описания функции только плотности (коэффициенты $a_7 - a_{11}$) в уравнении (2).

Как показал анализ, качество описания термодинамических характеристик однокомпонентных веществ по уравнениям (2), (3) при этом несколько улучшилось по сравнению с результатами расчета этих характеристик с помощью фактора сжимаемости. Установлено также, что предложенные уравнения позволяют производить надежную экстраполяцию термодинамических свойств за пределы «опорного» участка.

На рис. 1 приведено сопоставление плотности метана, рассчитанной по уравнениям (2), (3), с табличными данными [1]. Как показал анализ, расхождения между рассчитанными по (2), (3) значениями термодинамических характеристик и табличными (усредненными экспериментальными) значениями в основном не превышают оцененных погрешностей исходных данных. Подчеркнем, что калорические свойства и скорость звука метана рассчитаны без привлечения каких либо - экспериментальных или табличных - данных по этим свойствам (за исключением, естественно, энтальпии идеального газа).

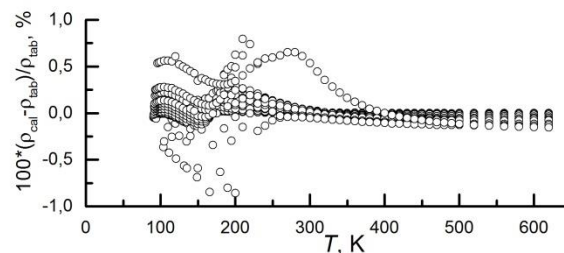


Рис. 1. Сопоставление рассчитанных значений плотности метана с табличными данными [1] на изобарах от 0.1 до 20 МПа.

Список литературы:

1. E.W. Lemmon, R. Span. Shot Fundamental Equation of State for 20 Industrial Fluids // J. Chem. Eng. Data. 2006. 51. 785–850.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850029-9) и гранта РФФИ № 15-08-01072.

УДК 621.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЗАСЫПКИ ИЗ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОГИДРИДА С ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНЫМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Нащекин М.Д., Минко К.Б., Моргунова С.Б.

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»,
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная д. 14

Для автономной энергетики экономически приемлемыми и безопасными могут стать системы хранения, очистки и компримирования водорода, основанные на использовании обратимых металлгидридов (МГ) – интерметаллических соединений (ИМС), способных избирательно и обратимо поглощать водород [1]. В таких системах ИМС используются в виде порошков (характерный размер частиц порядка 10 мкм), что необходимо для увеличения удельной поверхности и интенсификации процессов сорбции/десорбции. Подобные мелкодисперсные системы обладают крайне низкими значениями эффективной теплопроводности, что значительно снижает эффективность отвода/подвода тепла в процессе сорбции/десорбции водорода. Ситуация значительно ухудшается при наличии загрязняющих водород примесей. Для примера характерное значение эффективной теплопроводности для сплава $\text{LaNi}_{4.8}\text{Mn}_{0.3}\text{Fe}_{0.1}$ с пористостью 0.564 [2], заполненного чистым водородом, – 1.02 Вт/(м·К), а сплава, заполненного смесью водорода и азота с мольной долей водорода 50%, – 0.418 Вт/(м·К).

В настоящей работе исследуется один из способов повышения эффективной теплопроводности металлгидридной засыпки λ_z за счет внедрения высокотеплопроводных добавок (стержни диаметром 0.5 мм и длиной 5 мм) из различных материалов (сталь, латунь, медь, алюминий). Отношение теплопроводности добавок к эффективной теплопроводности засыпки охватывало диапазон от 14 до 2500. Исследуемый диапазон объемных долей включений составлял от 1 до 10%. Структура материала моделировалась при помощи специально разработанного алгоритма. Пример сформированной геометрии представлен на рис. 1.

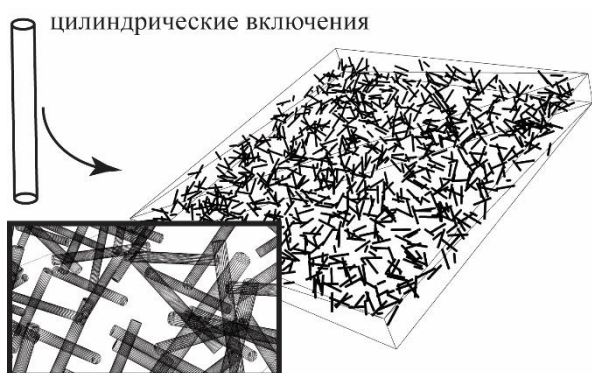


Рис. 1. Пример сформированной геометрии с объемной долей включений 1 %.

Постановка численной задачи аналогична экспериментальному определению эффективной теплопро-

водности плоского слоя. Предварительно была выполнена верификация предложенной модели на расчетных и экспериментальных данных [3].

Результаты расчета эффективной теплопроводности показали, что внедрение добавок приводит к росту эффективной теплопроводности на 44% процентов для стали и 158 % для меди при объемной доле включений около 10 %. Зависимость относительного роста эффективной теплопроводности от объемной доли включений представлена на рис. 2.

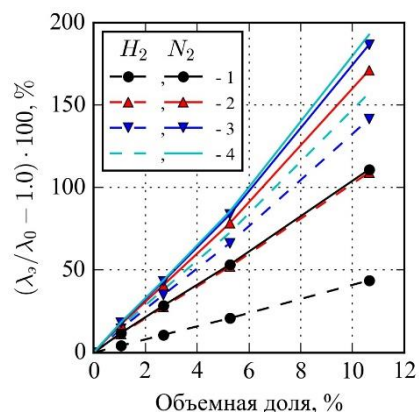


Рис. 2. Зависимость относительного роста эффективной теплопроводности от объемной доли включений (λ_0 – эффективная теплопроводность засыпки без включений).

Для выбранной конфигурации включений была предложена аппроксимация λ_z , которая в дальнейшем может быть использована при моделировании металлгидридных систем хранения, очистки и компримирования водорода.

Все расчеты были выполнены с использованием открытого CFD-кода ANES [4].

Список литературы:

1. A critical review on design aspects and developmental status of metal hydride based thermal machines / P. Muthukumar P. et al. // Int J Hydrogen Ener. 2018. Т. 43. № 37. С. 17753–17779.
2. Блинов Д. В. Исследование тепловых процессов в системах твердофазного аккумулирования и очистки водорода : дис. ... к-та техн. наук: 01.04.14 / Д.В. Блинов. Москва, 2016. 191 л.
3. Эффективная теплопроводность дисперсных материалов с контрастными включениями / М.И. Эпов и др. // ТВТ. 2015. Т. 53. № 1. С. 48.
4. Код ANES [Электронный ресурс]. URL: <http://anes.ch12655.tmweb.ru/> (дата обращения: 25.04.2020).

Работа выполнена при финансовой поддержке совета по грантам Президента РФ (грант МК-829.2019.8).

УДК 534.2: 621.564

СКОРОСТЬ ЗВУКА В ПАРОВОЙ ФАЗЕ СМЕСЕВОГО ХЛАДАГЕНТА R-125 (63.9 МАС.%) – R-134А (36.1 МАС.%)

Комаров С.Г., Станкус С.В.

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

Хладагенты R-125 и R-134a с нулевым потенциалом разрушения озонового слоя являются основными компонентами большого числа рабочих тел, предназначенных для замены хладагентов R-22 и R-502 в различном холодильном и теплонаносном оборудовании. По этой причине исследование свойств системы R-125 - R-134a продолжает оставаться актуальной задачей теплофизики. Цель настоящей работы состояла в измерении скорости звука хладагента R-125 (63.9 мас.%) – R-134a (36.1 мас.%) в широком интервале параметров состояния паровой фазы.

Смесь для исследований приготавливалась весовым методом из хладагентов R-125 (Китай) чистотой 99.5% и R-134a производства Forane (Франция) чистотой 99.9%. Погрешность определения концентрации составляла 0.05–0.08 мас. %.

Измерения выполнены на ультразвуковом интерферометре [1] в интервале температур 303.15–393.15 К и давлений 0.14–0.95 МПа вдоль шести изотерм с шагом 10–20 К. Погрешности определения температуры, давления и скорости звука составили соответственно ± 20 мК, ± 4 кПа и $\pm(0.2–0.3)$ % [1–3].

На рис. 1 приведены полученные экспериментальные данные и их аппроксимация методом наименьших квадратов полиномами первой или второй степени от температуры.

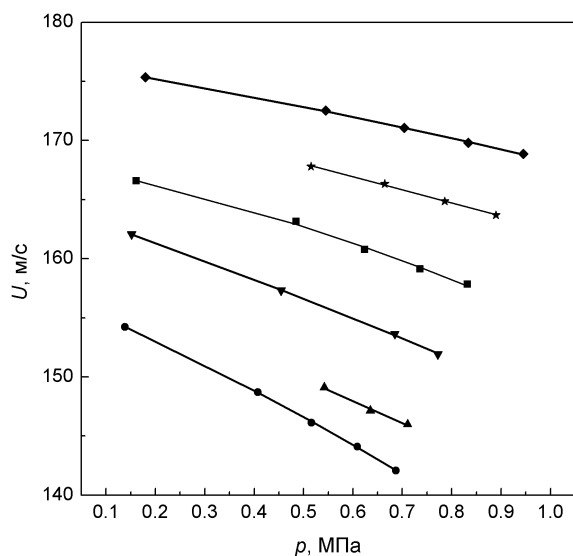


Рис. 1. Изотермы скорости звука в паре хладагента R-125 (63.9 мас.%) – R-134a (36.1 мас.%).

Точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимация. Снизу вверх: 303.15 К, 313.15 К, 333.15 К, 353.15 К, 373.15 К, 393.15 К.

Видно, что скорость звука в паровой фазе хладагента падает с ростом давления и увеличивается с температурой. Среднее абсолютное отклонение точек от аппроксимации не превышает 0.05 %.

Сопоставление полученных данных с результатами расчетов по программе REFPROP показывает (рис. 2), что значения скорости звука лежат в среднем на 0.35 % выше чем в [4]. Такое расхождение незначительно, но превышает оцениваемые погрешности наших измерений, поэтому полученные результаты могут быть использованы для уточнения программы REFPROP.

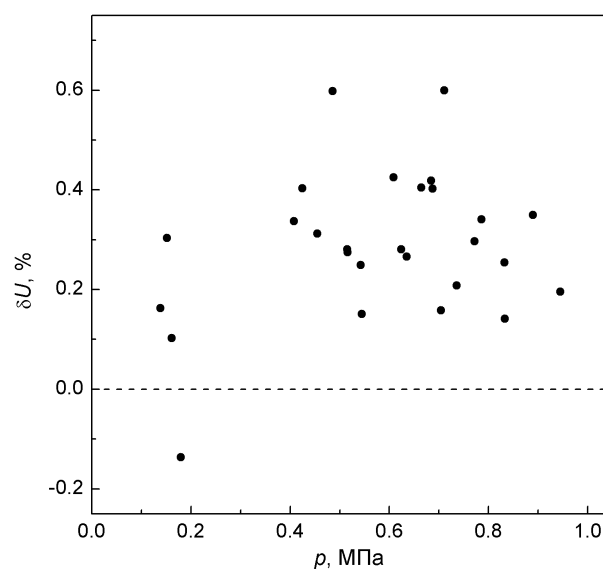


Рис. 2. Отклонение измеренных значений скорости звука в хладагенте R-125 (63.9 мас.%) – R-134a (36.1 мас.%) от расчетов [4].

Список литературы:

1. 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.
2. Komarov S.G., Stankus S.V. Vapor pressure, density, and speed of sound of the R134a - R227ea refrigerants in the vapor phase // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1382. Art. No. 012189.
3. 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.
4. 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).

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9) и проекта РФФИ № 15-08-01072.

УДК 536.2.023,536.212.3,536.413.2,536.631

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИТЕЙНОГО МАГНИЕВОГО СПЛАВА МЛ5

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

Магниевый сплав МЛ5 (американские аналоги AZ81, AZ91) имеет хорошие литейные и высокие механические свойства, широко используется для изготовления нагруженных деталей средней и сложной конфигурации для работы в атмосферных условиях и деталей авиастроения. Массовое содержание Mg в сплаве 89,1–92,15%. Однако табличные данные по его теплофизическим свойствам фрагментарны, получены, как правило, при комнатной температуре и с неустановленной погрешностью. В настоящей работе экспериментально исследованы транспортные, калорические и термические свойства сплава МЛ5 в широком интервале температур. Для экспериментов брались образцы, изготовленные из одного исходного материала с плотностью $1,761 \text{ г/см}^3$ при комнатной температуре.

Теплопроводность и температуропроводность (λ , a) определялись методом лазерной вспышки на автоматизированной установке LFA-427, коэффициент линейного расширения и относительное удлинение (α , ϵ) – на dilatометре DIL-402C, удельная теплоемкость и энтальпия фазовых превращений (c_p , ΔH) – на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 404 F1. Эксперименты были выполнены в широком интервале температур 298–670...925 К. Оцениваемые погрешности полученных данных, подтвержденные опытами на эталонных образцах, составили 2–4%, 3–5%, 2–3% и $(1,5–2,0) \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$ для a , λ , c_p и α , соответственно.

Термический анализ на калориметре показал, что при температурах выше 700 К в сплаве имеют место фазовые превращения первого рода, обусловленные двумя пиками на ДСК-кривой. Первый пик (меньший по амплитуде) при $T = 703 \text{ К}$ соответствует эвтектическому плавлению. Второй пик (большой по амплитуде) при $T = 846 \text{ К}$ обусловлен переходом сплава полностью в жидкое состояние, т.е. является точкой ликвидуса. По их общей площади была определена энтальпия фазового превращения ΔH сплава МЛ5, которая составила $225,3 \text{ Дж/г}$.

На рис. 1 и 2 представлены наши результаты измерений температуропроводности и удельной теплоемкости чистого магния (чистота 99,95 масс. %) и сплава МЛ5 в сравнении с литературными данными для сплава AZ91 [1, 2]. Видно, что результаты по теплоемкости МЛ5 согласуются с данными как для чистого Mg, так и для AZ91, в пределах погрешности измерения c_p (см. рис.1), при этом у сплавов практически идентичный наклон кривых $c_p(T)$. В случае с температуропроводностью ситуация иная: результаты для чистого Mg отличаются от данных для сплавов как количественно, различия составляют 50–70% (см. рис.2), так и качественно, разные знаки температурного коэффициента.

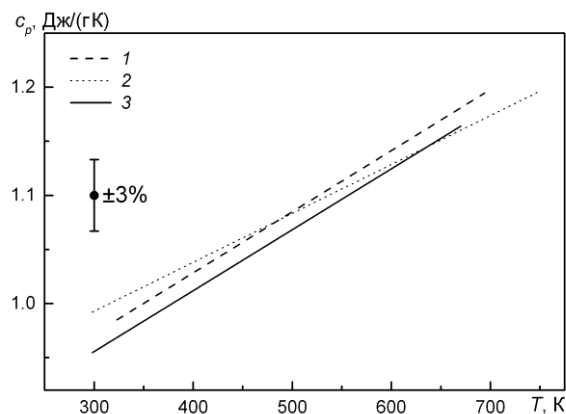


Рис. 1. Удельная теплоемкость.
1–данные для сплава AZ91 [1], 2–данные для чистого Mg,
3 – наши результаты по МЛ5.

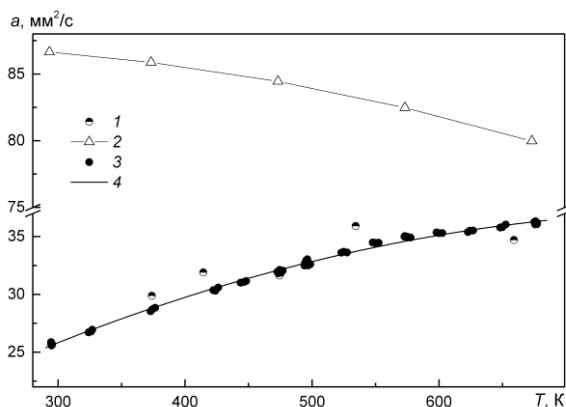


Рис. 2. Температуропроводность.
1–данные для сплава AZ91 [2], 2–данные для чистого Mg,
3–наши результаты по МЛ5, 4–аппроксимация.

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 по свойствам конструкционных материалов.

Список литературы:

1. Lindemann A., Schmidt J., Todte M., Zeuner T. Thermal analytical investigations of the magnesium alloys AM 60 and AZ 91 including the melting range// *Thermochimica acta*. 2002. Vol. 382. No. 1–2. P. 269–275.
2. Zhou J.M., Yang Y., Magne L., Wang G. Determination of thermal conductivity of magnesium-alloys// *Journal of Central South University of Technology*. 2001. Vol. 8. No. 1. P. 60–63.

Исследования по чистому Mg были выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-38-00669), исследования по сплаву МЛ5 – в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850029-9).

УДК 536.631

УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ НЕОДИМ- И ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВЫХ ГРАНАТОВ

Самошкин Д.А., Станкус С.В.

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

Синтетические кристаллы со структурой граната, наряду с традиционным использованием в квантовой электронике, нашли широкое применение в различных областях науки и техники. В этой связи возникает необходимость в изучении теплофизических свойств гранатов, без знания которых затруднена разработка их технологии, а также проведение инженерных расчетов при конструировании соответствующих приборов. Обзор литературы показал, что к настоящему времени практически отсутствуют данные по теплоемкости галлиевых гранатов в области температур выше 300 К за единичным исключением [4]. Но именно эта область становится интересной при использовании гранатов в качестве функциональных элементов аппаратуры различного назначения и особенно в качестве активных элементов оптических квантовых генераторов, когда рабочие температуры могут значительно превосходить комнатные. В этой связи целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование удельной теплоемкости неодим- и гадолиний-галлиевых гранатов в широком интервале температур твердого состояния.

Удельная теплоемкость c_p исследовалась методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) на экспериментальной установке DSC 404 F1 фирмы Netzsch (Германия). Опыты проводились на образцах гадолиний-галлиевого (ГГГ, $Gd_3Ga_5O_{12}$) и неодим-галлиевого (НГГ, $Nd_3Ga_5O_{12}$) гранатов. Массы образцов составляли 205,96 мг и 176,90 мг для ГГГ и НГГ, соответственно. Измерения осуществлялись в интервале температур 300–975 К со скоростью нагрева 10 К/мин в проточной атмосфере аргона (20 мл/мин) чистотой 99,998 об. %. Перед проведением всех экспериментов рабочий объем установки откачивался до вакуума 1 Па и несколько раз промывался аргоном. В качестве калибровочного образца использовался сапфир массой 85,26 мг. Оцениваемая погрешность полученных данных по c_p , подтвержденная экспериментами с эталонными образцами сапфира и платины, составила 2–3%.

Результаты измерений c_p ГГГ, а также рекомендуемые значения теплоемкости ГГГ и НГГ, вместе с известными литературными данными представлены на рис. 1, 2. Как видно из рис. 1, данные по c_p , полученные при всех нагревах, хорошо воспроизводятся. Из рис. 2 видно, что наши рекомендуемые значения для ГГГ и НГГ согласуются с данными [1–4] в пределах погрешности измерений.

Получены новые экспериментальные данные по удельной теплоемкости ГГГ и НГГ в широком интервале температур. Для интервала 700–975 К данные получены впервые. Разработана таблица рекомендуемых значений по удельной теплоемкости исследованных гранатов для научного и практического использования.

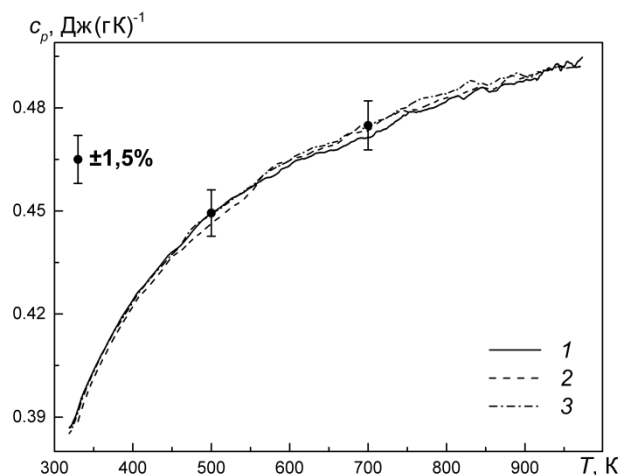


Рис. 1. Теплоемкость гадолиний-галлиевого граната: 1 – первый нагрев, 2 – второй нагрев, 3 – третий нагрев.

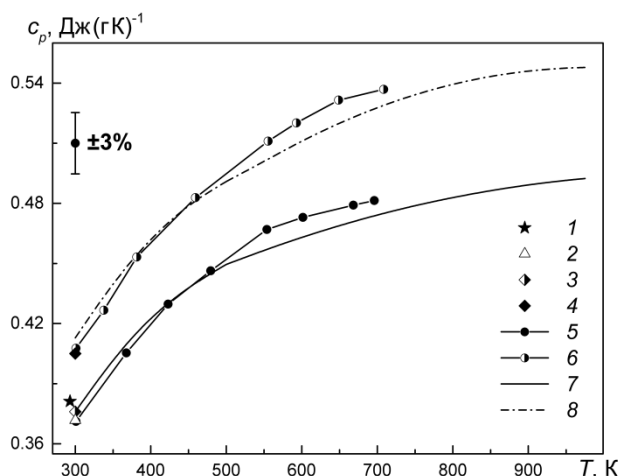


Рис. 2. Сравнение результатов удельной теплоемкости гранатов ГГГ и НГГ: 1 – [1], 2 – [2], 3 – ГГГ [3], 4 – НГГ [3], 5 – ГГГ [4], 6 – НГГ [4], 7, 8 – наши рекомендуемые данные для ГГГ и НГГ, соответственно.

Список литературы:

1. Krupke W.F., Shinn M.D., Marion J.E., Caird J.A., Stokowski S.E. Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet // JOSA B. 1986. Vol. 3. No. 1. P. 102–114.
2. Dai W., Gmelin E., Kremer R. Magnetothermal properties of sintered $Gd_3Ga_5O_{12}$ // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. Vol. 21. No. 4. P. 628–635.
3. Осико В.В., Петрунин Г.И., Попов В.Г., Тимошечкин М.И. Влияние химического состава на теплофизические характеристики галлиевых гранатов // Док. АН СССР. 1989. Т. 309. № 1. С. 92–96.
4. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Тимошечкин М.И. Температурные зависимости теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности галлиевых гранатов (300–700 К) // Теплофизика высоких температур. 1989. Т. 27. № 6. С. 1097–1102.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).

УДК 536.3+536.42

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ЛЬДА С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Слепцов С.Д.¹, Саввинова Н.А.², Гришин М.А.¹

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

² Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова,
677000, Россия, Якутск, ул. Белинского, 58

Лед, а также толща снега, представляют собой полупрозрачные среды, в которых тепло переносится совместно излучением и теплопроводностью. Моделирование таяния льда основано на задаче Стефана для полупрозрачной среды. Валидация решения однофазной задачи Стефана в полупрозрачной среде авторы [1–2] провели на примере таяния чистого, нерассеивающего льда, используя экспериментальные данные [3].

Работа [3] является расчетно-экспериментальной. Эксперимент проводился в климатической камере при постоянной температуре 0 °С под действием излучения двух видов ламп (галогеновой и с нихромовой нитью). Слой льда находился на вертикальной непрозрачной подложке. В математической модели процесса авторы проводили в однофазной постановке задачи Стефана. Сравнение скорости таяния слоя льда и нагрева не облучаемой поверхности льда показало удовлетворительные согласование экспериментальных и численных результатов. При расчете радиационного теплообмена авторы [3] использовали подгонные параметры и прямое интегрирование по закону Бугера. Для рассеивающего льда авторы [3], к сожалению, не указали характер рассеяния излучения, а также альбедо и индикатрису рассеяния.

Целью данной работы является дальнейшее развитие методики работ [1–2] с учетом объемных оптических свойств полупрозрачной среды. Учитываются селективность источника излучения, а также селективное объемное поглощение и рассеяние излучения. Результаты численного расчета сравниваются с экспериментальными данными, приведенными в [3].

Постановка задачи представляет собой слой рассеивающего излучения льда толщиной L_0 , приклеенный к подложке и находящийся в климатической камере с постоянной температурой 0 °С. 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 темп таяния льда при разных значениях альбедо однократного рассеяния в длинноволновом диапазоне ω_2 и сравнения с экспериментальными [3]. Видно, что расчетные кривые мало зависят от ω_2 . Это связано с тем, что на коротковолновом участке спектра приходится большая часть падающего излучения.

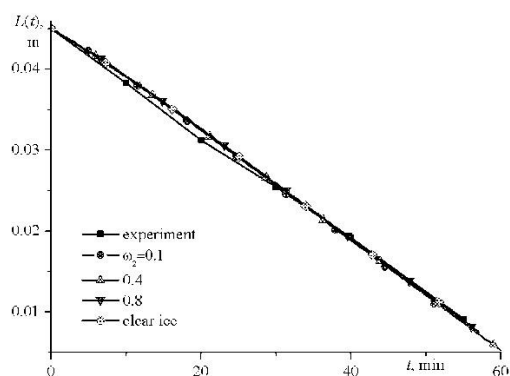


Рис. 1. Темп таяния льда при разных значениях альбедо ω_2 и сравнение с данными [3]

В данной работе проанализированы температурное поле, поле результирующего излучения, темп таяния и роста температуры необлучаемой стороны льда. Показано, что скорость таяния в большей степени зависит от альбедо коротковолновой части спектрального диапазона, тогда как рост температуры левой части больше зависит от длинноволнового спектрального диапазона. Сравнение результатов с экспериментальными данными показывает удовлетворительное согласие с расчетами, однако модель требует доработки с учетом реальных оптических характеристик среды.

Список литературы:

1. Sleptsov S. D., Savvinova N. A. and Rubtsov N. A. Ice Melting with Allowance for Selective Absorption in the Medium // Journal of Engineering Thermophysics. – Vol. 28, No. 1. – 2019. – Pp. 114–122.
2. Слепцов С.Д., Саввинова Н.А. Таяние льда при облучении селективным источником теплового излучения // Теплофизика и аэромеханика. – Т. 26, № 5. – 2019. – С. 813–820.
3. N. Seki, M. Sugawara, and S. Fukusaki. Radiative melting of ice layer adhering to a vertical surface // Wärme- und Stoffübertragung. – Vol. 12, Iss. 2. – 1979. – Pp. 137–144.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (проект АААА-А17117022850029-9).

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ $\text{Cu}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_2$

Беспятов М.А.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Бис-гептафтордиметилотандионат меди ($\text{Cu}(\text{fod})_2$ или $\text{Cu}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_2$) относится к классу бета-дикетонатов металлов. Благодаря высокой летучести, бета-дикетонаты используются в качестве прекурсоров в процессах химического осаждения покрытий из паровой фазы (CVD) [1]. Использование CVD является перспективным для получения сверхпроводящих материалов, наноразмерных покрытий и др.

Для надежного вычисления термодинамических функций – энтальпии, энтропии и других – необходимы экспериментальные данные о теплоёмкости в области низких температур. В данной работе впервые представлены результаты экспериментального исследования теплоёмкости $\text{Cu}(\text{fod})_2$ в интервале температур от 6 К до 300 К.

Образец $\text{Cu}(\text{fod})_2$ был изготовлен и очищен фирмой Sigma-Aldrich. Содержание примесей в образце не превышает 0,01 %. Образец при комнатной температуре является кристаллическим порошком темно-серого цвета.

Теплоёмкость $\text{Cu}(\text{fod})_2$ была измерена адиабатическим методом в интервале 6–300 К на установке, представленной в [2, 3]. Калориметрическая ампула с образцом заполнялась газообразным гелием ($p = 1,0$ кПа) для улучшения теплопередачи. В калориметр было загружено 5,167 г вещества. Масса моля, использовавшаяся для представления теплоёмкости, вычислена из формулы $\text{CuC}_{20}\text{H}_{20}\text{F}_{14}\text{O}_4$ и равна $653,9$ г·моль⁻¹. Относительная суммарная стандартная неопределенность для теплоёмкости составляла 1,3 % ниже 20 К и 0,3 % при более высоких температурах.

На экспериментальной зависимости теплоёмкости от температуры $C_{p,m}(T)$ наблюдается аномалия λ -типа с максимумом при температуре $T_c \approx 224$ К (рис. 1).

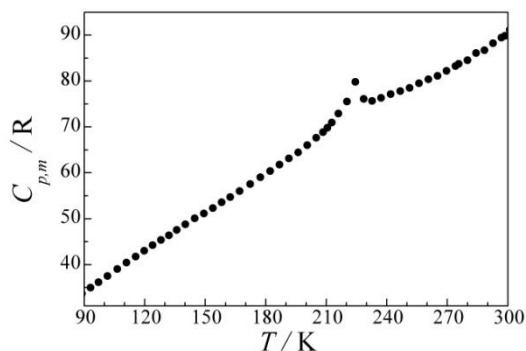


Рис. 1. Экспериментальная теплоёмкость $\text{Cu}(\text{fod})_2$, где R – универсальная газовая постоянная.

Вид аномалии свидетельствует о фазовом превращении в соединении $\text{Cu}(\text{fod})_2$. Аномальный вклад в энтропию составляет $\Delta S_{an} \approx 5,6$ Дж моль⁻¹К⁻¹. На термограмме, снятой в интервале 220–230 К, не было обнаружено признаков фазового перехода I рода. На основе экспериментальных данных о теплоёмкости

была рассчитана характеристическая температура Дебая $\Theta_D(T)$ в интервале 6–300 К с помощью процедуры описанной в работе [4]. На зависимости $\Theta_D(T)$ не наблюдается никакого скачка дебаевской температуры при фазовом переходе. Отсутствие скачка Θ_D при T_c , а также тот факт, что термограмма не указывает на какие-либо признаки фазового перехода I рода, даёт основания полагать, что мы наблюдаем фазовый переход II рода. Значение ΔS_{an} близко к $R \ln 2$ ($5,76$ Дж моль⁻¹ К⁻¹). Такое ΔS_{an} при фазовом переходе говорит о возможном превращении двух равновероятных состояний (низкотемпературная фаза) в единое состояние (высокотемпературная фаза). В связи с этим можно предположить, что молекулы, которые были эквивалентными в высокотемпературной фазе, приобрели в низкотемпературной фазе два отличающихся признака.

Данные о теплоёмкости для $\text{Cu}(\text{fod})_2$ были сравнены с данными о низкотемпературной теплоёмкости для других изученных ранее гептафтордиметилотандионатов металлов ($\text{Eu}(\text{fod})_3$, $\text{La}(\text{fod})_3$). Было обнаружено, что данные о теплоёмкости, нормированные на число атомов в молекуле, имеют близкие значения вблизи комнатных температур. Эти комплексы имеют одинаковые лиганды. Одинаковость лигандной структуры определяет одинаковые частоты колебаний, ответственные за область высоких частот, т.к. самые высокие частоты в колебательном спектре кристалла порождаются колебаниями атомов внутри лиганда. Отмеченные особенности высокочастотной части спектра изолигандных комплексов и обуславливают наблюдаемое поведение их теплоёмкости. Полученные результаты могут быть использованы для обобщения ранее обнаруженных закономерностей в поведении термодинамических свойств изолигандных групп бета-дикетонатов металлов [5].

Список литературы:

1. Naik M.B., Gill W.N., Wentorf R.H., Reeves R.R. CVD of copper using copper(I) and copper (II) beta-diketonates // *Thin Solid Films* 1995. V. 262. P. 60–66.
2. Naumov V.N., Nogteva V.V. Calorimeter with dismountable seal for low-temperature research // *Instrum. Exp. Tech.* 1985. V. 28. P. 1194–1199.
3. Drebuschak V.A., Naumov V.N., Nogteva V.V., Belitsky I.A., Paukov I.E. Low-temperature heat capacity of heulandite: Comparison with clinoptilolite // *Thermochim. Acta* 2000. V. 348. P. 33–40.
4. Heat Capacity and Debye Temperatures / U. Piesbergen, in: R.K. Willardson, A.C. Beer (Eds.), *Semiconductors and Semimetals*, New York: Academic, 1966. pp. 49–60.
5. Bespyatov M.A. Low-temperature thermodynamic properties of dimeric tris(2,2,6,6-tetramethyl-3,5-heptanedionato) terbium // *J. Chem. Thermodynamics* 2020. V. 147. P. 106123.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (научный проект № 19-03-00385).

УДК 536.223

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ПОЛИПРОПИЛЕНГЛИКОЛЕЙ ППГ-425 И ППГ-700

Галкин Д.А., Скрипов П.В.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Знание коэффициента теплопроводности среды и его температурная зависимость является существенным элементом изучения кондуктивного теплопереноса в жидких средах. В связи со сложностью измерений растворов стационарными методами, нами был выбран наиболее подходящий для этого метод.

Ранее в нашей исследовательской группе был разработан метод управления мощностью, рассеиваемой на нагревателе-зонде [1], который было решено адаптировать для создания собственной установки для измерения коэффициента теплопроводности нестационарным методом проволочного зонда (в англоязычной литературе – transient hot-wire (THW) technique) [2,3]. Обзор научной литературы, касающейся осуществления 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. В результате, задача получения постоянства мощности в схеме измерения теплопроводности ранее не была решена [4]. Соответственно, для получения искомого режима мощности 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 разработанную ранее методику постоянной мощности применительно к обсуждаемой задаче. В частности, были осво-

ены параметры импульсов нагрева, отвечающие малым значениям температурного напора (единицы К) и большим длительностям 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.

Данная установка была использована для проведения измерений коэффициента теплопроводности раствора пропиленгликоль-425/вода в диапазоне температур от 20 °С до температуры фазового разделения по механизму жидкость-жидкость (нижняя критическая температура растворения) для каждой концентрации. В результате была получена зависимость коэффициента теплопроводности раствора от температуры, а также получены примерные значения температур фазового разделения.

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.

*Работа выполнена при поддержке Российского
научного фонда, проект № 19-19-00115.*

УДК 536.23

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СМЕСИ R-32/R-125 (40/60) В ПАРОВОЙ ФАЗЕ

Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.

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

Интерес к созданию и внедрению новых смесей не угасает ввиду того, что подбирая состав хладагента можно добиться высоких энергетических показателей. Бинарные смеси R-32/R-125 относятся к классу озонобезопасных соединений и являются альтернативой для фреона R-22 в холодильной технике, тепловых насосах и для кондиционирования воздуха. В работе была исследована теплопроводность смеси хладагентов 40,3 мас. % R-32 и 59,7 мас. % R-125 в паровой фазе.

Смесь была приготовлена в лаборатории весовым методом, погрешность определения концентрации составляла 0,05–0,08 мас. %. В качестве компонентов состава были использованы образцы хладагентов R-125 (Китай) чистотой 99,5% и R-32 производства Россия чистотой 99,9%. Образцы взвешивались на лабораторных весах AND GX-6100 (разрешение 10 мг, абсолютная погрешность 50 мг).

Теплопроводность была измерена стационарным методом коаксиальных цилиндров. Методика измерений и проведения эксперимента подробно описана в работах [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 термодпары. 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]. Диапазон измерений теплопроводности смеси 40,3 мас. % R-32 и 59,7 мас. % R-125 в паровой фазе составлял: по температуре 305–426 К, по давлению 0,1–1,8 МПа. Было получено 75 экспериментальных значений по теплопроводности на 9 изотермах. 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:

$$\lambda(T, p) = a_0 + a_{10} \frac{T}{100} + a_{20} \frac{100}{T} + p \left(a_{11} \frac{T}{100} + a_{21} \frac{100}{T} \right) + p^2 \left(a_{12} \frac{T}{100} + a_{22} \frac{100}{T} \right),$$

(3)

где T – в К, p – в МПа, λ – 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.

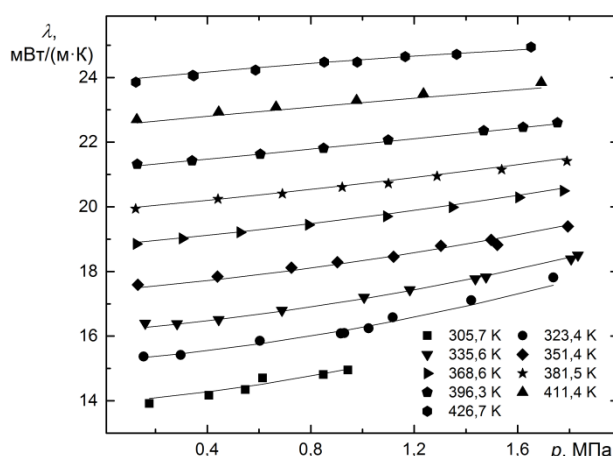


Рис. 1. Изотермы теплопроводности пара смеси R-32/R-125 (40,3/59,7 масс. %): точки – экспериментальные данные; линии – аппроксимация.

В работе показано, что зависимость (1) можно применить в широкой области параметров от атмосферного давления (λ_0) до давления на линии конденсации (λ_d). Получены температурные зависимости для λ_0 и λ_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-32 (40,3 мас. %)/R-125 (59,7 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 (AAAA-A17-117022850029-9) и проекта РФФИ 15-08-01072.

УДК 536.413, 536.42, 538.911

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ВАНАДИЯ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ИНТЕРВАЛЕ 98–2400 К

Козловский Ю.М., Станкус С.В.

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

Анализ экспериментальных данных по тепловому расширению ванадия, выполненный в наиболее известных обзорах [1, 2], продемонстрировал существенное расхождение существующих результатов. По этой причине оцениваемая погрешность рекомендуемых в [1] данных по относительному удлинению ванадия выше 298 К составляет 5%, а ниже — 10% и последние могут рассматриваться лишь как оценочные. Целью настоящей работы было проведение измерений теплового расширения ванадия в широком интервале температур твердого состояния и получение рекомендуемых значений термических свойств до 2400 К.

Эксперименты выполнены на dilatометре DIL-402C с держателями образца, изготовленными из плавленного кварца или спеченного корунда, в семи циклах нагрева–охлаждения от 98 К до 1723 К. Температура регистрировалась термопарами (тип E или S в зависимости от измеряемого интервала температур). Использовался образец ванадия марки ВНМ-1 (99,3 масс. %). Первичные данные по термическому коэффициенту линейного расширения (α , ТКЛР) были обработаны методом наименьших квадратов уравнением Шомейта:

$$\alpha(T) = 10,255 + 2,277 \times 10^{-3} T - 2,551 \times 10^{-6} T^2 + 1,646 \times 10^{-9} T^3 - 612,9 / T,$$

где T — температура в К, размерность α — 10^{-6} K^{-1} . Случайная погрешность аппроксимации (доверительная вероятность 95%) ТКЛР не превышала 0,5%, а общая — 2-4%.

Сравнение наших данных с рекомендациями [1–2] и данными гамма-экспериментов [3] приведено на рис. 1. Ниже 600 К наши данные лежат между рекомендуемыми значениями [1] и [2], а выше лежат ниже на 4-8%. Следует отметить совпадение результатов нашей работы с данными [3] в пределах погрешности последней. Заметное отклонение в ТКЛР в области комнатной температуры очевидно связано с «высокой» нижней границей измерений в [3], что не позволило учесть падение ТКЛР ниже температуры Дебая. В то же время во всем остальном температурном интервале отличие данных не превышает погрешность ТКЛР [3], включая область экстраполяции наших данных к температуре плавления ($T_f = 2172 \text{ К}$). Отличие относительного изменения удельного объема, рассчитанное по аппроксимационному уравнению Шомейта

и данным гамма-экспериментов от 293 К до T_f , не превышает 0,1%. Это дает основание построить политерму плотности ванадия в интервале температур 100–2400 К, для которой согласованы данные по ТКЛР и плотности в твердом состоянии, а также по плотности твердой и жидкой фаз с измеренным скачком плотности при плавлении [3].

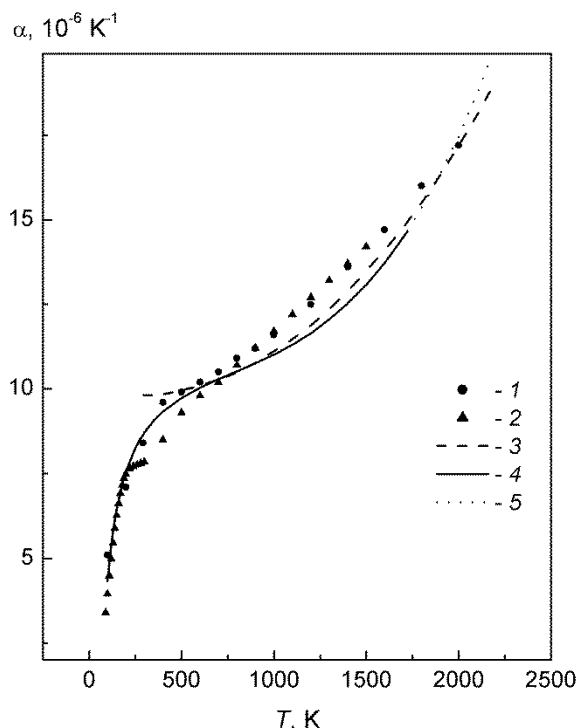


Рис. 1. Сопоставление данных термическому коэффициенту линейного расширения ванадия. 1 – [1]; 2 – [2]; 3 – [3]; 4 – результаты настоящей работы; 5 – экстраполяция данных 4.

Список литературы:

1. Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E., Desai P.D. Thermal expansion. Metallic elements and alloys. Thermophys. Prop. Matter., IFI/Plenum, 1975, 1348 p.
2. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974, 294 с.
3. Станкус С.В. Плотность ванадия и хрома при высоких температурах // ТВТ. 1993. Т. 31. № 4. С. 565–568.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).

