

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



XXXII СИБИРСКИЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ СЕМИНАР

80 лет академику В.Е. Накорякову

19 – 20 ноября 2015 г.
Новосибирск, Россия

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ



РФФИ

Федеральное агентство научных организаций
Отделение энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН
Российский национальный комитет по тепломассообмену
Новосибирский национальный исследовательский государственный университет
Российский фонд фундаментальных исследований

Федеральное агентство научных организаций
Отделение энергетики, машиностроения,
механики и процессов управления РАН
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
Российский национальный комитет по тепломассообмену
Новосибирский национальный исследовательский
государственный университет
Российский фонд фундаментальных исследований

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



XXXII

СИБИРСКИЙ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ
СЕМИНАР

80 лет академику В.Е. Накорякову

19 – 20 ноября 2015 г.

МАТЕРИАЛЫ

Новосибирск 2015

Сборник содержит материалы научных докладов XXXII Сибирского теплофизического семинара, который проводился 19-20 ноября 2015 года в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. В сборнике представлены материалы докладов по направлениям: гидрогазодинамика и тепломассоперенос в однофазных средах; устойчивость, волны и турбулентность; многофазные течения и тепломассообмен при фазовых превращениях; фундаментальные и прикладные исследования газогидратов; процессы переноса в микро- и наносистемах; процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение; теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен; неравновесные процессы в разреженных газах и плазме; теплофизические проблемы энергетики; энергоэффективность и энергосбережение; теплофизические основы альтернативной и водородной энергетики.

Председатель:

Алексеев С.В., член-корреспондент РАН

Сопредседатель:

Нагоряков В.Е., академик РАН

Заместители председателя:

Павленко А.Н., член-корреспондент РАН

Станкус С.В., доктор физ.-мат. наук

Ученые секретари:

Кекалов А.Н., кандидат физ.-мат. наук

Месаркишвили З.С., кандидат техн. наук

Мезенцев И.В., кандидат техн. наук

Члены орг. комитета:

Бурдуков А.П., доктор техн. наук

Покусаев Б.Г., чл.- корр. РАН

Гешев П.И., доктор физ.- мат. наук

Предтеченский М.Р., чл.- корр. РАН

Елистратов С.Л., доктор техн. наук

Прибатурин Н.А., доктор техн. наук

Кабов О.А., доктор физ.- мат. наук

Ребров А.К., академик РАН

Кавазое Й., профессор

Рубцов Н.А., доктор техн. наук

Кашинский О.Н., доктор физ.- мат. наук

Терехов В.И., доктор техн. наук

Кедринский В.К., доктор физ.- мат. наук

Фаворский О.Н., академик РАН

Кривобоков В.П., доктор физ.- мат. наук

Федорук М.П., доктор физ.- мат. наук

Кузнецов В.В., доктор физ.- мат. наук

Фомин В.М., академик РАН

Куйбин П.А., доктор физ.- мат. наук

Фортов В.Е., академик РАН

Леонтьев А.И., академик РАН

Ханьялич К., профессор

Маркович Д.М., чл.-корр. РАН

Шарыпов О.В., доктор физ.- мат. наук

Нигматулин Р.И., академик РАН

Яворский Н.И., доктор физ.- мат. наук

Новопашин С.А., доктор физ.- мат. наук

Ярыгин В.Н., доктор техн. наук

Ока С., профессор

Всероссийская конференция «XXXII Сибирский теплофизический семинар» проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-08-20954 г).

Издание сборника материалов производилось с авторских листов участников конференции. За ошибки и опечатки авторов издательство ответственности не несёт.



Пленарные доклады

**ПЕРВООЧЕРЕДНЫЕ ЗАДАЧИ В РАЗВИТИИ ПЕРСПЕКТИВНЫХ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ**

Алексеев С.В.

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

Энергетика – фундамент для развития экономики любой страны. Особую роль в энергетике играют инновации, а в России – исключительную. Причины тому следующие: 1. Необходимо срочное перевооружение Российской энергетики из-за недопустимого износа оборудования. 2. Необходимо существенно повышать энергоэффективность национальной экономики как одной из наименее эффективных среди развитых стран. 3. Необходимо активно осваивать возобновляемые источники энергии (ВИЭ). Отставание от уже достигнутого в мире недопустимо!