УДК 546.662,536.2.023,536.221

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА ГАДОЛИНИЯ В ЖИДКОМ 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. Опыты по измерению переносных свойств гадолиния в широком интервале температур твердого состояния уже выполнялись нами ранее по стандартной методике со «свободными» образцами [1]. Исходя из этого, целью данной работы являлось экспериментальное исследование коэффициентов переноса тепла гадолиния в жидком состоянии.

Теплопроводность λ и температуропроводность a измерены методом лазерной вспышки [2] на экспериментальной установке LFA-427 фирмы NETZSCH. Опыты проводились на образце гадолиния марки ГдМ-1 в интервале температур 1610–1674 К.

РЗМ обладают специфическими физико-химическими свойствами: высокой химической активностью, высокой пластичностью при приближении к температуре плавления, агрессивностью в жидком состоянии, а также высоким давлением насыщенного пара. По этой причине эксперименты были выполнены на образце Gd, заправленного в герметичную 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 заправленных образцов составила 4–6%.

Обработка первичных данных проводилась по трехслойной модели (тигель – расплав – крышка) на

основе разработанного пакета программ [2, 3]. 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 исследуемого металла считались заданными. Изменение толщины слоя расплава учитывалось через тепловое расширение материала ячейки.

Аппроксимация полученных результатов методом наименьших квадратов дала уравнение:

$$\lambda(T) = -6,4 + 1,393 \times 10^{-2} T, \quad (1)$$

где λ в Вт/(м К), T – температура в К. По результатам измерений теплопроводности и данным по теплоемкости c_p [4] и плотности ρ [5] жидкого гадолиния рассчитывалась температуропроводность с использованием известного соотношения

$$\lambda = a \rho c_p. \quad (2)$$

Аппроксимационное уравнение для a имеет вид:

$$a(T) = -4,6 + 0,854 \times 10^{-2} T, \quad (3)$$

где a в $10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных точек от уравнений (1) и (3) не превышает 2%.

Получены новые достоверные экспериментальные данные по теплопроводности и температуропроводности гадолиния в жидком состоянии. Проведено сопоставление результатов с имеющимися литературными данными. Показано, что результаты, полученные в нашем эксперименте, достаточно хорошо согласуются с данными работ, выполненных ранее. По результатам проведенных измерений были получены аппроксимационные уравнения и составлены таблицы рекомендуемых значений по исследованным переносным свойствам гадолиния для использования в различных научных и практических приложениях.

Список литературы:

1. 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 Temperature. 2017. Vol. 55. No. 2. P. 221–225.
2. Agazhanov A.Sh., Abdullaev R.N., Samoshkin D.A., Stankus S.V. Thermal conductivity and thermal diffusivity of Li-Pb eutectic in the temperature range of 293–1273 K // Fusion Engineering and Design. 2020. Vol. 152. Article Number 111456. 5 p.
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.
4. Hultgren R. Selected values of thermodynamic properties of elements / R. Hultgren, R.D. Desai, D.T. Hawkins, M. Gleiser, K.K. Kelley, D.D. Wagman; Ohio: Amer. Soc. Metals, 1973. 636 p.
5. Stankus S.V., Khairulin R.A. Thermal properties of lanthanoides in liquid and solid states // Rus. J. Eng. Thermophys. 1991. Vol. 1. No. 3. P. 193–210.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А17-117022850029-9).

УДК 536.63

КАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА $\text{Cs}_{60}\text{Bi}_{40}$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 293–1125 К

Хайрулин А.Р., Станкус С.В.

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

Жидкие сплавы щелочных металлов с висмутом и свинцом относятся к достаточно редкому классу систем, в которых наряду с металлическим характером межатомного взаимодействия предполагается образование ассоциатов с ионными связями. Основанием для этого является наличие экстремумов на концентрационных зависимостях электросопротивления [1] и коэффициента теплового расширения [2], которые лежат в области 25 ат. % висмута и 50 ат. % свинца. Однако, исследований калорических свойств расплавов тяжелых щелочных металлов с висмутом, за исключением наших работ [3, 4], до настоящего времени не проводилось. Для подтверждения отсутствия аномалий теплоемкости и энтальпии смешения в области 50 ат. % висмута необходимо иметь экспериментальные данные в интервале, прилегающем к эквиатому составу, поэтому целью настоящей работы было проведение измерений калорических свойств жидкого сплава $\text{Cs}_{60}\text{Bi}_{40}$ в широком интервале температур конденсированного состояния.

Эксперименты проведены на массивном калориметре [5] с использованием герметичной ампулы из нержавеющей стали. Образец сплава $\text{Cs}_{60}\text{Bi}_{40}$ изготавливался из компонентов чистотой 99.94 мас. % (Cs) и 99.98 мас. % (Bi). Химический состав находился весовым методом и составил $X_{\text{Cs}} = 60.0 \pm 0.01$ ат. %, при массе образца $m = 32.170$ г. Рассчитанная молекулярная масса сплава $M_{\text{Alloy}} = 163.338$ г/моль.

Термический анализ сплава $\text{Cs}_{60}\text{Bi}_{40}$ показал наличие одного теплового эффекта. Он был связан с началом кристаллизации расплава, сопровождался незначительным переохлаждением (1.2–2.9 К) и воспроизводимостью 0.6 К его температуры:

$$T_L = 794.9 \pm 1.5 \text{ К.}$$

Первичные данные по инкременту энтальпии (рис. 1) аппроксимировались степенными полиномами. Для твердого состояния:

$$H_{298}(t) = 26.44 t + 1.307 \times 10^{-2} t^2 - 5.006 \times 10^{-5} t^3 + 7.885 \times 10^{-8} t^4,$$

где H_{298} – Дж/моль, $t = T - 298.15$, T – в К. Среднее абсолютное отклонение точек составило 15.4 Дж/моль или 0.20 %. Для жидкого состояния:

$$H_{298}(t_1) = 23435 + 42.46 t_1 - 5.43 \times 10^{-3} t_1^2,$$

где $t_1 = T - 794.9$ К, среднее абсолютное отклонение точек – 22.5 Дж/моль или 0.075 %.

Определенный по рекомендуемым значениям скачок энтальпии при плавлении составил:

$$\Delta H_{SL} = 8412 \pm 196 \text{ Дж/моль,}$$

где погрешность определена через доверительные границы (95 %) погрешности аппроксимации энтальпии

при температуре плавления для твердой 190 Дж/моль и жидкой 44 Дж/моль фаз.

Относительные отклонение экспериментальных значений энтальпии и теплоемкости сплава $\text{Cs}_{60}\text{Bi}_{40}$ в жидком состоянии от их аддитивных значений достигают 22 % и 47 %, 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.

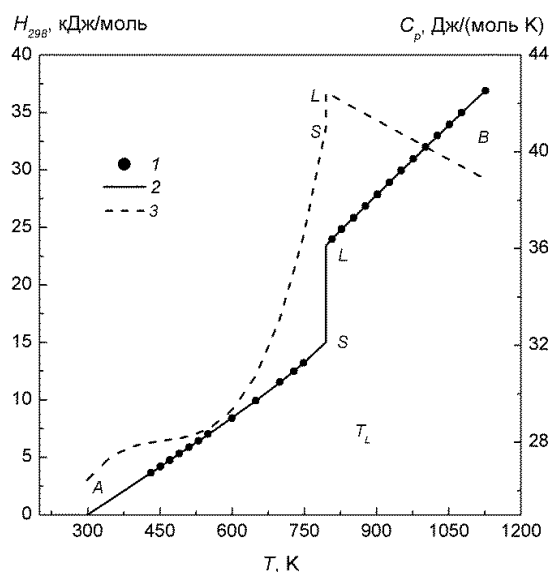


Рис. 1. Измеренные значения инкремента энтальпии (1), ее аппроксимация (2) и температурная зависимость теплоемкости (3) сплава $\text{Cs}_{60}\text{Bi}_{40}$ в твердом (AS) и жидком (LB) состояниях.

Список литературы:

1. 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.
2. Khairulin R.A., Abdullaev R.N., Stankus S.V. Volume contraction in liquid caesium–bismuth alloys // Phys. and Chem. Liquids. 2018. Vol. 58, No. 2. P. 143–149.
3. Stankus S.V., Savchenko I.V., Khairulin A.R., Yatsuk O.S. Enthalpy and heat capacity of $\text{Cs}_{72.9}\text{Bi}_{27.1}$ alloy with a partly ionic character of interatomic interaction in the condensed state // J. Phys.Conf. Series. 2019. Vol. 1382. Art. No. 012190.
4. Станкус С.В., Савченко И.В., Яцук О.С., Козловский Ю.М. Энтальпия и теплоемкость интерметаллического соединения CsBi_2 в твердом и жидком состояниях // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 4. С. 665–668.
5. 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-П).

УДК 536.41:669.22

ПЛОТНОСТЬ И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ СЕРЕБРА В ТВЕРДОМ И ЖИДКОМ СОСТОЯНИЯХ

Абдуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В.

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

Серебро – благородный металл, широко применяемый в промышленности как в чистом виде, так и в составе различных сплавов и химических соединений. Для оптимизации технологий производства и применения сплавов и другой продукции на его основе необходимы надежные данные по термическим свойствам серебра в твердом и жидком состояниях и их изменениям при кристаллизации – плавлении. Исследование термических свойств серебра также имеет большое фундаментальное значение. Плотность является одной из важнейших характеристик вещества. Она определяется структурой ближнего порядка и характером межатомного взаимодействия, непосредственно связана с одним из главных термодинамических параметров состояния – объемом. По изменению плотности при плавлении можно судить об особенностях электронного строения вещества, изменении характера химической связи и структуре расплава, что особенно ценно для сложных многокомпонентных систем [1]. Кроме того, точные данные по плотности в широких интервалах параметров состояния, включая области фазовых превращений необходимы для определения других теплофизических характеристик веществ и материалов и построения широкодиапазонных уравнений состояний.

Термические свойства серебра исследовались в течение длительного времени и в большом количестве работ [2–9], однако результаты измерений плохо согласуются между собой. Особенно это относится к жидкому состоянию, для которого измерения проводились в основном методами Архимеда, максимального давления в газовом пузырьке или различными вариантами метода капли. Так разброс литературных данных по плотности расплава при температуре плавления достигает около 4% [3, 4], а результаты экспериментальных исследований объемного коэффициента теплового расширения (ОКТР) жидкого серебра отличаются более чем в два раза [2, 4].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование плотности и теплового расширения чистого серебра в широком интервале температур твердого и жидкого состояний (от комнатной температуры до ≈ 1500 К), включая область плавления – кристаллизации. Измерения были проведены методом

просвечивания образцов узким пучком гамма-излучения [10]. В качестве исследуемого образца использовалось серебро чистотой 99,99 масс. % в графитовом тигле. Измерения проводились в атмосфере чистого аргона.

На основании полученных результатов построена температурная зависимость плотности твердого и жидкого серебра и рассчитаны средневзвешенные значения его объемного коэффициента теплового расширения и скачка плотности при фазовом переходе твердое тело – жидкое. Проведено сравнение данных настоящей работы с результатами других авторов. Показано, что полученные в настоящей работе значения относительного скачка плотности при плавлении и объемного коэффициента теплового расширения жидкого серебра являются наиболее надежными.

Список литературы:

1. Периодический закон и физические свойства электронных расплавов / А.П. Перель, В.М. Глазов. М.: Наука, 1979. 309 с.
2. Krause W., Sauerwald F. Dichtemessungen bei hohen Temperaturen Über die Dichte des flüssigen Goldes und flüssiger Gold-Kupfer- und Silber-Kupferlegierungen// Z. Anorg. Allg. Chem. 1929. Vol. 181. No. 1. P. 347–352.
3. Brillo J., Egly I., Ho I. Density and thermal expansion of liquid Ag–Cu and Ag–Au alloys// Int. J. Thermophys. 2006. Vol. 27. No. 2. P. 494–506.
4. Dubberstein T., Heller H.P. Surface tension and density of liquid gold, silver, and tin// НТФ. 2015. Vol. 44. No. 5. P. 393–406.
5. Fima P., Sobczak N. Thermophysical Properties of Ag and Ag–Cu Liquid Alloys at 1098K to 1573K// Int. J. Thermophys. 2010. Vol. 31. No. 6. P. 1165–1174.
6. Kirshenbaum A.D., Cahill J.A., Grosse A.V. The density of liquid silver from its melting point to its normal boiling point 2450 K // J. Inorg. Nucl. Chem. 1962. Vol. 24. No. 3. P. 333–336.
7. Assael M. J. et al. Reference data for the density and viscosity of liquid antimony, bismuth, lead, nickel and silver// НТФ. 2012. Vol. 41. No. 3. P. 161–184.
8. Nogi K., Oishi K., Ogino K. Wettability of solid oxides by liquid pure metals// Mater. Trans. JIM. 1989. Vol. 30. No. 2. P. 137–145.
9. Lucas L.D. Volume spécifique de métaux et alliages liquides à hautes températures// Mem. Scientif. Rev. Metall. 1964. Vol. 61. P. 1–24.
10. Станкус С.В., Хайрулин Р.А. Измерение термических свойств платины в интервале температур 293–2300 К методом проникающего излучения// ТВТ. Т. 30. № 3. P. 487–494.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9) и гранта РФФИ № 18-08-00389_a.

КРИТИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ НИКЕЛЯ

Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М.

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

Изучение процессов переноса тепла в металлах вблизи магнитного разупорядочения представляет особый интерес для физики твердого тела. Магнитные фазовые превращения сопровождаются резкими пиками на температурной зависимости многих теплофизических свойств, в том числе транспортных. Для описания критических явлений существуют различные феноменологические и микроскопические подходы [1–3]. Большинство теорий по критическим явлениям предсказывают степенные зависимости исследуемых свойств от приведенной температуры ε в области магнитных фазовых превращений:

$$M(T) = \begin{cases} A'|\varepsilon|^{\alpha'}, & T < T_C \\ A|\varepsilon|^{\alpha}, & T > T_C \end{cases}, \quad (1)$$

где M – физическая величина; A', A – константы; α', α – критические индексы, T_C – температура Кюри,

$\varepsilon = \frac{T - T_C}{T_C}$. В частности, для теплоемкости (c_p) метал-

лов критический индекс α лежит в пределах от -0,08 до -0,12 [4]. Вблизи критической точки наблюдаются аномалия и у теплоемкости [4]. Так как теплоемкость связана с теплопроводностью простым соотношением $\lambda = a \rho c_p$ (где λ – теплопроводность, ρ – плотность), то большинство авторов считают, что критическое поведение теплоемкости должно описываться тем же критическим индексом, что у теплоемкости, поскольку аномальная часть теплопроводности обычно выражена слабо. Однако подробно этот вопрос до настоящего времени не обсуждался.

С целью выявления особенностей поведения теплоемкости в области магнитного фазового превращения в настоящей работе была проведена обработка полученных экспериментальных данных по a никеля с помощью степенных зависимостей аналогичных (1). Теплоемкость Ni (чистота 99,99 масс. %) определялась методом лазерной вспышки на автоматизированной установке LFA-427 в широком интервале температур 292–1672 К с подробным обходом критической области вблизи $T_C = 630$ К. Оцениваемые погрешности полученных данных a , подтвержденные опытами на эталонных образцах, составили 2–4% в зависимости от температуры и 5–10% в критической области. Результаты представлены на рис. 1.

Для определения критических индексов на первом этапе определялась магнитная составляющая теплоемкости путем вычитания из экспериментальных значений парамагнитного вклада:

$$a_{mag}(T) = a(T) - a_{para}(T), \quad (2)$$

где $a_{para}(T)$ находилась линейной аппроксимацией экспериментальных данных в интервале температур парамагнитного состояния, вдали от точки Кюри (рис. 1). Магнитная составляющая теплоемкости записывалась в виде скейлинговой зависимости:

$$a_{mag} = A|\varepsilon|^{\alpha} + B, \quad (3)$$

где A, B – константы. Очевидно, что $B = a_{mag}(T_C)$. Тогда, вводя новую переменную $Y_{mag} = a_{mag} - a_{mag}(T_C)$, из (3) имеем:

$$\ln(Y_{mag}) = \ln(A) + \alpha \ln(|\varepsilon|). \quad (4)$$

Как видно из (4), проводя линейную аппроксимацию $\ln(Y_{mag})$ по $\ln(|\varepsilon|)$, легко получить значения критической амплитуды A и критического индекса α . Если построить данную зависимость, критические индексы α' и α соответствуют тангенсу угла наклона аппроксимационных прямых для $T < T_C$ и $T > T_C$, соответственно. В результате было получено: $\alpha' = 0,88$ и $\alpha = 0,28$. Таким образом, индексы до и после T_C заметно отличаются, что противоречит скейлинг-теории о равенстве критических индексов [1].

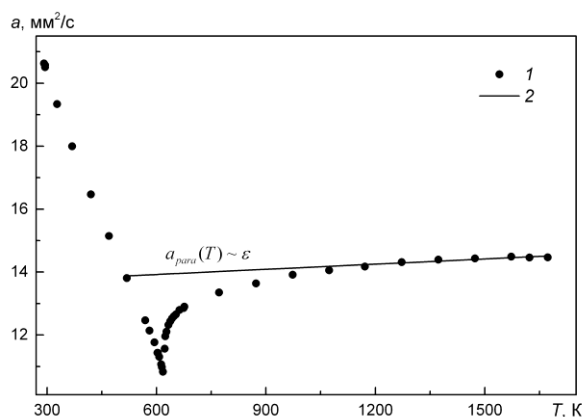


Рис. 1. Теплоемкость никеля.
1 – экспериментальные данные,
2 – парамагнитный вклад $a_{para}(T)$.

Стоит отметить, что поиск критических индексов путем выделения магнитного вклада и последующей его обработки скейлинговой зависимостью (3) для коэффициента теплоемкости испробован впервые.

Список литературы:

1. Фазовые переходы и критические явления / Г. Стенли, А.И. Мицек, Т.С. Шубин. М.: Мир, 1973. 298 с.
2. Флуктуационная теория фазовых переходов / А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. М.: Наука, 1992. 256 с.
3. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справ. изд. / В.Е. Зиновьев. М.: Металлургия, 1989. 384 с.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9).

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФфуЗИИ ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ЖИДКОСТЯХ

Рудяк В.Я.^{1,2}, Третьяков Д.С.²

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пригова, 1

Углеродные нанотрубки (УНТ), открыты уже почти три десятилетия тому назад [1]. Они обладают исключительными механическими, электрическими и термическими свойствами [2]. Сложность их изучения состоит в том, что в зависимости от технологии получения УНТ могут быть одностенными, двухстенными и многостенными, и иметь существенно различные размеры и свойства. Обычно для практического применения УНТ должны быть диспергированы в жидкости. В качестве базовой жидкости могут использоваться вода, этиленгликоль, различные масла и т.д. Получаемая наножидкость имеет нестандартные теплофизические характеристики [3]. В частности, ее свойства существенно зависят от свойств базовой жидкости и процедуры приготовления. Чтобы предотвратить или уменьшить возможность агрегирования УНТ используются различного рода поверхностно активные вещества (ПАВ) и полученные наножидкости подвергаются ультразвуковой обработке. Поэтому при изучении теплофизических свойств наножидкостей с УНТ следует аккуратно отслеживать и контролировать все указанные обстоятельства.

Целью данной работы является экспериментальное изучение диффузии одностенных УНТ в жидкостях и определение их размеров методом светорассеяния. Использовались УНТ, произведенные компанией OCSiAl, Новосибирск. В качестве жидкостей использовалась вода с двумя типами ПАВ: поливинилпирролидон (ПВП, $(C_6H_9NO)_n$) и додецилбензолсульфат натрия (СДБС, $CH_3(CH_2)_{11}C_6H_4SO_3Na$). Выбор этих типов ПАВ обусловлен желанием исследовать влияние как анионного (СДБС), так и не ионного с гидрофильным концом дисперсантов. Массовая концентрация УНТ изменялась от 10^{-2} до $10^{-5}\%$, при этом концентрация ПАВ либо равнялась концентрации УНТ, либо вдвое превосходила ее.

Для измерений использовался прибор Malvern Zetasizer ZSP, диапазон размеров частиц, которые он может измерять от 0.3 нм до 10.0 мкм. Тестирование прибора выполнялось на измерении размеров частиц латекса (246, 522, 1028 нм).

Предварительно во всех случаях изучена диффузия молекул обоих использовавшихся ПАВов. Полученные данные сопоставлялись с соответствующими экспериментальными и молекулярно-динамическими данными работ [4] и показали их хорошее согласование.

В результате измерения получается зависимость интенсивность отраженного света от коэффициента диффузии. Затем, используя формулу Стокса–Эйнштейна $D = kT/(6\pi\mu R)$, определяется размер частиц (здесь D – коэффициент диффузии, μ – коэффициент вязкости жид-

кости, T – температура, R – радиус частицы, и k – постоянная Больцмана). Типичная зависимость интенсивности рассеянного света от коэффициента диффузии представлена на рис. 1. Здесь зеленый цвет соответствует массовой концентрации УНТ равной 0.00001%, синий – 0.002%, красный – 0,01%.

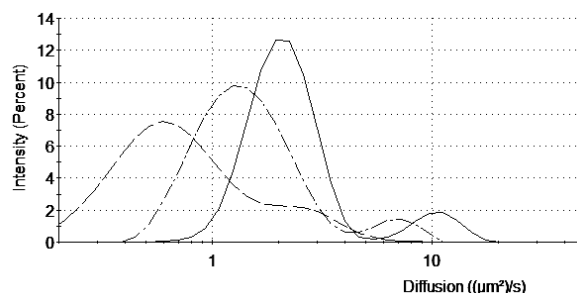


Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеянного света от коэффициента диффузии

Показано, что практически во всех случаях УНТ сформированы в виде конгломератов, однако с уменьшением концентрации УНТ и последующей ультразвуковой обработки эти конгломераты становятся все меньше и меньше. Стоит отметить, что определение размера УНТ или их конгломератов требует знания вязкости несущей жидкости. Для этого она предварительно измерялась с помощью ротационного вискозиметра Brookfield DV3T LV. Несущие жидкости, вода+ПАВ, во всех случаях оказались ньютоновскими, хотя наличие ПАВ существенно увеличивало вязкость базовой жидкости по сравнению с вязкостью воды.

Систематически изучены размеры УНТ и их диффузия после центрифугирования и зависимость этих характеристик от мощности ультразвуковой обработки и концентрации ПАВ. В последней части работы обсуждается вращательная диффузия УНТ.

Список литературы:

1. Iijima S. Helical microtubules of graphitic carbon // Nature. 1991. Vol. 354. P. 56–58.
2. Saeed K., Ibrahim K. Carbon nanotubes—properties and applications: a review // Carbon Letters. 2013. V. 14, No. 3. P. 131–144.
3. Rudyak V. Ya., Tretiakov D. S. Viscosity and rheology of the ethylene glycol based nanofluids with single-walled carbon nanotubes // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1382. P. 012100.
4. Шагинян А.А., Акопян П.К., Арсенян Л.Г., Погосян А.Г., Вихренко В.С., Грода Я.Г., Трансляционная и вращательная диффузия молекулы поливинилспирта и поливинилпирролидона в водном растворе // Труды БГТУ. 2013. Физ.-мат науки и информатика. С. 40–44.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00043).

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Сахапов С.З.

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

Распыление графитовых и композитных электродов в дуговом разряде эффективно используется для синтеза углеродных наноструктур [1-2] и наночастиц в углеродной матрице [3-4]. Основные преимущества дугового распыления: химическая чистота синтезированных материалов в разряде в атмосфере инертного газа; возможность модификации материалов в химически активной атмосфере; контроль размеров наноструктур путем выбора параметров разряда; простота процесса. Продукты напыления композитных электродов в электрической дуге представляют собой наночастицы, окруженные углеродом, что предотвращает коагуляцию наночастиц без остановки доступа газа или жидкости к частице, что позволяет использовать такие композиты в качестве высокоэффективных катализаторов.

Экспериментальная установка (рис. 1) представляла собой цилиндрическую вакуумную камеру, которую предварительно откачивали, а затем заполняли рабочим газом.

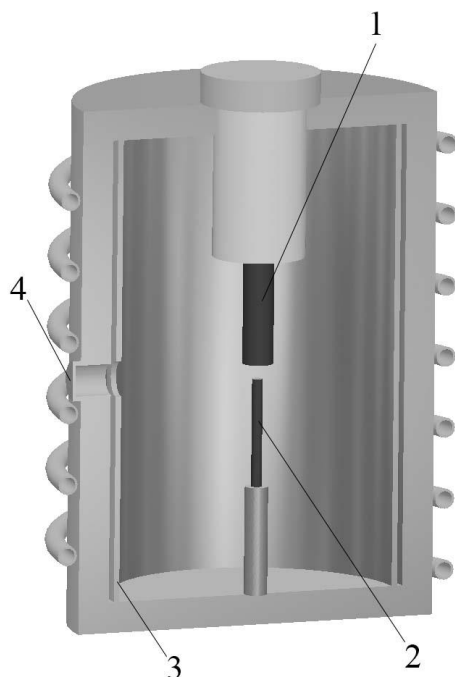


Рис. 1. Экспериментальная установка. 1 – подвижный графитовый катод; 2 – композитный анод; 3 – охлаждаемый съемный экран; 4 – кварцевое окно.

Дуговой разряд зажигался между двумя графитовыми электродами, которые находились на оси сим-

метрии камеры. Отрицательное напряжение прикладывалось через сильноточный металлокерамический герметичный вход к подвижному графитовому электроду (1), который представлял собой цилиндр диаметром 3 см. Заземленный стационарный композитный электрод (2) был прикреплен к корпусу камеры. Сменный композитный анод представляет собой графитовый стержень диаметром 0,8 см и длиной 8 см. Дуговой разряд зажигался и поддерживался источником постоянного тока, что позволяло проводить эксперименты при токе от 80 до 200 А. При распылении анода сильфонный блок передачи позволял перемещать катод для поддержания постоянного напряжения на разрядном промежутке.

В процессе горения разряда происходит атомарное распыление анода и образование веерного потока, протекающего из межэлектродного зазора к стенкам камеры. В процессе приближения к стенкам камеры пары материалов охлаждались и конденсировались, в результате чего появлялись более крупные агломераты, которые осаждались на охлаждаемом съемном экране из нержавеющей стали (3), покрывающем поверхность стенок камеры. После распыления электрической дугой синтезированный материал собирали со съемного экрана и отжигали в воздушной атмосфере. Кинетика образования наноматериалов во время конденсации в дуговом разряде сильно зависит от таких условий, как уровень и давление буферного газа, электрические характеристики разряда и геометрия камеры. Типичными материалами для электродугового распыления являются наночастицы металла или карбида, инкапсулированные в углерод с различной степенью кристаллизации.

Излучение разряда, проходящее через кварцевое стекло (4) детектировалось спектрометром в диапазоне длин волн от 200 до 1000 нм. Были сняты спектры излучения плазмы дугового разряда при различных давлениях, напряжении и тока разряда.

Список литературы:

1. W. Kratschmer, L.D. Lamb, K. Fostiropoulos, D.R. Hoffman // Nature. 1990. Vol. 3347. P. 354–358.
2. J.H.J. Scott, S.A. Majetich // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. P. 12564–12571.
3. D.V. Smovzh, S.Z. Sakhapov, A.V. Zaikovskii, S.A. Novopashin // Ceram. Int. 2015. Vol. 41. P. 8814–8819.
4. D.V. Smovzh, S.Z. Sakhapov, A.V. Zaikovskii, S.A. Chernova, S.A. Novopashin // Ceram. Int. 2019. Vol. 45. P. 7338–7343.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 18-19-00213.

УДК 532.135+536.22+538.93

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В НЬЮТОНОВСКИХ И НЕНЬЮТОНОВСКИХ ЖИДКОСТЯХ И ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАЦИОННЫЕ ТЕОРЕМЫ

Рудяк В.Я.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пригова, 1

Процессы переноса, происходящие в газах и жидкостях, определяют и характер их течений, и все теплофизические свойства. Важнейшими характеристиками, определяющими эти свойства, являются коэффициенты переноса. К настоящему времени существует широкий спектр экспериментальных методов измерения этих величин. Интерпретация получаемых при этом результатов основывается на известных феноменологических теориях, которые сами определить эти коэффициенты не могут. Сложность состоит еще и в том, что указанные феноменологические теории являются макроскопическими, тогда как природа коэффициентов переноса требует микроскопического рассмотрения процессов переноса.

Кинетическая теория газов, рассмотрев процессы переноса с молекулярной точки зрения, не только выявила механизмы процессов переноса, но и дала конструктивный способ вычисления соответствующих коэффициентов переноса [1]. К сожалению, это удается сделать лишь для разреженного газа. В плотных газах и в жидкостях этого сделать не удается. Еще сложнее дело обстоит в различных дисперсных жидкостях. Многие из них оказываются неньютоновскими, так что тензор напряжений является сложной функцией скорости сдвига потока. Как в этом случае формулировать законы переноса и как характеризующие их функции связаны с молекулярным движением частиц соответствующих флюидов? Ответу на данные вопросы и посвящен настоящий доклад.

В первой части работы методами неравновесной статистической механики развита теория процессов переноса для так называемых слабо неравновесных процессов. Показано, что в этом случае диссипативные потоки пропорциональны градиентам макроскопических переменных φ_i

$$J_i(\mathbf{r}, t) = -\mu_i \nabla \varphi_i(\mathbf{r}, t), \quad i = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Коэффициенты переноса в линейных определяющих соотношениях (1) являются интегралами от двухвременных корреляционных функций χ_i соответствующих динамических переменных

$$\mu_i = \int_0^t dt_1 \chi_i(t - t_1), \quad i = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Соотношения (2) носят название флуктуационно-диссипационных теорем (ФДТ). В литературе они известны как формулы Грина–Кубо [2]. Формулы такого типа применимы не только для обычных молекулярных флюидов и их смесей, но также и для обычных дисперсных жидкостей [3].

В работе систематически обсуждается проблема измеримости коэффициентов переноса. Показано, что это возможно лишь при достаточно быстром убывании соответствующих корреляционных функций. В неупорядоченных молекулярных системах эти корреляции действительно затухают, хотя характер этого затухания в газах и жидкостях существенно различен. ФДТ (2), в частности, показывают, что диссипативные коэффициенты являются проявлением равновесных молекулярных флуктуаций. Эти соотношения имеют универсальный характер, однако в сложных условиях они трансформируются. Например, в стесненных условиях они имеют вид [4, 5]

$$\mu_i = \int_0^t dt_1 [\chi_i^{ff}(t - t_1) + \chi_i^{fb}(t - t_1)],$$

где корреляционные функции с индексами fb и bb определяются соответственно взаимодействиями молекул флюида друг с другом и с молекулами стенок

Универсальный характер ФДТ проявляется и в том, что во всех случаях, когда вводятся коэффициенты переноса, определяющие некий диссипационный процесс, они будут иметь вида типа (2). В работе систематически обсуждаются ФДТ, определяющие коэффициенты переноса турбулентных течений: турбулентной диффузии, вязкости, термодиффузии и т.д.

Значительно сложнее обстоит дело с сильно неравновесными процессами, когда нарушается соотношение (1). Такая ситуация имеет место, в частности, и для неньютоновских жидкостей. Систематическому обсуждению описания процессов переноса для таких систем посвящена заключительная часть доклада.

Список литературы:

1. Чепмен С., Каулинг Е. Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 510 с.
2. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 415 с.
3. Рудяк В.Я. Статистическая аэрогидромеханика гомогенных и гетерогенных сред. Т. 2. Гидромеханика. Новосибирск: НГАСУ, 2005. 470 с.
4. Rudyak V.Ya., Belkin A.A. Statistical mechanics of transport processes of fluids under confined conditions // *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*. 2015. V. 6. No. 3. P. 366-377.
5. Rudyak V.Ya., Belkin A.A. Fluid viscosity under confined conditions // *Doklady Physics*. 2014. V. 59. No. 12. P. 604-606.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 19-01-00399 и № 20-01-00041) и Российского научного фонда (проект №20-19-00043).

УДК 536.6

ПЛОТНОСТЬ ФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{La}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$

Мусихин А.Е., Беспятов М.А.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Бета-дикетонаты лантаноидов в настоящее время имеют широкий спектр практических приложений. Они являются перспективными эмиссионными материалами для изготовления органических светодиодов (OLED) [1, 2], используются для получения пленок методом атомно-слоевого осаждения (Atomic Layer Deposition – ALD) [3]. Дипивалоилметанат лантана является прекурсором для получения тонких пленок La_2O_3 [4], которые, например, могут использоваться в качестве подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах [5, 6].

В настоящей работе на основе низкотемпературной экспериментальной теплоемкости для дипивалоилметаната лантана были рассчитаны: плотность фонonных состояний $g(\omega)$, основные характеристические температуры, связанные с моментами $g(\omega)$, энергия нулевых колебаний и изохорные термодинамические функции во всей области существования твердой фазы одной структуры.

Исследуемый в работе комплекс дипивалоилметанат лантана, $\text{La}_2(\text{dpm})_6$, или трис-2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионат лантана, $\text{La}_2(\text{thd})_6$, существует в виде моноклинной димерной формы $\text{La}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ [7]. Температура плавления составляет 536 К, ниже температуры плавления при 455 К реализуется структурный фазовый переход [8].

Восстановление плотности фонonных состояний $\text{La}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ было сделано с использованием оригинального численного метода [9]. Метод позволяет, исходя из точных данных о низкотемпературной теплоемкости, описать форму $g(\omega)$ на уровне трех-четырёх пиков с правильным соотношением числа колебательных мод на разных частотных интервалах.

Для выполнения поставленной задачи использовались данные по теплоемкости, полученные адиабатическим методом в интервале 6–310 К [8].

В колебательном спектре $\text{La}_2(\text{dpm})_6$ в интервале частот от 2400 до 4096 К отсутствуют колебательные моды, далее в интервале 4096–4544 К расположена узкая полоса частот, связанная с валентными колебаниями C–H групп [10]. Предварительный учет вклада валентных колебаний атомов водорода существенно снижает степень неопределенности решаемой задачи. Мы учли соответствующий вклад в теплоемкости. Таким образом, для восстановления плотности состояний дипивалоилметаната лантана использовалась теплоемкость, свободная от вклада валентных колебаний атомов водорода.

Метод восстановления плотности фонonных состояний $g(\omega)$ реализуется в три этапа. На первом этапе выбирается одно или несколько нулевых приближений $g_0(\omega)$. На втором этапе, исходя из выбранных нулевых приближений, вычисляется серия независимых решений $g^{(k)}(\omega)$ путем пошагового перераспределения

колебательных мод по частотам. На третьем этапе проводится усреднение полученных на предыдущем шаге решений. Поиск плотности состояний $\text{La}_2(\text{dpm})_6$ осуществлялся в интервале частот 0–2400 К. Исходя из каждого выбранного нулевого приближения, получена серия расчетов $g^{(k)}(\omega)$ с одинаковым шагом по частоте, равным 32 К, и разными параметрами проведения итерационного процесса. Далее сделано усреднение всех решений $g^{(k)}(\omega)$ и учтена компонента, отражающая валентные колебания атомов водорода. Так была получена итоговая плотность состояний $\text{La}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$.

Исходя из экспериментальной теплоемкости и полученной плотности фонonных состояний для $\text{La}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$ были вычислены термодинамические функции при постоянном объеме – энтропия, внутренняя энергия и приведенная энергия Гельмгольца вплоть до 455 К. Используя полученное значение первого момента плотности состояний, вычислена энергия нулевых колебаний.

Список литературы:

- Kido J., Okamoto Y. Organo Lanthanide Metal Complexes for Electroluminescent Materials // Chem. Rev. 2002. V. 102. P. 2357–2368.
- Martins J.P., Martín-Ramos P., Coya C., Álvarez A.L., Pereira L.C., Díaz R., Martín-Gil J., Ramos Silva M. Lanthanide tetrakis- β -diketonate dimers for solution-processed OLEDs // Mater. Chem. Phys. 2014. V. 147. P. 1157–1164.
- Jones A.C., Aspinall H.C., Chalker P.R., Potter R.J., Kukli K., Rahtu A., Ritala M., Leskela M. Recent developments in the MOCVD and ALD of rare earth oxides and silicates // Mater. Sci. Eng. B. 2005. V. 118. P. 97–104.
- Bedoya C., Condorelli G.G., Finocchiaro S.T., Di Mauro A., Atanasio D., Fragalà I.L., Cattaneo L., Carella S. MOCVD of lanthanum oxides from $\text{La}(\text{tmhd})_3$ and $\text{La}(\text{tmod})_3$ precursors: a thermal and kinetic investigation // Chem. Vap. Deposition. 2006. V. 12. P. 46–53.
- Liu L.N., Tang W.M., Lai P.T. Advances in La-based high-k dielectrics for MOS applications // Coatings. 2019. V. 9. P. 217.
- Thrivani G., Ghosh K. Theoretical analysis and optimization of high-k dielectric layers for designing high-performance and low-power-dissipation nanoscale double-gate MOSFETs // J. Comput. Electron. 2019. V. 18. P. 924–940.
- Yuikhan L., Mosyagina S.A., Stabnikov P.A., Alferova N.I., Korol'kov I.V., Pervukhina N.V., Morozova N.B. Structure of lanthanum(III) tris-dipivaloylmetanate // J. Struct. Chem. 2017. V. 58. P. 843–846.
- Беспятов М.А., Мусихин А.Е., Кузин Т.М. Теплоемкость трис(2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионата) лантана (III) // Всеросс. конф. «XXXV Сиб. теплофиз. семинар», Новосибирск, 27–29 авг. 2019 г. С. 312.
- 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.
- Belova N.V., Sliznev V.V., Christen D. Infrared and Raman spectra of tris(dipivaloylmetanato) lanthanides, $\text{Ln}(\text{thd})_3$ ($\text{Ln} = \text{La}, \text{Nd}, \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}, \text{Yb}, \text{Lu}$) // J. Mol. Struct. 2017. V. 1132. P. 34–43.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке
РФФИ (научный проект № 19-03-00385).*

УДК 536.2

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ПОЛИПРОПИЛЕНГЛИКОЛЕЙ

Богатищева Н.С.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул.Амундсена, 107а

В настоящее время полипропиленгликоли $H[OCH(CH_3)CH_2]_nOH$ находят широкое применение в различных отраслях промышленности: в качестве пластификаторов, гидравлических жидкостей, в производстве косметических и фармацевтических средств, растворителей и синтетических смазочных масел. Низкозамерзающие теплоносители на основе водных растворов полипропиленгликолей активно используются в системах отопления, вентиляции, кондиционирования, а также в другом теплообменном оборудовании. Для повышения эффективности работы данных систем требуется знание теплофизических свойств, в частности коэффициентов теплопроводности и температуропроводности теплоносителей в широком интервале температур и концентраций. Достаточно хорошо изучены теплофизические свойства начальных членов ряда полипропиленгликолей (от монопропиленгликоля до трипропиленгликоля) и, в основном, чистых веществ. Коэффициенты температуропроводности полипропиленгликолей с более высокой молекулярной массой и их водных растворов в доступной литературе отсутствуют.

В данной работе были измерены коэффициенты температуропроводности растворов пропиленгликоль + вода (см. рис.1), дипропиленгликоль + вода, трипропиленгликоль + вода в интервале температур от 303 К до 363 К и в полном диапазоне концентраций; для раствора полипропиленгликоль 425 + вода (раствор с нижней критической точкой расслаивания) измерения были выполнены в диапазоне значений температур от 303 К до температуры фазового разделения по механизму жидкость - жидкость.

Измерения коэффициента температуропроводности были выполнены методом лазерной вспышки с помощью установки LFA-457 MicroFlash Netzsch. Для работы с жидкими соединениями были изготовлены контейнеры из нержавеющей стали, каждый из которых представляет собой цилиндрическую емкость с тонким дном и углублением в центре крышки. В эксперименте использовались два контейнера с разной толщиной слоя исследуемого вещества: 0.33 мм и 0.4 мм. Более подробно методика измерения коэффициентов температуропроводности жидкостей изложена в статье [1]. По нашим оценкам погрешность измерений для жидких соединений не превышает 5 %.

В эксперименте использовались образцы веществ производства фирмы Sigma Aldrich с чистотой не менее 99%, за исключением трипропиленгликоля, чистота которого составляла не менее 97%. Растворы изготавливались на основе бидистиллированной воды.

Полученные результаты измерения для чистых компонентов смесей сравнивались с имеющимися литературными данными: для пропиленгликоля - с ре-

зультатами прямых измерений температуропроводности [2], для дипропиленгликоля и трипропиленгликоля – с результатами расчета на основе данных по теплопроводности [3], плотности и изобарной теплоемкости [2]. Различия между значениями, полученными в данной работе, и литературными данными не превышают 3 %.

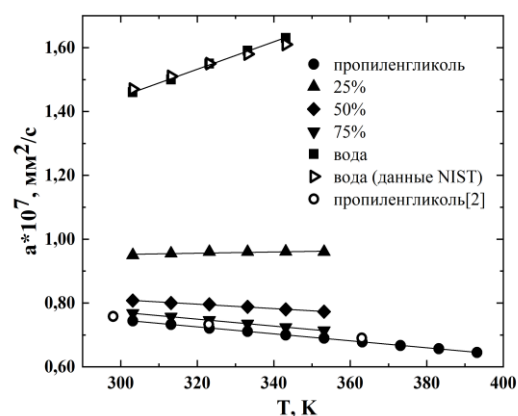


Рис.1. Зависимость температуропроводности раствора пропиленгликоль+вода от температуры для различных концентраций пропиленгликоля, выраженной в мольных долях, в смеси.

Для растворов пропиленгликоль+вода, дипропиленгликоль + вода, трипропиленгликоль + вода, ППГ-425 + вода были получены уравнения, которые позволяют рассчитать коэффициенты температуропроводности в зависимости от концентрации компонентов и температуры смеси. Для чистых компонентов растворов были получены уравнения для расчета коэффициентов теплопроводности в исследованном температурном диапазоне.