Имеются разные точки зрения на приоритеты в развитии энергетики. По мнению автора в ближайшей перспективе следует упор делать на развитие экологически чистых и эффективных технологий переработки органического топлива, что особо актуально для России. Подтверждением является современная структура производства электроэнергии. Так, доля угля в мировом производстве э/э составляла 41% в 2010 г., а к 2030 г. должна вырасти до 44%. В России этот показатель равен всего лишь 20%, и это при наличии огромных запасов угля, рассредоточенных по всей территории страны. В более далекой перспективе (но начинать надо сейчас) видится интенсивное освоение ВИЭ и разработка эффективных методов преобразования и хранения энергии, без которых невозможно практическое использование большинства возобновляемых источников энергии. Среди наиболее перспективных видов ВИЭ следует считать, несомненно, солнечную энергию, а также геотермальную энергию, имея в виду, прежде всего, глубинное тепло (тепло сухих пород Земли на глубинах 3 – 10 км при $t \leq 350^\circ\text{C}$). В докладе приводятся примеры перспективных технологий по указанным направлениям, дается оценка современного их состояния, и предлагаются меры по их практической реализации.

Очевидно, что невозможно говорить о развитии «современных» энергетических технологий без выполнения фундаментальных исследований, рождающих новые идеи и питающих новые разработки. Поэтому в первой части доклада обсуждаются задачи фундаментальных исследований и приводятся некоторые важные результаты, относящиеся преимущественно к тепловой энергетике и гидроэнергетике. Отмечается важность развития современных методов диагностики типа полевых оптических методов измерения параметров потоков с высоким временным и пространственным разрешением, а также методов численного моделирования с использованием адекватных физических моделей турбулентного переноса. Приведены новые результаты по: взаимодействию концентрированных вихрей, включая перезамыкание вихрей; течению пленок жидкости и ривулетов при наличии контактной линии; течению и теплообмену в микроканалах, включая двухфазные течения; структуре пламени и процессам горения при разного типа воздействиях и др. Показано, как эти результаты используются для разработки способов управления потоками и интенсификации процессов теплообмена и горения применительно к задачам энергетики. Отмечено, что при разработке новых технологий особую роль играют крупномасштабные стенды, в которых реализуются условия, близкие к промышленным. В частности, предлагается восстановить высоконапорную лабораторию Красноярской ГЭС с ее уникальными параметрами (напор – 100 м, скорости жидкости – до 45 м/с).

Во второй части доклада обсуждается ряд перспективных энергетических технологий. В области «большой» теплоэнергетики на органическом топливе с точки зрения повышения КПД наиболее актуальным является вопрос о переходе на суперсверхкритические параметры пара (в проекте ВТИ: мощность - 660 МВт; давление - 29,4 МПа; температура - 610°C ; КПД - 45%), а также применении парогазовых установок. Конечно, говоря о переработке органического топлива, необходимо иметь в виду экологические проблемы, включая выбросы углекислого газа. И актуальность этих проблем будет только возрастать со временем. В стратегическом плане для угольной промышленности ориентиром является глубокая переработка твердого топлива (в первую очередь, газификация), когда на выходе имеем не только энергию, но и разнообразные

химические и другие продукты. Приводится пример частично освоенных в промышленном масштабе технологий ТЕРМОКОКС® (г. Красноярск) с предложением о их включении в планируемый Энерготехнопарк г.Новосибирска. Другая оригинальная технология переработки угля и угольных отходов связана с применением концепции водоугольного топлива (ВУТ). На данный момент изготовлен и осуществляются пусконаладочные работы котла на ВУТе мощностью 1,8 МВт в п. Барзас Кемеровской области. Технология не имеет аналогов в мире и разработана специалистами ИТ СО РАН и компании ПРОТЭН.

Что касается ВИЭ, наиболее подробно рассматриваются солнечная энергетика и геотермальная энергетика. К сожалению, в России этим видам энергии практически не уделяется внимания. Тем не менее, в ноябре 2015 г. запущена станция в Башкирии мощностью 20 МВт, самая крупная в России, если не считать станцию в Крыму установленной мощностью 407 МВт, которая появилась после присоединения Крыма к России. В докладе предлагается проект создания модульных солнечных станций на основе плазмохимического метода получения пленок солнечного кремния. Этот метод неоднократно обсуждался на разных уровнях. Возможная реализация проекта связана с международным сотрудничеством.

Одно из наиболее интересных и перспективных направлений развития мировой энергетики по нашему мнению связано с геотермальной энергией, имея в виду глубинное тепло. Под глубинным теплом (петротермальной энергией) подразумевается тепло сухих пород с температурой до 350 °С на глубинах 3 – 10 км. Можно озвучить такой тезис: петротермальной энергии достаточно, чтобы навсегда обеспечить человечество энергией! Схема извлечения глубинного тепла состоит в следующем. Бурятся две (или более) скважины на расстоянии порядка 1 км, между которыми на глубине более 3 км создается проницаемая зона либо искусственно методом гидроразрыва, либо путем использования естественной проницаемости (при возможности). Через одну из скважин подается холодная вода, а через другую выходит горячая вода ($t = 200\text{-}350^\circ\text{C}$), которая непосредственно идет на тепловую электростанцию для генерации электроэнергии и нужд теплоснабжения. При меньших температурах применяются бинарные циклы на органических теплоносителях и тепловые насосы. Возможен вариант с эксплуатацией простаивающих нефтяных и газовых скважин с глубинами до 5 км, которых не одна тысяча. На нынешнем этапе продемонстрирована техническая состоятельность петротермальных проектов. В ряде стран приняты программы развития этого вида энергии, в основном, на уровне НИОКР с преобладающей долей бюджетного финансирования.

В докладе дан анализ мирового и отечественного опыта освоения как гидрогеотермального, так и петротермального видов энергии. Показан вклад России и СО РАН. Отмечено, что впервые в мире бинарный цикл с фреоновой турбиной был реализован в 1967 г. на геотермальных источниках Камчатки Институтом теплофизики СО АН СССР. Описаны новые разработки по тепловым насосам, в том числе для геотермальной энергетике. Приведены результаты исследований по теплообмену в геотермальных циркуляционных системах для извлечения глубинного тепла; даны оценки срока службы таких систем. Сделаны выводы, что в России есть условия и возможности для развития геотермальной энергетике, включая петротермальную, а в СО РАН имеются практически все специалисты, способные на интеграционном уровне успешно решать необходимые научные задачи по указанной проблеме.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА
В ПРИСТЕНОЧНЫХ ТЕЧЕНИЯХ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД
УДЛИНЕННЫМИ ОВАЛЬНЫМИ ЛУНКАМИ***Исаев С.А.^{1,3}, Леонтьев А.И.²*¹ *Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации,
196210, Россия, Санкт-Петербург, ул. Пилотов, 38*² *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., Стр. 1*³ *Казанский национальный исследовательский технический университет
им.А.Н. Туполева – КАИ, 420111, Татарстан Республика, г. Казань, ул. Карла Маркса, 10*

На основе численного решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замкнутых с помощью модифицированной с учетом влияния кривизны линий тока модели переноса сдвиговых напряжений (MSST) [1], проанализирована перестройка отрывного обтекания наклоненной под 45° овальной лунки на стенке плоскопараллельного узкого канала при ее уширении с сохранением неизменными ее глубины и площади пятна. Конвективный теплообмен рассматривается в узком канале шириной 2.5 и высотой 0.33. Число Рейнольдса, построенное по диаметру D пятна эквивалентной сферической лунки, равно 10^4 . Масштабы обезразмеривания – среднемассовая скорость течения в канале и размер D . Лунки располагаются на расстоянии $3D$ от входа в канала, где задается профиль полностью развитого турбулентного течения. Радиус скругления кромок принимается равным $0.025D$. На выходе из канала длиной порядка $7D$ задаются мягкие граничные условия. Полуширина овальной лунки Δ варьируется от 0.17 до 0.5. При уменьшении полуширины лунки Δ при сохранении площади пятна растет ее относительное удлинение (от 1 до примерно 6), а значит увеличивается степень воздействия лунки на течение в ближнем следе [2]. Гидравлические потери определяются, как описано в [3]. Компьютерная визуализация вихревых структур [2] демонстрирует перестройку отрывного обтекания овальной лунки с ростом ее удлинения и растущую эффективность, как генератора спиралевидных вихрей. С уменьшением Δ кардинально интенсифицируется вторичное течение в ареале овальной лунки, определяемое величиной поперечной составляющей скорости, достигающей 0.82 от среднемассовой скорости течения в канале. Интенсификация течения несжимаемой вязкой жидкости в генерируемых спиралевидных вихрях сопровождается на максимальное значение гидравлических потерь, а затем происходит их падение ниже уровня потерь в канале со сферической лункой. Тепловая эффективность при этом монотонно возрастает.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (код проекта 14-19-00003) и при частичной государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый – С.Исаев, КНИТУ-КАИ, г.Казань) по гранту Правительства России №14.Z50.31.0003.