Список литературы:

1. Богатищева Н.С., Файзуллин М.З., Никитин Е.Д. Теплоемкость и температуропроводность этиловых эфиров n-алкановых кислот – компонентов биодизельного топлива // Журнал Физ. Химии. 2017. Т. 91. № 9. С. 1484–1490.
2. Зарипов З.И., Мухамедзянов Г.Х. Теплофизические свойства жидкостей и растворов: монография/ Казань: Издательство Казанского государственного технологического университета, 2008. 376 с.
3. Sun, T.; Teja, A. S. Density, Viscosity and Thermal Conductivity of Aqueous Solutions of Propylene Glycol, Dipropylene Glycol, and Tripropylene Glycol between 290K and 460K J. Chem. Eng. Data, 2004, 49, 1311–1317.

Работа выполнена при поддержке РФФ,
проект № 19-19-00115.

УДК 532.61

КАПИЛЛЯРНАЯ ПОСТОЯННАЯ И ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ РАСТВОРОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В ПРОПАНЕ И НОРМАЛЬНОМ БУТАНЕ

Андбаева В.Н., Байдаков В.Г.

Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Отсутствие надежных расчетных методов определения поверхностного натяжения многокомпонентных растворов выдвигает на первый план экспериментальные исследования. Экспериментальное изучение поверхностных явлений предполагает получение информации как о термодинамических, так и о структурных характеристиках межфазной границы.

В представленной работе дифференциальным вариантом метода капиллярного поднятия измерена капиллярная постоянная a^2 и определено поверхностное натяжение γ бинарных смесей: пропан–водород, н-бутан–водород, н-бутан–гелий. Измерения проведены по изотермам в интервале температур от тройной до критической точки растворителя при давлениях до 4 МПа.

Экспериментальная установка и методика эксперимента подробно описана в монографии [1].

На рис. 1 представлена барическая зависимость капиллярной постоянной растворов н-бутан–водород и н-бутан–гелий по изотермам ($T = 318.15$ К; 348.15 и 378.15). Во всем исследованном диапазоне параметров состояния зависимость $a^2(p)$ близка к линейной.

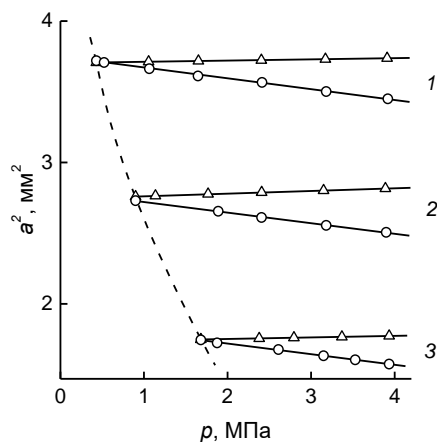


Рис. 1. Барическая зависимость капиллярной постоянной растворов н-бутан–гелий (треугольники) и н-бутан–водород (кружки) по изотермам: 1 – $T=381.15$ К; 2 – 348,15; 3 – 378,15.

Капиллярная постоянная растворителя аппроксимирована уравнением $a_0^2(T) = a_*^2 \varepsilon^n$. Здесь $\varepsilon = 1 - T/T_K$ – приведенная температура.

Рис. 2 иллюстрирует концентрационную зависимость $\gamma(x_L)$ для растворов пропан–водород и пропан–гелий. Данные по поверхностному натяжению системы пропан–гелий взяты из работы [2]. Несмотря на малую растворимость водорода в жидком пропане, небольшие добавки водорода приводят к существенным изменениям в капиллярной постоянной и поверхностном натяжении. При $T = 95$ К растворение 1% водорода понижает капиллярную постоянную пропана на 35% и на

8% при $T = 355$ К. Гелий оказывает противоположное действие на капиллярную постоянную пропана. При $T = 120$ К добавка 1% гелия в пропан повышает a^2 на 40% [2], а такое же количество водорода снижает капиллярную постоянную пропана на 16%.

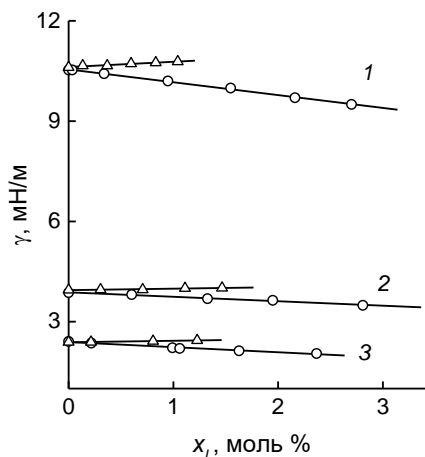


Рис. 2. Концентрационная зависимость поверхностного натяжения растворов пропана–водород (кружки) и пропан–гелий (треугольники) по изотермам: 1 – $T=270$ R; 2 – 325; 3 – 340.

Предложены уравнения, описывающие концентрационные и барические зависимости капиллярной постоянной и поверхностного натяжения: $a^2(T, p) = a_0^2 + A_p \cdot (\pi - \pi_s)$, $\gamma(T, x_L) = \gamma_0 + C_x \cdot x_L$. Здесь A_p, C_x – функции температуры, найденные методом регрессии анализа, $\pi = p/p_c$, $\pi_s = p_s/p_c$ – приведенное давление насыщенных паров растворителя, γ_0 – поверхностное натяжение растворителя.

Установлено, что рост концентрации водорода в растворе приводит к снижению капиллярной постоянной и поверхностного натяжения, в то время как добавление гелия – к увеличению a^2 и γ . Поверхностное натяжение чистого пропана и нормального бутана хорошо согласуются с данными более ранних измерений.

Список литературы:

1. Байдаков В.Г. Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1994. 374 с.
2. Baidakov V.G., Khotienkova M.N. Capillary constant and surface tension of propane (R-290) with helium dissolved in it // Int. J. Refrig. 2019. V. 98. P. 261–265.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Уральского отделения РАН (проект 18-2-2-13) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-08-00403).

УДК 536.413, 536.42, 538.911

ТЕРМИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ ПОРИСТОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

Козловский Ю.М.¹, Станкус С.В.¹, Игуменов И.К.²

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Термический коэффициент линейного расширения (α , ТКЛР) конструкционных материалов является их важнейшей характеристикой, поскольку его величина влияет на конструкцию узлов оборудования, которое работает при высоких или низких температурах. Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование ТКЛР пористой стали 12X18H9ТЛ в интервале 20–900°C.

Измерения выполнены dilatометрическим методом [1] на установке DIL-402C (NETZSCH, Германия) в атмосфере гелия чистотой 99,995 об. %. Использовался держатель и толкатель из спеченного корунда и термопары типа S. Регистрация удлинения проводилась с разрешением до 0,125 нм при нагреве/охлаждении печи со скоростью 2 К/мин и 30-минутной изотермической выдержке при максимальной температуре. Нулевой ход dilatометра определялся по стандартному образцу корунда в условиях идентичных условиям основных экспериментов. Всего было проведено две серии измерений в интервалах температур 20–500°C (4490 точек) и 20–900°C (4530 точек), каждая из которых включала три цикла нагрева–охлаждения. Систематическая погрешность измерений не превышала 3% во всем температурном интервале и оценивалась по результатам экспериментов с чистыми платиной и алюминием.

Образец для измерений механически вырезался из исходного материала. Плотность определялась по геометрическим размерам и массе. Из сравнения его плотности и плотности проката из стали 12X18H10Т пористость составила 4,5%. На рис. 1 приведены объединенные первичные данные для первой серии экспериментов, а на рис. 2 сопоставление наших результатов с литературными данными.

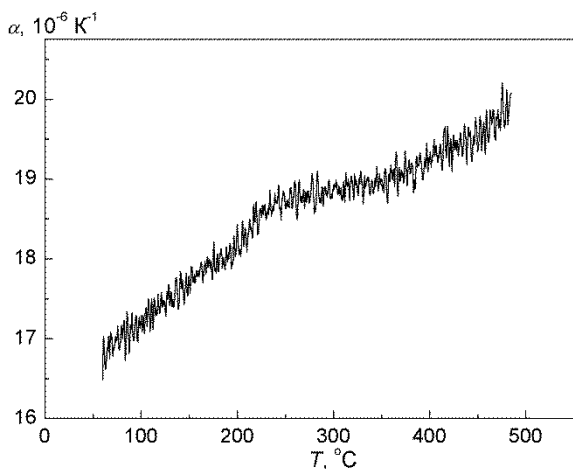


Рис. 1. Первичные данные по ТКЛР в первой серии экспериментов, сглаженные методом Савицкого-Голея полиномом второй степени по 25 точкам.

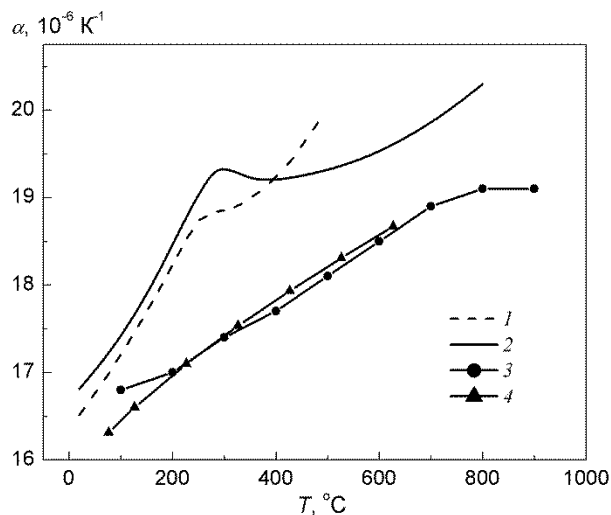


Рис. 2. Сопоставление данных по ТКЛР сталей. 1, 2 — результаты первой и второй серий измерений; 3, 4 — данные [2, 3] для беспористых сталей 12X18H9ТЛ и 12X18H9Т.

Результаты измерений ТКЛР для каждой серии измерений воспроизводились в пределах случайной погрешности аппроксимации, которая составляла 0,1–0,25% для доверительной вероятности 95%.

На рис. 2 видно, что значения ТКЛР пористой стали аномально изменяется в области 280–400°C и зависит от термической истории (нагрев до разной температуры). Однако максимальное расхождение составляет 2,5%, что не превышает погрешности измерений. В области локального максимума отличие от ТКЛР беспористой стали достигает 10%, что выше, чем погрешность наших и справочных данных. Физическая причина появления аномалии теплового расширения пористой стали не ясна и требует дополнительных исследований.

Список литературы:

1. Козловский Ю.М., Станкус С.В. Тепловое расширение окиси бериллия в интервале температур 20–1550°C // Теплофизика высоких температур 2014. Т. 52. № 4. С. 563–567.
2. http://metallichekiy-portal.ru/marki_metallov/sto/12X18H9TL
3. ГСССД 59-83. Молибден, монокристаллическая окись алюминия, сталь 12X18H10Т. Температурный коэффициент линейного расширения. М.: Изд-во стандартов, 1984. 7 с.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850029-9) и гранта РФФИ № 15-38-20223.

УДК 536.6

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТРИС-ГЕПТАФТОРДИМЕТИЛОКТАНДИОНАТА ЛАНТАНА

Беспятов М.А., Мусихин А.Е., Кузин Т.М., Черняйкин И.С.

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Молекулярный кристалл трис-гептафтордиметилоктандионат лантана, $\text{La}(\text{fod})_3$, относится к классу бета-дикетонатных комплексов металлов и имеет формулу $\text{La}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_3$. Он имеет низкую температуру плавления ~ 500 К [1] и обладает способностью переходить из твердой фазы в газообразную без молекулярного разложения при умеренных температурах (выше ~ 400 К) [1, 2]. Благодаря этим свойствам, $\text{La}(\text{fod})_3$ является перспективным материалом для использования в методах газофазного хроматографического разделения лантаноидов, а также в методах химического осаждения различного рода функциональных покрытий из газовой фазы.

В данной работе впервые представлены результаты экспериментального исследования теплоемкости $\text{La}(\text{fod})_3$ в интервале температур от 13 до 300 К. На основе полученных экспериментальных данных сделана экстраполяция теплоемкости в область высоких температур и проведен расчет термодинамических функций (энтропии, энтальпии и энергии Гиббса) во всей области существования твердой фазы.

Образец $\text{La}(\text{fod})_3$ представляет собой кристаллический порошок белого цвета. Перед исследованиями он был дополнительно очищен с помощью пересублимации в вакууме и охарактеризован методами рентгенофазового анализа (Shimadzu XRD-700), ИК-спектроскопии (Scimitar FTS2000), химического анализа на состав С, Н (vario MICRO cube). Исследование термической стабильности образца от 300 К до 570 К проведено с помощью термогравиметрического анализатора NETZSCH TG 209 F1 Iris Thermo Microbalance. Полученные ИК-спектры, температура плавления и дериватограмма соответствуют приведенным в литературе данным [1]. Химический анализ очищенного соединения показал, что его состав по С и Н соответствует расчетному в пределах точности анализа. Чистота образца составляет не менее 99 %.

Для измерения теплоемкости $\text{La}(\text{fod})_3$ использовался адиабатический калориметр, собранный в Институте неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН. Строение и принцип действия калориметра подробно описаны в работах [3,4]. Температура калориметрической ампулы измерялась стандартным платиновым термометром сопротивления марки ТСПН-3 ($R_0 = 100,4695$ Ом; температурный коэффициент сопротивления $\alpha = 0,0039255$). Стандартная неопределенность температуры равна 0,01 К. Система адиабатического контроля обеспечивает температурную стабильность калориметрической ампулы в пределах $0,0001$ К·мин⁻¹. Надежность получаемых на калориметрической установке данных подтверждена измерениями теплоемкости стандартного вещества – бензойной кислоты: отклонение от стандартных данных [5] составляет менее 1% – в интервале 5–20 К, менее 0,3% – в интервале 20–80 К и менее 0,15% – в интервале 80–300 К.

Образец $\text{La}(\text{fod})_3$ засыпался в калориметрическую ампулу и дегазировался в вакууме при комнатной температуре в течение 6 часов. После вакуумирования калориметрическая ампула с образцом была заполнена газообразным гелием ($p = 1,0$ кПа) для улучшения теплообмена и герметизирована.

Теплоемкость $\text{La}(\text{fod})_3$ измерялась методом импульсного нагрева в интервале от 13 до 300 К. При температуре 300 К теплоемкость соединения $\text{La}(\text{fod})_3$ достигает лишь 50% от предельного значения закона Дюлонга и Пти. Это связано с тем, что большая часть высокочастотных мод колебательного спектра, связанных с С-С и С-Н колебаниями, не возбуждается в исследуемом интервале температур и не вносит существенный вклад в экспериментальную теплоемкость. Это является характерной особенностью поведения теплоемкости для всех представителей класса бета-дикетонатов металлов [6]. Экспериментальные данные были сглажены методом Румшицкого [7, 8] и экстраполированы к 0 К в соответствии с законом Дебая. Данные о теплоемкости выше 300 К были рассчитаны с помощью метода эффективной суммы [9]. Этот метод основан на высокотемпературном разложении теплоемкости в рамках гармонического приближения. На основе полученных данных о теплоемкости $\text{La}(\text{fod})_3$ вычислены термодинамические функции – энтропия, энтальпия и приведенная энергия Гиббса во всей области существования твердой фазы.

Список литературы:

1. Springer C.S., Meek D.W., Sievers R.E. Rare earth chelates of 1,1,1,2,2,3,3-heptafluoro-7,7-dimethyl-4,6-octanedione // Inorg. Chem. 1967. V. 6. P. 1105–1110.
2. Swain Jr. H.A., Karraker D.G. Vapor pressure of some tris-(heptafluorodimethyloctanediono) lanthanide (III) chelates // J. Inorg. Nucl. Chem. 1971. V. 33. P. 2851–2856.
3. Наумов В.Н., Ногтева В.В. Калориметр с разборным уплотнением для низкотемпературных исследований // ПТЭ 1985. № 5. С. 151–154.
4. Drebushchak V.A., Naumov V.N., Nogteva V.V., Belitsky I.A., Paukov I.E. Low-temperature heat capacity of heulandite: Comparison with clinoptilolite // Thermochim. Acta 2000. V. 348. P. 33–40.
5. Рыбкин Н.П., Орлова М.П., Баранюк А.К., Нуруллаев Н.Г., Рожновская Л.Н. Точная калориметрия при низких температурах // Изм. техн. 1974. № 7. С. 29–32.
6. Bespyatov M.A., Naumov V.N. Universal interaction of thermodynamical and structural characteristics in molecular crystals of metal β -diketonates // J. Chem. Eng. Data 2010. V. 55. P. 46–51.
7. Румшицкий Л.З. Математическая обработка результатов эксперимента / М.: Наука. 1971. 192 с.
8. Musikhin A.E., Naumov V.N., Bespyatov M.A., Ivannikova N.V. The heat capacity of Li_2MoO_4 in the temperature range 6–310 K // J. Alloys Compd. 2015. V. 639. P. 145–148.
9. 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.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (научный проект № 19-03-00385).

УДК 536.7

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СКОРОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ТВЭЛОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ТОПЛИВА

Усов Э.В.¹, Гафиятуллин А.Р.^{1,2}, Климонов И.А.¹, Чухно В.И.^{1,2}

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, г. Москва, Большая Тульская ул., д. 52

² Новосибирский государственный университет, 630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Проектирование и разработка новых типов реакторных установок требует проведения работ в обосновании их безопасной эксплуатации. Не всегда представляется возможным создание экспериментальных реакторных установок или хотя бы тестовых стендов для имитации аварийных ситуаций из-за их дороговизны и плохой масштабируемости получаемых результатов. По этой причине наиболее важные физические процессы, происходящие в ходе аварий, могут быть смоделированы с использованием современных вычислительных систем и методов математического моделирования.

Одними из таких процессов являются плавление материалов в активной зоне со стеканием образовавшегося расплава, разрушения топлива и химического взаимодействия материалов, из которых изготовлены твэлы, между собой. В ИБРАЭ РАН для анализа процессов с разрушением элементов активной зоны перспективных реакторов разрабатываются расчетные коды. Создаваемые коды должны позволять рассчитывать весь спектр аварийных процессов.

В настоящее время благодаря хорошо отлаженным технологиям изготовления и эксплуатации наиболее распространенным ядерным топливом является диоксид урана. Несмотря на большое количество достоинств, диоксидное топливо обладает рядом недостатков, связанных с его низкой теплопроводностью и, как следствие, с большим градиентом температуры вдоль радиуса и небольшим запасом по температуре до момента плавления. В отличие от оксидного, плотное нитридное и металлическое топлива лишены подобного недостатка.

При температурах порядка 3120 К UO_2 плавится [1]. Стехиометрический UO_2 плавится конгруэнтно при одной температуре, но UO_2 нестехиометрического состава имеет отдельные температуры солидуса и ликвидуса.

В отличие от оксидного и металлического топлива для нитридного топлива конгруэнтное плавление наблюдается только при температуре 3123 К при давлении азота над поверхностью выше $2.5 \cdot 10^5$ Па [1, 2]. Поскольку в реальных реакторных условиях давление азота в твэле гораздо меньше, разрушение топлива будет происходить в результате диссоциации нитрида с образованием металлического урана и выделением азота.

При этом, в соответствии с данными работы [3] при низких температурах потеря массы определяется в основном уносом с поверхности азота, а при высоких также начинает вносить вклад испарение урана. Также было показано, что при изменении температуры от 2073 К до 2373 К скорость потери массы воз-

растает от 0.01 % в мин до 0.04 % в мин [4]. Образующийся расплав урана может стекать вниз под действием силы тяжести или уноситься в теплоноситель при разрушении оболочки твэла. Кроме того, образующийся расплав урана может эвтектически взаимодействовать с оболочечной сталью, приводя к ее разрушению еще до начала плавления.

Подобный механизм разрушения твэла может иметь место и в твэлах с металлическим топливом. Действительно, температура плавления урана 1405 К, а температура плавления оболочки из нержавеющей стали 1703 К. Поэтому плавление урана начинается раньше, чем плавление оболочки. Образующийся в результате этого расплав урана способен разрушить оболочку твэла еще до начала ее плавления из-за эвтектического взаимодействия. В результате эвтектического взаимодействия образуется соединение UFe_2 . Полученная в результате исследований скорость растворения стали ураном [5] характеризуется обращением скорости растворения в районе 1200–1240°C, что объясняется изменением свойств комплекса UFe_2 , а именно его плавлением при этой температуре (1230°C).

Представленная работа посвящена развитию отдельных моделей физических процессов, которые сопровождают разрушение твэлов перспективных реакторных установок с диоксидным, нитридным и металлическим топливом: эвтектического взаимодействия урана и нержавеющей стали, движению образующегося расплава по поверхности твэла и диссоциации нитрида урана. Приведено описание используемых моделей и результаты тестовых расчетов задач с разрушением тепловыделяющих элементов.

Список литературы:

1. Кириллов П.Л., Терентьева М.И., Денискина Н.Б. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М: ИздАт. 2007. 200 с.
2. Olson W.M., Mulford R.N.R. The Decomposition Pressure and Melting Point of Uranium Mononitride // The Journal of Physical Chemistry. 1963. V. 67. No. 4. P. 952–954.
3. Baranov V.G., Tenishev A.V., Kuzmin R.S., et. all. Thermal stability investigation technique for uranium nitride // Ann. Nucl. Energy. 2014. V. 87(2). P. 784.
4. Lunev A.V., Mikhalechik V.V., Tenishev A.V. and Baranov V.G. Kinetic and microstructural studies of thermal decomposition in uranium mononitride compacts subjected to heating in high-purity helium // J. Nucl. Mat. 2016. V. 475. P. 266.
5. Walter C. M., Dickerman C.E. TREAT study of the penetration of molten uranium and U/5 wt% Fe alloy through type 304 stainless steel // Nucl. Sci. Eng. 1964. v. 18. pp. 518 – 524.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (грант № 18-79-10013).

УДК 541.11

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ РАДИОАКТИВНЫЙ ГРАФИТ-АЗОТ

Шавалеев М.Р.¹, Барбин Н.М.¹, Терентьев Д.И.¹, Дальков М.П.¹, Алексеев С.Г.²

¹ Уральский институт ГПС МЧС России,
620062, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 22

² Уральский научно-исследовательский институт Всероссийского добровольного пожарного общества,
620137, Россия, Екатеринбург, ул. Учителей, 32

В качестве конструкционного материала замедлителя и отражателя в уран-графитовых реакторах канального типа применяется реакторный графит. Кроме того, графит используется в качестве блоков отражателя и оболочек тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов) высокотемпературных газоохлаждаемых атомных реакторов. Масса графитовых элементов одного реактора, в зависимости от его типа составляет 1,5–2,5 тыс. тонн. [1].

Облученный реакторный графит характеризуется наличием в нем широкого спектра радионуклидов-загрязнителей (актиниды и продукты деления), большие объемы и значительная активность [2–3].

На сегодняшний день в мире нет единого подхода к решению проблемы утилизации накопленного радиоактивного графита. Существуют различные способы переработки (деактивации) облученного радиоактивного графита, каждый из которых имеет ряд недостатков.

Коллективом авторов [4] был предложен способ высокотемпературной переработки реакторного графита. Сущностью способа является в нагревании облученного реакторного графита в атмосфере азота при температуре 2600–2650°C, что позволяет создать необходимые условия перехода радионуклидов, накопленных в реакторном графите, в газообразную фазу, кроме углерода и его изотопа 14С. Одновременно с этим вакуумная система удаляет из рабочей камеры печи образуемые летучие соединения и пропускает их через систему фильтров для их улавливания.

В данной статье представлены некоторые теплофизические свойства системы радиоактивный графит – азот. Расчет проводился при помощи пакета программ ТЕРРА, которая показала свою эффективность при исследовании высокотемпературных процессов, поскольку экспериментальные методики не всегда позволяют получить полные и надежные сведения о свойствах и поведении веществ при $T > 2000$ К в связи с затруднениями проведения опытов и ошибками измерений.

Изменение удельной энтропии (S/M) в рассматриваемой системе при повышении температуры представлено на рис.1. График показывает, что при нагревании температуры 373–3273 К удельная энтропия так же возрастает с 0,16 до 0,237 кДж/К·моль. Диапазон температур 3273–3573 К сопровождается резким возрастанием удельной энтропии до 0,285 кДж/К·моль, а при $T > 3573$ К продолжает незначительно возрастать.

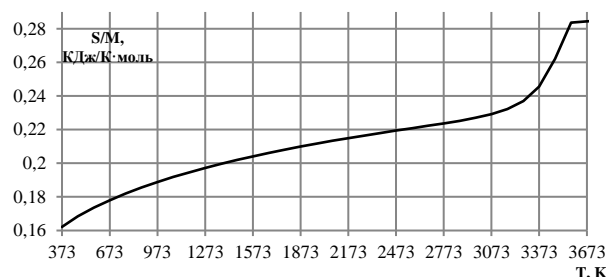


Рис.1. Температурная зависимость удельной энтропии системы.

Температурная зависимость удельной энтальпии (I/M) системы от температуры приведена на рис. 2. При 373 – 3173 К удельная энтальпия линейно увеличивается от 2 до 110 кДж/моль. Нагрев системы в интервале температур от 3173 до 3573 К приводит к значительному нарастанию до 188 кДж/моль данной величины и при 3573 – 4273 К продолжает возрастать в виде прямой.

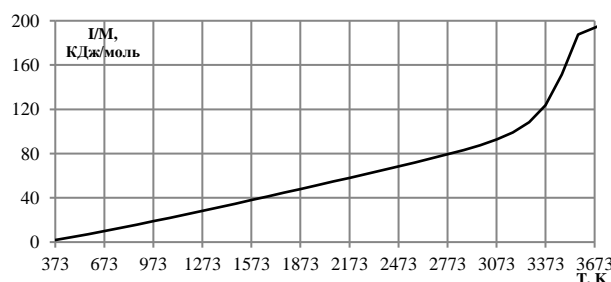


Рис.2. Температурная зависимость удельной энтальпии системы

Резкое возрастание в системе удельной энтропии и удельной энтальпии при температуре 3173 К свидетельствуют о фазовом переходе углерода в системе из конденсированного в газообразное. Следовательно, высокотемпературный способ переработки реакторного графита должна проходить ниже данной температуры.

Список литературы:

1. Почти все о ядерном реакторе / Л.В. Матвеев, А.П. Рудик. М.: Энергоатомиздат, 1990. 240 с.
2. Волкова А.Г., Захарова Е.В., Родыгина Н.И., Павлюк А.О., Ширяев А.А. Радионуклиды в облученном графите уран-графитовых реакторов: дезактивация термохимическими методами // Радиохимия. 2018. Т. 60. №6. С.558–563.
3. Barbin N.M., Shavaleev M.R., Terentyev D.I., Dalkov M.P., Alekseev S.G. Thermophysical properties of high-temperature system of radioactive graphite-nitrogen in the temperature interval from 2773 to 4273 K // Journal of Physics: Conference Series 2018. С. 012151.
4. Барбин Н.М., Дальков М.П., Шавалеев М.Р. Способ переработки реакторного графита // Патент на изобретение RU 2658306 С2, 20.06.2018. Заявка №2016145742 от 22.11.2016.

УДК 536.33

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИМПУЛЬСНОЙ ИНФРАКРАСНОЙ СУШКИ В ОБРАБОТКЕ ЛИСТОВОГО РАСТИТЕЛЬНОГО СЫРЬЯ

Сапожников А.Н.¹, Слепцов С.Д.², Гришин М.А.², Копылова А.В.^{1,3}, Левин Т.А.¹

¹ Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

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

³ Сибирский научно-исследовательский и технологический институт переработки
сельскохозяйственной продукции СФНЦА РАН,
630501, Россия, Новосибирская область, пос. Краснообск, СибНИТИП СФНЦА РАН

Сушка растительного сырья пищевого назначения является распространенным и широко изученным теплообменным процессом, применяемым для переработки данного вида сырья с целью получения продукции длительного хранения. В литературе встречаются следующие методы сушки: конвективный [1], в микроволновом поле [2], в вакууме [3], сублимационный [4], с помощью инфракрасного (ИК) излучения [5–8]. Каждый из этих методов имеет свои недостатки и преимущества. Так, сублимационная сушка применяется для многих видов растительного сырья, при этом процесс сопряжен с высокими затратами энергии. ИК-сушка нашла не такое широкое распространение, однако более эффективна, так как хранение конечного продукта возможно без дополнительных энергозатрат, а продукт обладает высокой степенью восстанавливаемости и сохранностью полезных веществ. Это происходит за счет удаления влаги из сырья энергией ИК-излучения в условиях низких температур окружающей среды в процессе сушки (40...60°C). При таких температурах заметно снижается разрушение содержащихся в сырье биологически активных органических веществ [5]. Кроме того, ИК-сушка растительного сырья является масштабируемым процессом и может найти применение в технологических аппаратах различной мощности. Следовательно, существует целесообразность исследования и адаптации методов ИК-сушки к различным видам сырья.

Шпинат (*Spinacia oleracea* L.) как представитель зеленого листового сырья представляет интерес для исследований благодаря множеству полезных свойств и широкой востребованности в мире. Так, в работе [8] сушка шпината проводилась с помощью ламп ИК-излучения GE Lighting 37771 R40 Heat Lamp. Потребляемая мощность экспериментальной установки варьировалась в диапазоне 300...500 Вт. Были установлены общее время сушки, влажность и свойства конечного продукта.

В настоящей работе были исследованы качество сушеных листьев шпината и динамика процесса сушки в сушильной камере с потребляемой мощностью $P \approx 2$ кВт. Экспериментальная часть исследования включала в себя предварительную подготовку исходного сырья (мойка, первичная обработка). В подготовленном сырье измерялись влажность и содержание аскорбиновой кислоты. Сырье сушилось на сетчатых поддонах в инфракрасной сушилке (патент РФ № 2265169), где источником излучения выступали

кварцевые галогенные лампы КГТ-220-1000 трубчатой конфигурации, расположенные в боковых отражателях сушильной камеры и работающие в импульсном режиме [9]. Выделяющаяся в процессе сушки влага удалялась из камеры конвективными потоками через отверстия в верхней части сушильной камеры. Фиксировалось общее время сушки, интегральная величина энергозатрат, измерялась влажность конечного продукта и содержание в нем аскорбиновой кислоты.

Анализ экспериментальных данных показал преимущества импульсного метода ИК сушки перед традиционным. Преимущества заключаются в более низких удельных энергозатратах на удаление 1 г влаги и более высоком качестве полученного продукта.

Таким образом, показана эффективность использования экспериментальной установки [9] в процессах сушки листового растительного сырья на примере шпината. Данная технология может найти широкое применение на малых производствах и в бытовых условиях.

Список литературы:

1. Upadhyaya A.K., Gupta B., Garg S., Singh M., Pandey M. Mathematical modeling of hot air drying of spinach leaves in universal hot air oven // International Journal of Advanced Research in Computer Engineering & Technology. 2012. V. 1. Iss. 4. P. 153–157.
2. Barbosa de Lima A.G., Delgado J.M.P.Q., Silva E.G., de Farais Neto S.R., Santos J.P.S., Barbosa de Lima W.M.P. Drying process in electromagnetic fields // Delgado J., Barbosa de Lima A. (eds) Drying and Energy Technologies. Advanced Structured Materials. V. 63. Springer, Cham. 2016. P. 89–110.
3. Burova N., Kisilitsina N., Gryazina F., Pashkova G., Kuzminykh A. A review of techniques for drying food products in vacuum drying plants and methods for quality control of dried samples (technical note) // Revista Espacios. 2017. V. 38. N. 52. P. 35.
4. Bhatta S., Stevanovic Janezic T., Ratti C. Freeze-drying of plant-based foods // Foods. 2020. V. 9. Iss. 1. Art. 87 (22 p.)
5. Волончук С.К. Теоретическое обоснование и практическое применение инфракрасного излучения в технологии сушки растительного сырья // Сибирский вестник сельскохозяйственной науки. 2011. № 9–10. С. 116–123.
6. Buyanova I.V., Altukhov I.V., Tsuglenok N.V., Krieger O.V., Kashirskih E.V. Pulsed infrared radiation for drying raw materials of plant and animal origin // Foods and Raw Materials. 2019. V. 7. No. 1. P. 151–160.
7. Doymaz I., Kipcak A.S., Piskin S. Characteristics of thin-layer infrared drying of green bean // Czech Journal of Food Sciences. 2015. V. 33. Iss. 1. P. 83–90.
8. Sarimiseli A., Yuceer M. Investigation of infrared drying behaviour of spinach leaves using ANN methodology and dried product quality // Chemical and Process Engineering. 2015. V. 36. Iss. 4. P. 425–436.
9. Пат. 2265169, Россия; F26B3/30. Сушилка инфракрасная / Волончук С.К. – № 2003136840/06 ; заявл. 19.12.2003 ; опубл. 27.11.2005, Бюл. № 33.

УДК 536.1

ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ БИОДИЗЕЛЬНЫХ ТОПЛИВ

Игольников А.А., Рютин С.Б., Галкин Д.А., Скрипов П.В.

¹ Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Дизельные двигатели широко используются в автомобильной промышленности, т.к. имеют ряд преимуществ перед двигателями внутреннего сгорания, в которых в качестве топлива используется бензин. Это связано с относительно низким уровнем выбросов углекислого газа (CO_2), высоким крутящим моментом, что особенно важно для грузового автотранспорта, и функциональностью. Однако дизельные двигатели имеют и ряд недостатков: повышенный акустический шум, значительный уровень выбросов оксида азота, оксида серы, монооксида углерода и сажи [1].

Требования, предъявляемые правительством и общественностью на основании законопроектов об ограничении выбросов в рамках обеспечения экологической безопасности, накладывают жесткие ограничения на режимы работы двигателей внутреннего сгорания. Производительность дизельного двигателя сильно зависит от эффективности работы топливного насоса высокого давления и системы впрыска в камеру сгорания. В связи с этим, они требуют точной настройки с использованием программных пакетов по моделированию гидродинамических и тепловых потоков [2] в топливной рейке и камере сгорания. Для моделирования требуется знание уравнения состояния, реологических и теплофизических свойств рабочей жидкости.

В качестве калибровочной жидкости широкое применение получило соединение RAVENOL Calibration liquid 2.5. Авторами работы [3] были достаточно подробно исследованы теплофизические свойства данного соединения, однако, в этой работе отсутствует оценка критических параметров. Критическая точка является важнейшим элементом диаграммы состояний при теплофизическом описании свойств веществ, параметрами которой определяется вид уравнения состояния заданного соединения.

Кроме оптимизации движения гидродинамических потоков в каналах топливной рейки и камере сгорания, для увеличения производительности дизельных двигателей применяются новые виды топлив, называемые биодизельными. Такое горючее производится на основе животных жиров и растительных масел, а его свойства схожи со свойствами традиционного топлива, но оно имеет ряд преимуществ: в ходе работы двигателя существенно уменьшается количество выбросов вредных веществ в атмосферу и основой такого топлива являются возобновляемые ресурсы, что важно для стран, в которых не развита нефтяная промышленность. Тем не менее, специфические реологические свойства сильно осложняют применение перспективного горючего, а использование воды в качестве разбавителя приводит к резкому снижению крутящего момента и мощности двигателя. Решение данной проблемы заключается в добавлении в водно-дизельную эмульсию некоторого количества горючего

спирта (этанола, метанола, изопропанола). Использование такой смеси в качестве топлива для дизельного двигателя приводит не только к снижению вредных выбросов и уменьшению акустических шумов, но и к повышению производительности двигателя.

Данная работа посвящена экспериментальной оценке критических параметров и сопоставлению тепловой проводимости растворов дизельное топливо – этиловый спирт и дизельное топливо – изопропиловый спирт, а также оценке критических параметров и теплопроводности RAVENOL Calibration liquid 2.5.

Опыты будут поставлены методом управляемого импульсного нагрева проволочного зонда, погруженного в исследуемую жидкость. Толщина платиновой проволоки составляет ~ 20 мкм, длина ~ 10 мм. Скорость нагрева $\sim 10^6$ К/с. Суть метода заключается в поддержании избранного режима мощности тепловыделения во времени $P(t)$. В ходе импульсного нагрева регистрируются значения падения напряжения на зонде и тока в цепи зонда в зависимости от времени. Регистрация первичных данных сопровождается расчетом мощности тепловыделения, температуры зонда – термометра сопротивления и плотности теплового потока с его поверхности. Более подробно метод управления мощностью нагрева зонда описан в [4], методика оценки критических параметров термоустойчивых соединений – в [5].

Опыты по оценке теплопроводности калибровочной жидкости поставлены THW-методом, который подробно описан в работе [6].

Список литературы:

1. Safarov J., Ashurova U., Ahmadov B., Abdullayev E., Shahverdiyev A., Hassel E. Thermophysical properties of diesel fuel over a wide range of temperatures and pressures // Fuel. 2018. V. 216. P. 870–889.
2. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Изучение структуры течения в перспективном вихревом топочном устройстве // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45 (22). С. 32–35.
3. Lowe A.R., Jasiok B., Melent'ev V.V., Ryshkova O.S., Korotkovskii V.I., Radchenko A.K., Postnikov E.B., Spinnler M., Ashurova U., Safarov J., Hassel E., Chorazewski M. High-temperature and high-pressure thermophysical property measurements and thermodynamic modelling of an international oil standard: RAVENOL diesel rail injector calibration fluid // Fuel Processing Technology. 2020. V. 199. P. 106220.
4. Rutin S. B., Skripov P. V. Apparatus for studying heat transfer in nanofluids under high-power heating // J. Eng. Thermophys. 2012. V. 21 (2). P. 144–153.
5. Igolnikov A.A., Rutin S.B., Skripov P.V. Short-term comparison of heat conduction and critical parameters for thermally unstable mixtures // AIP Conference Proceedings. 2019. V. 2174. P. 020104.
6. 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.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-38-00206 мол а.

УДК 536.441

КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ, КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ, ТЕПЛОЕМКОСТЬ КОМПОНЕНТОВ БИОТОПЛИВА

Богатищева Н.С., Никитин Е.Д., Попов А.П., Файзуллин М.З.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул.Амундсена, 107а

Использование топлива для двигателей внутреннего сгорания, произведенного из биомассы, становится популярнее с каждым годом, т.к. оно является возобновляемым источником энергии и наносит меньший ущерб окружающей среде по сравнению с обычным получаемым из нефти топливом. Для разработки технологий производства и улучшения качества биотоплива необходима информация по различным физическим свойствам отдельных его компонентов. Ранее нами были измерены теплофизические свойства метиловых и этиловых эфиров *n*-алкановых кислот – компонентов биодизельного топлива и триглицеридов жирных кислот, которые являются сырьём для его получения [1, 2]. γ -Валеролактон и эфиры левулиновой и валериановой кислот, выбранные в качестве новых объектов наших исследований, являются компонентами и промежуточными продуктами в производстве биотоплива второго поколения, сырьём для которого служат лигно-целлюлозные соединения [3].

В докладе будут представлены результаты измерения критических параметров, коэффициентов температуропроводности и изобарной теплоемкости γ -валеролактона, левулиновой кислоты, метилового, этилового, пропилового и бутилового эфиров левулиновой кислоты, метилового, этилового, бутилового и пентилового эфиров валериановой кислоты.

Исследуемые в работе вещества, кроме метилового и этилового эфиров, термически нестабильны в своей критической точке, поэтому для измерения их критических параметров методы, предполагающие сравнительно медленный нагрев вещества до критической температуры, не применимы. Используемый в данной работе метод импульсного нагрева проволочного зонда, помещенного в исследуемую жидкость, применим для термонестабильных веществ, так как благодаря быстрому нагреву обеспечивает сверхмалое разложение вещества в процессе измерений [4]. В эксперименте использовались платиновые проволочки от 1 до 3 см диаметром 20 мкм. Длительность греющих импульсов составляла 35 – 460 мкс для проволочек длиной 1, 2 см, 60 – 850 мкс для проволочки длиной 3 см. Погрешность измерения критической температуры – 1 %, критического давления – 3%.

Измерения коэффициентов температуропроводности выполнены методом лазерной вспышки с помощью установки LFA-457 NETZSCH. Для работы с жидкими соединениями были изготовлены контейнеры из нержавеющей стали, каждый из которых представляет собой цилиндрическую емкость с тонким дном и углублением в центре крышки. В эксперименте использовались два контейнера с разной толщиной слоя исследуемого вещества: 0.33 мм и 0.4 мм.

Длительность греющего импульса составляла 0.3 мс. Методика измерения коэффициентов температуропроводности жидкостей подробно изложена в статье [1]. Измерения выполнены для каждого вещества в широком интервале температур его жидкого состояния. По нашим оценкам погрешность измерения для жидких веществ не превышает 5 %.

Измерения теплоемкости при атмосферном давлении были выполнены с помощью дифференциального сканирующего калориметра DSC 204 F1 Phoenix NETZSCH в интервале температур от 298.15 К до 373.15 К для левулиновой кислоты и её эфиров, от 298.15 К до 473.15 К – для γ -валеролактона и эфиров валериановой кислоты. Погрешность измерения теплоемкости составляла 2%.

В работе использовались образцы веществ фирмы Sigma Aldrich с чистотой не менее 98%.

Зависимости коэффициентов температуропроводности и молярной теплоемкости от температуры в исследованных температурных диапазонах были описаны полиномами первой и третьей степени, соответственно. Полученные уравнения использовались для расчета коэффициентов теплопроводности исследуемых веществ.

Для проведения сравнительного анализа теплофизические свойства компонентов биотоплива были рассчитаны с помощью современных методов группового вклада. Для расчета критических параметров использовались методы Марреро и Гани, Вильсона и Джасперсона, Константину и Гани; для расчета теплоемкости – метод Кольски и др. Для оценки теплопроводности исследуемых веществ применялись методы, основанные на теории термодинамического подбора.