Список литературы:

1. Isaev S.A., Leontiev A.I., Kornev N.V., Hassel E., and Chudnovskii Ja.P. Heat transfer intensification for laminar and turbulent flows in a narrow channel with one-row oval dimples // High Temperature. 2015. Vol.53. No.3 P. 375-386.
2. Isaev S.A., Leontiev A.I., Gul'tsova M.E., and Popov I.A. Transformation and intensification of tornado-like flow in a narrow channel during elongation of an oval dimple with constant area // Technical Letters. 2015. Vol. 41. No.6. P.606-609.
3. Isaev S.A., Kornev N.V., Leontiev A.I., Hassel E. Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on the turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. Vol.53. Issues 1-3. P.178-197.

**ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ
ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ
(МОДЕЛЬ НАКОРЯКОВА-ОСТАПЕНКО-БАРТАШЕВИЧ)**

Пухначев В.В.^{1,2}, Фроловская О.А.^{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, 2*

В серии работ В.Е. Накорякова, В.В. Остапенко и М.В. Барташевич [1–3] была сформулирована и исследована модель течения пленки по вертикальной стенке с учетом конденсации насыщенного пара или испарения жидкости со свободной поверхности. Она описывает плоские квазистационарные движения при малых числах Рейнольдса в терминах толщины пленки $h(x, t)$, удовлетворяющей уравнению

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h^3}{3} \left(1 + \alpha \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} \right) \right] = \frac{\beta}{h}. \quad (1)$$

Уравнение (1) записано в безразмерных переменных. Параметры α и β имеют следующий вид:

$$\alpha = \frac{\sigma h_0}{g \rho l^3}, \quad \beta = \frac{(T_s - T_w) \nu \lambda l}{\rho g r h_0^4}.$$

Здесь $h_0 = (\nu^2 / g)^{1/3}$ – характерная толщина пленки, $l \gg h_0$ – характерный продольный масштаб, ν – кинематическая вязкость, ρ – плотность жидкости, g – ускорение силы тяжести, σ – коэффициент поверхностного натяжения, T_s – температура насыщения, T_w – температура стенки, λ – коэффициент теплопроводности, r – теплота фазового перехода. В качестве масштаба времени выбирается величина $\tau = l / (g \nu)^{1/3}$. Типичные значения параметров α и β таковы: $|\beta| = 1, \alpha = 5 \cdot 10^{-5}$ [3]. Случай $\beta > 0$ соответствует процессу конденсации, а случай $\beta < 0$ – процессу испарения.

Если $\alpha = 0$, уравнение (1) переходит в квазилинейное уравнение первого порядка

$$\frac{\partial h^2}{\partial t} + h^2 \frac{\partial h^2}{\partial x} = 2\beta. \quad (2)$$

В работе [3] подробно исследованы решения этого уравнения, обладающие сильными и слабыми разрывами. Уравнение (2) с помощью замены переменных $h^2(x, t) = u(z, t) + 2\beta t$, $x = z + \beta t^2$ сводится к уравнению Хопфа $u_t + uu_z = 0$, что позволяет строить его решения в виде комбинации ударных волн и центрированных волн разрежения.

При выводе уравнения (1) предполагалось, что величины T_w и T_s постоянны. Оказывается, редукция уравнения (2) к уравнению Хопфа возможна и в случае, когда эти величины являются произвольными функциями времени (в частности, температура стенки может колебаться вблизи температуры насыщения). Это достигается с помощью перехода к новой независимой переменной и искомой функции по формулам

$$x = z + 2 \int_0^t (t-s) \beta(s) ds, \quad h^2(x, t) = u(z, t) + 2 \int_0^t \beta(s) ds.$$

Другой способ интегрирования уравнения (2) состоит в переходе к переменным Лагранжа, $h^2(x, t) = w(\xi, t)$; $x_t = w, t > 0$; $x = \xi, t = 0$. Функция w удовлетворяет уравнению $w_t = \beta(t)$ и

начальному условию $w(\xi, 0) = h_0^2(\xi)$, где h_0 – начальное распределение толщины пленки. Этот способ дает представление решения задачи Коши для уравнения (2) в терминах решения обыкновенного дифференциального уравнения и квадратуры.

Ниже приводятся два новых точных решения уравнения (2). Первое решение соответствует случаю $\beta = 1$ и имеет вид

$$h = (u_- + 2t)^{1/2}, x < Dt + t^2; h = (u_+ + 2t)^{1/2}, x > Dt + t^2, \quad (3)$$

где u_- и u_+ постоянны, $u_- > u_+ > 0$, а скорость скачка конденсации D определяется по формуле $3D = u_- + u_+ + (u_- u_+)^{1/2}$. В работе [3] были найдены решения уравнения (2) в виде бегущих волн с постоянной скоростью распространения разрыва. В отличие от них, в решении (3) фронт конденсации движется с постоянным ускорением, равным 2.

Во втором решении $2\beta = -(t+1)^{-2}$. Здесь $h = (t+1)^{-1/2}(f+1)^{1/2}$, функция $f(\zeta)$ находится как положительное решение уравнения

$$f + (1 - W) \ln f = \zeta, \zeta \in \mathbf{R} \quad (4)$$

$W = const$, $\zeta = x - W \ln(t+1)$. Пусть $0 < W < 1$. Тогда $f = \zeta[1 + o(1)]$ при $\zeta \rightarrow \infty$, $f \rightarrow 0$ при $\zeta \rightarrow -\infty$. Решение (4) описывает движение гладкого фронта испарения, скорость которого замедляется с ростом времени пропорционально $(t+1)^{-1}$, а толщина остаточного слоя $t \rightarrow \infty$ стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$ с асимптотикой $h = t^{-1/2}[1 + o(1)]$.

Рассмотрим теперь уравнение (1) в случае $\alpha > 0$. Параметр α , пропорциональный коэффициенту поверхностного натяжения, является естественным регуляризатором задачи. Его учет позволяет исследовать структуру сильных и слабых разрывов, которые присущи решениям укороченного уравнения (2), в частности, структуру бегущих волн. В докладе изучено влияние члена со старшей производной в уравнении (1) на характеристики решений (3) и (4) укороченного уравнения (2) при малых значениях параметра α .

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 13-01-00526). Авторы выражают признательность В.В. Остапенко за полезные обсуждения.

Список литературы:

1. Nakoryakov V.E., Ostapenko V.V., Bartashevich M.V. Heat and mass transfer in the liquid film on a vertical wall in roll-wave regime // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 6514-6518.
2. Накоряков В.Е., Остапенко В.В., Барташевич М.В. Исследование катящихся волн на поверхности стекающей пленки конденсата // Доклады Академии наук. 2014. Т. 454. № 5. С. 540-544.
3. Nakoryakov V.E., Ostapenko V.V., Bartashevich M.V. Rolling waves on the surface of a thin layer of viscous liquid at phase transition // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 89. P. 846-855.

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЯХ И ПЛАМЕНАХ

Маркович Д.М., Дулин В.М., Шестаков М.В.

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

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

В 1938 году, отвечая на комментарий Кармана, Толлмин и Прандтль высказали мнение о том, что во множестве случаев турбулентность характеризуется не только случайными, но и самосогласованными (когерентными) пульсациями. Позднее, Тоунсенд (Townsend 1956) и его ученики обозначили важную роль когерентных структур (в том числе крупномасштабных вихревых структур, КВС) в процессе тепломассопереноса в турбулентных потоках. Это послужило отправной точкой для представления динамики турбулентных сдвиговых течений как движение когерентных структур (Holmes et al. 1996) в "фоновой" турбулентности. Более глубокое понимание характеристик КВС и условий их формирования способствуют развитию эффективных методов управления тепломассопереносом в турбулентных потоках. В частности, эти методы нашли свое применение для струйных течений (см. Гиневский и др. 2001). Развитие вторичной неустойчивости для крупномасштабных вихревых образования оказывается не менее важным в ряде механизмов. В частности, недавние работы подняли вопрос о принципиальности роли вторичных продольных структур в процессе смешения и создания благоприятных условий для стабилизации высокоскоростных струйных факелов (Lawn 2009).