Список литературы:

1. Богатищева Н.С., Файзуллин М.З., Никитин Е.Д. Теплоемкость и температуропроводность этиловых эфиров *n*-алкановых кислот – компонентов биодизельного топлива // Журнал Физ. Химии. 2017. Т. 91. № 9. С. 1484-1490.
2. Bogatishcheva N.S., Faizullin M.Z., Popov A.P., Nikitin E.D. Critical properties, heat capacities and thermal diffusivities of four saturated triglycerides // J. Chem. Thermodyn. 2017. Vol.113. P. 308-314.
3. David Martin Alonso, Jesse Q. Bond et al. Catalytic conversion of biomass to biofuels // Green Chemistry. 2010. 12. P.1493-1513.
4. Никитин Е.Д., Павлов П.А. Методика ГСССД МЭ 163-2010. Методика экспериментального определения критической температуры и критического давления индивидуальных веществ. – М.: Рос. Научно-техн. Центр информации по стандартизации, метрологии и оценки соответствия. Деп. в ФГУП «Стандартинформ». 2010.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-08-00352а).

УДК 536.6

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМАТА ЛИТИЯ: КОРРЕЛЯЦИИ «ТЕРМОДИНАМИКА – СТРУКТУРА – ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ»

Мацкевич Н.И.¹, Станкус С.В.², Самошкин Д.А.^{1,2}, Шлегель В.Н.¹, Григорьева В.Д.¹, Кузнецов В.А.¹¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Сцинтилляционные монокристаллы на основе молибдатов и вольфраматов щелочных металлов являются перспективными материалами для поиска редких событий, в частности, двойного безнейтринного бета распада [1]. Сведения о существовании двойного безнейтринного бета распада являются противоречивыми. Поэтому в настоящее время проводится большое количество исследований, направленных на создание новых сцинтилляционных монокристаллов. Материалы, которые используются для поиска редких событий, должны обладать комплексом свойств, таких как высокая радиопрозрачность, отсутствие долгоживущих изотопов, отсутствие фазовых переходов и др.

Ранее [1, 2] нами были выращены монокристаллы молибдата лития и вольфрамата лития, замещенного 15% и 10% молибдена, и проведены их термодинамические исследования. Были определены стандартные энтальпии образования, энтальпии и энергии решеток, энергии стабилизации, теплоемкости в интервале температур 300–800 К.

В настоящей работе мы впервые вырастили монокристалл вольфрамата лития, замещенный 5% молибдена, провели его термодинамические исследования, а также выполнили систематический анализ термодинамических свойств $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$ для $x = 1; 0.15; 0.1; 0.05; 0$. Выявлены закономерности изменения свойств в зависимости от содержания молибдена, а также найдены корреляции энергии решетки с длиной люминесценции.

Монокристалл $\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4$ был впервые выращен нами низкоградиентным методом Чохральского (LTG Cz) [1] из расплава карбоната лития, оксида вольфрама и оксида молибдена. Монокристалл был прозрачным и не содержал каких-либо расплавных включений. Характеризация была проведена рентгенофазовым, дифференциально-термическим, масс-спектрометрическим и энергодисперсионным флуоресцентным анализами.

Для определения стандартных энтальпий образования использовался метод калориметрии растворения. Автоматизированный растворный калориметр с изотермической оболочкой и процедура проведения экспериментов подробно описаны в работе [2]. Эксперименты проводились при стандартной температуре: 298.15 К. В качестве растворителя использовался водный раствор гидроксида калия ($0.40162 \text{ моль} \cdot \text{кг}^{-1}$). Энтальпия растворения монокристалла $\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4$ сравнивалась с энтальпиями растворения карбоната лития, оксида молибдена и вольфрамата калия. На основании полученных экспериментальных и литературных данных были рассчитаны стандартная энтальпия образования, энтальпия решетки, энергия стабилизации как следующие величины:

- $\Delta_f H^0(\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4, 298.15\text{K}) = -1599.2 \pm 2.4 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$;
- $\Delta_{\text{lat}} H^0(\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4, 298.15 \text{ K}) = -26260 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$;
- $\Delta_{\text{ox}} H^0(\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4, 298.15\text{K}) = -163.5 \pm 2.6 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$.

С использованием результатов настоящей работы и данных, полученных ранее для $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$ ($x = 1; 0.15; 0.1; 0$), показано, что стандартные энтальпии образования увеличиваются по абсолютной величине при уменьшении x . Установлено, что энтальпии решеток увеличиваются по абсолютной величине в ряду $\text{Li}_2\text{WO}_4 - \text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4 - \text{Li}_2\text{W}_{0.9}\text{Mo}_{0.1}\text{O}_4 - \text{Li}_2\text{W}_{0.85}\text{Mo}_{0.15}\text{O}_4 - \text{Li}_2\text{MoO}_4$ и находятся в пределах от $-26120 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$ до $-28970 \text{ кДж} \cdot \text{моль}^{-1}$. Найдено, что энергия стабилизации $\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4$ в несколько раз выше, чем энергия стабилизации ZnMoO_4 , CdWO_4 .

На основании данных настоящей работы и литературных данных [1, 3] найдены корреляции между энергией решетки и длиной люминесценции для $\text{Li}_2\text{W}_{1-x}\text{Mo}_x\text{O}_4$: с увеличением энергии решетки длина люминесценции увеличивается.

Теплоемкость монокристалла $\text{Li}_2\text{W}_{0.95}\text{Mo}_{0.05}\text{O}_4$ впервые измерена методом ДСК с использованием калориметра DSC 404 F1 Pegasus в интервале температур 303–915 К. Методика эксперимента подробно описана в работе [4]. Показано, что в изучаемом интервале температур отсутствуют фазовые переходы. Это важный с практической точки зрения факт, поскольку дает возможность для выращивания совершенных кристаллов с низким содержанием (или отсутствием) молибдена.

Список литературы:

1. Grigorieva V.D., Shlegel V.N., Borovlev Yu.A., Ryadun A.A., Bekker T.B. Bolometric molybdate crystals grown by low-thermal-gradient Czochralski technique// J. Cryst. Growth. 2019. V. 523. P. 125144.
2. Matskevich N.I., Shlegel V.N., Sednev A.L., Semerikova A.N., Zaitsev V.P., Kuznetsov V.A., Novikov A.Yu., Zuev A.Yu. Thermodynamic characteristics of Li_2MoO_4 , $\text{Li}_2\text{W}_{0.85}\text{Mo}_{0.15}\text{O}_4$ single crystals and stability direction for alkali molybdates// J. Chem. Thermodyn. 2020. V. 145. P. 106059.
3. Barinova O., Sadovskiy A., Ermochenkov I., Kirsanova S., Khomyakov A., Zykova M., Kuchuk Z., Avetissov I.// J. Cryst. Growth. 2017. V. 468. P. 365–368.
4. Matskevich N.I., Wolf Th., Merz M., Stankus S.V., Samoshkin D.A., Vyazovkin I.V., Semerikova A.N., Tkachev E.N. Synthesis and thermodynamic functions of barium cerate co-doped with erbium and indium// Mend. Commun. 2019. V. 29. P. 352–354.

Настоящая работа поддержана РФФ (проект 19-19-00095).



Секция 8

Теплообмен и гидродинамика
в технологических процессах



УДК 532.5.032

ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МОДЕЛИ МИКРОГИДРОТУРБИНЫ ПОСРЕДСТВОМ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ

Сулов Д.А.^{1,2}, Литвинов И.В.^{1,2}, Гореликов Е.Ю.^{1,2}, Шторк С.И.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Сегодня гидроэнергетика – старейшая часть возобновляемой энергетики. Гидроэлектростанции (ГЭС) отличаются гибкостью при управлении вырабатываемой энергии, имеют высокую эффективность. На конкретно взятой местности недорогую энергию можно получать на малых ГЭС, эти системы надежны и автономны в работе, поломка одного элемента не приводит к лишению электроэнергии больших участков. В странах СНГ энергия малых водоемов наиболее доступна для преобразования в электрическую, причем эти водотоки находятся там, где есть нуждаемость в электроэнергии, а доставка электричества издалека невыгодна.

Одной из основных задач эксплуатации микрогидротурбин – их оптимизация на работу в заданных полевых условиях. Эффективность микрогидротурбин увеличивают с помощью совершенствования элементов проточной части турбины, упрощения конструкций, внедрения алгоритмов автономной работы, применения насосов как турбины.

Целью работы является разработка алгоритма для нахождения оптимальных режимов работы микрогидротурбины посредством проведения модельного эксперимента. Прототипом микрогидротурбинного устройства послужила воздушная модель турбины пропеллерного типа [1–2]. Данная модель (см. рис. 1) состоит из последовательно установленных неподвижного и вращающегося лопаточного завихрителя, позволяющих задавать распределение скорости как на выходе после рабочего колеса реальной гидротурбины [3].

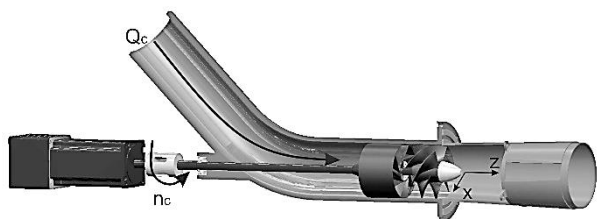


Рис. 1. Экспериментальный стенд.

Численным моделированием для используемых лопаточных завихрителей найдено [3], что оптимальному режиму с наибольшим КПД отвечает расход воздуха $Q_c = 175 \text{ м}^3/\text{ч}$ при частоте вращения завихрителя $n_c = 2273 \text{ об/мин}$. Большинство элементов стенда были сделаны с применением технологии быстрого прототипирования. Диаметр входной части конуса равняется 100 мм, выходной части – 120 мм. Длина конуса составляет 280 мм, угол раствора конуса – 4° . Для реализации возможности проникновения лазерных лучей внутрь конуса часть стенки конуса была заменена прозрачной твердой пленкой. Расход воздуха

регулировался через частотный преобразователь, который управлял воздуходувкой. Численное значение расхода вычислялось из профилей аксиальной компоненты скорости при обработке экспериментальных данных. Усредненные распределения скорости потока были измерены с применением лазерного доплеровского анемометра «ЛАД-06И».

Для 24 различных режимов с разными расходами воздуха были получены профили аксиальной и тангенциальной компонент скорости, в том числе при работе турбины против потока. Расход менялся от $0,63Q_c$ до $1,85Q_c$, частота вращения завихрителя была фиксированной и равной n_c .

Введен интегральный параметр крутки потока и найдена его зависимость от расходов воздуха в широком диапазоне режимов работы. Найденная значительная закрутка потока при неоптимальных режимах работы приводит к потерям энергии и снижению эффективности гидротурбины в целом. Оказалось, что параметр крутки обращается в ноль при несколько большем расходе ($1,1Q_c$), что расходится с данными численного моделирования [3]. Наличие слабой закрутки в оптимальном режиме работы можно объяснять лучшим обтеканием конуса отсасывающей трубы из [3].

Построено поле скорости в режиме нулевой закрутки для исследования оптимального режима течения. Обнаружено, что поток равномерен по аксиальной скорости, однако имеется в центральной части завихрителя слабая перекрутка потока.

С помощью анализа средних распределений скорости за рабочим колесом, было показано, что для создания микрогидротурбины можно рассматривать нулевой уровень параметра крутки, как наиболее оптимальный с точки зрения работы турбины. Это дает сократить время при проектировании оборудования на заданные полевые условия водоема.

Список литературы:

1. Yassi Y. et al. Improvement of the efficiency of the Agnew micro hydro turbine at part loads due to installing guide vanes mechanism //Energy Conversion and Management. – 2010. – Т. 51. – №. 10. – С. 1970–1975.
2. Kaunda C. et al. A technical discussion on microhydropower technology and its turbines //Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2014. – Т. 35. – С. 445–459.
3. Sonin V. et al. Study of the velocity distribution influence upon the pressure pulsations in draft tube model of hydro-turbine //IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. – IOP Publishing, 2016. – Т. 49. – №. 8. – С. 82020.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-48-540033.

УДК 620.92

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ КАРУСЕЛЬНОГО ВЕТРОДВИГАТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКРАНА

Миськив Н.Б., Серов А.Ф., Мамонов В.Н., Назаров А.Д.

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

В настоящее время существует множество различных концептуальных конструкций ветроэнергетических установок (ВЭУ), которые по типу ветроколес (роторов, турбин, винтов) можно разделить на два основных вида. Это ВЭУ с горизонтальной осью вращения – крыльчатые и с вертикальной осью вращения – роторные или карусельные [1–2]. Вертикально – осевые ВЭУ используют ветер, поступающий с любого направления. Такие ВЭУ стали интенсивно осваивать благодаря успешному опыту фирмы VAWT (Великобритания), которая ввела в промышленную эксплуатацию ВЭУ с ротором диаметром 25 м и мощностью 130 кВт.

Устройство оппозитного теплогенератора [3], в котором два карусельно-роторных ветродвигателя с вертикальной осью вращения приводят во встречное вращение два коаксиальных ротора теплогенератора, позволяет создавать эффективные источники тепла [4]. Основными конструктивными параметрами ветроколеса являются их диаметр, количество, коэффициент использования ометающего потока и площадь лопастей. Предлагаемая оптимизация этих параметров может позволить успешно решить задачу повышения коэффициента использования энергии ветра. На рисунке 1 приведена схема предлагаемой конструкции агрегата, которая заключается в доработке конструкции ранее запатентованного ветротеплогенератора [3].

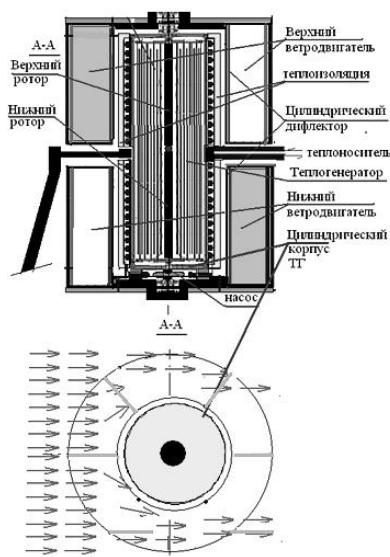


Рис. 1. Схема конструкции ветротеплогенератора.

Теплогенератор (ТГ) встроен в цилиндрический корпус. Верхнее и нижнее ветровые колёса устанавливаются на концевые части осей роторов ТГ. Дополнением к конструкции ветротеплогенератора предлагается установка аэродинамического экрана для набегающего на ветроколесо воздушного потока. Таким

экраном служит цилиндрический корпус, в который помещен ТГ. Аэродинамический экран увеличивает объем набегающего воздушного потока, попадающего на рабочие лопасти ветродвигателей. Возникает своеобразный эффект конфузора, приводящий к увеличению скорости, а, следовательно, и кинетической энергии воздушного потока, действующего на рабочие лопасти ветродвигателей.

Экспериментальное исследование влияния аэродинамического экрана подтвердило увеличение эффективности ветроколеса агрегата. На рисунке 2 приведены результаты измерений зависимости крутящего момента, возникающего при воздействии равномерного воздушного потока со скоростью 1 м/с на заторможенное в этом потоке ветроколесо при изменении угла α от 0° до 60° .

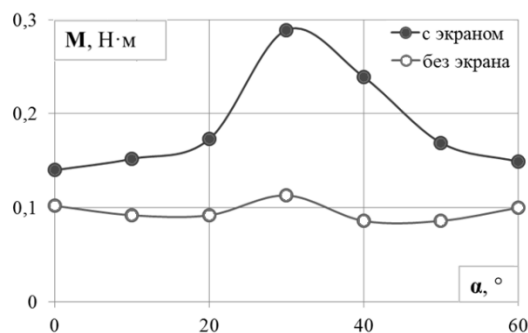


Рис. 2. Зависимость крутящего момента от угла поворота для двух вариантов ветроколеса.

В результате проведенных экспериментов показано, что предлагаемая компоновка с размещением конструкции ТГ внутри цилиндра, который является аэродинамическим экраном, приводит к увеличению крутящего момента ветродвигателей, а, следовательно, и мощности ТГ. Аэродинамический экран увеличивает объем набегающего воздушного потока, попадающего на рабочие лопасти ветродвигателей.

Полученный результат следует рассматривать как принципиально указывающий путь к увеличению эффективности вертикально – осевых ВЭУ с оппозитными ветродвигателями.

Список литературы:

1. Шефтер Я.И. Использование энергии ветра. М.: Энергоатомиздат, 1983. 200 с.
2. Безруких П. П. Ветроэнергетика (Справочное и методическое пособие). – М.: Энергия, 2010. – 320с.
3. Серов А.Ф., Мамонов В.Н., Терехов В.И., Назаров А.Д. Оппозитный ветротеплогенератор, Патент РФ №2612237, 2017 г.
4. В.Н. Мамонов, Н.Б. Миськив, А.Д. Назаров, А.Ф. Серов, В.И. Терехов. Генерация тепла в мультицилиндровой системе Кутэга-Тэйлора // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 5. С. 729–739.

УДК 536.25: 621.1

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТОНКИХ СТЕНОК, ОГРАНИЧИВАЮЩИХ НАКЛОННЫЙ СЛОЙ ЖИДКОСТИ, НА НЕСТАЦИОНАРНЫЙ СОПРЯЖЕННЫЙ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН И ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТОНКИХ СТЕНКАХ

Митин К.А.¹, Митина А.В.¹, Бердников В.С.^{1,2}

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

² 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 свободноконвективные 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].

Численно в сопряженной постановке проведены исследования нестационарного сопряженного свобод-

ноконвективного 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 подвода тепла под основание бака. Рассмотрены плоские слои жидкости, заключенной между плоскими стенками с углом наклона в 45 градусов. Внешняя поверхность боковых стенок бака теплоизолированная, внешняя поверхность верхней стенки адиабатическая, холодная, нижней стенки адиабатическая, горячая. Решалась система уравнений термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в безразмерном виде, записанная в терминах температуры, векторного потенциала поля скорости и вихря скорости. Расчеты проведены при числе Прандтля $Pr = 25.66$, числе Грасгофа $Gr = 10^5$, соотношениях теплопроводности твердых стенок к теплопроводности топлива $\lambda_s / \lambda_f = 1041.3$ и $\lambda_s / \lambda_f = 1$. 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, на закономерности сопряженного свободноконвективного теплообмена, и на сценарии развития нестационарных пограничных слоев.

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. K. A. Mitin, S. A. Kislitsyn, V. S. Berdnikov Influence of conjugate convective heat transfer on temperature fields in thin walls that organize liquid layers of various orientations // Journal of Physics: Conference Series-2019, Volume 1382, doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012199

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3, III.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 ВРАЩЕНИЯ КРИСТАЛЛА И ТИГЛЯ НА ГИДРОДИНАМИКУ РАСПЛАВА С ЧИСЛОМ ПРАНДТЛЯ 16 И НА ТЕПЛООБМЕН В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

Бердников В.С.^{1,2}, Винокуров В.В.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Метод Чохральского наиболее широко применяется для вытягивания монокристаллов из расплавов различных материалов [1-5]. В том числе щелочногалогенидных и оксидных кристаллов, например, ортогерманата висмута (ВГО) из расплава с числом Прандтля $Pr = 16$ [2]. Во всех случаях возникает принципиально неустранимая и плохо управляемая тепловая гравитационно-капиллярная конвекция [3,4]. В методе Чохральского на свободной поверхности расплавов всегда есть радиальный градиент температуры, поэтому кроме сил плавучести действует термокапиллярный эффект и на кромку фронта кристаллизации (ФК) вдоль свободной поверхности натекает нагретый расплав, подплавляющий периферию ФК. Кроме этого, усиливается радиальная неоднородность локального теплового потока на ФК [3, 4]. Простейший способ управления гидродинамикой и конвективным теплообменом в системах «тигель–расплав–кристалл» классического варианта метода Чохральского с неподвижным тиглем – это подбор скорости вращения кристалла [1-5]. В частности, это необходимо для оттеснения от кромки фронта кристаллизации остронаправленного термокапиллярного потока перегретого расплава.

Для определения оптимальных условий роста кристаллов необходимо знать границы переходов к нестационарным режимам течений, т.е. критические значения чисел Грасгофа Gr , Марангони Ma , Рейнольдса Re_K в режимах свободной и смешанной конвекции [3-5]. Необходимо также определить границы переходов при совместном влиянии сил плавучести, термокапиллярного эффекта и центробежных сил. В областях ламинарно-турбулентного перехода и в турбулентных режимах необходимо знать амплитудно-частотные характеристики пульсаций температуры и их влияние на процессы локального теплообмена на фронте кристаллизации, так как от них зависит появление несовершенств кристаллов, таких как, например, полосчатая неоднородность.

Дополнительным методом управления гидродинамикой расплавов и конвективным теплообменом является подбор скорости вращения тигля [3, 5]. Равномерное вращение кристалла и тигля в одну сторону приводит к снижению интенсивности свободноконвективного течения и с ростом скорости вращения приближается к режиму теплопроводности [3]. Результаты работ [3, 5] показывают, что с помощью подбора скорости вращения тигля можно подавить развитие неустойчивостей и ламинаризовать исходный нестационарный режим смешанной конвекции. Параметрических исследований в режимах вращения кристалла и тигля очень мало. Поэтому были проведены

исследования влияния вращения тигля как продолжение и развитие работ [3, 5], в которых исходным режимом была термогравитационная конвекция в расплавах с числами Прандтля $0,01 \leq Pr \leq 0,07$. В данной работе учтено наличие термокапиллярного эффекта и исходным режимом была нестационарная смешанная конвекция в расплаве с числом Прандтля $Pr = 16$. В [4] было показано, что при $Gr = 4870$ и $Ma = 5835$ в областях $0 \leq Re_K \leq 81$ и $104 \leq Re_K \leq 250$ течение имеет стационарный осесимметричный характер, а в диапазоне $82 \leq Re_K \leq 103$ течение теряет устойчивость и развиваются осесимметричные колебания. Было исследовано влияние относительной высоты расплава H/R_T на режимы течения. При снижении уровня расплава до $H/R_T \leq 0,35$ наблюдается переход к ламинарным режимам течения при $Re_K = 95$. Это значение Re_K соответствует режимам с высоким уровнем амплитуд колебаний среднего по площади ФК теплового потока в области неустойчивости.

Численно в режимах смешанной конвекции при заданной скорости вращения кристалла исследовано влияние вращения тигля на эволюцию пространственных форм течения расплава с числом Прандтля равным 16, на поля температуры и скорости, на локальный и интегральный теплообмен в методе Чохральского. Определены диапазоны параметров подобия, соответствующих стационарным и нестационарным режимам течений и теплообмена, режимам с наиболее равномерными радиальными распределениями тепловых потоков.

Список литературы:

1. Мильвидский М. Г. Полупроводниковые материалы в современной электронике. М.: Наука. 1986. 144 с.
2. Ивановна Н.В., Шлегель В.Н., Васильев Я.В. Оптимизация скорости кристаллизации при росте кристаллов $V_4Ge_3O_{12}$ низкоградиентным методом Чохральского // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 4. С. 676–680.
3. Бердников В.С., Гапонов В.А. Смешанная конвекция в режимах дифференциального вращения кристалла и тигля в методе Чохральского // Тр. 4-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Изд. дом МЭИ, 2006. Т. 3. С. 71–75.
4. 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.
5. Бессонов О.А. Влияние вращения кристалла и тигля на устойчивость течения в модели метода Чохральского при низких числах Прандтля // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 4. С. 33–43.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос. Рег. АААА-А17-117022850021-3).

УДК 533.6.011

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОКОЛОРЕЗОНАНСНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В УСЛОВИЯХ РАЗВИТИЯ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ

Богданов А.Н.

НИИ механики МГУ имени М.В.Ломоносова,
119192, Россия, Москва, Мичуринский просп., 1

Процессы развития малых колебаний в условиях, близких к резонансным, могут иметь как полезные приложения, так и негативные последствия, представляющие собой серьезную опасность для механических устройств, машин и аппаратов.

Связь частоты вынуждающей силы с частотой возможных собственных колебаний в исследуемой области может быть не предугадываемой заранее и неожиданно нетривиальной. Влияние аэродинамических эффектов при расчете надежности механических устройств и устойчивости режима их работы, проводимом методами общей механики, в настоящее время не рассматривается [1].

Примером развития негативных сценариев может служить бафтинг в аэродинамике, представляющий собой нестационарные колебания с ударными волнами у поверхности летательного аппарата. Связь окolorезонансных колебаний и бафтинга в настоящее время относится к числу гипотез, не разработанных экспериментально и теоретически [2].

Особого рассмотрения требуют автоколебательные режимы, продолжающиеся и после прекращения действия вынуждающей силы, используя, например, физико-химическую энергию среды [3].

В настоящем докладе предложена математическая модель окolorезонансных колебаний в среде сложной физико-химической природы, когда на одной из границ исследуемой области на среду (газ) действует возмущающая состояние среды сила. Особенностью модели является учет слабой вязкости и теплопроводности среды, в связи с чем ударные волны введены не как разрывы, а как очень быстрые, но непрерывные изменения параметров среды. Амплитуда развивающихся колебаний считается малой, что позволяет, используя метод сращиваемых асимптотических разложений, свести систему уравнений, моделирующих течение газа в исследуемой области, к одному обыкновенному нелинейному дифференциальному уравнению, в общем случае – неоднородному:

$$\varepsilon a_0 J'' + a_1 J J' + a_2 J' + a_3 J + a_4 F = \delta \sin \tau,$$

где J – отвечающий амплитуде исследуемого возмущения параметр, F – его интегральная характеристика, a_i – постоянные, выражаемые через граничные

условия задачи и параметры среды, штрихом отмечено дифференцирование, ε – параметр, характеризующий влияние вязких и теплопроводных процессов в среде, $\delta \sin \tau$ – влияние периодической вынуждающей силы.

Первый член в вышеприведенном уравнении определяет поведение возмущения в быстром (релаксационном) колебании, второй – нелинейное взаимодействие возмущения, третий и четвертый – поведение линейного возмущения, пятый – взаимодействие возмущения со стационарным неоднородным фоном (невозмущенным течением). Поскольку в силу постановки задачи $\varepsilon \ll 1$ рассматриваемая задача относится к случаю сингулярных возмущений и может изучаться его методами [4].

Условие существования самоподдерживающихся колебаний (автоколебаний) в виде условий на коэффициенты a_i в случае $\delta = 0$ имеет вид

$$a_0 a_1 > 0, a_3 < 0.$$

Список литературы:

1. Ганиев Р.Ф. Нелинейные резонансы и катастрофы. Надежность, безопасность и бесшумность. М.: Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2013. 592 с.
2. Богданов А.Н. Нестационарные режимы обтекания поверхностей летательных аппаратов//Тезисы докладов Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых ученых «XXXIII Сибирский теплофизический семинар», посвященный 60-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. Институт теплофизики СО РАН Новосибирск, с. 28. ISBN 978-5-89017-049-1.
3. Богданов А.Н. Моделирование вынужденных релаксационных колебаний газа в канале переменного сечения// Математическое моделирование. 1994, Т. 6, № 1. С. 69-85.
4. Коул Дж. Методы возмущений в прикладной математике. М.: Мир, 1972. 274 с.

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ (тема АААА-А19-119012990113-1) при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-01-00793).

УДК 536.2 (075)

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОНАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ КВАРЦЕВОГО РЕАКТОРА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА ПРИ ПИРОЛИЗЕ МЕТАНА

Кудинов И.В., Пименов А.А., Михеева Г.В.

Самарский государственный технический университет,
443001, Россия, Самара, ул. Молодогвардейская, 244

На основе метода конечных элементов выполнены детальные исследования температурного и термонапряженного состояния кварцевого реактора, предназначенного для получения водорода путём пиролиза метана, пропускаемого через расплавленное олово. Нагрев находящегося в реакторе олова выполняется посредством наложения электромагнитного поля, создаваемого индуктором.

Математическая постановка задачи

Рассмотрим краевую задачу теплопроводности с учетом сложного теплообмена в газовой прослойке для кварцевого реактора (полый конечный цилиндр) в следующей математической постановке

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

$$T(r, z, 0) = T_0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(r_2, z, t)}{\partial r} = 0 \quad (0 < z < z_2); \quad (3)$$

$$\lambda \frac{\partial T(r_1, z, t)}{\partial r} + \alpha_1 [T_{cp1} - T(r_1, z, t)] = 0, \quad (0 < z < z_1); \quad (4)$$

$$\lambda \frac{\partial T(r_1, z, t)}{\partial r} + \alpha_2 [T_{cp2} - T(r_1, z, t)] + \varepsilon_{np} C_0 \left[\left(\frac{T_{cp2}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T(r_1, z, t)}{100} \right)^4 \right] = 0 \quad (z_1 < z < z_2); \quad (5)$$

$$\frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial z} = 0 \quad (r_1 < r < r_2); \quad (6)$$

$$\frac{\partial T(r, z_2, t)}{\partial z} = 0 \quad (r_1 < r < r_2), \quad (7)$$

где T – температура; r, z – радиальная и осевая координаты; t – время; a – коэффициент температуропроводности; λ – коэффициент теплопроводности; α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи жидкой и газообразной сред; T_{cp1}, T_{cp2} – температуры сред; T_0 – начальная температура тигеля; ε_{np} – приведенная степень черноты системы тел; $C_0 = 5,67 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$ – постоянная Стефана – Больцмана.

Численное решение и анализ результатов расчета

Задача (1) – (7) решалась численным методом в модуле «Transient Thermal» программного комплекса Ansys Workbench 19.2. Затем в модуле «Transient Structural» по найденным температурным полям в тигеле реактора определялись соответствующие температурные напряжения. Исходные данные были следующие: $r_1 = 7,5 \text{ мм}$; $r_2 = 10,5 \text{ мм}$; $z_1 = 0,37 \text{ м}$;

$$z_2 = 0,5 \text{ м}; T_0 = 0^\circ \text{C}; T_{cp1} = 1500^\circ \text{C}; T_{cp2} = 1000^\circ \text{C};$$

$$\alpha_1 = 20000 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}; \alpha_2 = 100 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}.$$

Анализ результатов полученных решений показал, что на стыке жидкометаллической и газовой сред в верхней части реактора наблюдается резкий скачок температуры стенки в вертикальном направлении, что связано с большим различием коэффициентов теплоотдачи, наблюдающихся при передаче теплоты от жидкометаллической и газовой сред к стенке реактора. Температурные напряжения в этой зоне, найденные по теории Мизеса, превышают предел прочности для данного материала (см. рис.).

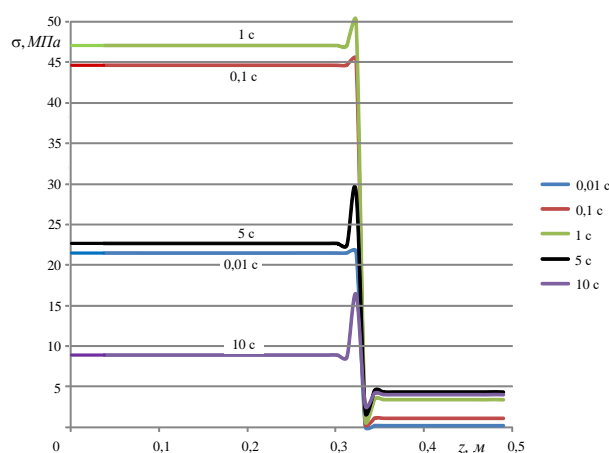


Рис. 1. Распределение эквивалентных температурных напряжений по Мизесу по высоте тигеля во времени.

Выводы

Для обеспечения безопасной работы реактора необходимо выполнять постепенный и равномерный нагрев тигеля. Выход на стационарный рабочий режим следует осуществлять в течение времени от 20 мин до 1 часа, фиксируя во время нагрева температуры внутренней поверхности тигеля на отметках $z = 0,2$ и $z = 0,4 \text{ м}$. Скорость изменения фиксируемой температуры не должна превышать 200°C/мин , при этом разность между показаниями на внутренней поверхности тигеля в жидкой и газовой средах не должна превышать $\Delta t = 500^\circ \text{C}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках соглашения № 05.607.21.0311 от 02.12.19, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI60719X0311. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-70021.

УДК 535.37

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ПЛАСТИКОВ С ЦЕЛЬЮ ИХ СОРТИРОВКИ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕЙ ПЕРЕРАБОТКИ

Маслов Н.А.¹, Дулин В.М.^{2,3}

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

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

³ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, уд. Пирогова, 2

В настоящее время чрезвычайно актуальной является проблема эффективной переработки бытовых отходов, изготовленных из пластика, с целью снижения темпов загрязнения окружающей среды. Наиболее распространенные типы пластиковых упаковок включают полиэтилентерефталат (PET), полипропилен (PP), поливинилхлорид (PVC), полиэтилен высокой плотности (HDPE) и др. В настоящее время налажена переработка значительного количества PET-тары при отделении от более легких фракций (других типов пластика и этикетки) путём её измельчения и промывания. Однако на практике это является чрезвычайно неэффективным и приводит к появлению побочных отходов в виде отсеянных легких фракций из различных видов пластика, которые в данном виде сложно разделить и переработать.

Очевидно, более эффективным является разделение пластиковых упаковок до стадии измельчения и промывки. Это может быть сделано с использованием машинного зрения и распознавания образов известных типов упаковок, УФ и ИК спектроскопии. В частности, существует возможность эффективно разделять объекты из PET и PVC на основе различий в отражательной способности в ближнем ИК спектре [1, 2]. Альтернативным способом, менее чувствительным к красителям в пластиковых изделиях и наличия загрязнений, которые значительно влияют на отражающую способность, является спектроскопия при возбуждении флуоресценции в УФ области. Целью данной работы являлось исследование спектров флуоресценции различных видов пластиков с целью выяснения возможности их сортировки (в особенности отделения PET от PP и HDPE) с целью дальнейшей переработки.

Для возбуждения флуоресценции применяли импульсный лазер с оптическим параметрическим генератором, позволяющим перестраивать длину волны в диапазоне 210 – 350 нм. Для измерения спектров использовали спектрометр с дифракционной решёткой и ПЗС матрицей с открытыми электродами. Каждый спектр нормировали на полную энергию лазерного облучения за время регистрации и относительную спектральную чувствительность спектрометра. Изменяя длину волны лазерного излучения с шагом 10 нм, регистрировали матрицы возбуждения-эмиссии: наборы спектров флуоресценции при различных длинах волн возбуждающего излучения. Матрицы несут в себе гораздо больше информации, чем единичные спектры: у многокомпонентных образцов относительная эффективность возбуждения отдельных флуорофоров меняется в зависимости от длины волны возбуждающего излучения.

Всего исследовали 58 образцов пластика, применяемого для изготовления различных потребительских товаров: 20 – HDPE, 18 – PP, 20 – PET. Характеристики матриц возбуждения-эмиссии образцов определялись типом пластика и красителя, применяемого для придания ему нужного цвета. Последний мог, как обладать собственной флуоресценцией, так и влиять на оптические свойства образца: глубину проникновения лазерного излучения, реабсорбцию флуоресценции.

Таким образом, у каждого образца матрица возбуждения-эмиссии обладала своими особенностями, которые были проанализированы методом главных компонент. Большинство спектров для всех длин волн возбуждения хорошо описываются суммой 2 компонент. Поскольку главные компоненты могут быть значащими, для аппроксимации спектров реальных флуорофоров использовали их линейные комбинации с минимальной шириной пика получившейся функции. Несмотря на сложную структуру матриц возбуждения-эмиссии для каждого типа пластика удалось выделить характерную компоненту (рис. 1). Сравнение интенсивностей флуоресценции на длинах волн, соответствующих максимумам этих компонент позволяет проводить идентификацию типа пластика.

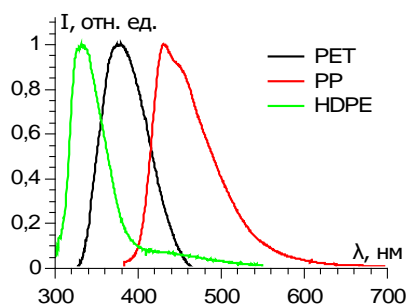


Рис. 1. Характерные компоненты спектров для указанных типов пластика.

Список литературы:

1. Zheng Y., Bai J., Xu J., Li X., Zhang Y. A discrimination model in waste plastics sorting using NIR hyperspectral imaging system // Waste Management. 2018. V. 72. pp. 87–98.
2. Moroni M., Mei A., Leonardi A., Lupo E., La Marca F. PET and PVC separation with hyperspectral imagery // Sensors. 2015. V. 15. pp. 2205–2227.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (идентификатор проекта RFMEFI60418X0203).

УДК 004.021, 519.172.1, 621.865.8

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ПЛАНИРОВАНИЯ ЗАХВАТА И ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ОБЪЕКТОВ НА КОНВЕЙЕРЕ ДЛЯ РОБОТИЗИРОВАННОЙ СОРТИРОВКИ

Серёдкин А.В., Бобров М.С., Токарев М.П., Гобызов О.А.

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

В настоящее время широкое распространение в последние время получили системы управления на базе прогнозирующих моделей для задач планирования перемещений робототехнических устройств. Отдельным классом таких задач, решаемых в рамках теории массового обслуживания [1], является планирование захвата и перемещения объектов на конвейере. В некоторых системах производительность роботизированной ячейки может быть недостаточной для обеспечения захвата и перемещения всех необходимых объектов в периоды максимальной загрузки. В этом случае простые алгоритмы планирования типа FIFO (first in, first out), STP (shortest processing time) и SRPT (shortest remaining processing time) [2], [3] будут неэффективны. Для повышения эффективности работы таких систем используется оперативная оптимизация управления. Например, в работе [3] представлены два метода улучшения классических алгоритмов, позволившие получить прирост доли захваченных объектов до 5%.

В настоящей работе предложен и протестирован на компьютерной симуляции новый алгоритм планирования захвата и удаления объектов с конвейерной ленты, основанный на деревьях поиска. Мотивацией для разработки послужила потребность в оптимизации процесса роботизированной сортировки в системе сортировки твёрдых коммунальных отходов (ТКО), создаваемой в ИТ СО РАН.

Для разработки алгоритма формулировалась следующая постановка задачи: для предметов на конвейерной ленте известно их положение, скорость перемещения, тип и условная стоимость, назначаемая в соответствии с типом или по иным выбранным критериям. Конвейер движется с постоянной скоростью. Распределение загружаемых на конвейер объектов по типу, стоимости и начальному положению, а также распределение количества загружаемых объектов по времени заранее не известны. Рядом с конвейерной лентой находятся корзины для сбора предметов каждого типа. Захват робота может двигаться над конвейером и корзинами. Все корзины находятся в зоне досягаемости захвата, область перемещения захвата над лентой ограничена. Известен достоверный способ вычисления времени, затрачиваемого на перемещение захвата между любыми двумя точками в зоне его досягаемости. Требуется составить алгоритм планирования перемещений, с целью максимизировать стоимость собранных в корзины предметов. Алгоритм должен выдавать следующее действие по окончании выполнения текущего действия.

Алгоритм строился на основе дерева решений. В качестве функции потерь использовалась комбинация из суммарной стоимости предметов, которые не были

собраны в зоне захвата и время выполнения перемещений, суммируемые с адаптивно настраиваемыми весами. Алгоритм поиска решения состоит из итеративного расширения дерева состояний. Итерация состоит из 4 шагов: перемещение по дереву по траектории наилучшего решения, пока эти вершины содержатся в дереве, моделирование нового состояния и добавление новой вершины, и, в завершении, обновление информации в вершинах посещённого пути. Для поиска лучшего текущего решения без обхода всех листьев в дереве, в каждом узле хранится пара: потерянная стоимость и время исполнения. Алгоритм завершается, когда текущее лучшее решение смоделировано до состояния, из которого нет ходов.

Логично предполагать, что распределение предметов по типу и стоимости, а также по расположению на конвейере в среднем не изменяется в течение продолжительного времени. В таком случае накапливая статистику по собранной стоимости v за t секунд, можно использовать параметр v/t как вес для времени в функции потерь. Смысл вводимого адаптивного веса в том, что он позволяет на основе накопленной статистики учитывать, сколько единиц условной стоимости может принести в будущем каждая «сэкономленная» секунда.

Для оценки эффективности алгоритма была проведена симуляция с использованием специально разработанного программного симулятора работы робота на конвейерной ленте при сортировке ТКО. На конвейер подавались предметы четырёх типов. Их тип и начальная координата выбиралась случайно и равномерно. Для каждого типа на краю конвейерной ленты находилось по корзине. Стоимость предметов задавалась независимо от их типа, выбиралась случайно и равномерно из следующих вариантов: 5, 7, 10, 14, 20. Сравнивалась работа разработанного алгоритма и модификации STP с максимизацией стоимости захватываемых объектов. По результатам симуляции, предложенный в статье алгоритм собрал предметов на 11.5% больше по суммарной стоимости и на 9.5% больше предметов количественно.

Список литературы:

1. Введение в теорию массового обслуживания / Б. В. Гнеденко, И. Н. Коваленко. М.: Наука, 1987. 336 с.
2. Krechetov, I., Skvortsov, A., Poselsky, I., Lavrikov, P. Scheduling jobs and managing a robotic sorting node // Int. J. Mech. Eng. Technol. 2018. Т. 9 № 11. С. 95–105.
3. Mattone R., Divona M., Wolf A. Sorting of items on a moving conveyor belt. Part 2: performance evaluation and optimization of pick-and-place operations // Robotics and Computer-Integrated Manufacturing. 2000. Т. 16 № 2–3. С. 81–90.

*Работа была выполнена при поддержке
Минобрнауки России (идентификатор проекта
RFMEFI60418X0203.*

СКАНИРОВАНИЕ ФОРМЫ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНИ ПРОЗРАЧНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ЛИНИЕЙ

Мельник А.В., Серёдкин А.В., Токарев М.П.