Темпы развития оптоэлектронных технологий привели к существенному шагу вперед в понимании гидромеханики турбулентных потоков, так как стали доступны для измерения такие величины, как пространственные распределения мгновенной скорости, получаемые при использовании методики particle image velocimetry (PIV). Регистрация оптических проекций (изображений) трассерных частиц в объеме и использование вычислительной томографии сделали возможным измерение трехмерных полей скорости в объеме. Это открыло путь к прямому измерению градиента поля скорости, оценки поля давления или локальной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности. Достигнутые частоты измерений в десятки кГц приблизили производительность томографического PIV к методам численного моделирования. Однако зачастую большой объем данных значительно затрудняет их анализ и

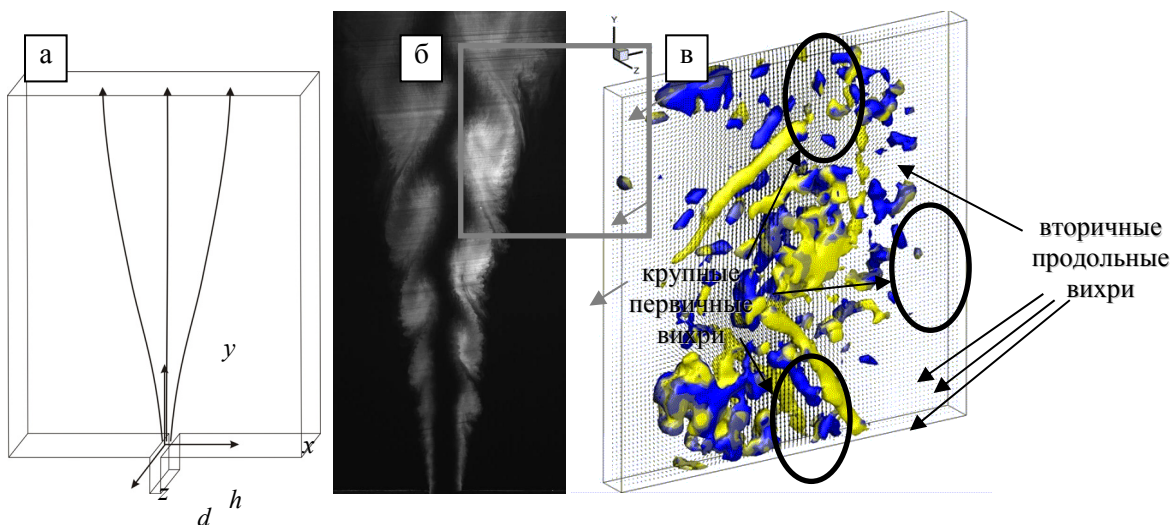


Рис. 1. (а) Схема течения плоской струи в щелевом канале. (б) Визуализация с использованием флуоресцентного красителя ($Re = 20000$, $h/d = 10$). (в) Распределение крупных вихревых структур мгновенного поля скорости, измеренное томографическим методом PIV ($Re = 20000$, $h/d = 1$). Изоповерхности Q -критерия окрашены в соответствии со знаком локальной продольной завихренности (светлые - положительные, темные - отрицательные)

интерпретацию. Это объясняет возросший интерес к использованию подходов для понижения размерности стохастических динамических систем на основе методов линейной алгебры.

В данном докладе будут обсуждаться современные достижения и тенденции в области развития анемометрии по изображениям частиц, с акцентом на сдвиговые течения. Будут представлены результаты серии экспериментов по исследованию динамики турбулентного потока свободных осесимметричных струй, в том числе с закруткой и горением потока, а также плоской струи, распространяющейся в щелевом канале. Помимо локальной сдвиговой неустойчивости для данных потоков также проявляется интенсивная мода, вызывающая поперечное отклонение струй. В случае закрученных струй и пламени мода проявляется в прецессии течения, а в случае плоской струи в щелевом канале соответствует меандрированию потока.

На Рис.1 представлены примеры результатов визуализации и измерения трехмерного распределения мгновенной скорости. Помимо крупных вихревых образований, расположенных в шахматном порядке в слоях смешения струи, визуализация демонстрирует наличие продольных структур. Идентификация вихрей с использованием Q -критерия (отличие сверток тензоров завихренности и скоростей деформаций $Q = \Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij} > 0$), рассчитанного по измеренным трехмерным распределениям мгновенной скорости подтверждает данный вывод. Во время меандрирования струи между крупными вихрями противоположного знака в потоке усиливаются продольные вихревые структуры. Эти вихри существенно длиннее толщины

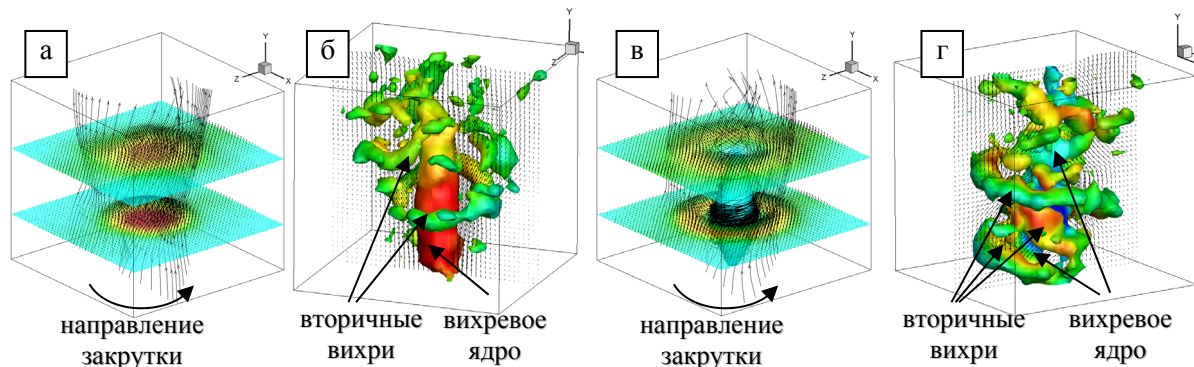


Рис. 2. Структура течения (а, б) слабо- и (в, г) сильно-закрученных струй ($Re = 8900$). (а, в) - осредненные данные, (б, г) – крупные вихревые структуры, визуализированы на основе Q критерия

щелевого зазора и играют важную роль в процессе смешения турбулентного потока с окружающей жидкостью.

На Рис. 2. представлены примеры результатов 3D измерений полей мгновенной скорости в закрученных струях без горения. Рассмотрено два случая: умеренная и сильная закрутка потока. Во втором случае, в отличие от первого, в потоке имеет место распад вихревого ядра, сопровождающийся наличием центральной зоны рециркуляции. В работе сделан вывод, что прецессирующее спиралевидное вихревое ядро и вторичные спиральные вихревые структуры присутствуют как при умеренной, так и при сильной закрутке потока. Отличие в том, что при распаде вихревого ядра динамика всего течения в существенной степени определяется спиральной автоколебательной модой, соответствующей вращению когерентной структуры, состоящей из вихревого ядра и внешнего спирального вихря. В случае умеренной закрутки потока, в процессе распада кольцевых вихрей на начальном участке слоя смешения образуются спиральные вихри, также играющие важную роль в процессе смешения струи с внешней жидкостью.

Список литературы:

1. Townsend A.A. The Structure of Turbulent Shear Flow. Cambridge University Press, 1956.
2. Holmes P., Lumley J.L., Berkooz G. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. Cambridge University Press, 1996
3. Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К. Акустическое управление турбулентными струями. М: Физматлит, 2001
4. Lawn C.J. Lifted flames on fuel jets in co-flowing air // Progr. Energy Combust. Sci. 2009. V. 35. P. 1–30

HYDRATE CLATHRATES FOR GAS STORAGE AND SEPARATION

Yoshiyuki Kawazoe^{1,2}

¹ *New Industry Creation Hatchery Center, Tohoku University, Sendai, Japan*

² *Kutateladze Institute of Thermophysics, SB-RAS, Russia*

After oil, natural gas attracts much attention for energy generation. Methane gas has been known to exist almost double the amount of oil. Especially, recently huge amount of shale gas was found and extraction technology has been developed to make it useful. The remaining problem is how to transport these gases to the place of use. Since liquefaction is very expensive, we should develop some other method for transportation. We have been working to develop a new method of using hydrate clathrates as a carrier of gas.