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

В последние два десятилетия методы трёхмерного сканирования всё чаще применяются в задачах промышленности и к настоящему моменту предложено множество как экспериментальных методов, так и готовых и коммерческих решений. Тем не менее, реконструкция трёхмерной формы объектов с оптически прозрачными или зеркальными поверхностями до сих пор представляет трудности [1]. Например, полупрозрачные детали представляют проблему для лазерных 3D-сканеров, потому что интенсивность отраженного или слабо рассеянного света в несколько раз меньше интенсивности прошедшего света, который затем рассеивается по объёму детали или на менее прозрачных объектах, находящихся за исходным прозрачным объектом [2].

В настоящее время в ИТ СО РАН ведутся работы по созданию технологии сортировки объектов твёрдых коммунальных отходов (ТКО) на конвейере роботизированным манипулятором [3]. Существенную часть таких отходов составляет пластиковая тара различной степени прозрачности, а эффективность сортировки зависит, в том числе, от правильной оценки высотного профиля объектов, движущихся вместе с конвейерной лентой.

Целью настоящей работы являлось создание прототипа устройства на базе метода сканирования лазерной линией, позволяющего выполнять сканирование полупрозрачных объектов сортировки в потоке ТКО. Внимание в работе акцентировано на возможности сканирования высотного профиля ПЭТ-тары, являющейся одним из ценных компонент ТКО, пригодных к переработке и использованию в качестве вторсырья.

В первую очередь были получены спектры пропускания образцов цветной ПЭТ тары с целью выявления оптимального спектрального диапазона подсветки. Полученные спектры показали, что ПЭТ различных цветов по-разному пропускает свет в видимом диапазоне, и невозможно выделить одну конкретную спектральную линию, одинаково хорошо подходящую для всех образцов.

Для тестирования метода были выбраны излучатели на основе лазерных диодов с длинами волн излучения 405 и 650 нм. Такие излучатели распространены и широко доступны, что делает выгодным их применение в системе сканирования.

Для тестирования метода была подготовлена установка, схема которой показана на рис. 1. Установка состояла из штатива, на котором соосно фиксировались камера и лазер, при этом пучок излучения лазера, развернутый в линию, направлялся перпендикулярно поверхности линейного транслятора, на которой располагался объект.

Предварительно выполнялась пространственная калибровка камеры по изображению калибровочной мишени, которая устанавливалась в плоскости падения луча лазера (перпендикулярно поверхности).

После калибровки мишень удалялась и линейный транслятор под лазер помещался сканируемый объект. При перемещении транслятора одновременно осуществлялся сбор изображений с камеры, которые подвергались пространственной реконструкции на плоскости падения луча лазера при помощи ранее полученной калибровки. Затем бинаризацией по порогу, превышающему яркость фона, определялось положение пикселей на верхней границе объекта. Таким образом находилось облако точек, по которому восстанавливалась форма объекта.

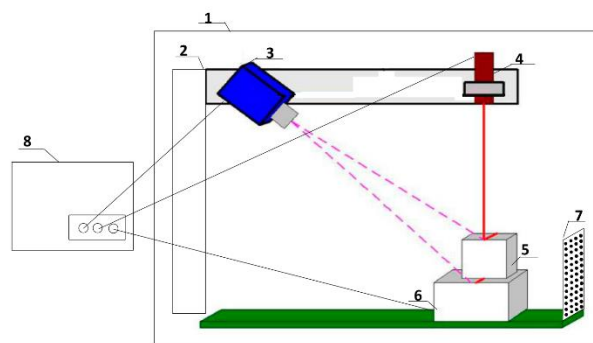


Рис. 1. Схема установки: 1 – Короб для затенения рабочей области; 2 – штатив; 3 – камера; 4 – лазер; 5 – сканируемый объект; 6 – линейный транслятор; 7 – калибровочная мишень; 8 – персональный компьютер.

Эксперименты показали, что источник с длиной волны излучения 405 нм позволяет получить более качественный профиль поверхности для образцов ПЭТ-тары разных цветов. В описанных условиях была достигнута точность определения профиля высоты полупрозрачной ПЭТ-тары не хуже 5 мм

Список литературы:

1. Bajard A., Aubreton O., Bokhabrine Y., Verney B. 3D Scanning of specular and diffuse metallic surfaces using an infrared technique //Optical Engineering.. 2012. Т. 51. №. 6. С. 0091-3286.
2. Zhang Y., Gibson G.M., Hay R., Bowman R.W., Padgett M.J., Edgar M.P. A fast 3D reconstruction system with a low-cost camera accessory //Scientific reports. 2015. Т. 5. С. 10909.
3. Seredkin A.V., Tokarev M.P., Plohih I.A., Gobyzov O.A., Markovich D.M. Development of a method of detection and classification of waste objects on a conveyor for a robotic sorting system // JoP:Conf.Series, 2019, Т. 1359, С. 012127

Работа была выполнена при поддержке
Минобрнауки России (идентификатор проекта
RFMEFI60418X0203).

УДК 532.663, 536.658

ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ В ГРАНИЧНОЙ ОБЛАСТИ ОДНОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЫ

Огородников И.А.

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

Исследования распространения звука в неоднородных пузырьковых средах имеет научный и прикладной интерес [1, 2], в частности для совершенствования методов гидролокации в океане. Наибольшую неоднородность представляет собой граница раздела между чистой водой и водой с пузырьками.

Целью работы является определение характеристик звуковых полей в приграничной области раздела чистой воды и воды с пузырьками.

Постановка задачи. Из чистой воды на плоскую границу области с пузырьками падает короткий звуковой импульс. Предметом исследования является структура звукового поля в приграничной области.

В работе использовалась нелинейная волновая система уравнений в одномерной постановке [3]. Во всех расчетах амплитуда зондирующего импульса $P_0 = 1 \text{ МПа}$ и его длительность $\tau = 30 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ были неизменными. Начальное давление в жидкости $P_0 = 0,1 \text{ МПа}$, радиус пузырьков $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, объемное газосодержание α изменялось в диапазоне $10^{-7} - 10^{-1}$, воздух в пузырьке подчиняется адиабатическому закону с показателем $\gamma = 1,4$, плотность воды $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, скорость звука в чистой воде $c_0 = 1500 \text{ м/с}$. Ширина расчетной области 2 м. Ширина пузырьковой области $h = 1 \text{ м}$. На границах расчетной области поставлены безотражательные граничные условия для исключения отражений.

Проведенные исследования показали, что диапазон изменений объемного газосодержания по типу формирующихся структур волновых полей можно разбить на три зоны $\alpha < 10^{-5}$, $10^{-5} < \alpha < 10^{-2}$, $10^{-2} < \alpha$.

На рис. 1 приведен пространственный профиль волнового поля $\delta P(x)$ и профиль изменения радиусов пузырьков $\delta R(x)$ в фиксированный момент времени для первой зоны при $\alpha = 10^{-6}$. Для этих условий характерно слабое отражение (рис. 2 (а)). Излучение пузырьковой области носит характер затухающей нелинейной периодической волны (рис. 2 (б)). Вошедший в среду импульс практически не изменяет первоначальную форму. Коэффициент отражения r , выраженный отношением энергии отраженной волны к энергии падающей волны $E_{\text{отр}}/E_0 = 0,006$.

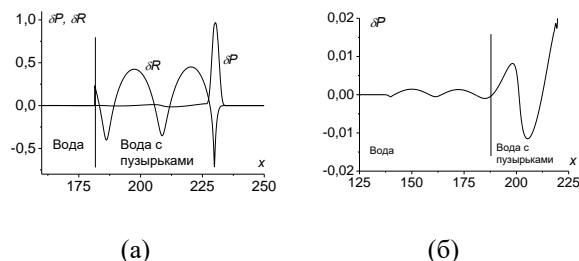


Рис.1. Пространственные профили изменения поля давления и радиусов пузырьков (а). Поле давления около границы раздела (б). $\alpha = 10^{-6}$.

На рис. 2 представлены пространственные профили поля давления $\delta P(x)$ и соответствующее поле давления распределение радиусов пузырьков $\delta R(x)$ в фиксированный момент времени при $\alpha = 10^{-3}$. Это значение α относится ко второй области.

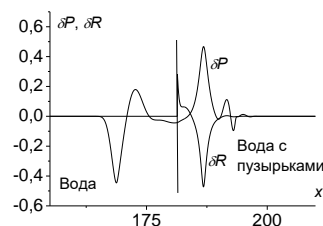


Рис.2. Пространственные профили изменений поля давления и радиусов пузырьков в пузырьковой среде. $\alpha = 10^{-3}$.

Около половины энергии падающей волны отражается от воды с пузырьками, коэффициент отражения $r = 0,527$. Внутри пузырьковой области формируется резонансный солитон, звуковой предвестник и возбужденная зона, определяющая характер излучения в чистую воду.

На рис 3. приведено решение, когда $\alpha = 10^{-1}$. В этом случае происходит почти полное отражение звукового импульса от области жидкости с пузырьками. Коэффициент отражения $r = 0,969$.

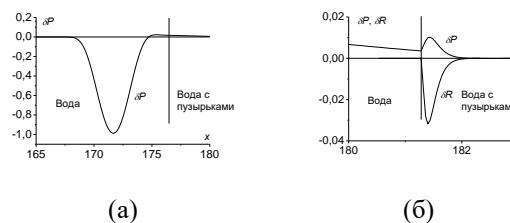


Рис.3. Пространственные профили изменения поля давления и радиусов пузырьков (а). Поле давления профиль изменения радиусов пузырьков около границы раздела в фиксированный момент времени (б). $\alpha = 10^{-1}$.

Различия отраженных сигналов и излучения пузырьковой области дают возможность уточнять алгоритмы обработки отраженных сигналов для определения характеристик пузырьковых областей в воде.

Список литературы:

1. Yu-ning Zhang, Zi-biao Jiang, Jin Yuan, Ting Chen, Yu-ning Zhang, Ning-ning Tang, Xiao-ze Du. Influences of bubble size distribution on propagation of acoustic waves in dilute polydisperse bubbly liquids// Journal of Hydrodynamics. 2019. V. 31. P.50–57.
2. D. A. Gubaidullin, A. A. Nikiforov. Interaction of Acoustic Waves with Bubbly Layer with Uneven Distribution of Bubbles// Lobachevskii Journal of Mathematics. 2019. V. 40. P. 751–756.
3. И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями// Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2016. Т. 9. № 2. С. 70-81.

УДК 536

МИКРОСТРУЙНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ МОЩНОГО СВЕТОДИОДНОГО МОДУЛЯ

Гатапова Е.Я.¹, Sahu G.², Khandekar S.², Hu R.³

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1, gatapova@itp.nsc.ru

² Indian Institute of Technology Kanpur, Kanpur, 208016 India

³ Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, 430074, China

Развитие светодиодной техники, как и других полупроводниковых устройств, находится на пути к увеличению оптической мощности устройств / модулей при уменьшении физических размеров. Естественным следствием этого является соответствующее увеличение тепловыделения, как мощности, так и теплового потока. Время безотказной работы, мощность оптического излучения, цветовая температура и другие характеристики светодиодов тесно связаны с температурой его р-п перехода. Эта сильная связь между производительностью и рабочей температурой делает управление терморегуляцией светодиода одним из наиболее важных элементов общей схемы проектирования данных устройств [1–2].

В данной работе мы экспериментально исследуем охлаждение реального светодиодного модуля с номинальной мощностью 300 Вт (т.е. не имитируемый нагреватель) микроструйной системой с пятью соплами, и показываем рабочие пределы светодиодного модуля [3]. Модуль состоит из 100 отдельных светодиодов, имеющих общую площадь подложки 20мм × 20мм. Общий расход потока воды со всех пяти сопел варьировался от 65 до 782 мл/мин (число Рейнольдса от отдельных струй колеблется от 766 до 9223).

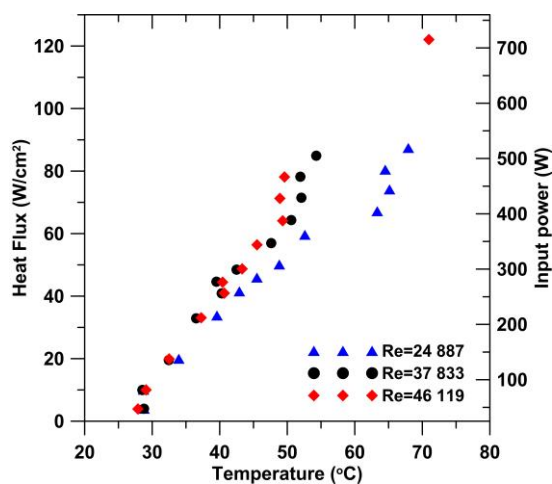


Рис. 1. Зависимость теплового потока и температуры при различных числах Re.

Показано, что тепловая мощность составляет 60–70% от входной электрической мощности во всем рассматриваемом диапазоне. Достигается тепловой поток около 80 Вт/см² при температуре поверхности ниже 65 °С для Re = 24 887, а для Re = 46 119 температура составила 49 °С. При этом входная мощность составляла 490 Вт и 477 Вт, соответственно (рис. 1). Коэффициент теплоотдачи составил 10000–20000 Вт/м²К и 13000–31000 Вт/м²К для Re = 24 887 и Re = 46 119,

соответственно, согласно экспериментальным данным, при увеличении мощности.

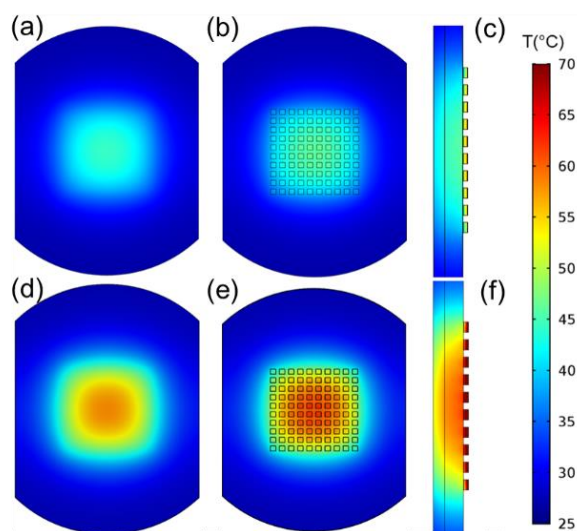


Рис. 2. Пространственное распределение температуры мощного светодиодного модуля при коэффициенте теплоотдачи 22 100 Вт/м²К, (а) вид с тыльной (распыляемой струями) стороны, тепловая мощность – 200 Вт, (б) вид со стороны освещения, где переход, 200 Вт, (д) вид с тыльной (распыляемой струями) стороны, 350 Вт, (е) вид со стороны освещения, где переход, 350 Вт, (с) вид в поперечном сечении, 200 Вт, (ф) вид в поперечном сечении, 350 Вт.

Для оценки пространственного распределения температуры и теплового потока в различных сечениях светодиодного модуля проводилось численное моделирование с использованием COMSOL Multiphysics® (рис. 2), результаты сравниваются с экспериментально полученными данными. Показана существенное увеличение температуры, а также теплового потока вблизи самого чипа.

Список литературы:

1. Luo X., Hu R., Liu S., Wang K.. Heat and fluid flow in high-power LED packaging and applications // Prog. Energy Combust. Sci. 2016. 56. P. 1–32.
2. Khandekar S., Sahu G., Muralidhar K., Gatapova E.Ya., Kabov O.A., Hu R., Luo X., Zhao L. Cooling of High-Power LEDs by Liquid Sprays: Challenges and Prospects // Applied Thermal Engineering. 2020.
3. Gatapova E.Ya., Sahu G., Khandekar S., Hu R.. Thermal Management of High-Power LED Module with Single-phase Liquid Jet Array // Applied Thermal Engineering. 2020.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России (Соглашение 14.613.21.0067, (идентификатор проекта RFMEFI61317X0067).

УДК 532

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССОЦИАЦИИ ДВОЙНОГО ГАЗОВОГО ГИДРАТА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ГОРЕНИЯ

Мисюра С.Я., Смовж Д.В., Морозов В.С.

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

На сегодняшний день открытые запасы газовых гидратов природного газа существенно превосходят газовые месторождения связанные с традиционными методами добычи [1]. Проводимые научные и технологические исследования газовых гидратов связаны с важными направлениями: добыча природного гидрата метана, производство искусственного гидрата метана, транспортировки и технологий горения. Успешное развитие указанных технологий связано не только с вопросами себестоимости и технологической развитости, но и с созданием моделей, которые должны учитывать факторы, влияющих на кинетику роста и диссоциации. Экспериментальные исследования данной работы касаются повышения эффективности горения газового гидрата. Основные цели исследования настоящей работы – сравнение диссоциации двойного гидрата пропан-метан (соотношение объемной концентрации пропана к метану как 60% к 40%) при различных способах горения: 1) индукционного нагрева; 2) радиационного и конвективного нагрева в муфельной печи; 3) горение при наличии свободной и вынужденной конвекции воздуха u_0 . Температура поверхности для металлического цилиндра при индукционном нагреве изменялась в диапазоне значений 550–1000°C, для муфельной печи 500–1100°C. Концентрация газа в газогидрате соответствовала примерно 11%. Формула элементарной ячейки имела вид: $16D_1 \cdot 8H \cdot 136H_2O$ (структура sII). В настоящее время в работах отсутствуют данные по комплексному исследованию горения двойных газовых гидратов, по сравнению эффективности горения для разных методов.

В табл. 1 приведены экспериментальные данные сравнения скорости диссоциации газовых гидратов при различных методах горения. $J_1 = J/F$ (F – площадь верхней поверхности порошкового слоя). Для экспериментов в муфельной печи образец газового гидрата размещался в резервуаре (сетка в форме конуса, высота и радиус основания конуса 7.5 мм). Начальная масса порошка $m_0 = 1,8$ г. Конечная масса m_s после прекращения горения составляла около 5–8% от m_0 (определялась как произведение оставшегося объема порошка на его объемную плотность). Скорость диссоциации при горении $J = \Delta m / \Delta t \approx 0.11 m_0 / \Delta t$, Δt – время продолжительности горения). Для исследования горения кондуктивным методом нагрева использовались гранулы газогидратного порошка диаметром 0.7–1 мм, из которых состоял один слой порошка. Скорость диссоциации $J = \Delta m / \Delta t = 0.11 \Delta V \rho N / \Delta t$ (ΔV – разница между начальным и конечным объемом порошка, ρ – плотность порошка, N – количество гранул порошка, расположенных на нагретой поверхности). Скорость диссоциации J при наличии u_0 определялась как $J = \Delta m / \Delta t$ (изменение массы образца, измерялась весами, с течением времени). Упомянутые методы также могут быть применены при горении большой

сферы. Эксперименты по горению большой сферы (диаметр 2.7 см) газового гидрата метана были выполнены в [2]. Результаты экспериментов включены в Таблицу 1.

Табл. 1. Экспериментальные данные по скорости диссоциации газовых гидратов при разных вариантах горения.

	индукционный нагрев	муфельная печь	сфера [2]
$F \cdot 10^6, m^2$	180.8	242.5	1900
$J \cdot 10^6, kg/s$	5.79	3.64	14.4
$J_1, kg/(s \cdot m^2)$	0.032	0.015	0.0076

На Рис. 1 приведены экспериментальные данные по влиянию скорости u_0 на скорость диссоциации J_1 ($kg/(s \cdot m^2)$) при горении газового гидрата. В экспериментах горение начиналось, когда температура поверхности порошка превышала $-40^\circ C$.

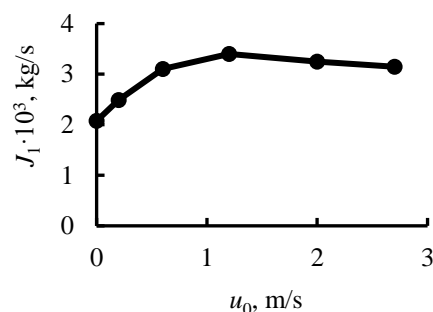


Рис. 1. Зависимость скорости диссоциации J_1 газового гидрата пропан-метан от скорости u_0 при горении (высота слоя порошка 20 мм).

Реализуются три характерных режима диссоциации. Для первого режима с ростом скорости u_0 скорость диссоциации возрастает и достигает максимального значения ($u_0 = 1.2$ м/с). Для второго режима ($1.2 < u_0 < 3$ м/с) происходит падение скорости диссоциации с рост скорости u_0 . При $u_0 > 3.5$ м/с горение не возникло.

Установлено, что максимальная скорость диссоциации J_1 достигается при горении частиц газогидратного порошка на металлической поверхности при индукционном нагреве. Минимальная скорость диссоциации соответствует горению толстого слоя порошка при отсутствии вынужденного течения воздуха.

Список литературы:

- Istomin V.A., Yakushev V.S, Gas hydrates in nature. M.: Nedra, 1992.
- Cui G., Dong Z., Wang S., Xing X., Shan T., Li Z., Effect of the water on the flame characteristics of methane hydrate combustion, Applied Energy, <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2019.114205>.

УДК 532.511; 536.25; 548.25; 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ РАВНОМЕРНО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ КРИСТАЛЛА НА РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНУЮ ТЕПЛОТДАЧУ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

Митин К.А.¹, Бердников В.С.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Технологическая практика показала, что пространственное распределение дефектов в монокристаллах, получаемых вытягиванием из расплавов методом Чохральского, зависит как от формы фронта кристаллизации на разных стадиях процесса роста, так и от нестационарных полей температуры и градиентов температуры в кристаллах [1, 2]. В реальном высокотемпературном технологическом процессе поля температуры зависят от особенностей радиационно-конвективной теплоотдачи от кристалла в окружающую среду [1–4]. Теплообмен имеет сложный сопряженный характер и поля температуры самосогласованы во всей ростовой камере. Управление тепловыми условиями роста кристалла является сложной задачей, так как нелинейность задач сопряженного радиационно-конвективного теплообмена между кристаллом, расплавом и окружающей средой приводит к необходимости их решения при большом количестве промежуточных геометрий расчетных областей по мере роста кристалла и изменении его длины. Особенности сопряженного конвективного и радиационно-конвективного теплообмена кристаллов с окружающей средой в зависимости их длины практически не исследованы. В рамках глобального моделирования такие 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 исследований необходимы для оценок пространственной зависимости электрофизических характеристик кристалла от его тепловой истории. Не претендуя на полное описание процессов, частичное моделирование позволяет определить основные тенденции в поведении рассматриваемых систем при изменении отдельных управляющих параметров или их группы [2–5].

Теплоотдача от кристалла в окружающую среду ростовой камеры влияет на поля температуры в кристалле и в режиме сопряженного теплообмена корректирует кривизну фронта. Но исследования конвективного теплообмена в расплаве показали, что формы фронта кристаллизации в большей степени зависят от соотношений чисел Грасгофа Gr , Марангони Ma и Рейнольдса Re , характеризующих интенсивность и относительную роль свободной и вынужденной конвекции [5]. Для расплавов с любым значением числа Прандтля существуют соотношения чисел Gr , Ma и

Re , при которых фронт кристаллизации будет плоским [5]. Поэтому при численном решении задач теплоотдачи от кристалла можно принять фронт кристаллизации плоским.

Численно, методом конечных элементов, исследован сопряженный радиационно-конвективный теплообмен кристалла с окружающей средой при геометрии подобной упрощенной схеме верхней части теплового узла в методе Чохральского с учетом вращения кристалла на различных стадиях технологического процесса. Решалась система уравнений смешанной конвекции в переменных вихрь, функция тока и температура с учетом равномерного вращения кристалла. Продолжая исследования [3, 4] проведено исследование влияния длины кристалла. Определение 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.

Моделирование выполнено при числе Прандтля равном 0,68 (аргон) и числе Грасгофа 16000, характерном для реального технологического процесса. Изучено влияние длины кристалла на сопряженный радиационно-конвективный теплообмен при равномерном вращении кристалла 2, 4, 6, 8, 10 и 25 об/мин.

Список литературы:

1. Мильвидский М. Г. Полупроводниковые материалы в современной электронике. М.: Наука. 1986. 144 с.
2. Простомолотов А.И., Мильвидский М.Г. // Известия Вузов. Материалы электронной техники. 2008. № 3. С. 49.
3. Бердников В.С., Митин К.А., Григорьева А.М., Клещенок 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.
4. Mitin K.A., Berdnikov V.S. Effect of uniform crystal rotation on convective and radiation-convective heat transfer in the Czochralski method // Journal of Physics: Conference series 2019, V. 1382 012198. doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012198
5. 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.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос. Рег. АААА-А17-117022850021-3).

УДК 621.436

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТОПЛИВНОЙ СТРУИ ДИЗЕЛЯ

Сеначин П.К.^{1,2}, Самарин А.В.¹, Сеначин А.П.¹, Ульрих С.А.³

¹ Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,
656038, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 46,

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

³ Барнаульский юридический институт МВД России,
656038, Россия, Барнаул, ул. Чкалова, 49

Рабочий процесс транспортного дизеля связан с самовоспламенением и горением заряда, состоящего из нескольких одиночных нестационарных топливных струй (НТС), впрыснутых под давлением в камеру сгорания. Для систем топливоподачи Common Rail расчетные методики развития недостаточно и при исследовании процессов смесеобразования используют экспериментальные методы [1]. В работе предлагается, отличная от [2], упрощенная модель НТС.

Геометрически НТС является усеченным конусом с углом 2β при вершине, расположенной внутри соплового канала на глубине $h = (d_0/2)/\text{tg}\beta$, а начало координат - на оси НТС на срезе сопла. НТС является материальной точкой переменной массы (с координатой Z на оси струи), движущейся с переменной скоростью W под действием импульса I_f впрыснутого форсункой топлива.

Масса топлива m_f и текущий импульс I_f НТС при $t_{\text{beg}} < t \leq t_{\text{end}}$ (или $0 < \tau \leq \tau_{\text{spr}}$) равны

$$m_f = \rho_f V_f = \rho_f S_0 w_0 \tau, \quad (1)$$

$$I_f = m_f w_0 = \rho_f S_0 w_0^2 \tau. \quad (2)$$

Здесь $w_0 = \sqrt{2(p_f - p)/\rho_f}$ - скорость струи на выходе из сопла; ρ_f - плотность топлива; p_f, p - давление в сопле и наружное давление в камере.

Примем гипотезу о равномерном по объёму НТС распределении массы капель топлива, что приводит к следующей функции распределения по длине струи

$$\left(\frac{dm_f}{dz}\right)_\tau = \rho_f S_0 w_0 \tau \left(1 + \frac{z}{h}\right)^2 \left/ \left[z_1 \left(1 + \frac{z_1}{h} + \frac{z_1^2}{3h^2}\right) \right] \right. \quad (3)$$

Тогда координата центра масс жидкого топлива Z_f совпадает с координатами центра масс воздуха Z_{air} и НТС $Z = Z_f = Z_{\text{air}}$. Откуда имеем уравнения скорости фронта и ускорения центра масс НТС

$$w_1 = \frac{W \left(1 + \frac{z_1}{h} + \frac{z_1^2}{3h^2}\right)}{\frac{1}{2} + \frac{4z_1}{3h} + \frac{3z_1^2}{4h^2} - \frac{Z}{h} \left(1 + \frac{2z_1}{3h}\right)}. \quad (4)$$

$$\frac{dW}{dt} = \frac{w_0 W \left[1 + R_f \left(\frac{w_0}{W} - 1\right) - \frac{w_1}{w_0} \left(1 + \frac{z_1}{h}\right)^2 \right]}{(R_f - 1) w_0 \tau + z_1 \left(1 + \frac{z_1}{h} + \frac{z_1^2}{3h^2}\right)}. \quad (5)$$

Кроме (4) и (5), до окончания впрыска топлива математическая модель, включает уравнения координаты центра масс и координаты фронта струи

$$\frac{dZ}{dt} = W, \quad (6)$$

$$\frac{dz_1}{dt} = w_1. \quad (7)$$

После окончания впрыска, в отличие от (5), уравнение динамики будет иметь вид

$$\frac{dW}{dt} = \frac{-W w_1 \left(1 + \frac{z_1}{h}\right)^2}{(R_f - 1) w_0 \tau_{\text{spr}} + z_1 \left(1 + \frac{z_1}{h} + \frac{z_1^2}{3h^2}\right)}. \quad (8)$$

Предложенная математическая модель НТС (4)-(8) решается путем численного интегрирования методом Рунге-Кутты по собственной программе.

На рисунке приведены результаты численных расчетов по модели, применительно к экспериментальным данным [1], полученным в лаборатории ЮУрГУ на безмоторном стенде «Впрыск».

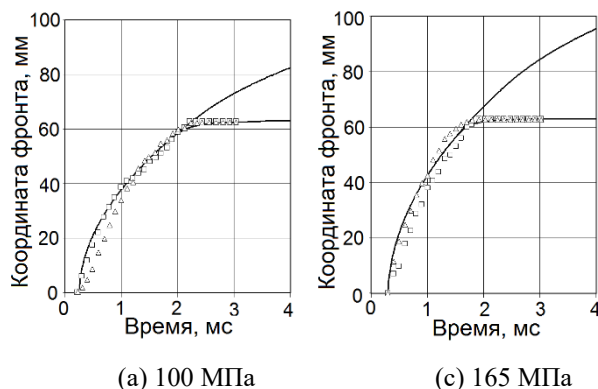


Рис. 1. Результаты численного моделирования динамики НТС при разных давлениях впрыска топлива (сплошные линии - расчет, точки - эксперимент).

Список литературы:

1. Kamaltdinov V.G., Markov V.A., Lysov I.O., Zherdev A.A. and Furman V.V. Experimental Studies of Fuel Injection in a Diesel Engine with an Inclined Injector // Energies 2019, 12, 2643; 18 p. doi: 10.3390/en12142643.
2. Самарин А.В., Ульрих С.А., Яковлев С.В., Сеначин П.К. Моделирование динамики нестационарной распыленной струи в ограниченном объёме // Ползуновский вестник. – 2016. - № 4. Т. 2. – С. 143–148.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 19-38-90011).

УДК 621.365.91:533.9

ТЕРМИЧЕСКОЕ ОБЕЗВРЕЖИВАНИЕ ЗОЛОШЛАКОВЫХ ОТХОДОВ МСЗ

Фалеев В.А., Домаров П.В.

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

Необходимость обезвреживания золошлаковых отходов (ЗШО) мусоросжигательных заводов (МСЗ) связана с тем, что эти отходы содержат высокотоксичные тяжелые элементы и опасные химические соединения в концентрированном состоянии. Золошлаковые отходы образуются из неорганической части перерабатываемых твердых коммунальных отходов (ТКО) и из недожога органической части. Недожог состоит в основном из углерода и сопутствующих высокомолекулярных опасных канцерогенных химических соединений: диоксинов – $C_{12}H_4Cl_4O_2$; фуранов – C_4H_4O ; бензопиренов – групп органических веществ, состоящих из трёх и более бензольных колец, способных накапливаться в растениях и живых организмах. Золошлаковые отходы образуются и при газификации ТКО, в этих отходах присутствует и неорганическая часть и недожог.

В работе [1] приведены результаты термического обезвреживания древесных опилок с использованием струйного плазмотрона в камере плавления, в которую поступала неорганическая часть и недожог после газификации порции древесных опилок из камеры газификации. На приведённых в работе [1] показаниях газоанализатора в промежутках времени, когда плазма воздействовала только на ЗШО, регистрировался состав получаемого газа: CO_2 – 15%; CO – 5%; H_2 – 1,5%; CH_4 – 0,7%; O_2 – 0,3%; N_2 – 77,5%. При совместной работе камеры газификации и камеры плавления регистрировался состав газа: CO – 25,5%; CH_4 – 20,2%; H_2 – 12,8%; CO_2 – 10,6%; N_2 – 30,9%. Воздух с расходом 5г/с использовался в качестве плазмообразующего газа, мощность плазмотрона составляла 50кВт, производительность – 20 кг/ч.

В работе [2] приведены результаты термического обезвреживания древесных опилок с использованием прямого воздействия дугового разряда на ЗШО, поступавших с поверхности теплонагревателя – газификатора, без подачи плазмообразующего воздуха. Результаты проведённого химического анализа полученных проб газа, при совместной работе дугового разряда и теплонагревателя, выявили его состав: CO_2 – 6,84%; CO – 26,34%; H_2 – 60,7%; CH_4 – 0,32%; N_2 – 5,8%. В этом эксперименте плазмообразующим газом являлся сам получаемый газ, при этом дуговой разряд горел между графитовым электродом и электродом подовым. Мощность дугового разряда составляла 8кВт.

Сравнивая составы полученного газа при использовании струйного плазмотрона для нагрева ЗШО с составом полученного газа при использовании открытой дуги для расплавления ЗШО, отмечаем, что в случае открытой дуги без подачи воздуха вырабатывается более качественный газ, содержащий 87% об. горючих компонентов, малое содержание балластного азота и CO_2 .

С целью определения возможности расплавления ЗШО и слива жидкого шлака, полученного с действующего МСЗ, была изготовлена установка. В ее состав входят: электропечь; источник питания; газоочистная система; емкость для слива переплавленного шлака. Печь представляет собой металлический водоохлаждаемый кожух, футерованный изнутри высокотемпературным кирпичом. Загрузка печи осуществлялась одноразовой подачей материала в объём печи. Поджиг дуги производился касанием между графитированным электродом и ванной расплава. Температура расплава измерялась оптическим пирометром. Дымовые газы отводились дымососом через фильтры в вытяжную трубу. Предварительно электропечь разогревалась 20 мин. на коксе. В период разогрева напряжение и ток были на уровне $U=60V$, $I=4kA$. Первоначально загрузили 95кг. $U=60V$, $I=4.5kA$. понижение тока не произошло т.к. основной процесс проходил на коксе (углероде). Через 27 мин. процесса переплава ток оставался на прежнем уровне. Зола расположилась по стенкам электропечи. Общая масса загрузки составила 320 кг. В процессе загрузки произошло снижение тока до $I=3.5kA$. После загрузки всей массы золы ток понизился до $I=2.5kA$, напряжение оставалось на прежнем уровне $U=60V$. По мере появления расплава ток постепенно увеличивался. К моменту полного расплава золы ток достигал значения $I=4.5kA$, напряжение $U=60V$. Слив производился в емкость с водой, имеющей температуру 20°C. Температура расплава золы на сливе равна 1350°C.

На весь цикл переплава золошлаковых отходов при получении остеклованного шлака было затрачено 402 кВт*ч электроэнергии. По литературным данным удельные энергозатраты на плавление золы составляют от 800 до 1000 кВт*ч на одну тонну. В результате проведенного эксперимента удельные энергозатраты составили 1,08кВт*ч на килограмм золы.

После слива шлака в емкость с водой из расплава получен остеклованный шлак в виде крупнозернистого песка. По удельным энергозатратам технология соответствует аналогам [3].

Список литературы:

1. Алекеенко С. В. Анышаков А. С., Домаров П.В., Фалеев В.А. Экспериментальная плазменная установка для газификации органических отходов с дискретной подачей их в газификатор // Теплофизика и аэромеханика 2019. №26. С. 991–995.
2. Пинаев А.В. Фалеев В.А. Урбах А.Э. Высокотемпературная газификация углеродсодержащего сырья с использованием энергии электрической дуги и теплопроводности газового топлива // Физика горения и взрыва 2011. Т. 47. №2. С. 59–65.
3. Пак Х. С. Исследование состава и свойства шлака при плазменном переплаве золы мусоросжигательных заводов // Теплофизика и аэромеханика 2011. Т.18. №2. С325–333.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117030910025-7).

УДК 533.697.3

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ С МУФТАМИ

Орлик Е.В.¹, Бочаров О.Б.¹, Гаврилов А.А.²

¹ Бейкер Хьюз, Новосибирский технологический центр,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе 4а

² Красноярский филиал Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
660036, Россия, Красноярск, ул. Академгородок 50/44

В процессе бурения циркуляция раствора в скважине осуществляется в кольцевом пространстве переменного сечения между бурильной колонной и внешней стенкой. Изменение поперечной площади обусловлено тем, что трубы соединяются муфтами, имеющими больший диаметр. Буровые растворы представляют собой сложные по реологии жидкости, имеющие неньютоновские свойства, когда вязкость зависит от скорости сдвига течения. Модели турбулентного течения таких жидкостей были разработаны сравнительно недавно, и гидродинамика турбулентного течения не Ньютоновской жидкости в кольцевых каналах с муфтами малоизучена. В настоящее время в литературе нет зависимостей для расчёта перепада давления в кольцевом канале, учитывающих в полной мере параметры потока, геометрические размеры муфт и труб, наличие эксцентриситета, а также реологические свойства жидкости. Информация о характеристиках застойных зон в окрестности препятствий важна как с точки зрения образования наносов шлама в скважине [1], так и в вопросах теплообмена.

В работе методом численного моделирования изучались локальные и интегральные характеристики однофазного течения в кольцевом канале с муфтами (см. рис. 1) в зависимости от определяющих параметров. Размеры муфты и труб были выбраны из номенклатуры, используемой при бурении. Для уменьшения количества определяющих геометрических размеров, в задачу был введен безразмерный геометрический параметр, характеризующий влияние соединительной муфты через отношение площади на муфте к площади кольцевого канала. Длина области кольцевого канала была выбрана 4.5 м, что соответствует минимальному размеру трубы, используемой при строительстве скважины.

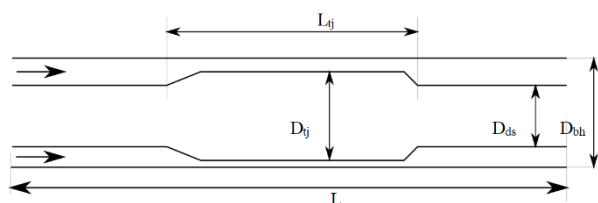


Рис. 1. Схема соединительной муфты в канале.

Детально изучалась структура течения в окрестности муфты, в областях застойного и возвратного течения. В работе определялась характерная длина отрывных зон и зоны установления — расстояние за муфтой, на котором течение возвращается к состоянию однородного потока. Отрывная область визуализировалась

линиями тока, а зона установления определялась по распределению среднего давления в сечении вдоль канала и сравнением полей скорости в сечениях. Численное моделирование проводилось в стационарной 3D постановке при помощи программного обеспечения оригинальной разработки, как для ламинарного, так и для турбулентного режимов.

На основании проведённых расчётов можно сделать некоторые выводы. Для установления течения за муфтой требуется порядка 20-40 гидравлических диаметров ($d_{bh}-d_{ds}$). Установлено, что застойные зоны наблюдаются только в области расширения за муфтой. Эксцентриситет — ключевой параметр, влияющий на размер отрывной зоны. При нулевом эксцентриситете и турбулентном течении длина отрывной зоны слабо зависит от расхода. Место присоединения потока при нулевом эксцентриситете расположено на бурильной колонне. С увеличением эксцентриситета картина течения существенно меняется. Размер отрывной зоны значительно увеличивается. Максимальный отрыв наблюдается в области малых значений числа Рейнольдса. Место присоединения потока смещается с бурильной колонны на стенку скважины в место, где щелевое пространство между соединительной муфтой и скважиной минимально. Из литературы известно, что след за препятствием увеличивается с увеличением скорости набегающего потока. В кольцевом канале течение жидкости стеснено стенками и в случае ненулевого эксцентриситета происходит переток жидкости в застойную область и размер отрывной области уменьшается с увеличением расхода. Было отмечено, что с увеличением вращения бурильной колонны, течение стабилизируется и отрывная зона за муфтой исчезает.

Влияние реологии жидкости анализировалось через изменение показателя поведения жидкости n . Буровые растворы это, как правило, псевдо-пластические жидкости со степенным реологическим законом у которых степенной параметр $n < 1$. При моделировании рассматривались течения с n от 0.6 до 1. Установлено, что с уменьшением n отрывная область за муфтой уменьшается при одном и том же значении числа Рейнольдса, определенного по формуле Метцнера — Рида.

Список литературы:

1. E. Orlik, Y. Ignatenko, O. Bocharov. Cutting transport simulation in a horizontal borehole near tool joints // J. Phys.: Conf. Ser. 1404 012035.

Авторы благодарят за финансовую поддержку
РФФИ, номер проекта 18-41-242006 p_мк.

УДК

**CONVECTIVE TYPE MODELS OF INDUSTRIAL PROCESSES IN COLUMN APPARATUSES.
2. CO-CURRENT ABSORPTION**

Boyadjiev B. Ch., Boyadjiev Ch. B., Popova-Krumova P. G., Vladova R.

Institute of Chemical Engineering at the Bulgarian Academy of Sciences
Bulgaria, Sofia 1113, Acad. G. Bonchev Str. Bl.103, Sofia 1113

The modeling and simulation of the mass transfer processes in column apparatuses is possible, using the new approach on the basis of the physical approximations of the mechanics of continua, where the mathematical point (in the phase volume or on the surface between the phases) is equivalent to a small (elementary) physical volume, which is sufficiently small with respect to the apparatus volume, but at the same time sufficiently large with respect to the intermolecular volumes in the medium. On this base are presented convection-diffusion and average-concentration type models.

The convection-diffusion type models permit the qualitative analysis of the processes. These models are the base of the average-concentration models, which allow a quantitative analysis of the chemical processes in column apparatuses.

In the industrial processes the diffusion mass transfer is negligible compared to the convective mass transfer and the models are convective type.

In the case of the absorption processes in the co-current short columns, the effects of the radial component of velocity and the axial diffusion transfer are not negligible

and must be taken into account in the convection-diffusion and average-concentration type models.

A new approach for the absorption processes modeling in co-current column apparatuses is presented in the cases of industrial conditions, where the models are convective type form. The use of experimental data, for the average concentration at the column end, in the cases of highly soluble and lightly soluble gases, permits to be obtained the model parameters, related with the radial non-uniformity of the velocity in the gas and liquid phases. These experimental parameters values permit to be obtained the mass transfer coefficient in the cases of physical and chemical absorption of the average soluble gases.

This work is supported by Project of Fundamental Scientific Research # 19-58-18004, conducted by the Russian Foundation for Basic Research and the National Science Fund of Bulgaria, contract KP 06 RUSIA-3/27.09.2019.

УДК 621.9

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОМПОНЕНТОВ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКИ

Дедов А.В., Будаев В.П., Комов А.Т., Федорович С.Д., Варава А.Н., Захаренков А.В., Карпов А.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Россия, Москва, Красноказарменная, 14

Для обоснованных оценок тепловых нагрузок в термоядерных реакторах и развития инженерных подходов к конструированию систем охлаждения компонентов гибридных термоядерных реакторов [1] требуется описание теплопереноса в материалах при действии высоких плазменно-пучковых и нейтронных потоков. Ключевыми для реализации проекта создания гибридной термоядерной установки являются проблемы стойкости материалов при действии экстремально высоких плазменно-пучковых нагрузок [2, 3].

В докладе представлены результаты исследования материалов при экстремальных тепловых и плазменно-пучковых нагрузках, проведенные с целью обоснования существующих технологических решений при конструировании термоядерных реакторов. В перечень задач входило исследование стойкости материалов при плазменно-пучковом воздействии и изучение возможностей интенсификации теплообмена для надежной термостабилизации внутрикамерных компонентов термоядерных установок.

Пучковые испытания материалов и макетов облицовки дивертора проводились на стендах НИУ «МЭИ» с электронным пучком, обеспечивающих нагрузки от 0,1 до 300 МВт/м², что моделирует тепловые нагрузки на стенки и диверторные пластины в токамаке-реакторе [4, 5], том числе и экстремальные.

При исследовании условий охлаждения моделей облицовки дивертора и лимитера рабочий участок размещался в вакуумной камере. Источником энергии являлся электронно-лучевой аппарат ЭЛА-60/15Т. Воздействие высокотемпературной плазмы на внешнюю поверхность рабочего участка моделировались сканирующим с высокой частотой пучком заряженных частиц-электронов, теплосъем осуществлялся диспергированным потоком теплоносителя с внутренней стороны.

Проведены исследования неохлаждаемых макетов в комбинированной схеме плазменно-пучковых испытаний – термоциклические испытания в установке с электронным пучком с нагрузкой от 1 до 40 МВт/м² и затем испытание в плазменной установке ПЛМ стационарными плазменными нагрузками 0,5-2 МВт/м² и более [6, 7]. Такие комбинированные испытания проведены впервые и моделируют переменную нагрузку в диверторе токамака-реактора, в том числе при ЭЛ-Мах. Комбинированные нагрузки привели к эрозии, растрескиванию, значительному изменению микроструктуры поверхности и рекристаллизации вольфрама на глубину более 20 микрон. На рис. 1 показана СЭМ микрофотография после термоциклических испытаний.

На установке ПЛМ проводились испытания модулей из различных марок вольфрама (в т.ч. ВМП марки ИТЭР и др.) в стационарных плазменных разрядах длительностью более 200 минут с параметрами: плотность плазмы $(0,5-5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура электронов основной фракции 2-5 эВ с фракцией горячих электронов до 50 эВ, потоки ионов на материал до $10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, мощность от 0,5 до 5 МВт/м², энергия ионов на образец до 200 эВ при подаче потенциала на образец до -300 В, магнитное поле на оси 0,01 Т, в каспах - до 0,2 Т. Такие параметры обеспечивают адекватные условия стационарных плазменных испытаний термоядерных материалов. В результате испытаний стационарными плазменными потоками на поверхности вольфрама формировались слои с волокнами диаметром 20-50 нанометров, глубина слоя достигала 1,6 мкм.

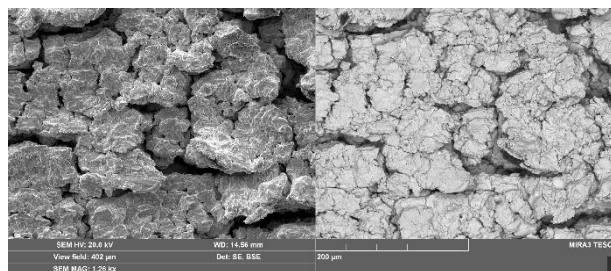


Рис. 1. Поверхность вольфрама после термоциклических испытаний электронным пучком при плотности потока 40 МВт/м².

Полученные экспериментальные результаты будут использоваться для прогноза эрозии обращенных к плазме компонентов и разработки конструкций систем охлаждения гибридного термоядерного реактора с нагрузками на внутрикамерные компоненты более 10 МВт/м².

Список литературы:

1. Velikhov EP, Kovalchuk MV, Azizov EA, and others. Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion 37 4 (2014) 5–10.
2. Pitts R.A. et al. Journal of Nuclear Materials 438 (2013) 48–56.
3. Loarte A. e a. Nucl. Fusion 54 (2014) 33007 (18 pp)
4. V. P. Budaev, Physics Letters A 381 (2017) 3706–3713.
5. A.V. Vertkov et al. Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion, 41, 1 (2018) 57–64.
6. V. P. Budaev et al, Journal of Physics: Conference Series 891 (2017) 012304.
7. V. P. Budaev et al, Journal of Physics: Conference Series 1383 (2019) 012015.

Работа была поддержана грантом РФФИ № 19-29-02020.

УДК 621.9

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ СОПРЯЖЕННЫЙ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ ПРИ ВНЕЗАПНОМ НАГРЕВЕ ДОННОЙ ОБЛАСТИ

Митин К.А.¹, Митина А.В.¹, Бердников В.С.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Нестационарный сопряженный свободноконвективный теплообмен в высоком плоском вертикальном канале с массивными стенками конечной теплопроводности после внезапного разогрева основания можно рассматривать как простейшую модель таких природных систем, как разломы и трещины в земной коре, глубокие впадины на дне океанов [1]. Аналогичные процессы в цилиндрическом канале могут быть моделями таких геодинамических систем как вулканы и кимберлитовые трубки [1]. До настоящего времени отсутствуют хорошо проработанные теплофизические модели кимберлитовых трубок и жерл вулканов, процессы формирования интрузивных тел, например даек [1]. Необходимо создать физическую модель образования очага и каналов протокимберлитовой магмы до выхода её на земную поверхность в нестационарных режимах проплавления и сопряженного теплообмена с окружающим неоднородным твердым массивом, определить скорости движения кимберлитовой расплава из верхней мантии до нижнекорового уровня. Энергетическим источником процесса формирования кимберлитовых трубок является поток тепла из верхней мантии к земной поверхности. Поскольку трубки локализованы в пространстве, то наиболее вероятно, что условием их формирования является локализованный нагрев снизу за счет выхода головной части плюма и взрывообразного выброса вещества через разломы в земной коре.

В ИТ СО РАН были выполнены работы, направленные на экспериментальное и численное исследование процессов формирования и выхода на земную поверхность плюмов, развивающихся над линейными источниками тепла [2–4]. В работах изучена эволюция во времени пространственной формы течения, полей температуры и скорости в зависимости от подводимой мощности. Возможные сценарии формирования кимберлитовой трубки многовариантны и зависят от локальной обстановки в земной коре в области выхода головной части плюма. Если имеется разлом-трещина, заполненная однородной текучей средой или пористой средой, насыщенной текучей средой, то возможно развитие конвективного течения при подогреве снизу. В качестве первого шага естественно рассмотреть развитие нестационарного конвективного течения в двухмерной прямоугольной полости, внезапно нагретой снизу [5]. В работе [5] было показано, что в придонной области развивается несимметричное двухвихревое течение и наблюдается колебательный процесс. Формируется пульсирующий восходящий

поток горячей жидкости, колеблющийся между стенками, поочередно касаясь и отражаясь от них. Навстречу восходящему потоку вниз так же периодически во времени и в пространстве проваливаются вихри более холодной жидкости. В результате чего в жидкости и в твердых стенках бежит тепловая волна и формируются нестационарные поля температуры в твердом массиве.

В данной работе в качестве последующего шага изучены процессы нестационарного сопряженного теплообмена в режиме термогравитационной конвекции в высоком вертикальном цилиндрическом канале с массивными стенками конечной теплопроводности, после внезапного подогрева снизу. Получить данные о распределении нестационарного поля температуры внутри твердых стенок при проведении физического моделирования крайне затруднительно. Актуально применение математического моделирования. Методом конечных элементов решены уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в переменных температура, вихрь и векторный потенциал поля скорости. Получены распределения нестационарного поля температуры в жидкости и твердых стенках, поле градиентов температуры в твердых стенках и поле скоростей в жидкости. Полученные численно результаты будут использованы для планирования и оптимизации экспериментальных исследований в максимально близкой постановке задачи.

Список литературы:

1. Добрецов Н.Л. Основы тектоники и геодинамики: учеб. пособие. Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2011. 492 с.
2. Антонов П.В., Арбузов В.А., Бердников В.С. и др. Экспериментальные и численные исследования нестационарных плавучих струй // Автометрия. 2012. 48, №3. С. 90–100
3. Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Бердников В.С. и др. Оптическая диагностика структуры и эволюции плавучих струй в сильновязкой жидкости // Автометрия. 2014. 50, №5. С. 90–100
4. Бердников В.С., Митин К.А., Гусельникова О.О., Гришков В.А. Сопряженный теплообмен при натекании свободно-конвективной струи на преграды различной теплопроводности // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22–26 октября 2018 г., Москва). Т. 1. — М.: Издательский дом МЭИ, 2018. — С. 298–301.
5. Бердников В.С., Митин К.А., Митина А.В. Развитие термогравитационной конвекции в плоском вертикальном слое жидкости после внезапного нагрева дна // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22–26 октября 2018 г., Москва). Т. 1. — М.: Издательский дом МЭИ, 2018. — С. 302–305.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(код проекта 19-08-00707 а).*

УДК 536.25: 621.1

РАЗВИТИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ В РЕЖИМЕ СОПРЯЖЕННОГО СВОБОНОКОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Митин К.А.¹, Митина А.В.¹, Бердников В.С.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

подавляющее большинство неизотермических систем, например, таких как топливные баки авиационной и ракетной техники, расплавы в тиглях, изготовленных из различных материалов (кварц, платина, молибден и др.), при выращивании монокристаллов, работают в режимах включения и выключения нагрева [1, 2]. Для всех этих систем характерны недостаточно полно изученные процессы сопряженного конвективного или сложного радиационно-конвективного теплообмена при нестационарных (переходных) и установившихся граничных условиях [2, 3]. От особенностей теплообмена в такого рода переходных процессах зависит или качество получаемых изделий, как в случае монокристаллов, или ресурс эксплуатации, как в случае энергетического оборудования, авиационной и ракетной техники. Данные о переменных во времени полях градиентов температуры необходимы для расчетов термических напряжений.

В данной работе численно методом конечных элементов в сопряженной постановке задачи исследовано развитие конвективного течения в слое этилового спирта, заключенного между двумя вертикальными стенками из зеркального стекла. Изучены режимы монотонного нагрева до заданного уровня температуры внешней стороны одной из стенок, на внешней стороне противоположной стенки поддерживается начальная температура системы. Исследования проведены при дискретном наборе относительных размеров – отношений высоты слоя жидкости к расстоянию между вертикальными стенками, при числах Рэлея до 10^6 . Изучено развитие нестационарных гидродинамических и тепловых пограничных слоев на вертикальных стенках. Рассчитаны поля температуры в жидкости и в вертикальных стеклянных стенках. Вычисления проведены в декартовой системе координат методом конечных элементов. Конвективный теплообмен моделировался с использованием системы уравнений нестационарной термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска, записанной в безразмерном виде, с применением бипольного подхода. При бипольном подходе производится подстановка переменных «функция тока» (векторный потенциал поля скорости) и «вихря». Данный подход позволяет исключить давление из системы уравнений Навье-Стокса, снять ограничение условия Ладыженской-Бабушки-Бреци и применять линейные базисные функции, ускорить расчеты. При использовании бипольного подхода возникает проблема аппроксимации вихря на жестких границах. Проблема разрешалась получением поля скорости из поля функции тока путем конечноэлементной интерполяции (по всех области) и

последующим вычислении производных. Аналогичная методика применялась при вычислении значения вихря на жестких границах из поля скорости. В вычислениях использована адаптивная конечноэлементная сетка на треугольниках с линейными базисными функциями. Особенность адаптивной сетки является то, что при сгущении/загрублении сетки старые узлы сетки остаются на своих местах, это позволяет исключить ошибку вычисления из-за необходимости интерполировать решение при адаптации сетки. Метод конечных элементов выбран в силу алгоритма конечноэлементной сборки системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), нечувствительному к нерегулярности сетки и криволинейности границ области. А также в силу автоматического учета идеального контакта на границах раздела двух сред, в силу учета данного условия для каждого ребра конечных элементов. Данное свойство является удобным при решении сопряженных задач. При решении уравнений с конвективными членами не использовались методы стабилизации. При решении нестационарных уравнений использовано расщепление уравнения по пространству и времени. Метод конечных элементов использован для разрешения по пространственным координатам, для разрешения по времени использована неявная конечно-разностная схема. При этом во время конечноэлементной сборки к СЛАУ добавляется дополнительная матрица массы, с коэффициентом обратной пропорциональным шагу по времени. Данная добавка в СЛАУ существенно улучшает обусловленность СЛАУ и гасит нефизические осцилляции решения, получаемом на конкретном временном шаге. Использовался пакет программ собственной разработки.

Список литературы:

1. 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.
2. Белов В.К., Белов В.В. Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термосиловом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2011. 491 с.
3. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. В 2-х книгах. М.: Мир. 1991.

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 № 19-08-00707 А).

УДК 622.243:551.345

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА РЕЦЕПТУР БУРОВЫХ РАСТВОРОВ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ СКОРОСТИ ПРОЦЕССА РАСТЕПЛЕНИЯ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД

Минаков А.В.^{1,2}, Неверов А.Л.¹, Пряжников М.И.^{1,2}, Гузей Д.В.^{1,2}, Михиенкова Е.И.¹

¹ Сибирский Федеральный университет,

660079, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Условия бурения нефтяных и газовых скважин в северных широтах определяет наличие в этих широтах многолетнемерзлых горных пород (ММП). Многолетнемерзлые горные породы – это породы, которые постоянно находятся в условиях отрицательных температур. Строительство и эксплуатация нефтегазовых объектов в условиях вечной мерзлоты осложняется проблемой частичного или полного оттаивания грунтов вблизи объектов, являющихся источником тепла. Это приводит к долгосрочным ремонтам, простаиванию скважины и значимым потерям буровых жидкостей.

Работа посвящена проведению комплексных экспериментальных исследований способов снижения скорости процесса растепления многолетнемерзлых пород (ММП) при строительстве нефтегазовых скважин на месторождениях Красноярского края. Проведены лабораторные физико-химические исследования по разработке рецептур буровых растворов на водной и углеводородной основе для бурения в условиях ММП. Наиболее значимые результаты были получены для глино-полимерных растворов с добавкой этилен и пропиленгликолей. Было показано, что введение гликолей приводит к значительному снижению коэффициента теплопроводности и теплоемкости раствора без существенного ухудшения реологических характеристик. Полученные в работе результаты будут полезны при проектировании буровых работ и разработке буровых растворов для бурения в условиях ММП.

Экспериментальное исследование

Исследовано влияние на реологию буровых растворов массового содержания этиленгликоля (ЭГ) и пропиленгликоля (ПГ) в водо-полимерном растворе с 2,0 мас.% крахмала и 0,5 мас.% гаммаксана. Массовая концентрация гликолей варьировалась от 0 до 80%. Было показано, что с увеличением скорости сдвига вязкость этих растворов уменьшается для всех концентраций этиленгликоля. Анализ поведения реологических параметров буровых растворов показывает, что добавка этиленгликоля вплоть до высоких концентраций (65 мас.%) не ухудшает реологических свойств полимерных растворов.

Проведено исследование ингибирующей способности полимерных и глино-полимерных растворов с добавками гликолей. Было показано, что с увеличением концентрации этиленгликоля степень набухания глины монотонно снижается. Так при содержании этиленгликоля в растворе 50 мас.% степень набухания уменьшается практически в три раза по сравнению с

раствором на воде. Сравнение растворов с добавками этиленгликоля и пропиленгликоля показало, что при прочих равных условиях ингибирующая способность пропиленгликоля примерно в 1,5 раза выше, чем у этиленгликоля.

Проведено исследование фильтрационных характеристик полимерных и глино-полимерных растворов с добавками гликолей. В результате исследования было показано, что добавка этиленгликоля и пропиленгликоля значительно снижают фильтрационные потери буровых растворов. При этом снижение фильтрационных потерь при добавке гликолей наблюдалось для всех рассмотренных полимерных добавок. Сравнение растворов с добавками этиленгликоля и пропиленгликоля показало, что при прочих равных условиях добавка пропиленгликоля снижает фильтрационные потери более значительно.

С точки зрения снижения скорости процесса растепления в процессе бурения важную роль играет теплопроводность и теплоемкость бурового раствора. Было установлено, что коэффициент теплопроводности водных растворов с добавками различных полимеров в пределах погрешности измерений соответствует коэффициенту теплопроводности воды. На основе полученных данных выполнены оценки коэффициента теплоотдачи при течении бурового раствора скважине. Согласно этим оценкам и данным, раствор с 65 мас.% этиленгликоля, только за счет снижения теплопроводности и теплоемкости бурового раствора, позволяет снизить коэффициент теплоотдачи от раствора к стенке скважины примерно в 1.6 раза.

Таким образом, была показана возможность управления теплофизическими, гидратационными и фильтрационными характеристиками буровых растворов с помощью введения этилен и пропиленгликоля без ухудшения их реологических свойств. Проведенные лабораторные исследования позволили разработать рецептуры устойчивых буровых растворов с пониженной растепляющей способностью с высоким содержанием углеводородной фазы. В целом по итогам экспериментальной части исследования наилучшие результаты были получены для буровых растворов на основе пропиленгликоля, который является менее токсичным по сравнению с этиленгликолем (третий класс опасности).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и предприятия Красноярского края в рамках научного проекта № 18-48-242009.

УДК 536.25

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК РЭЛЕЙ-БЕНАРОВСКОЙ КОНВЕКЦИИ ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО РАЗМЕРА СЛОЯ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА

Данилов Н.И.¹, Митин К.А.^{1,2}, Бердников В.С.^{1,2}

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

² 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. В теоретических исследованиях 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 [1–6].

Учет конечной теплопроводности стенок, ограничивающих слой жидкости, усложняет постановку задачи об устойчивости механического равновесия и установления конечно-амплитудного конвективного течения. Именно эта проблема является предметом данной работы. Практически важными являются исследования влияния сопряженного конвективного теплообмена со стенками на процессы установления пространственной формы 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, особенно с учетом сопряженного конвективного теплообмена на жестких границах области, занятой жидкостью. Данная работа является естественным продолжением серии исследований, проведенных в ИТ СО РАН [2–6].

Численно изучена конвекция в ограниченных фрагментах горизонтальных слоев жидкости (этиловый спирт), равномерно подогреваемых снизу. Методом конечных элементов решалась система уравнений свободной конвекции в приближении Буссинеска. Нижняя горизонтальная граница слоя и внешняя сторона верхней границы - изотермические нагретые до разных температур, на внешней стороне боковых стенок задано линейное распределение температуры. Численное моделирование проводилось в безразмерном виде в двухмерной сопряженной постановке в декартовых координатах. Заданы толщина боковых жестких стенок конечной теплопроводности (оргстекло) и верхней горизонтальной границы (зеркальное стекло). Поля температуры в стенках находились из решений уравнений теплопроводности. Относи-

тельные размеры расчетной области $L/H=6$ и 8 и в интервале $3 \leq L/H \leq 4$ с шагом 0.1 , H – высота слоя жидкости, L – горизонтальный размер. Расчеты выполнены при значении числа Прандтля $Pr=16$ в диапазонах чисел Рэлея $1500 \leq Ra \leq 80000$. 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.

Вычисления проводились с помощью собственного пакета программ, основанного на методе конечных элементов. Использованы треугольные конечные элементы с заданными на них линейными базисными функциями. Число узлов в сетке: $NY=H/50$; $NX=L/H/50$. Проведены 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.

Полученные результаты дополняют экспериментальные данные о пространственных формах течений в ограниченных слоях и о полях скорости. Влияние боковых и верхних стенок даже относительно небольшой толщины вносит существенные изменения в характеристики течения жидкости, в распределения полей температуры и изолинии функции тока.

Список литературы:

1. А.В. Гетлинг Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
2. Berdnikov V.S., Kiryashkin A.G. Structure of free-convection flow in a horizontal layer of liquid under various boundary conditions // Fluid Mech., Soviet Research. V. 9, No. 6, 1980. P. 1–36.
3. 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.
4. Berdnikov V. S., Getling A. V., Markov V. A. Wavenumber selection in Rayleigh-Benard convection: Experimental evidence for the existence of an inherent optimal scale // Exp. Heat Transfer 1990, 3(3), 269–288.
5. Kutateladze S. S., Berdnikov V. S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // International Journal of Heat Mass Transfer 1984, 27(9), 1595–1611.
6. В.С. Бердников, В.А. Гришков, К.Ю. Ковалевский, В.А. Марков Теплофизические исследования ламинарно-турбулентного перехода в Рэлея-Бенаровской конвекции // Автометрия. 2012, т. 48, № 3, с. 111–120.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (III.18.2.5, Гос.Рег. АААА-А17-117022850021-3) и при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-48-540003 p_a).



Секция 9

Фундаментальные основы
расчета и принципов построения
энергетических систем, основанных
на эффекте сверхпроводимости



УДК 621.9

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ И СОЗДАНИЯ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Ковалев К.Л., Иванов Н.С., Пенкин В.Т., Дежин Д.С., Ильясов Р.И.

Московский авиационный институт,
125993, Россия, Москва, Волоколамское ш., д.4

Сверхпроводниковые электрические машины, по сравнению с машинами традиционного исполнения, обладают существенными достоинствами, к которым относятся: улучшенные массогабаритные показатели, более высокий КПД, меньшие значения индуктивных параметров, сниженный уровень шума, большая стабильность при работе в электросетях. Создание таких машин требует решения целого ряда научных и инженерных задач, относящихся ко многим областям науки и техники. Наряду с решением традиционных задач обычного "теплого" электромашиностроения приходится решать проблемы, связанные с криостатированием сверхпроводящих обмоток и стабильностью их сверхпроводящего состояния под действием внешних теплопритоков, центробежных и пондеромоторных сил, а также вибраций. Конструкция криогенных машин должна предусматривать компенсацию термического сжатия конструктивных элементов и обмоток при захолаживании.

Современные высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) ленты имеют композитную структуру [1]. В ряде случаев катушки компаундируются для обеспечения механической прочности и повышения теплопроводности. Определение состояния ВТСП катушек является важной задачей, особенно это относится к температуре отдельных слоев. При проектировании ВТСП электрических машин важное значение имеет тепловой расчет. Известно, что традиционные электрические машины могут работать с некоторым превышением заданной начальной температуры. При этом рабочая температура лежит в диапазоне, в котором работоспособность машины сохраняется. Когда речь идет о СП машинах, задача теплового расчета осложняется необходимостью четкого поддержания температуры СП обмоток. Скачек температуры на 1 градус может привести к снижению токонесущей способности ВТСП, а в случае, когда рабочая температура близка к критической (77К), то ее превышение может привести к лавинообразному переходу СП обмоток в нормальное состояние с дальнейшим увеличением тепловыделения и возникновению аварийной ситуации.

В настоящее время известны различные проекты ВТСП электрических машин [2], [3]. В том числе, в МАИ были выполнены машины с ВТСП обмотками

ротора и медными обмотками статора, а также полностью сверхпроводниковые машины [4]–[8]. Однако, до сих пор в литературе в ограниченном объеме приводятся данные о проектировании, создании и исследовании систем, включающих в себя различные ВТСП устройства. Системы, построенные на данном эффекте, потенциально, не имеют потерь. Однако, в состав силовых и энергетических систем помимо сверхпроводниковых устройств должны также входить первичные источники энергии, накопители энергии, система криогенного охлаждения и преобразовательная техника. Очевидно, что в зависимости от объекта применения и суммарной мощности системы будет меняться ее структура и параметры отдельных устройств и компонентов.

В данной работе приведены параметры ВТСП электрических машин, разработанных ранее, а также методы и подходы к теоретическому и экспериментальному исследованию ВТСП устройств.

Список литературы:

1. "Fujikura HTS wire properties." [Online]. Available: http://www.fujikura.co.jp/eng/products/newbusiness/superconductors/01/2050256_12808.html.
2. Y. Statra, H. Menana, L. Belguerras, and B. Douine, "A volume integral approach for the modelling and design of HTS coils," *COMPEL - Int. J. Comput. Math. Electr. Electron. Eng.*, 2019.
3. K. S. Haran *et al.*, "High power density superconducting rotating machines - Development status and technology roadmap," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 12, 2017.
4. D. Dezhin, R. Ilyasov, S. Kozub, K. Kovalev, and L. Verzhbitsky, "Synchronous motor with HTS-2G wires," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 507, no. 3, p. 032011, May 2014.
5. K. Kovalev *et al.*, "Synchronous Generator with HTS-2G field coils for Windmills with output power 1 MW," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 507, no. 3, p. 032023, May 2014.
6. D. Dezhin, N. Ivanov, K. Kovalev, I. Kobzeva, and V. Semenihih, "System Approach of Usability of HTS Electrical Machines in Future Electric Aircraft," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2018.
7. K. L. Kovalev *et al.*, "Brushless superconducting synchronous generator with claw-shaped poles and permanent magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2016.
8. K. Kovalev, N. Ivanov, S. Zhuravlev, J. Nekrasova, D. Rusanov, and G. Kuznetsov, "Development and testing of 10 kW fully HTS generator," in *Journal of Physics: Conference Series*, 2020.

Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки России
(соглашение № 13.1902.21.0029).

УДК 536.248

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СИСТЕМ КРИООБЕСПЕЧЕНИЯ ВТСП УСТРОЙСТВ

Костюк В.В., Фирсов В.П., Равикович Ю.А., Антюхов И.В., Верещагин М.М.,
Ермилов Ю.И., Холобцев Д.П., Яковлев А.А.

ФГБОУВО «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
125993, Россия, Москва, Волоколамское шоссе

Развитие перспективных силовых электрических систем с использованием высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в значительной степени решением проблемы создания систем обеспечивающих поддержание высокотемпературной сверхпроводимости в двигателях, генераторах, системах электродвижения судового и рельсового транспорта и т.п. Одной из актуальных задач является создание компактных модульных систем криообеспечения силовых ВТСП устройств для компенсации теплопритоков с холодопроизводительностью в диапазоне от 0.2 до 16 кВт.

Известны два основных способа построения системы криообеспечения с разомкнутым контуром и замкнутым. Разомкнутый контур (расходная система криообеспечения) наиболее дешёвый и простой в реализации. Он используется, в основном, на этапе проведения научно-исследовательских работ, при создании систем с небольшой длительностью работы или при существенных ограничениях по массогабаритным параметрам (некоторые системы электродвижения судов и самолётов). Длительность работы системы криостатирования, в этом случае, определяется запасом криожидкости в расходных баках и величиной массового расхода дренажа.

Замкнутый контур криостатирования используется при создании высокоресурсных систем криостатирования (безрасходные системы криообеспечения). Параметры работы такой системы определяются расходуемой электрической мощностью и возможностью отвода тепла с поверхностей теплообменников.

С 2002 года в МАИ было создано 4 системы криообеспечения: две расходные системы криообеспечения и две безрасходные (автономные) системы криообеспечения. Эти системы криообеспечения используются для обеспечения работы силовых ВТСП устройств (силовых кабелей, электродвигателей и генераторов, трансформаторов и т.п.).

Расходные системы криообеспечения

Примером расходной системы криообеспечения является система криообеспечения трёхфазного ВТСП трансформатора - СКТ-01 [1]. Она предназначена для поддержания постоянного уровня и температуры жидкого азота в трёх криостатах обмоток ВТСП трансформатора (1000 КВА, 10/0.4 кВ).

Система криообеспечения ВТСП обмоток трёхфазного трансформатора имеет холодопроизводительностью до 3.5 кВт и обеспечивает поддержание температуры сверхпроводящих проводов (СП) в диапазоне 77.4...78 К. В качестве хладагента используется жидкий азот, из-за его невысокой стоимости и эксплуатационной безопасности.

Безрасходные системы криообеспечения

Для длительной непрерывной работы системы криообеспечения без дозаправок необходимо использование

замкнутого контура, что обеспечивает минимальные потери хладоносителя в условиях непрерывной работы. Для генераторов и электродвигателей с ВТСП обмотками используются криорефрижераторы с холодопроизводительностью 1500–2000 Вт, а для силовых кабелей большой протяжённости – более 5 кВт.

Для компенсации теплопритоков в безрасходных системах криообеспечения используются криорефрижераторы (криокулеры). Криорефрижератор является ключевым элементом системы криообеспечения.

В МАИ созданы две безрасходные системы криообеспечения для локальных: СК - 001 с холодопроизводительностью до 8 кВт и СКР - 001 с холодопроизводительностью 1.5...2.5 кВт. Для достижения высокого КПД криорефрижератора используется газовый детандерный холодильный обратный цикл Брайтона с использованием радиальных турбомашин – «Турбо-Брайтон» и газодинамических подшипников, разработанных в МАИ.

В газовом контуре этих криорефрижераторов циркулирует неон, а в контуре системы охлаждения компрессоров и электроприводов - антифриз ("Экосол"). Теплообменник нагрузки газового контура охлаждает жидкий азот до температуры 67–70, который циркулирует во внешнем азотном контуре по каналам охлаждения силовых ВТСП устройств.

Применение неона в газовом контуре криорефрижератора, а не гелия, позволяет в несколько раз сократить количество ступеней сжатия в компрессоре, что значительно уменьшает стоимость компрессорного оборудования и сокращает потери рабочего тела в контуре при негерметичности. Использование турбомашин и газодинамических или магнитных подшипников позволяет существенно увеличить межремонтный ресурс работы криорефрижератора (более 30 000 часов).

Список литературы:

1. Антюхов И.В., Волков Э.П., Джафаров Э.А., Фирсов В.П., Равикович Ю.А., Балабошко Н.Г. Система криообеспечения силового ВТСП трансформатора. Инновационные технологии в энергетике. Кн.3 Прикладная высокотемпературная сверхпроводимость, М., Наука, 2016, с. 115-127
2. Anghel, A., et al., Design, Construction and Operation of a Neon Refrigeration System for a HTS Power Transmission Cable, in Advances in Cryogenic Engineering 45, Academic / Plenum Publishers, New York, 2000, pp. 1419-14426
3. Breedlove, J.J., et al., Cryocooler for Air Liquefaction Onboard Large Aircraft, in Advances in Cryogenic Engineering 53, edited by J.G. Weisend II, et al., AIP Press, Melville, New York, 2008, pp. 838-845.
4. Антюхов И.В., Волков Э.П., Карпышев А.В., Костюк В.В., Фирсов В.П. Теплообмен и гидродинамика в системах криообеспечения силовых ВТСП кабелей. Инновационные технологии в энергетике, РАН. – М.: Наука, 2010, 99...130 с.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки России (соглашение
№ 13.1902.21.0029).*

УДК 620.92+ 621.31

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МОБИЛЬНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Слепцов В.В., Савилкин С.Б., Мацыкин С.В., Зинин Ю.В., Дителева А.О.

Московский авиационный институт (Национальный Исследовательский Университет)

В работе представлен анализ состояния и перспективы развития систем мобильной энергетики. Пришло понимание, что необходимо повышать эффективность и экологичность генерации, использования и хранения энергии. Показана необходимость создания для решения этих задач интеллектуальных источников накопления, хранения и транспортировки электрической энергии, которые позволяют полностью контролировать все процессы генерации, потребления и транспортировки энергии за счет встроенных систем контроля и оперативной обработки информации. Сформулированы и обоснованы основные технические и эксплуатационные характеристики для таких устройств [1]:

1. безопасность при производстве, хранении и эксплуатации;
2. Высокая удельная энергоёмкость. Большая часть экспертов, включая представителей ВЭБ, считает, что энергоёмкость таких систем накопления электрической энергии на первом этапе (через 3-4 года) должна составлять 350-500 Вт*час/кг, а на втором этапе (в течение 10 лет) достигнуть 1000 Вт*час/кг. [2];
3. возможность в широких пределах управлять принимаемой и выделяемой мощностью и качеством электропитания;
4. соответствие систем хранения и накопления электрической энергии требованиям «цифровой экономики». Которые, в первую очередь, определяются эффективной системой учёта получения, хранения, распределения и потребления энергии.
5. Экологическая безопасность при производстве, хранении и эксплуатации этих систем.

Интеллектуальные источники хранения и накопления электрической энергии обеспечивают практически все требования за исключением позиции 2 по удельной энергоёмкости. Это связано с тем, что если элементная база систем управления и контроля разработана и широко представлена в серийном производстве, то элементная база для хранения, накопления, и транспортировки электрической энергии, в основном, представлена химическими источниками

тока, а в последнее время также начинает проявляться интерес к конденсаторным структурам.

Существующие конструкции и технологии производства многоразовых химических источников тока (ХИТ) и сверх емких конденсаторных структур (СКС) обеспечивают для многоразовых ХИТ энергоёмкость 260 Вт*час/кг, а СКС 10-15 Вт*час/кг. Поэтому остро стоит задача в развитии новых материалов и новых технологий для систем накопления электрической энергии. Поэтому, в последнее время, большое внимание привлекает тонкоплёночная технология производства ХИТ, СКС, и гибридных СКС на основе унифицированного электродного материала, которая обеспечивает реализацию этого потенциала [2-6]. Рассмотрены перспективные конструкции и технологии изготовления ХИТ и конденсаторных структур.

Список литературы:

1. Слепцов В.В., Зинин Ю.В., Дителева А.О. Перспективы развития мобильной энергетики // Успехи в химии и химической технологии. 2019, т. XXXIII, № 1, с.28-30.
2. Склезинов А.А. Анализ основных тенденций развития химических источников тока и других накопителей энергии. Отчёт, шифр «ТОК», Москва, 2017
3. Гоффман В.Г., Гороховский А.В., Бурте Э.П., Слепцов В.В., Горшков Н.В., Ковынева Н.Н., Викулова М.А., Никитина Н.В. Модифицированные титановые электроды для накопителей энергии // Электрохимическая энергетика, 2017, №.4, с. 225-234.
4. Wang Qingsheng, Попович А.А., Жданов В.В., Новиков П.А., Максимов М.Ю., Коштыл Ю.М., Румянцев А.М., Силин А.О. Синтез катодных материалов на базе литированных оксидопереходных металлов для литий-ионных аккумуляторов методом распыления // Журнал прикладной химии, 2016, т. 89, №.10, с.1285-1289.
5. Попович А.А., Максимов М.Ю., Силин А.О., Новиков П.А., Коштыл Ю.М., Румянцев А.М. Синтез и свойства катодного материала Li1.17Ni0.12Co0.13Mn0.58O2 для литий-ионных аккумуляторов // Журнал прикладной химии, 2018, т. 91, №.1, с. 60-64.
6. Козадеров О.А., Введенский А.В. Современные химические источники тока: Уч. пособие. СПб Лань, 2018.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки России (соглашение
№ 13.1902.21.0029).*

УДК 536.248

ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ И ФРЕОНОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ОБЕСПЕЧЕНИЮ СТАБИЛИЗАЦИИ ВТСП УСТРОЙСТВ

Павленко А.Н.

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

В докладе представлен краткий анализ новейших достижений и ключевых вопросов в области интенсификации теплообмена и повышения критического теплового потока при кипении криогенных жидкостей и фреонов в условиях различных законов тепловыделения с использованием микро-наноструктурирования теплоотдающей поверхности.

Приведен обзор новых экспериментальных данных по эффективности теплообмена и критическому тепловому потоку при кипении в условиях свободной конвекции при использовании новых структурированных капиллярно-пористых покрытий, создаваемых методами плазменного напыления (рис. 1) и SLM/SLS (3-D печать) [1–3]. Важнейшим результатом обсуждаемых исследований является экспериментальное выявление того, что на нагревателях со структурированными капиллярно-пористыми покрытиями происходит вырождение развития кризиса кипения при нестационарном тепловыделении при $q < q_{кр.1}$. При нестационарном импульсном тепловыделении на нагревателях с такими покрытиями быстрый переход к плёночному режиму кипения, минуя стадию пузырькового кипения, не наблюдается вплоть до тепловых нагрузок, в 2.5–3 раза превышающих критический тепловой поток при стационарном тепловыделении, что увеличивает времена перехода к закризисному теплообмену более чем на порядок.

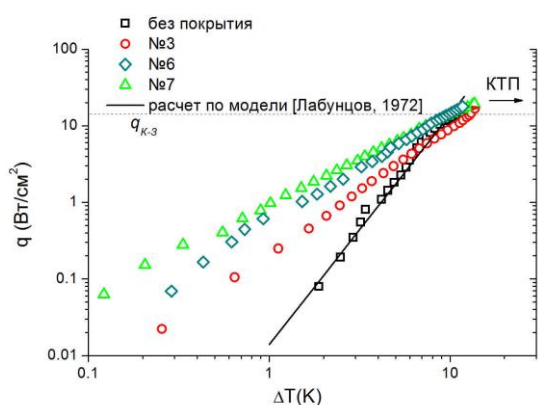


Рис. 1. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора при пузырьковом кипении азота. Микроструктурированное капиллярно-пористое покрытие толщиной: $\delta = 0.4$ (№ 3), 0.8 (№ 6), 1.4 мм (№ 7).

Представлены результаты сравнительного анализа по эффективности теплообмена и критическому тепловому потоку при кипении на тепловыделяющих поверхностях с микротекстурой разной формы, с микропрофилированием теплоотдающей поверхности с использованием деформирующего резания (МДР), с сетчатыми покрытиями различных форм и размеров.

Проведен анализ новых результатов, полученных при кипении азота в различных гидродинамических условиях, по механизмам резкого увеличения скорости нестационарного охлаждения пластин с новыми структурированными капиллярно-пористыми или низкотеплопроводными покрытиями при исследованных параметрах создаваемых структур (например, рис. 2). Показано, что значительно более интенсивное охлаждение сильно перегретых пластин с такими покрытиями связано со смачиванием поверхности при существенно более высоких температурах и с соответствующим более ранним возникновением и развитием зон переходного и затем пузырькового кипения на охлаждаемой поверхности.

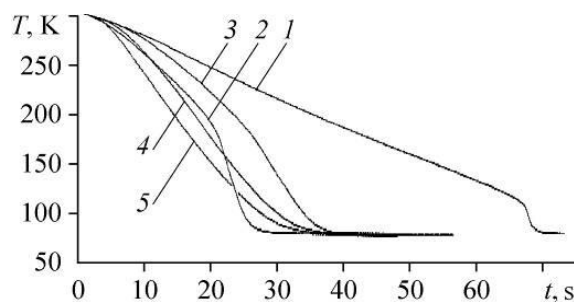


Рис. 2. Зависимость температуры пластины от времени в процессе нестационарного охлаждения жидким азотом. Пластина без покрытия (1), низкотеплопроводное покрытие толщиной: $\delta = 0.09$ мм (2), 0.25 мм (3), 0.48 мм (4), 0.67 мм (5).

Показаны принципиально новые результаты по степени интенсификации теплообмена при кипении фреонов на микроструктурированных поверхностях, создаваемых методом микродугового оксидирования (МДО).

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. 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.
3. Бессмельцев В.П., Павленко А.Н., Жуков В.И. Разработка технологии создания структурированных капиллярно-пористых покрытий методом 3-D печати для интенсификации теплообмена при кипении // Автотметрия. 2019. Т. 55. С. 25–35.

Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки России
(соглашение № 13.1902.21.0229).

УДК 536.2

ВЛИЯНИЕ УСКОРЕНИЯ КОРИОЛИСА НА РЕЖИМЫ ТЕПЛООТДАЧИ В КРИОГЕННЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ СИСТЕМАХ

Жуков В.Е.

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

Для поддержания обмотки криогенатора в сверхпроводящем состоянии необходимо обеспечить контакт сверхпроводника с криогенной жидкостью. Условия теплообмена на любом участке сверхпроводниковой обмотки должны гарантировать стабилизацию температуры элемента обмотки в пределах ниже температуры перехода сверхпроводника в нормальное состояние. Вращение ротора генератора с высокой частотой создает ряд специфических условий, влияющих на эффективность теплообмена теплоотдающей поверхности элемента обмотки с криогенной жидкостью. Это интенсивные поля массовых сил, градиент давления в радиальном направлении и эффект сил Кориолиса при радиальном движении жидкой и паровой фаз [1]. Выявление комплексного влияния перечисленных факторов на условия температурной стабилизации сверхпроводника в полной мере возможно только в условиях экспериментального исследования.

Эксперименты проводились на стенде «Высокоскоростной вращающийся криостат», предназначенном для работы на жидком азоте. Конструктивно криостат выполнен по схеме одноопорной подвесной центрифуги с длинным вакуумно-изолированным валом из стали 12X18Н10Т. Внутренний диаметр экспериментального объема 200 мм. Центробежные ускорения на теплоотдающей поверхности варьировались в диапазоне значений (20–5500)g, плотность теплового потока в диапазоне (500–1*10⁶) Вт/м². Медная теплоотдающая поверхность (далее ТП) прямоугольной формы размером 8×24 мм нормально ориентирована по отношению к вектору центростремительного ускорения и обращена в сторону оси вращения. Относительно вектора ускорения Кориолиса ТП ориентировалась в ряде экспериментов длинной стороной (24 мм) в направлении вектора ускорения, а в ряде экспериментов – короткой стороной (8 мм).

Эксперименты проводились в условиях теплообмена в большом объеме при твердотельном вращении жидкости. Давление на оси вращения 0.1 МПа, толщина слоя жидкости над ТП поддерживалась на постоянном уровне с точностью ± 2 мм. Значения толщины слоя жидкости в различных экспериментах составляли 10, 20 и 38 мм. Температура ТП определялась установленными на расстоянии 1 мм под поверхностью полупроводниковыми термометрами. Кроме температуры ТП и температуры жидкости в объеме, измерялось распределение температуры жидкости вблизи ТП на расстоянии 1 мм над поверхностью. На рисунке (см. рис. 1) показано расположение датчиков температуры относительно ТП.

Проведенные эксперименты показали, что под

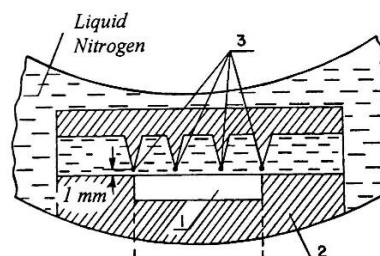


Рис. 1. Расположение датчиков температуры.
1 – медный блок; 2 – теплоизоляция; 3 – термометры.

действием сил Кориолиса в условиях естественной конвекции происходит отклонение восходящих и опускающихся потоков жидкости от радиального направления. На рисунке (см. рис. 2) показано распределение температуры жидкости на расстоянии 1 мм от ТП в зависимости от величины центробежной перегрузки.

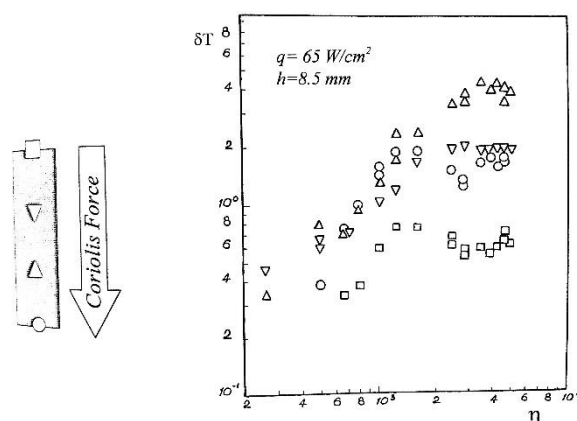


Рис. 2. Распределение температуры жидкости на расстоянии 1 мм от ТП в зависимости от величины центробежной перегрузки.

С увеличением частоты вращения ротора криостата наблюдается интенсификация конвективного движения жидкости, вызванного силами Кориолиса. В результате передняя по вращению часть ТП контактирует с более прогретой жидкостью, чем кормовая часть, что приводит к различным условиям для смены режимов теплообмена в различных частях ТП.

Список литературы:

1. Теплообмен при кипении в полях массовых сил различной интенсивности / Веркин Б.И., Кириченко Ю.А., Русанов К.В. – Киев: Наук. Думка, 1988, – 256 с. – ISBN 5-12-009345-0.

Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки России (соглашение №
13.1902.21.0229).

УДК 620.92+ 621.31

ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ СОЗДАНИЯ НАНОМАТЕРИАЛОВ И НАНОСТРУКТУР ДЛЯ ЭЛЕКТРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ НАКОПИТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ И БИОЦИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Кукушкин Д.Ю., Цыркв Р.А.

Московский авиационный институт (Национальный Исследовательский Университет)

Наноразмерные кластеры разных материалов в настоящее время активно начинают использовать в различных областях науки и техники. Это связано с тем, что они обладают свойствами существенно отличными от массивных материалов. Нелинейные оптические и электрофизические характеристики, уникальная биоактивность и в ряде случаев селективность воздействия, возможность изменять спектр оптического излучения только за счет размера частицы определяют широкий диапазон научного и практического использования [1].

Поэтому количество методов и технологий синтеза кластеров металлов в последнее время резко увеличилось. Однако большинство методов основано на физико-химических процессах формирования кластеров металлов из химического соединения, что приводит к появлению в конечном продукте соответствующих противоионов, которые могут влиять на свойства кластеров. Поэтому, актуальной своевременной является разработка электроимпульсного метода синтеза нанокластеров и других материалов чистого материала и исследование их свойств.

Особую актуальность чистота кластеров металлов приобретает в электронике и биотехнологии, где даже сверхмалые примеси могут существенно влиять на свойства изучаемых объектов [2, 3].

В первой части работы на основе опубликованных отечественных и зарубежных работ рассмотрены современные исследования в области синтеза наночастиц, отмечены ключевые направления. Показаны и отмечены достоинства и недостатки существующих методов синтеза. Выбраны наиболее перспективные направления дальнейших исследований. Показано, что существующие методы синтеза на основе физического измельчения не обладают достаточными параметрами по производительности, эффективности, и получению высокостабильных, чистых наночастиц металлов. Отмечено, что современное развитие в области электроники и медицины требует высокоэффективных методов синтеза. Показаны основные перспективные направления применения, полученных растворов наночастиц металлов.

Во второй части проведены исследования электрического разряда в жидкой среде. На основе данных исследований разработана экспериментальная установка для получения электрических разрядов в жидкой среде, показан ее принцип действия. Проведено

исследование по зависимости пробивного напряжения от сопротивления и пробивного напряжения от количества импульсов разряда в жидкой среде, исследования по использованию различных типов высоковольтной коммутации, а также отработаны режимы получения нанодисперсных растворов металлов.

В третьей части показано применение разработанных с помощью электроимпульсной технологии наноматериалов и наноструктур для электродных материалов накопителей энергии и биоцидных материалов. В ходе выполнения данной работы результаты были проведены исследований электрофизических и биологических свойств полученных жидких сред, содержащих наночастиц металлов [4].

Полученные по электроимпульсной технологии наноструктуры были использованы для модификации электродного материала накопителей энергии. За счет нанесения металла на поверхность волокна исходного электродного материала, удалось снизить его внутреннее сопротивление на 40%, а также увеличить энергоемкость ячеек почти в 2 раза.

Поскольку разработанный метод синтеза позволяет получать растворы металлов в коллоидной форме с узким распределением по размерам и высокой степени чистоты, были проведены работы по оценке применимости растворов наночастиц металлов в области биотехнологий и медицины, где параметр чистоты получаемых продуктов является наиболее приоритетным среди прочих. Проведенные результаты свидетельствуют о довольно высокой антибактериальной активности исследованных образцов растворов.

Список литературы:

1. Климов, В.В. Наноплазмоника М.: Изд. Физматлит. - 2010.
2. Суздаев И.П. Нанотехнология: Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов М. Книжный дом «ЛИБЕРКОМ» 2009г.
3. В.В. Слепцов. Физико-химические основы наноматериалов и нанотехнологий. Москва 2015 г.
4. V.V. Sleptsov, L.V. Kozhitov, D. G. Muratov, A. V. Popkova, A.V. Savkin, A.O. Diteleva, A.P. Kozlov. Thin film vacuum technologies for a production of highly-capacitive electrolytic capacitors. Journal of Physics Conference Series 1313

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки России (соглашение
№ 13.1902.21.0029).*

УДК 536.24

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Алифанов О.М.¹, Ненарокомов А.В.¹, Викулов А.Г.¹, Дудкин К.К.¹

¹ Московский авиационный институт (государственный технический университет), 125993, Россия, Москва, Волоколамское ш., 4

Для современной техники характерны конструкции, работающие в условиях интенсивных, часто экстремальных тепловых воздействий, в том числе при криогенном уровне температур функционирования. Общая тенденция развития техники связана с увеличением числа ответственных теплонагруженных технических объектов, с ужесточением условий их теплового нагружения при одновременном повышении надежности и ресурса, снижении материалоемкости. Характерными особенностями современных теплонагруженных конструкций являются нестационарность, нелинейность, многомерность и сопряженный характер процессов теплообмена. Эти особенности ограничивают возможность использования многих традиционных расчетно-теоретических и экспериментальных методов. Современные подходы к проблеме обеспечения заданного теплового состояния технических систем предполагают широкое применение методов математического и физического моделирования. Однако проведение математического моделирования невозможно без достоверной информации о теплофизических характеристиках анализируемых объектов. Таким образом создание новых и совершенствование существующих технических объектов требует разработки новых более эффективных методов и средств определения характеристик элементов конструкций, агрегатов и систем. В большинстве практических случаев прямое измерение теплофизических характеристик для сложных конструкций является невозможным. Единственным путем, позволяющим преодолеть эти сложности, является не прямое измерение. Математически подобный подход обычно формулируется как решение обратной задачи: по прямым измерениям некоторых характеристик состояния системы (температуры в дискретных точках, концентрации компонентов и т.д.) требуется определить тепловое состояние в целом и/или внешнее тепловое воздействие. Нарушение причинно-следственных связей в постановке таких задач приводит к их некорректности в математическом смысле (т.е. отсутствию существования и/или единственности и/или устойчивости решения). Поэтому для решения подобных задач разрабатываются специальные методы, обычно называемые регуляризирующими.

Подходы к идентификации математических моделей, базирующиеся на методах решения некорректных задач широко анализировались в России (СССР), а также в других странах и показали свою эффективность при разработке и исследовании современных конструкций в авиационной, автомобильной, космической отраслях техники, металлургии, энергетике и т.д. Разрабатываемые технологии являются комбина-

цией достаточно точных измерений первичных тепловых величин в условиях испытаний, максимально приближенных к натурным, и предельно корректной математической обработки экспериментальных данных на основе теории обратных задач. Окончательной целью этих исследований является разработка комплекса технических и методических средств идентификации математических моделей теплопереноса для последующего широкого внедрения ее в практику теплового проектирования. Успешное решение этой проблемы возможно только при учете ее физических, математических и технических аспектов. При этом необходимо решить следующие задачи:

- разработать нелинейные математические модели теплообмена (одно-, двух- и трехмерные) для теплонагруженных конструкций (однослойных и многослойных, регулярной и нерегулярной формы);
- разработать вычислительные алгоритмы и программное обеспечение для решения задач определения теплофизических характеристик теплового в условиях нестационарного нагрева на основе решения обратных задач теплообмена;
- разработать средства измерений (включая, датчики температуры, тепловых потоков и др);
- разработать методики подготовки и проведения тепловых испытаний для экспериментальной отработки создаваемых технических и методических идентификации математических моделей. Разрабатываемая методология исследований позволяет:
- на единой теоретической основе решать комплекс проблем, возникающих при проектировании и отработке теплонагруженных систем, конструкций и материалов;
- максимально учесть реально существующие эффекты нестационарности, нелинейности и многомерности теплообменных процессов, протекающих внутри и на поверхности конструкций, что существенно увеличит точность и достоверность результатов исследований;
- увеличить информативность экспериментов и испытаний, обеспечить возможность их проведения в условиях, максимально приближенных к натурным;
- сократить объем необходимых экспериментальных исследований и испытаний, и как следствие, снизить затраты средств и времени на разработку образцов техники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 13.1902.21.0029).

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Козловский Ю.М., Станкус С.В.

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

Дилатометрическим методом подробно исследовано тепловое расширение редкоземельных (РЗМ) металлов в низкотемпературной области. Эксперименты выполнены на горизонтальном дилатометре DIL-402C (NETZSCH, Германия) с держателем образца из плавленого кварца. Удлинение регистрировалось индуктивным датчиком линейного перемещения (LVDT) с разрешением до 0,125 нм; температура измерялась термопарой типа E (хромель-константан), королек которой находился в 2–3 мм от боковой поверхности образца. Охлаждение печи осуществлялось с помощью жидкого азота. Дилатометр позволяет с высокой точностью измерять небольшие изменения коэффициентов расширения и относительного удлинения материалов. Это принципиально важно при исследовании веществ в областях фазовых превращений 1-го или 2-го рода [1]. Данные по термическим коэффициентам линейного расширения (α , ТКЛР) при температурах ниже комнатной получены для гадолиния, диспрозия, тербия и самария. Для каждого образца было проведено несколько циклов нагрева–охлаждения. Измерения выполнены в режиме изменения температуры печи с постоянной скоростью 2 К/мин или 0,5 К/мин, что давало возможность регистрировать удлинение образцов каждые 0,06 К или 0,015 К (в области фазового перехода), а также обеспечивало минимальные градиенты температуры.

Апробация установки в низкотемпературной области проведена на образцах высокочистых алюминия и меди. Сравнение наших данных с результатами эталонных [2] показало, что отличие не превышает 2%. На рис. 1 приведены некоторые из полученных температурных зависимостей ТКЛР.

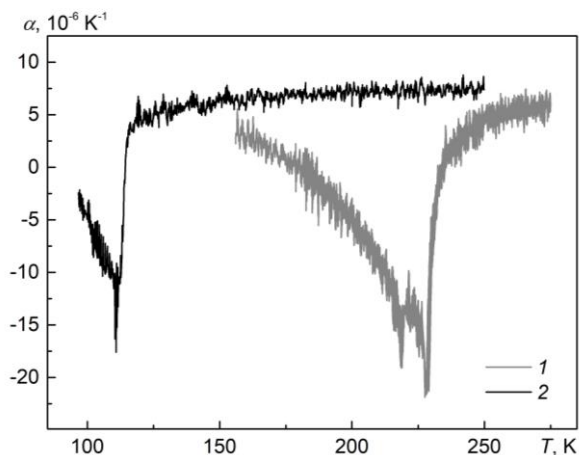


Рис. 1. Первичные данные по ТКЛР тербия (1) и самария (2).

В табл. 1 приведены значения температур фазовых переходов, определенные по первичным данным. Последующая обработка выполнена методом наименьших квадратов полиномами вида:

$$\alpha(T) = \sum_{i=0}^k A_i T^i,$$

а в областях магнитных фазовых переходов с помощью скейлинговых зависимостей, предложенных в работе [3]. Это позволило определить критические индексы и критические амплитуды исследованных металлов для точек Кюри и Нееля.

Таблица 1. Температуры магнитных фазовых превращений в РЗМ

Металл	Температура, К	
	Точка Кюри	Точка Нееля
Гадолиний	292,54	–
Диспрозий	–	181,7
Тербий	219	227,7
Самарий	–	109,7

Анализируя полученные данные, можно отметить, что критические индексы ТКЛР исследованных металлов до и после магнитного перехода заметно отличаются, что не согласуется с теорией скейлинга, которая предсказывает их равенство [4]. Также критические индексы ТКЛР являются положительными, а их абсолютные значения существенно превышают, критический индекс теплоемкости, равный $-0,12$. [5].

Сравнение результатов нашего исследования с работами других авторов показало хорошее согласование в однофазных областях, а в окрестностях точек Кюри и Нееля они являются наиболее подробными из представленных в литературе.

Список литературы:

1. Abdullaev R.N. et al. Density and Thermal Expansion of High Purity Nickel over the Temperature Range from 150 K to 2030 K // International Journal of Thermophysics. 2015. Т. 36. No. 4. P. 603–619.
2. 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.
3. Dolejsi D.A. Swenson C.A. Experimental Thermal Expansivities for Single-Crystal Gadolinium Metal near the Curie Temperature // Phys. Rev. 1981. Vol. 24. No. 11. P. 6326.
4. Стенли Г., Мицек А.И., Шубин Т.С. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973, 298 с.
5. Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справ. изд. М.: Металлургия, 1989, 384 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 13.1902.21.0029).

СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1.

Турбулентные течения в однофазных средах, интенсификация теплообмена

Созинов Д.А., Рыженьков В.О., Мулляджанов Р.И. Анализ глобальной устойчивости течений за различными телами обтекания при малых числах Рейнольдса	4
Гныря А.И., Коробков С.В., Терехов В.И. Ветровые нагрузки, воздействующие на тандем квадратных призм	5
Михеев Н.И., Душин Н.С., Душина О.А., Шакиров Р.Р. Турбулентность в условиях динамической неравновесности течения в канале	6
Терехов В.И., Золотухин А.В. Экспериментальное исследование турбулентной структуры в компланарных каналах	7
Исаев С.А., Сон Э.Е., Леонтьев А.И., Никущенко Д.В., Судаков А.Г. Эффективные поверхности теплообмена труб и пластин с генераторами спиралевидных вихрей – наклонными овально-траншейными лунками	8
Абдрахманов Р.Х. Особенности пристенных течений в вихревой камере с торцевым завихрителем	9
Рыженьков В.О., Мулляджанов Р.И. Устойчивость асимметричного течения в кольцевых турбулентных струях	10
Небучинов А.С. Экспериментальное исследование гидродинамики и теплообмена импактной струи с шевронами	11
Держо О.Г. Временная изменчивость приполярных течений	12
Данилов Н.И., Митин К.А., Бердников В.С. Зависимость структуры конвективного течения в режиме Рэлей-Бенаровской конвекции от горизонтального размера слоя жидкости в условиях сопряженного теплообмена	13
Лэ Суан Хоанг Кхоа, Шеремет М.А. Интенсификация теплоотвода в системе с твердыми и пористыми ребрами	14
Бердников В.С., Митин К.А. Влияние теплопроводности перегородки на нестационарный сопряженный свободноконвективный теплообмен и поля температуры в стенках прямоугольного топливного бака	15
Кондаурова Л.П. Влияние фоновой квантовой турбулентности на динамику тепловых импульсов в He II	16
Вальгер С.А., Федорова Н.Н. О применении полиэдральных расчетных сеток в задачах численного моделирования аэродинамики зданий и сооружений	17
Чохар И.А., Очередыко А.И., Пахомов М.А., Филиппов М.В., Терехов В.В., Чохар И.А., Очередыко А.И., Пахомов М.А., Филиппов М.В., Терехов В.В. Численное моделирование структуры течения и теплообмена при вдуве пристенной встречной струи	18
Козюлин Н.Н. Исследование воздействия когерентных структур на эффективность завесного охлаждения плоской пластины	19
Молочников В.М., Мазо А.Б., Калинин Е.И., Паерелий А.А., Ключев М.А. Закономерности вихреобразования за поперечным цилиндром в ограниченном потоке на режимах перехода к турбулентности	20
Абдуракипов С.С., Лобасов А.С., Шараборин Д.К., Дулин В.М. О когерентных структурах и теплообмене в закрученной импактной струе	21
Правдина М.Х., Кабардин И.К., Полякова В.И., Гордиенко М.Р., Яворский Н.И. Кризис течения и внутренний источник нагревания потока в вихревой трубе	22
Терехов В.И., Дьяченко А.Ю., Жданов В.Л., Смутьский Я.И., Шаров К.А. Влияние дельтовидных табов на динамику течения и теплообмен в отрывной области за обратным уступом	23
Бородулин В.И., Иванов А.В., Мищенко Д.А. Тепловизионная регистрация ламинарно-турбулентного перехода на модели стреловидного крыла. Создание базы экспериментальных данных	24
Бердников В.С., Гришков В.А., Михайлов А.В., Шумилов Н.А. Экспериментальные исследования развития нестационарных свободноконвективных пограничных слоев при различных плотностях теплового потока на вертикальной стенке	25
Кабардин И.К., Яворский Н.И., Меледин В.Г., Правдина М.Х., Гордиенко М.Р., Езендеева Д.П., Какаулин С.В., Кабардин А.К., Усов Э.В., Климонов И.А. Экспериментальное определение границ применимости К-Е модели турбулентности и модели переноса Рейнольдсовых напряжений при управлении поворотно-дивергентным потоком	26
Ляпидевский В.Ю., Чесноков А.А. Слои смешения в струйных турбулентных течениях Хеле – Шоу	27
Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В., Корнилов В.И., Садовский И.А. Управление развитием собственных возмущений пограничного слоя на крыловом профиле с помощью распределенного отсоса через мелкоперфорированную поверхность	28

Богатко Т.В., Терехов В.И. Влияние степени расширения трубы на теплообмен в отрывной области.....	29
Скрышник А.Н., Попов И.А. К применению искусственных нейронных сетей для прогнозирования теплогидравлических характеристик труб с внутренним спиральным оребрением	30
Палкин Е.В., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И. Численное моделирование динамики закрученного потока за гидротурбиной Фрэнсиса	31
Бобров М.С. Численное исследование влияния изгиба реки на динамику атмосферного пограничного слоя	32
Мионов А.А., Скрышник А.Н., Попов И.А. Моделирование интенсификации теплоотдачи с использованием вихревых генераторов	33
Терехов В.В., Терехов В.И. Численное моделирование бистабильного режима кольцевой импактной струи.....	34
Мешкова В.Д., Дектерев А.А., Филимонов С.А., Литвинцев К.Ю., Гаврилов А.А. Расчетное исследование ветровых потоков в зонах жилой застройки и оценка их влияния на пешеходную комфортность	35
Павленко А.М., Каприлевская В.С., Козлов В.В. Изучение влияния трехмерного элемента шероховатости на течение на трапециевидном летающем крыле	36
Плотников Л.В., Жилкин Б.П., Бродов Ю.М. Особенности термомеханики пульсирующих потоков газа во впускных системах с канавками применительно к двигателям с турбонаддувом	37
Тихвинский Д.В., Куянова Ю.О., Паршин Д.В., Орлов К.Ю. Численное моделирование и факторы эндотелизации поток-перенаправляющих устройств в гемодинамике церебральных аневризм	38
Бойко А.В., Демьянко К.В., Кириловский С.В., Нечепуренко Ю.М., Поплавская Т.В. К проблеме определения положения перехода к турбулентности в пограничных слоях тел в трансзвуковом потоке.....	39
Лебедев А.С., Добросельский К.Г., Лобасов А.С. Влияние материала поверхности обтекаемого круглого цилиндра на параметры ближнего следа.....	40
Гибанов Н.С., Шеремет М.А. Использование решеточного метода Больцмана в пространственных задачах естественно-конвективного теплообмена в замкнутых областях с локальными источниками энергии различных форм.....	41
Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В., Гришков В.А. Ламинарно-турбулентные переходы при свободной конвекции в кольцевых вертикальных слоях жидкости	42
Abed A. H., Shcheklein С.Е. Unsteady forced convection heat transfer of a stationary and rotating sphere: experimental investigation	43
Яцких А.А., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Ермолаев Ю.Г., Панина А.В., Кочарин В.Л., Афанасьев Л.В. Развитие возмущений массового расхода и температуры торможения в пограничных слоях плоской пластины и скользящего крыла при числе Маха 2 и 2,5	44
Окулов В.Л., Фукумото Я. О движении винтовых вихрей с разным распределением завихренности в ядре.....	45
Французов М.С., Королева А.П., Александров В.Ю., Ильченко М.А. Исследование эффективности акустического способа интенсификации теплообмена	46
Леманов В., Матюнин В., Травничек З. Теплообмен в точке растекания импактной ламинарной струи	47
Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Турбулентные пульсации в ламинарной осесимметричной струе	48
Дауэнгауэр Е.И., Мулляджанов Р.И. Численное моделирование динамики струйного осциллятора	49
Ивашенко В.А., Мулляджанов Р.И. Уравнение Кармана – Ховарта – Монины для турбулентных струй переменной плотности: прямое численное моделирование	50
Барсуков А.В., Терехов В.В., Терехов В.И. Влияние степени расширения канала на теплообмен при турбулентном обтекании системы ребро – уступ.....	51
Волов В.Т., Ляскин А.С. Исследование каскадного механизма энергообмена в закрученных потоках газа на основе эффекта вторичной закрутки.....	52
Михайленко К.И. Построение конечно-разностной сетки вихревой трубы и выбор модели турбулентности для вычислительного эксперимента в среде Openfoam	53
Евдокименко И.А., Куликов Д.В., Лобанов П.Д., Прибатурин Н.А. Распределение скорости жидкости в плоском канале с внезапным расширением.....	54
Пухначев В.В., Фроловская О.А., Петрова А.Г. Точные и асимптотические решения уравнений релаксирующей жидкости	55
Перепелица Б.В. Исследование течения жидкости в структурированной упаковке	56
Терехов В.В., Терехов В.И. Проблемы интенсификации теплообмена при свободной конвекции	57

Секция 2.

Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение

Замураев В.П., Калинина А.П. Моделирование горения углеводородных топлив в сверхзвуковом потоке, инициируемое поперечной воздушной струей	59
---	----

Лобасов А.С. Влияние гидродинамических когерентных структур на смесеобразование в модельной камере сгорания ГТУ	60
Дектерев Ар.А., Лобасов А.С., Дектерев А.А. Численное моделирование нестационарного горения при повышенных давлении и начальной температуре смеси в модельной камере сгорания ГТУ	61
Лобода Е.Л., Агафонцев М.В., Касымов Д.П., Рейно В.В., Гордеев Е.В., Тараканова В.А., Мартынов П.С., Орлов К.Е., Савин К.В., Дутов А.И., Лобода Ю.А. Изменение атмосферных параметров в окрестности малых очагов природных пожаров	62
Козлова М.А., Шаманский В.А. Изменение теплоёмкости лигноцеллюлозного сырья при термическом разложении	63
Хребтов М.Ю., Палкин Е.В., Мулляджанов Р.И. Вихреразрешающее численное моделирование процессов смесеобразования в модельной камере сгорания ГТУ	64
Казаков А.Л., Кузнецов П.А. Краевая задача с вырождением для параболической системы типа реакция – диффузия	65
Донской И.Г., Свищев Д.А., Козлов А.Н., Пензик М.В. Термическое разложение агломератов полиэтилена в пористой среде	66
Бендерский Б.Я., Чернова А.А. Влияние утолщенности сопла на теплообмен в камере сгорания РДТТ	67
Войтков И.С., Стрижак П.А., Кузнецов Г.В. Применение компонентных составов для локализации горения лесных массивов	68
Ушаков К.Ю., Петров И.Я., Богомолов А.Р. Исследование влияния термодинамических параметров и среды процесса на термическое превращение кузбасских углей	69
Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Численное моделирование развития горения аэрозвеси порошка алюминия в замкнутом сферическом объеме	70
Boyardjiev Ch.B. Reaction kinetics in chemical engineering	71
Абаимов Н.А., Никитин А.Д., Бутаков Е.Б., Рыжков А.Ф., Бурдуков А.П. Численное исследование паровоздушной газификации механоактивированного угля в модифицированном поточном реакторе	72
Федяева О.Н., Артамонов Д.О., Востриков А.А. Гетерогенное и инициированное платиной гомогенное горение азотсодержащих гетероциклических соединений в среде аргона и водяного пара при повышенном давлении	73
Дорохов В.В., Романов Д.С., Вершинина К.Ю. Утилизация растительных, угольных и нефтесодержащих отходов при сжигании в составе топливных пеллет и суспензий	74
Архипов В.А., Волков С.А., Золоторёв Н.Н., Ревягин Л.Н., Романдин В.И. Метод измерения акустической проводимости поверхности горения твердых топлив	75
Сыродой С.В. Математическое моделирование термохимических процессов, приводящих к секвестированию оксидов азота и серы, в начальный период горения смесевое топлива уголь/биомасса	76
Федорова Н.Н., Гольдфельд М.А., Вальгер С.А. Моделирование инъекции водорода в поперечный сверхзвуковой поток при изменении относительного напора подачи	77
Толстогузов Р.В. Измерение поля температуры в пламени Бунзена методом плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции	78
Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Влияние состава угольной пыли на скорость горения газозвеси угольной пыли в замкнутом объеме	79
Донской И.Г., Свищев Д.А., Шаманский В.А. Изменение теплопроводности древесины в процессе термохимической конверсии	80
Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А. Суперструктуры в диффузионном факеле	81
Шараборин Д.К. Влияние начальной температуры смеси на поле скорости в пламени стабилизированном закруткой потока	82
Копьев Е.П., Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Лобода Е.Л., Агафонцев М.В., Мухина М.А. Измерение температуры пламени паромасляного вихревого горелочного устройства	83
Лукашов В.В., Игуменов И.К. Аналитический метод описания CVD процесса	84

Секция 3.

Гидродинамика, теплообмен и волновые процессы в многофазных средах

Куянова Ю.О., Дубовой А.В., Бервицкий А.В., Паршин Д.В. Оптимизация параметров формирования обходных сосудистых анастомозов	86
Лобасов А.С., Минаков А.В., Пряжников М.И., Гузей Д.В. Расчётное исследование режимов течения двухфазных смесей нефти и вытесняющего агента в прямых микроканалах, имитирующих пору или трещину в горной породе	87
Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В. Влияние внешних возмущений на длину и механизм образования снарядов дисперсной фазы при потоках несмешивающихся жидкостей в микроканале с Т-образным входом	88
Добросельский К.Г. Кавитационное обтекание круглого цилиндра в критической области	89

Шарифуллин Б.Р., Наумов И.В., Кравцова А.Ю., Штерн В.Н. Скачок азимутальной скорости в двух-жидкостном вращающемся потоке	90
Бусов К.А., Мажейко Н.А. Исследование влияния поперечного воздушного потока на струю перегретой воды	91
Храмцов Д.П., Некрасов Д.А., Вязьмин А.В., Покусаев Б.Г. Моделирование критических режимов фильтрации парожидкостного потока	92
Бородулин В.Ю., Низовцев М.И. Моделирование сопряженного тепло- и влагопереноса в многослойных пористых материалах с вентилируемыми каналами	93
Мелешкин А.В. Влияние уровня воды на рабочем участке на синтез газового гидрата методом взрывного вскипания сжиженного гидратообразующего газа при одновременном перемешивании рабочего участка	94
Кузнецов В.В. Капиллярная гидродинамика и теплообмен в двухфазных микрогазопроводных системах. Фундаментальные исследования и практические приложения	95
Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Теплоперенос в паровой пленке при кипении гелия-II на цилиндрических и сферических нагревателях	96
Баширова К.И., Михайленко К.И. Отражение ударной волны от мелкодисперсной среды при малых концентрациях	97
Гологуш Т.С., Черевко А.А., Остапенко В.В. Моделирование оптимального режима эмболизации артериовенозной мальформации на основе модели двухфазной фильтрации	98
Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В. Экспериментальное исследование динамических контактных углов смачивания в снарядном режиме течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах прямоугольного сечения	99
Евдокименко И.А., Лобанов П.Д. Исследование гидродинамики опускного пузырькового течения при малых газосодержаниях с помощью PIV/PFVI	100
Жигарев В.А., Пряжников М.И. Минаков А.В., Михиенкова Е.И., Лысаков С.В. Расчетно-экспериментальное исследование выноса шлама при бурении продуктивных пластов при использовании буровых растворов на углеводородной основе	101
Гузанов В.В., Бобылев А.В., Кwon А.З., Харламов С.М. Влияние растворимого ПАВ на волновые характеристики пленочного течения	102
Кудинов И.В., Пименов А.А., Михеева Г.В. Экспериментальное и численное исследование вертикального движения газа через жидкость в цилиндрическом канале	103
Гасенко В.Г., Лежнин С.И. Дифференциальная модель профиля скорости и газосодержания в пузырьковых течениях	104
Чиннов Е.А. Образование ривулетных структур в стекающей пленке жидкости	105
Липовка А.И., Паршин Д.В. Механика стенки церебральной аневризмы: приложения в гемодинамике	106
Кашинский О.Н., Курдюмов А.С. Структура стационарного газового снаряда в кольцевом канале	107
Резанова Е.В. Численное моделирование течения тонкого слоя жидкости с испарением на основе уточненных математических моделей	108
Барткус Г.В., Кузнецов В.В. Экспериментальное исследование характеристик газожидкостного течения в прямоугольном канале с большим отношением сторон	109
Цвелодуб О.Ю., Архипов Д.Г. Моделирование волн на горизонтальной пленке жидкости, увлекаемой потоком газа	110
Boyadjiev Chr.B., Dzhonova D.B., Stefanova K.V., Panyovska St.P., Popova P.G., Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Slesareva E.Yu. On the Phases' Distribution in Packed Columns	111
Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Экспериментальное исследование течения несмешивающихся жидкостей с неньютоновскими свойствами в Т-образном микроканале	112
Давлетшин И.А., Михеев А.Н., Шакиров Р.Р. Структура течения смеси вода+EtXsol в вертикальном канале	113
Наумов И.В., Шарифуллин Б.Р., Цой М.А., Штерн В.Н. Распад вихря в двухжидкостных вращающихся потоках	114
Куперштох А.Л. Трехмерное моделирование капель жидкого диэлектрика на смачиваемой поверхности в электрическом поле	115
Маматюков М.Ю., Хе А.К., Паршин Д.В., Чупахин А.П. Энергия гидроупругой системы: моделирование и приложения в гемодинамике	116
Гешев П.И. Учет перемежаемости в турбулентной стекающей пленке жидкости	117
Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация двухфазной смеси метан-жидкий кислород в плоскорadiaльной камере с истечением к периферии	118
Алексеев М.В., Лобанов П.Д., Светоносков А.И., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Исследование режимов инжекции газа из длинной трубки в канал, заполненный жидкостью	119
Деревич И.В., Tun Han Zaw (Тун Хан Зо) Разработка метода вывода и решения уравнения для функций плотности вероятности параметров частиц при турбулентном течении газодисперсного потока в шероховатых каналах	120

Королева А.П., Французов М.С., Антаненкова И.С., Иванова А.О.	
Определение влияния механизма теплопроводности на теплообмен в пористой среде.....	121
Мелешкин А.В. Влияние перемешивания рабочего участка на синтез гидрата методом взрывного вскипания сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды при декомпрессии.....	122
Скрипкин С.Г., Цой М.А., Кравцова А.Ю.	
Особенности развития кавитационных полостей в узких каналах	123
Козулин И.А., Барткус Г.В., Кузнецов В.В.	
Динамика взрывного кипения двух- и трехкомпонентных систем на микронагревателе	124
Квон А.З., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Харламов С.М.	
Применение метода цифровой трассерной визуализации с использованием камеры светового поля для исследования трехмерных волновых режимов пленочного течения жидкостей	125
Геллер Ю.А., Антаненкова И.С., Шацких Ю.В. Исследование параметров теплообмена в процессе сушки гранулированного полиэтилентерефталата	126
Огородников И.А. Отражение звуковых импульсов от границы пузырьковой среды	127
Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А.	
Трехмерное моделирование инжекции газа в закрытую, заполненную жидкостью трубную область	128
Гаврилов А.А. Континуальная подсеточная модель для расчета турбулентных течений суспензии в горизонтальных каналах	129
Гудько А.С., Мулляджанов Р.И., Гелаш А.А.	
Солитоны и бризеры в уравнениях КдФ: прямое преобразование рассеяния	130
Актершев С.П., Алексеев С.В., Бобылев А.В.	
Стационарно бегущие нелинейные волны в ривулете, стекающем по наклонному цилиндру	131
Богатко Т.В., Лобанов П.Д., Пахомов М.А., Das P.K. Моделирование распределения пузырьков и теплообмена в отрывном полидисперсном газожидкостном потоке.....	132
Шамирзаев А.С. Экспериментальное исследование перепада давления в многопортовом микроканальном теплообменнике при течении парожидкостного потока хладона R134a при конденсации и в адиабатных условиях.....	133

Секция 4.

Тепломассобмен при фазовых переходах

Володин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н., Зубков Н.Н., Катаев А.И., Миронова И.Б.	
Интенсификация теплообмена в стекающих пленках на пакете горизонтальных труб с микроструктурированной поверхностью	135
Мисюра С.Я., Смовж Д.В., Морозов В.С. Экспериментальное исследование изменения средней скорости в капле при кристаллизации.....	136
Байдаков В.Г., Виноградов В.Е., Каверин А.М. Предельные перегревы жидких кислорода, азота и растворов кислород-азот при положительных и отрицательных давлениях.....	137
Кислицын С.А., Бердников В.С., Митин К.А.	
Управление формой фронта кристаллизации в методе Бриджмена	138
Нигаи Н.А., Сыродой С.В.	
Механизм влагоудаления из слоя биомассы при интенсивном радиационно-конвективном нагреве	139
Федосеев А.В., Суртаев А.С., Моисеев М.И., Остапченко А.Е.	
Моделирование процесса кипения на поверхностях с контрастным смачиванием	140
Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В. Экспериментальное исследование конденсации бинарной смеси хладонов R32/R134a в микроканальном теплообменнике	141
Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Володин О.А., Катаев А.И., Миронова И.Б.	
Теплообмен в стекающих пленках на пакете горизонтальных труб с МДО-покрытием.....	142
Шатекова А.И., Зайцев Д.В. Исследование упорядоченного двумерного массива из левитирующих микрокапель над поверхностью нагретой жидкости	143
Алексеев М.В., Лежнин С.И., Сорокин А.Л., Прибатурин Н.А.	
Моделирование истечения пара из объема высокого давления в замкнутую внешнюю область	144
Чернявский А.Н., Павленко А.Н. Численное моделирование теплообмена при пленочном охлаждении поверхности сложной геометрии в условиях нестационарного тепловыделения	145
Поволоцкий И.И., Волосников Д.В., Скрипов П.В.	
Фазовая диаграмма и тепловая проводимость расслаивающихся растворов.....	146
Павленко А.Н. Современные методы интенсификации теплообмена при кипении и испарении.....	147
Бородулин М.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.	
Влияние относительной влажности воздуха на испарение водно-спиртовых капель.....	148
Горбачев М.В., Терехов В.И. Тепломассообмен при испарении пленки воды в горизонтальном канале со спутным течением влажного воздуха	149
Аксянов Р.А., Коханова Ю.С., Куимов Е.С., Лэй Р.А., Попов И.А. Скрыпник А.Н.	
Теплоотдача на микроструктурированных поверхностях при кипении различных жидкостей	150

Кузнецов Д.В., Павленко А.Н., Чернявский А.Н., Радюк А.А. Исследование влияния трехмерных капиллярно-пористых покрытий с различными микроструктурными параметрами на теплообмен и критический тепловой поток при кипении азота	151
Байдаков В.Г., Проценко С.П. Устойчивость и фазовый распад кристалла при отрицательных давлениях: молекулярно-динамическое моделирование	152
Семенов А.А., Зайцев Д.В., Кабов О.А. Исследование влияния покрытий с вертикальной и горизонтальной ориентацией углеродных нанотрубок на испарение капли воды	153
Старинский С.В., Родионов А.А., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В. Унос массы при наносекундной лазерной абляции олова в вакууме и воде.....	154
Рютин С.Б., Скрипов П.В. Аномальный нестационарный теплообмен в сложных жидких средах при мощном локальном тепловом воздействии	155
Антоневич Я.В., Зайцев Д.В. Верификация теневого метода и анализ вклада различных погрешностей при определении трехмерной формы лежащей капли в процессе ее испарения	157
Белослудцев В.В., Зайцев Д.В. Критический тепловой поток и динамика пузырей при кипении в микроканалах.....	158
Сердюков В.С., Суртаев А.С., Малахов И.П. Особенности эволюции сухих пятен и двухфазной системы при кипении жидкости в вакууме.....	159
Павленко А.Н., Жуков В.Е., Слесарева Е.Ю. Теплоотдача при кипении на вертикальной модифицированной поверхности	160
Гатапова Е.Я. Измерение профиля температур вблизи межфазной границы жидкость-пар.....	161
Стародубцева И.П., Павленко А.Н. Особенности инициализации и динамики квенч фронта на экстремально перегретой пластине, охлаждаемой стекающей пленкой криогенной жидкости	162
Ткаченко Е.М., Белослудцев В.В., Зайцев Д.В. Верификация метода определения теплового потока и тепловых потерь в экспериментах с пленкой жидкости, движущейся под действием потока газа в мини-канале	163
Барткус Г.В., Кузнецов В.В. Экспериментальное исследование газожидкостного течения в прямоугольных микроканалах методом LIF	164
Boyadjiev Chr. B., Boyadjiev, B. Chr., Dzhonova D. B., Popova P. G., Stefanova K.V., Panyovska St. P. Column apparatus for intensive mass transfer in three-phase systems	165
Храмцов Д.П., Некрасов Д.А., Вязьмин А.В., Покусаев Б.Г. Моделирование критических режимов фильтрации парожидкостного потока	166

Секция 5.

Теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность и энергосбережение

Домаров П.В. Математическое моделирование плазменно-термической газификации техногенных отходов	168
Аньшаков А.С., Фалеев В.А., Урбах А.Э. Плазмо-термическая установка для газификации органических отходов.....	169
Миронов А.А., Скрыпник А.Н., Маршалова Г.С., Ермаков А.М., Попов И.А., Жукова Ю.В. Исследования теплообмена и аэрогидродинамики в аппаратах воздушного охлаждения масла на основе оребренных плоских труб.....	170
Рыжков А.Ф., Богатова Т.Ф., Осипов П.В., Филиппов П.С., Масленников Г.Е. Создание энергоэффективных и экологически чистых источников энергии на ископаемом топливе.....	171
Шлепкин А.С., Морозов А.В., Сахипгареев А.Р. Анализ влияния тепломассообменных процессов в оборудовании реакторной установки ВВЭР на длительность эффективной работы пассивных систем безопасности.....	172
Кузнецов В.А., Мальцев Л.И., Дектерев А.А. Численное исследование сжигания вут в двухкамерной топке котла малой мощности.....	173
Пономарев К.О., Феоктистов Д.В., Кузнецов Г.В. Экспериментальное определение скорости термогравитационной конвекции	174
Гузей Д.В., Платонов Д.В., Пантелеев В.И. Расчетное исследование процессов в камере сгорания двигателя дизель-генераторных установок с вентильно-индукторными генераторами	175
Мальцев Л.И., Поджаров Ю.С. Влияние кавитационной обработки водоугольных и композиционных жидких топлив на их характеристики	176
Востриков А.А., Псаров С.А., Дубов Д.Ю., Сокол М.Я., Шишкин А.В., Федяева О.Н. Газификация и окисление тиофена в сверхкритических водных флюидах	177
Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Мальцев Л.И., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Исследование характеристик пневматической форсунки применительно к распылению водоугольного топлива	178
Мильман О.О. Конденсатор пара для установок с утилизацией диоксида углерода	179
Шлепкин А.С., Морозов А.В., Сахипгареев А.Р. Экспериментальное исследование процессов передачи тепла при работе парогенератора ВВЭР в аварийном режиме на однотрубной модели	180

Шадрин Е.Ю., Ануфриев И.С., Алексеенко С.В. ЛДА-диагностика структуры течения в модели усовершенствованной четырехвихревой топки.....	181
Пляскина Н.И. Энергетический потенциал отходов сточных вод: экономическая и экологическая эффективность.....	182
Кузнецов Г.В., Толокольников А.А., Чередник И.В., Янковский С.А. Снижение выхода оксидов азота при сжигании смесевых топлив на основе энергетического угля и диспергированной древесины	183
Пермяков Е.Е., Загруднинов Р.Ш., Никишанин М.С., Сеначин А.П., Сеначин П.К. Новая модель процесса газификации в плотном слое брикетированных низкосортных топлив и отходов	184
Карелин В.А., Саломатов Вл.В. Лабораторный стенд по СВЧ-сушке бурых влажных углей	185
Красинский Д.В. Численное исследование режимов сжигания пылевидного бурого угля в вихревой топке с верхнерасположенным вторичным дутьем	186
Кузнецов В.А., Дектерев А.А. Исследование факельного горения пылеугольного топлива на основе вихреразрешающих моделей турбулентности.....	187
Долганов А.М., Королева М.Р., Чернова А.А. Особенности газодинамики и теплообмена в системе охлаждения замкнутой энергоустановки.....	188
Гиль А.В., Кокшарев О.М., Инсаркин И.В. Численное моделирование топочных процессов с низкоэмиссионными вихревыми горелками.....	189
Кузнецов В.А., Мальцев Л.И., Дектерев А.А. Численное моделирование совместного сжигания водоугольного и пылеугольного топлива	190
Гвоздяков Д.В., Губин В.Е., Зенков А.В. Распыление водоугольных суспензий	191
Чернецкий М.Ю., Бутаков Е.Б. Математическая модель прогнозирования склонности углей к образованию железистых отложений	192
Ларионов К.Б., Губин В.Е., Матвеев А.С. Результаты проведения пусковых испытаний опытно-промышленной установки слоевой газификации твердого топлива.....	193
Кузнецов Г.В., Максимов В.И., Волошко И.В. Анализ эффективности систем обеспечения теплового режима локальных рабочих зон на базе газовых инфракрасных излучателей	194
Актершев С.П., Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н. Моделирование работы регенеративного теплообменника с периодическим изменением направления воздушного потока.....	195
Хорева В.А., Елистратов С.Л. Эксергетический анализ потенциала солнечной радиации	196
Бутаков Е.Б., Дмитриев А.М. Поточная газификация механоактивированного угольного топлива	197
Бурдуков А.П., Чернова Г.В. Повышение энергоэффективности факельного сжигания углей на пылеугольных котлах ТЭС Сибирского федерального округа за счет их механохимической активации	198
Богомолов А.Р., Темникова Е.Ю. К вопросу получения фильтрующих элементов из золы уноса ТЭС	199
Кочергин Д.О., Синельников Д.С., Кучанов С.Н. Горелочное устройство с системой безмазутного розжига для пылеугольных котлоагрегатов	200
Габдрахманов И.Т., Попов И.А. Автономные системы энергоснабжения малоэтажных зданий	201
Егорова Н.В., Яковлев А.В., Никифоров А.Г. Оптимизация топологии тепловых сетей.....	202
Супельняк М.И. Двумерные колебания температуры и упругие термоциклические напряжения в области, ограниченной поверхностью эллиптического цилиндра или сфероида.....	203

Секция 6.

Теплофизика микро- и наносистем, процессы в разреженных газах и плазме

Чеверда В.В., Роньшин Ф.В., Элоян К.С., Литвинцева А.А. Кризис теплообмена при плёночном течении жидкости с потоком газа по аддитивной поверхности	205
Кашкарова М.В., Кравцова А.Ю., Цой М.А. Влияние внешних периодических пульсаций на течение в Т-образном микроканале	206
Бойко Е.В., Костоград И.А., Смовж Д.В. Зависимость электрического сопротивления графенового покрытия от времени отжига медной каталитической подложки в условиях cVD синтеза	207
Гасенко В.Г. Точное тфкп решение двумерной задачи водяного охлаждения газораспределительной пластины ТЭПМ.....	208
Лежнев Е.В., Рудяк В.Я. Стохастическое молекулярное моделирование коэффициентов переноса разреженных газов в наноканалах.....	209
Батищева К.А., Кузнецов Г.В. Испарение капель воды с обработанных лазерным излучением поверхностей металла	210
Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В. Управление угловым распределением капельной фазы при совместном истечении пристенной пленки жидкости с газовым потоком из сверхзвукового сопла в вакуум.....	211
Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э. Особенности формирования потока жидкости при истечении в сильно разреженную среду через капилляр....	212

Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Ребров А.К., Чиненов С.Т., Борыняк К.И., Яскин А.С., Каляда В.В. О подобии традиционной и кластерной струй при сверхзвуковом истечении газа в затопленное пространство	213
Кунц К.А., Кириченко Д.П., Зайцев Д.В., Кабов О.А. Испарение пиколитровых капель воды на нагреваемой кремниевой подложке.....	214
Кравцова А.Ю., Кашкарова М.В., Янко П.Е., Бильский А.В., Кравцов Ю.В. Влияние соотношения входных расходов на смешение жидкостей в Т-образном микромиксере при малых числах Рейнольдса	215
Андрющенко В.А., Бойко Е.В. Структурирование молекул воды вблизи медной поверхности	216
Тарков С.М., Антонов В.А., Емельянов А.А., Ребров А.К., Попов В.П., Тимошенко Н.И., Юдин И.Б. Газоструйное осаждение алмазных плёнок на молибдене и кремнии	217
Смовж Д.В., Костогруд И.А., Маточкин П.Е. Рост графена на текстурированных поверхностях	218
Морозов А.А. Влияние временной эволюции температуры поверхности на динамику разлета газа при импульсной лазерной абляции	219
Бобров М.С., Хребтов М.Ю. Численное исследование влияния свойств сегнетоэлектрика на динамику плазмы при барьерном разряде в аргоне	220
Кабов О.А. Левитация и самоорганизация капель	221
Роньшин Ф.В., Дементьев Ю.А., Чиннов Е.А. Экспериментальное исследование тепломассообмена при двухфазном течении в микроканале	222
Исупов М.В., Пинаев В.А. Ускоренное ионно-плазменное азотирование аустенитных сталей в низкочастотном индукционном разряде	223
Морозов А.А., Плотников М.Ю., Ребров А.К., Юдин И.Б. Влияние давления в камере на степень диссоциации водорода, протекающего в горячей трубке	224
Сальников М.В., Сухинин Г.И. Пространственное распределение скорости вокруг бесконечной цепочки сферических пылевых частиц.....	225
Карпов П.Н., Терехов В.И., Серов А.Ф., Назаров А.Д. Тепломассообмен при взаимодействии многосоплового импульсного распылителя с вертикальной поверхностью в режиме испарительного охлаждения.	226
Хребтов М.Ю. Численная оптимизация процесса генерации плазмы в микроволновой разрядной камере	227
Родионов А.А., Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В. Осаждение кремниевых наноструктур методом наносекундной лазерной абляции кремния в активной газовой фазе	228
Сибиряков Н.Е., Джен В. Экспериментальное исследование коэффициента трения контактной линии	229
Горбачев Ю.Е., Лещев Д.В., Плотников М.Ю., Шкарупа Е.В. Использование одномерного подхода для расчета изменения состава смеси вследствие газофазных реакций при течении газа через цилиндрический канал	230
Мунгалов А.С., Кочкин Д.Ю., Кабов О.А. Разработка модифицированного синтетического ширен-метода для измерения термокапиллярных деформаций горизонтального слоя жидкости.....	231
Зарвин А.Е., Крылов А.Н., Яскин А.С., Антипова М.С., Каляда В.В., Герасимов Ю.И., Дубровин К.А., Художитков В.Э. Лабораторное моделирование одиночных и блочных сверхзвуковых струй	232
Пинаев В.А., Исупов М.В. Диагностика газоразрядной плазмы по непрерывному спектру оптического излучения	233
Морозов А.А., Титарев В.А., Фролова А.А. Численное моделирование разлета газа при импульсном лазерном испарении на основе модельного кинетического уравнения и прямого статистического моделирования	234
Плотников М.Ю., Шкарупа Е.В. Сравнение различных подходов к моделированию гетерогенных реакций методом ПСМ	235
Костогруд И.А., Бойко Е.В., Пильник А.А., Смовж Д.В. Применение модели Джонсона – Мела – Авраами – Колмогорова для описания кинетики роста графенового покрытия во время CVD синтеза.....	236
Демин Н.А., Федосеев А.В. Моделирование параметров плазмы положительного столба тлеющего разряда в неоне	237
Пахаруков Ю.В., Шабиев Ф.К., Сафаргалиев Р.Ф., Ездин Б.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В. Образование термокапиллярных волн на границе углеводородов и графеноподобных нанофлюидов	238
Глуздов Д.С., Гатапова Е.Я. Коэффициент сопротивления в микроканале глубиной 100 мкм	239
Минаков А.В., Жигарев В.А., Пряжников М.И., Михиенкова Е.И., Гузей Д.В. Экспериментальное исследование вытеснения нефти из пористой среды с использованием наносуспензий....	240
Киселев С.П., Киселев В.П., Видюк Т.М., Ухина А.В., Шикалов В.С. Механизм образования металлических и интерметаллидных покрытий методом ХГН.....	241
Зайковский А.В. Формирование одномерных оловянных наноструктур	242
Андрющенко В.А., Бойко Е.В. Уравнение состояния твердосферного флюида в нанопористой среде	243
Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Ребров А.К., Тимошенко Н.И., Юдин И.Б. Осаждение алмазных структур из струи активированных в СВЧ разряде газов	244

Марчук И.В., Бараховская Э.В. Пленочная конденсация пара на осесимметричных поверхностях	245
Аньшаков А.С., Радько С.И., Урбах А.Э. Генерация термической плазмы водяного пара	246
Меркулова И.Е., Баранов Е.А., Замчий А.О. Алюминий-индуцированная кристаллизация тонких пленок аморфного субоксида кремния с различной стехиометрией	247
Семионов В.В. Перемещение струй на поверхности при различных характеристиках нагреваемой пленки жидкости	248
Исламова А.Г., Феоктистов Д.В., Кузнецов Г.В. Поверхностная энергия металлов после абразивной обработки	249
Огородников И.А. Отражение звуковых импульсов от неоднородной пузырьковой среды	250
Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Володин О.А., Катаев А.И., Миронова И.Б. Теплообмен в стекающих пленках на пакете горизонтальных труб с МДО-покрытием	251
Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В. Экспериментальное исследование срыва капель с поверхности пристенной пленки жидкости спутным потоком газа в форкамере сопла	252
Заноско А.И., Дедов А.В., Беляев А.В. Аprobация методов расчета критического теплового потока в микрканалах при кипении хладонов	253
Зайцев Д.В., Ткаченко Е.М. Динамика микроразмерных сухих пятен и кризис в пленке жидкости, движущейся под действием потока газа в микрканале	254
Кочкин Д.Ю., Зайцев Д.В. Влияние скорости нагрева на термокапиллярный разрыв горизонтального слоя жидкости	255
Димов С.В. Парциальное окисление топливного газа в микроканале	256
Пак А.Я., Янковский С.А., Губин В.Е. Утилизация золошлаковых отходов электродуговым методом	257
Пуховой М.В., Быковская Е.Ф., Кабов О.А. Предельные тепловые потоки и механизмы теплообмена при спрейном и струйном охлаждении электроники с кипением	258
Сухинин Г.И., Сальников М.В. Распределение скорости ионов вблизи изолированных пылевых частиц	259

Секция 7.

Теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен

Игольников А.А., Рютин С.Б., Скрипов П.В. Оценка критических параметров и тепловой проводимости растворов в области не вполне устойчивых и неустойчивых состояний	261
Беспятов М.А., Мусихин А.Е. Низкотемпературные Термодинамические свойства $\text{Eu}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_3$	262
Абдуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В. Эффект химического сжатия в жидкой системе цезий – свинец	263
Мацкевич Н.И., Семерикова А.Н., Мацкевич М.Ю., Ануфриева О.И., Новиков А.Ю. Влияние замены редкоземельных элементов на энтальпии образования и энергии решеток соединений на основе оксидов висмута и ниобия	264
Мацкевич Н.И., Станкус С.В., Самошкин Д.А., Зайцев В.П., Ткачев Е.Н. Теплоемкость и фазовые переходы ниобата висмута, замещенного редкоземельными элементами	265
Мешалкин А.Б., Дутова О.С. Уравнение состояния жидкости, газа и флюида для метана	266
Нащекин М.Д., Минко К.Б., Моргунова С.Б. Численное моделирование эффективной теплопроводности засыпки из частиц металлгидрида с высокотеплопроводными цилиндрическими включениями	267
Комаров С.Г., Станкус С.В. Скорость звука в паровой фазе смесового хладагента R-125 (63.9 мас.%) – r-134a (36.1 мас.%)	268
Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В. Теплофизические свойства литейного магниевого сплава МЛ5	269
Самошкин Д.А., Станкус С.В. Удельная теплоемкость неодим- и гадолиний-галлиевых гранатов	270
Слепцов С.Д., Саввинова Н.А., Гришин М.А. Численное исследование нестационарного радиационно-кондуктивного теплообмена льда с учетом рассеяния излучения	271
Беспятов М.А. Низкотемпературная Теплоёмкость $\text{Cu}(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{F}_7\text{O}_2)_2$	272
Галкин Д.А., Скрипов П.В. Измерение коэффициента теплопроводности водных растворов полипропиленгликолей ППГ-425 и ППГ-700	273
Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В. Теплопроводность смеси R-32/R-125 (40/60) в паровой фазе	274
Козловский Ю.М., Станкус С.В. Тепловое расширение ванадия в температурном интервале 98–2400 К	275
Самошкин Д.А., Агажанов А.Ш., Станкус С.В. Коэффициенты переноса тепла гадолиния в жидком состоянии	276
Хайрулин А.Р., Станкус С.В. Калорические свойства сплава $\text{Cs}_{60}\text{V}_{40}$ в интервале температур 293–1125 К	277
Абдуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В. Плотность и тепловое расширение серебра в твердом и жидком состояниях	278
Агажанов А.Ш., Самошкин Д.А., Козловский Ю.М. Критические индексы теплопроводности никеля	279

Рудяк В.Я., Третьяков Д.С. Измерение коэффициента диффузии одностенных углеродных нанотрубок в жидкостях	280
Сахапов С.З. Исследование излучения плазмы дугового газового разряда постоянного тока низкого давления.....	281
Рудяк В.Я. Процессы переноса в ньютоновских и неньютоновских жидкостях и флуктуационно-диссипационные теоремы	282
Мусихин А.Е., Беспятов М.А. Плотность фононных состояний и термодинамические свойства $\text{La}_2(\text{C}_{11}\text{H}_{19}\text{O}_2)_6$	283
Богатищева Н.С. Измерение коэффициентов температуропроводности водных растворов полипропиленгликолей.....	284
Андбаева В.Н., Байдаков В.Г. Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение растворов водорода и гелия в пропане и нормальном бутане	285
Козловский Ю.М., Станкус С.В., Игуменов И.К. Термический коэффициент линейного расширения пористой нержавеющей стали.....	286
Беспятов М.А., Мусихин А.Е., Кузин Т.М., Черняйкин И.С. Теплоемкость трис-гептафтордиметилгексаноидионата лантана.....	287
Усов Э.В., Гафиятуллин А.Р., Климонов И.А., Чухно В.И. Численный расчет скорости разрушения твэлов с различными типами топлива.....	288
Шавалеев М.Р., Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Дальков М.П., Алексеев С.Г. Теплофизические свойства системы радиоактивный графит-азот	289
Сапожников А.Н., Слепцов С.Д., Гришин М.А., Копылова А.В., Левин Т.А. Применение метода импульсной инфракрасной сушки в обработке листового растительного сырья	290
Игольников А.А., Рютин С.Б., Галкин Д.А., Скрипов П.В. Изучение теплофизических свойств и оценка критических параметров биодизельных топлив.....	291
Богатищева Н.С., Никитин Е.Д., Попов А.П., Файзуллин М.З. Критические параметры, коэффициенты температуропроводности, теплоемкость компонентов биотоплива.....	292
Мацкевич Н.И., Станкус С.В., Самошкин Д.А., Шлегель В.Н., Григорьева В.Д., Кузнецов В.А. Особенности термодинамических свойств монокристаллов на основе вольфрамата лития: корреляции «термодинамика – структура – функциональные характеристики»	293

Секция 8.

Теплообмен и гидродинамика в технологических процессах

Суслов Д.А., Литвинов И.В., Гореликов Е.Ю., Шторк С.И. Поиск оптимальных режимов работы модели микрогидротурбины посредством изучения полей скорости.....	295
Миськив Н.Б., Серов А.Ф., Мамонов В.Н., Назаров А.Д. Повышение эффективности карусельного ветродвигателя с помощью аэродинамического экрана.....	296
Митин К.А., Митина А.В., Бердников В.С. Влияние теплопроводности тонких стенок, ограничивающих наклонный слой жидкости, на нестационарный сопряженный свободноконвективный теплообмен и поля температуры в тонких стенках	297
Бердников В.С., Винокуров В.В. Влияние вращения кристалла и тигля на гидродинамику расплава с числом Прандтля 16 и на теплообмен в методе Чохральского.....	298
Богданов А.Н. Нелинейные окolorезонансные колебания в условиях развития автоколебательных режимов	299
Кудинов И.В., Пименов А.А., Михеева Г.В. Исследование термонапряженного состояния кварцевого реактора для получения водорода при пиролизе метана	300
Маслов Н.А., Дулин В.М. Исследование спектров флуоресценции различных видов пластиков с целью их сортировки для дальнейшей переработки.....	301
Серёдкин А.В., Бобров М.С., Токарев М.П., Гобызов О.А. Разработка алгоритма планирования захвата и перемещения объектов на конвейере для роботизированной сортировки	302
Мельник А.В., Серёдкин А.В., Токарев М.П. Сканирование формы движущихся объектов различной степени прозрачности лазерной линией	303
Огородников И.А. Формирование нелинейных звуковых полей в граничной области однородной пузырьковой среды.....	304
Гатапова Е.Я., Sahu G., Khandekar S., Hu R. Микроструйное охлаждение мощного светодиодного модуля.....	305
Мисюра С.Я., Смвж Д.В., Морозов В.С. Экспериментальное исследование диссоциации двойного газового гидрата при различных способах горения	306
Митин К.А., Бердников В.С. Влияние длины равномерно вращающегося кристалла на радиационно-конвективную теплоотдачу в методе Чохральского	307
Сеначин П.К., Самарин А.В., Сеначин А.П., Ульрих С.А. Простая модель динамики нестационарной топливной струи дизеля.....	308
Фалеев В.А., Домаров П.В. Термическое обезвреживание золошлаковых отходов МСЗ.....	309

Орлик Е.В., Бочаров О.Б., Гаврилов А.А. Численное исследование гидродинамики течения в кольцевом канале с муфтами	310
Boyadjiev V. Ch., Boyadjiev Ch. B., Popova-Krumova P. G., Vladova R. Convective type models of industrial processes in column apparatuses. 2. co-current absorption.....	311
Дедов А.В., Будаев В.П., Комов А.Т., Федорович С.Д., Варава А.Н., Захаренков А.В., Карпов А.В. Результаты исследования материалов внутрикамерных компонентов гибридного термоядерного реактора под воздействием пучково-плазменной нагрузки	312
Митин К.А., Митина А.В., Бердников В.С. Нестационарный сопряженный конвективный теплообмен в вертикальном канале при внезапном нагреве донной области.....	313
Митин К.А., Митина А.В., Бердников В.С. Развитие нестационарных пограничных слоев в вертикальном слое жидкости в режиме сопряженного свободоноконвективного теплообмена	314
Минаков А.В., Неверов А.Л., Пряжников М.И., Гузей Д.В., Михиенкова Е.И. Экспериментальное Исследование и разработка рецептур буровых растворов для снижения скорости процесса растепления многолетнемерзлых пород	315
Данилов Н.И., Митин К.А., Бердников В.С. Зависимость характеристик Рэлей-Бенаровской конвекции от горизонтального размера слоя жидкости в условиях сопряженного теплообмена.....	316

Секция 9.

Фундаментальные основы расчета и принципов построения энергетических систем, основанных на эффекте сверхпроводимости

Ковалев К.Л., Иванов Н.С., Пенкин В.Т., Дежин Д.С., Ильясов Р.И. Опыт разработки и создания устройств на основе высокотемпературных сверхпроводников.....	318
Костюк В.В., Фирсов В.П., Равикович Ю.А., Антюхов И.В., Верещагин М.М., Ермилов Ю.И., Холобцев Д.П., Яковлев А.А. Проблемы создания систем криообеспечения ВТСП устройств.....	319
Слепцов В.В., Савилкин С.Б., Мацыкин С.В., Зинин Ю.В., Дителева А.О. Состояние и перспективы развития мобильной энергетики.....	320
Павленко А.Н. Интенсификации теплообмена при кипении криогенных жидкостей и фреонов применительно к обеспечению стабилизации ВТСП устройств.....	321
Жуков В.Е. Влияние ускорения Кориолиса на режимы теплоотдачи в криогенных вращающихся системах	322
Кукушкин Д.Ю., Цырков Р.А. Электроимпульсные технологии создания наноматериалов и наноструктур для электродных материалов накопителей энергии и биоцидных материалов	323
Алифанов О.М., Ненарокомов А.В., Викулов А.Г., Дудкин К.К. Определение теплофизических характеристик материалов при криогенных температурах.....	324
Козловский Ю.М., Станкус С.В. Тепловое расширение редкоземельных металлов при низких температурах	325

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Abed A.H. 43
 Boyadjiev B.Ch. 165, 311
 Boyadjiev Chr.B. 71, 111, 165, 311
 Das P.K. 132
 Dzhonova D.B. 165
 Dzhonova D.B. 111
 Hu R. 305
 Khandekar S. 305
 Panyovska St.P. 111, 165
 Pavlenko A.N. 111
 Porova P. G. 165
 Porova P.G. 111
 Porova-Krumova P.G. 311
 Sahu G. 305
 Shcheklein C.E. 43
 Slesareva E.Yu. 111
 Stefanova K.V. 111, 165
 Vladova R. 311
 Zhukov V.E. 111
 Абаимов Н.А. 72
 Абдрахманов Р.Х. 9
 Абдуллаев Р.Н. 263, 278
 Абдуракипов С.С. 21
 Агажанов А.Ш. 269, 279
 Агажанов А.Ш. 276
 Агафонцев М.В. 62, 83
 Аксянов Р.А. 150
 Актершев С.П. 131, 195
 Александров В.Ю. 46
 Алексеев М.В. 119, 128, 144
 Алексеев С.Г. 289
 Алексеенко С.В. 131, 181
 Андбаева В.Н. 285
 Андрющенко В.А. 216, 243
 Антаненкова И.С. 121, 126
 Антипова М.С. 232
 Антоневиц Я.В. 157
 Антонов В.А. 217
 Ануфриев И.С. 83, 178, 181
 Ануфриева О.И. 264
 Аньшаков А.С. 169, 246
 Артамонов Д.О. 73
 Архипов В.А. 75
 Архипов Д.Г. 110
 Афанасьев Л.В. 44
 Байдаков В.Г. 137, 152, 285
 Баранов Е.А. 247
 Бараховская Э.В. 245
 Барбин Н.М. Терентьев Д.И. 289
 Барсуков А.В. 51
 Барткус Г.В. 109, 124, 164
 Батищева К.А. 210
 Баширова К.И. 97
 Белослудцев В.В. 158, 163
 Беляев А.В. 253
 Бендерский Б.Я. 67
 Бервицкий А.В. 86
 Бердников В.С. 13, 15, 25, 42, 138, 297, 298, 307
 Беспятов М.А. 262, 272, 283, 287
 Бильский А.В. 88, 99, 112, 215
 Бобров М.С. 32, 220, 302
 Бобылев А.В. 102, 125, 131
 Богатищева Н.С. 284, 292
 Богатко Т.В. 29, 132
 Богатова Т.Ф. 171
 Богданов А.Н. 299
 Богомоллов А.Р. 69, 199
 Бойко А.В. 39
 Бойко Е.В. 207, 216, 236, 243
 Бородулин В.И. 24
 Бородулин В.Ю. 93
 Бородулин М.Ю. 148
 Боряняк К.И. 213
 Бочаров О.Б. 310
 Бродов Ю.М. 37
 Булгаков А.В. 154, 228
 Бурдуков А.П. 72, 198
 Бусов К.А. 91
 Бутаков Е.Б. 72, 192, 197
 Быковская Е.Ф. 258
 Быковский Ф.А. 118
 Вальгер С.А. 17, 77
 Ведерников Е.Ф. 118
 Верба О.И. 274
 Вершинина К.Ю. 74
 Видюк Т.М. 241
 Виноградов В.Е. 137
 Винокуров В.А. 42
 Винокуров В.В. 42, 298
 Вожаков И.С. 128
 Войтков И.С. 68
 Волков С.А. 75
 Волов В.Т. 52
 Володин О.А. 135, 142, 251
 Волосников Д.В. 146
 Волошко И.В. 194
 Востриков А.А. 73, 177
 Вязьмин А.В. 92, 166
 Габдрахманов И.Т. 201
 Гаврилов А.А. 35, 129, 310
 Галкин Д.А. 273, 291
 Гасенко В.Г. 104, 208
 Гатапова Е.Я. 161, 239, 305
 Гафиятуллин А.Р. 288
 Гвоздяков Д.В. 191
 Гелаш А.А. 130
 Геллер Ю.А. 126
 Герасимов Ю.И. 232
 Гешев П.И. 117
 Гибанов Н.С. 41
 Гиль А.В. 189
 Глуздов Д.С. 239
 Гныря А.И. 5
 Гобызов О.А. 302
 Гологуш Т.С. 98
 Гольдфельд М.А. 77
 Горбачев М.В. 149
 Горбачев Ю.Е. 230
 Гордеев Е.В. 62
 Гордиенко М.Р. 22, 26
 Гореликов Е.Ю. 295
 Грек Г.Р. 28
 Григорьева В.Д. 293
 Гришин М.А. 271, 290
 Гришков В.А. 25, 42
 Губин В.Е. 191, 193, 257
 Гудько А.С. 130
 Гузанов В.В. 102, 125
 Гузей Д.В. 87, 175, 240
 Давлетшин И.А. 113
 Дальков М.П. 289
 Данилов Н.И. 13
 Дауэнгауэр Е.И. 49
 Дедов А.В. 253
 Дектерев А.А. 35, 61, 173, 187, 190
 Дектерев Ар.А. 61
 Дементьев Ю.А. 222
 Демин Н.А. 237
 Демьянко К.В. 39
 Деревич И.В. 120
 Держо О.Г. 12
 Джен В. 229
 Димов С.В. 256
 Дмитриев А.М. 197
 Добросельский К.Г. 40, 89
 Долганов А.М. 188
 Домаров П.В. 168, 309
 Донской И.Г. 66, 80
 Дорохов В.В. 74
 Дубов Д.Ю. 177
 Дубовой А.В. 86
 Дубровин К.А. 212, 213, 232
 Дулин В.М. 21, 301
 Дутов А.И. 62
 Дутова О.С. 266
 Душин Н.С. 6
 Душина О.А. 6
 Дьяченко А.Ю. 23
 Евдокименко И.А. 54, 100
 Егорова Н.В. 202
 Ездин Б.С. 238
 Езендеева Д.П. 26
 Елистратов С.Л. 196
 Емельянов А.А. 244
 Емельянов А.А. 217
 Ермаков А.М. 170
 Ермолаев Ю.Г. 44
 Ждан С.А. 118
 Жданов В.Л. 23
 Жигарев В.А. 101, 240
 Жилкин Б.П. 37
 Жуков В.Е. 160
 Жукова Ю.В. 170
 Загрутдинов Р.Ш. 184
 Зайковский А.В. 242
 Зайцев В.П. 265
 Зайцев Д.В. 143, 153, 157, 158, 163, 214, 254
 Замураев В.П. 59
 Замчий А.О. 247
 Заноско А.И. 253
 Зарвин А.Е. 212, 213, 232, 238

- Зенков А.В. 191
 Золоторёв Н.Н. 75
 Золотухин А.В. 7
 Зубков Н.Н. 135
 Иванов А.В. 24
 Иванова А.О. 121
 Иващенко В.А. 50
 Игольников А.А. 261, 291
 Игуменов И.К. 84, 286
 Ильченко М.А. 46
 Инсаркин И.В. 189
 Исаев С.А. 8
 Исламова А.Г. 249
 Исупов М.В. 223, 233
 Кабардин А.К. 26
 Кабардин И.К. 22, 26
 Кабов О.А. 153, 214, 221, 231, 258
 Каверин А.М. 137
 Казаков А.Л. 65
 Какаулин С.В. 26
 Калинин Е.И. 20
 Калинина А.П. 59
 Каляда В.В. 212, 213, 232, 238
 Каприлевская В.С. 36
 Карелин В.А. 185
 Карпов П.Н. 226
 Касымов Д.П. 62
 Катаев А.И. 135, 142, 251
 Катасонов М.М. 28
 Кашинский О.Н. 107
 Кашкарова М.В. 206, 215
 Квон А.З. 102, 125
 Кириловский С.В. 39
 Кириченко Д.П. 214
 Киселев В.П. 241
 Киселев С.П. 241
 Кислицын С.А. 138
 Климонов И.А. 26, 288
 Клюев М.А. 20
 Ковалев А.В. 88, 99, 112
 Козлов А.Н. 66
 Козлов В.В. 28, 36
 Козлова М.А. 63
 Козловский Ю.М. 269, 275, 279, 286
 Козулин И.А. 124
 Козюлин Н.Н. 19
 Кокшарев О.М. 189
 Комаров С.Г. 268
 Кондаурова Л.П. 16
 Копылова А.В. 290
 Копьев Е.П. 83, 178
 Корнилов В.И. 28
 Коробков С.В. 5
 Королев П.В. 96
 Королева А.П. 121
 Королева М.Р. 188
 Королева А.П. 46
 Косинов А.Д. 44
 Костогруд И.А. 207, 218, 236
 Коханова Ю.С. 150
 Кочарин В.Л. 44
 Кочергин Д.О. 200
 Кочкин Д.Ю. 231
 Кочкин Д.Ю. Зайцев Д.В. 255
 Кравцов Ю.В. 215
 Кравцова А.Ю. 90, 123, 206, 215
 Крайнов А.Ю. 70, 79
 Красинский Д.В. 186
 Крылов А.Н. 232
 Крюков А.П. 96
 Кудинов И.В. 103, 300
 Кузин Т.М. 287
 Кузнецов В.А. 173, 187, 190, 293
 Кузнецов В.В. 95, 109, 124, 141, 164
 Кузнецов Г.В. 68, 174, 183, 194, 210, 249
 Кузнецов Д.В. 151
 Кузнецов П.А. 65
 Куимов Е.С. 150
 Куликов Д.В. 54
 Кунц К.А. 214
 Куперштох А.Л. 115
 Курдюмов А.С. 107
 Кучанов С.Н. 200
 Куянова Ю.О. 38, 86
 Ларионов К.Б. 193
 Лебедев А.С. 40
 Левин Т.А. 290
 Лежнев Е.В. 209
 Лежнин С.И. 104, 119, 128, 144
 Леманов В. 47
 Леманов В.В. 48, 81
 Леонтьев А.И. 8
 Летушко В.Н. 148
 Лещев Д.В. 230
 Липовка А.И. 106
 Литвинов И.В. 295
 Литвинцев К.Ю. 35
 Литвинцева А.А. 205
 Лобанов П.Д. 54, 100, 119, 132
 Лобасов А.С. 21, 40, 60, 61, 87
 Лобода Е.Л. 62, 83
 Лобода Ю.А. 62
 Лукашов В.В. 81, 84
 Лысаков С.В. 101
 Лэ Суан Хоанг Кхоа 14
 Лэй Р.А. 150
 Ляпидевский В.Ю. 27
 Ляскин А.С. 52
 Мажейко Н.А. 91
 Мазо А.Б. 20
 Максимов В.И. 194
 Малахов И.П. 159
 Мальцев Л.И. 173, 176, 178, 190
 Маматюков М.Ю. 116
 Мамонов В.Н. 296
 Мартынов П.С. 62
 Марчук И.В. 245
 Маршалова Г.С. 170
 Масленников Г.Е. 171
 Маслов Н.А. 301
 Матвеев А.С. 193
 Маточкин П.Е. 218
 Матюнин В. 47
 Мацкевич М.Ю. 264
 Мацкевич Н.И. 264, 265, 293
 Мезенцев И.В. 195
 Мезенцева Н.Н. 195
 Меледин В.Г. 26
 Мелешкин А.В. 94, 122
 Мельник А.В. 303
 Меркулова И.Е. 247
 Мешалкин А.Б. 266
 Мешкова В.Д. 35
 Мильман О.О. 179
 Минаков А.В. 87, 101, 240
 Минко К.Б. 267
 Миронов А.А. 33, 170
 Миронова И.Б. 135, 142, 251
 Миськив Н.Б. 296
 Мисюра С.Я. 136, 306
 Митин К.А. 13, 15, 138, 297, 307
 Митина А.В. 297
 Михайленко К.И. 53, 97
 Михайлов А.В. 25
 Михеев А.Н. 113
 Михеев Н.И. 6
 Михеева Г.В. 103, 300
 Михиенкова Е.И. 101, 240
 Мищенко Д.А. 24
 Моисеев М.И. 140
 Моисеева К.М. 70, 79
 Молочников В.М. 20
 Моргунова С.Б. 267
 Морозов А.А. 219, 224, 234
 Морозов А.В. 172, 180
 Морозов В.С. 136, 306
 Мулладжанов Р.И. 4, 31, 49, 50, 64, 130
 Мунгалов А.С. 231
 Мусихин А.Е. 262, 283, 287
 Мухина М.А. 83
 Назаров А.Д. 226, 296
 Наумов И.В. 90, 114
 Нащекин М.Д. 267
 Небучинов А.С. 11
 Некрасов Д.А. 92, 166
 Нечепуренко Ю.М. 39
 Нигай Н.А. 139
 Низовцев М.И. 93, 148
 Никитин А.Д. 72
 Никитин Е.Д. 292
 Никифоров А.Г. 202
 Никишанин М.С. 184
 Никущенко Д.В. 8
 Новиков А.Ю. 264
 Огородников И.А. 127, 250, 304
 Окулов В.Л. 45
 Орлик Е.В. 310
 Орлов К.Е. 62
 Орлов К.Ю. 38
 Осипов П.В. 171
 Остапенко В.В. 98
 Остапченко А.Е. 140
 Очередько А.И. 18
 Павленко А.М. 36

- Павленко А.Н. 135, 142, 145, 147, 151, 160, 162, 251
 Паерелий А.А. 20
 Пак А.Я. 257
 Палкин Е.В. 31, 64
 Панина А.В. 44
 Пантелеев В.И. 175
 Паршин Д.В. 38, 86, 106, 116
 Пахаруков Ю.В. 238
 Пахомов М.А. 18, 132
 Пензик М.В. 66
 Перепелица Б.В. 56
 Пермяков Е.Е. 184
 Петров И.Я. 69
 Петрова А.Г. 55
 Печеркин Н.И. 135, 142, 251
 Пильник А.А. 236
 Пименов А.А. 103, 300
 Пинаев В.А. 223, 233
 Платонов Д.В. 175
 Плотников Л.В. 37
 Плотников М.Ю. 224, 235, 244
 Плотников М.Ю. 230
 Пляскина Н.И. 182
 Поволоцкий И.И. 146
 Поджаров Ю.С. 176
 Покусаев Б.Г. 92, 166
 Полякова В.И. 22
 Пономарев К.О. 174
 Поплавская Т.В. 39
 Попов А.П. 292
 Попов В.П. 217
 Попов И.А. 30, 33, 150, 170, 201
 Правдина М.Х. 22, 26
 Прибатурин Н.А. 54, 119, 128, 144
 Приходько В.Г. 211, 252
 Проценко С.П. 152
 Пряжников М.И. 87, 101, 240
 Псаров С.А. 177
 Пузина Ю.Ю. 96
 Пухначев В.В. 55
 Пуховой М.В. 258
 Радько С.И. 246
 Радюк А.А. 151
 Расчектаева Е.П. 274
 Ребров А.К. 213, 217, 224, 244
 Ревягин Л.Н. 75
 Резанова Е.В. 108
 Рейно В.В. 62
 Родионов А.А. 154, 228
 Романдин В.И. 75
 Романов Д.С. 74
 Роньшин Ф.В. 205, 222
 Рудяк В.Я. 209, 280, 282
 Рыженьков В.О. 4
 Рыжков А.Ф. 72, 171
 Рютин С.Б. 155, 261, 291
 Саввинова Н.А. 271
 Савин К.В. 62
 Садовский И.А. 28
 Саломатов Вл.В. 185
 Сальников М.В. 225, 259
 Самарин А.В. 308
 Самошкин Д.А. 265, 269, 279, 293
 Самошкин Д.А. 270, 276
 Сапожников А.Н. 290
 Сафаргалиев Р.Ф. 238
 Сахапов С.З. 281
 Сахипгареев А.Р. 172, 180
 Светоносков А.И. 119
 Свищев Д.А. 66, 80
 Семенов А.А. 153
 Семенов Н.В. 44
 Семерикова А.Н. 264
 Семионов В.В. 248
 Сеначин А.П. 184, 308
 Сеначин П.К. 184, 308
 Сердюков В.С. 159
 Серёдкин А.В. 302, 303
 Серов А.Ф. 226, 296
 Сибиряков Н.Е. 229
 Синельников Д.С. 200
 Скрипкин С.Г. 123
 Скрипов П.В. 146, 155, 261, 273, 291
 Скрыпник А.Н. 170
 Скрыпник А.Н. 30, 33, 150
 Слепцов С.Д. 271, 290
 Слесарева Е.Ю. 160
 Смож Д.В. 136, 207, 218, 236, 306
 Смутьский Я.И. 23
 Созинов Д.А. 4
 Сокол М.Я. 177
 Сон Э.Е. 8
 Сорокин А.Л. 144
 Станкус С.В. 263, 265, 268, 269, 270, 274, 275, 276, 277, 278, 286, 293
 Старинский С.В. 154, 228
 Стародубцева И.П. 162
 Стерлягов А.Н. 148
 Стрижак П.А. 68
 Судаков А.Г. 8
 Супельняк М.И. 203
 Суртаев А.С. 140, 159
 Суслов Д.А. 295
 Сухинин Г.И. 225, 259
 Сыродой С.В. 76, 139
 Тараканова В.А. 62
 Тарков С.М. 217
 Темникова Е.Ю. 199
 Терехов В.В. 18, 34, 51, 57
 Терехов В.И. 5, 7, 23, 29, 34, 48, 51, 57, 149, 226
 Тимошенко Н.И. 217, 244
 Титарев В.А. 234
 Тихвинский Д.В. 38
 Ткачев Е.Н. 265
 Ткаченко Е.М. 163, 254
 Токарев М.П. 302, 303
 Толокольников А.А. 183
 Толстогузов Р.В. 78
 Травничек З. 47
 Третьяков Д.С. 280
 Ульрих С.А. 308
 Урбах А.Э. 169, 246
 Усов Э.В. 26, 288
 Ухина А.В. 241
 Ушаков К.Ю. 69
 Файзуллин М.З. 292
 Фалеев В.А. 169, 309
 Федорова Н.Н. 17, 77
 Федосеев А.В. 140, 237
 Федяева О.Н. 73, 177
 Феокистов Д.В. 174, 249
 Филимонов С.А. 35
 Филиппов М.В. 18
 Филиппов П.С. 171
 Французов М.С. 46, 121
 Фролова А.А. 234
 Фроловская О.А. 55
 Фукумото Я. 45
 Хайрулин А.Р. 277
 Хайрулин Р.А. 263, 278
 Харламов С.М. 102, 125
 Хе А.К. 116
 Хорева В.А. 196
 Храмцов Д.П. 92, 166
 Хребтов М.Ю. 31, 64, 220, 227
 Художитков В.Э. 212, 232
 Цвелодуб О.Ю. 110
 Цой М.А. 114, 123, 206
 Чеверда В.В. 205
 Черевко А.А. 98
 Чередник И.В. 183
 Чернецкий М.Ю. 192
 Чернова А.А. 67, 188
 Чернова Г.В. 198
 Чернявский А.Н. 145, 151
 Черняйкин И.С. 287
 Чесноков А.А. 27
 Чиненов С.Т. 213
 Чиннов Е.А. 105, 222
 Чохар И.А. 18
 Чупахин А.П. 116
 Чухно В.И. 288
 Шабиев Ф.К. 238
 Шавалеев М.Р. 289
 Шадрин Е.Ю. 83, 178, 181
 Шакиров Р.Р. 6, 113
 Шаманский В.А. 63, 80
 Шамирзаев А.С. 133, 141
 Шараборин Д.К. 21, 82
 Шарифуллин Б.Р. 90, 114
 Шаров К.А. 23, 48, 81
 Шарыпов О.В. 178
 Шатекова А.И. 143
 Шацких Ю. 126
 Шеремет М.А. 14, 41
 Шикалов В.С. 241
 Шишкин А.В. 177
 Шкарупа Е.В. 235
 Шкарупа Е.В. 230
 Шлегель В.Н. 293
 Шлепкин А.С. 172, 180
 Штерн В.Н. 90, 114
 Шторк С.И. 295
 Шумейко А.А. 48
 Шумилов Н.А. 25

Шухов Ю.Г. 154, 228
Элоян К.С. 205
Юдин И.Б. 217, 224, 244
Яворский Н.И. 22, 26

Ягодницына А.А. 88, 99, 112
Яковлев А.В. 202
Янко П.Е. 215
Янковский С.А. 183, 257

Ярыгин В.Н. 211, 252
Ярыгин И.В. 211, 252
Яскин А.С. 212, 213, 232
Яцких А.А. 44

Ответственные за выпуск
Мулляджанов Р.И., д.ф.-м.н.
Рыженьков В.О.

Вёрстка
Мартынец А.В.

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