Methane gas hydrate exists and used by making so called pellets, which is a good example of economical gas transportation. To apply hydrate clathrates for other gases, there is a severe problem of extra ordinary long time and high pressure for formation. To reduce these conditions and realize fast and economical hydrate clathrate formation, we tried to apply shock waves. We also applied theoretical approach to analyse experimental observations, and try to design help gas to increase amount of gas and stabilize the system. Hydrate clathrates are also useful for gas separation.

Contact: kawazoe@imr.edu

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ГЕЛЯХ*Покусев Б.Г.**Университет машиностроения 07023, Россия, Москва, ул. Большая Семеновская, д.38*

Различные гели широко используются во многих областях техники, нефтедобыче, медицине и биотехнологиях. Гель – специфическая дисперсная система, состоящая из жидкой дисперсионной среды и связанной за счет межмолекулярных сил в местах контакта высокомолекулярной дисперсной фазы [1,2]. Внешне гель представляется макрооднородной непрерывной средой, однако имеет отличные от нее свойства. Например, на макро масштабах гель является вязкоупругой средой, поскольку проявляет свойства упругости и способен сохранять свою внутреннюю структуру при незначительных механических напряжениях, когда они не превышают межмолекулярные силы сцепления молекул, формирующих дисперсную фазу. При больших напряжениях, когда межмолекулярные связи разрушаются, гель ведет себя как вязкая среда, но способен восстанавливать свою структуру после окончания механического воздействия. При этом механические свойства геля не остаются постоянными во времени, а могут существенно изменяться за счет внутренних процессов переконденсации и перекристаллизации, приводящих к самопроизвольному уплотнению дисперсной фазы [3].

Как принято считать, принципиальным отличием переноса вещества в гелях от однородных жидких сред является его перемещение только за счет диффузионного механизма по микроканалам сложной формы и структуры, обгибая макромолекулы дисперсной фазы, взаимодействие с которыми также оказывает влияние на скорость распространения переносимого вещества. В последнее время растет понимание, что законы массопереноса в микроструктурированных средах описываются закономерностями, отличными от закона Фика, даже при использовании его с эффективным коэффициентом диффузии.

В работе экспериментально установлено, что при нестационарном переносе вещества в горизонтальных каналах, заполненных однородной жидкостью, скорость массопереноса существенно превышает вызванную чистой диффузией и зависит от ширины канала. Причина указанного явления обуславливается продольным конвективным движением жидкости в канале со средней скоростью, сопоставимой со скоростью диффузии и убывающей со временем. Это движение вызвано продольным градиентом давления, возникающим за счет превышения плотностью диффундирующего вещества плотности среды переноса. Показано, что при нестационарном массопереносе в горизонтальных каналах с однородной средой переноса наличие открытой поверхности влияет на скорость процесса, особенно на его на чальной стадии. Причина – наличие поверхностных сил, возникающих за счет концентрационно капиллярного эффекта и способных изменить скорость конвективного течения жидкости в канале. Экспериментально получено, что при нестационарном массопереносе в горизонтальных каналах, заполненных микроструктурированной средой (гелем), имеют место те же закономерности, связанные с зависимостью скорости перемещения изоконцентрационных поверхностей от ширины канала, что и для однородной жидкости. Такая аналогия позволяет предположить, что при массопереносе в гелях помимо диффузии имеет место и конвективный перенос. Однако для гелей он заметно меньше, чем для однородной жидкости, из-за высокого гидравлического сопротивления микроструктурированной дисперсной фазы.

Визуализация нестационарного заполнения горизонтального тонкого слоя подсушенного геля инертным окрашенным веществом позволила обнаружить фрактальную структуру первоначально сформированного концентрационного фронта. Установлена возможность формирования в геле в начальный момент массопереноса неоднородных объемных зон с различной концентрацией переносимого вещества.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда
(№ 15-19-00177).*

Список литературы:

1. Gels: structures, properties, and functions. Fundamentals and applications / Eds. Tokita M., Nishinary K. //Progress of Colloid and Polymer Science. V. 136. 2009.
2. Pokusaev B.G., Karlov S.P., Vyazmin A.V., Nekrasov D.A. Peculiarities of diffusion in gels // Thermophysics and Aeromechanics. 2013. V. 20. № 6. P. 749.
3. Mitchell J.R. The rheology of gels // Journal of Texture Studies. 1980. V. 11. № 4. P. 315.

ТРИГЕНЕРАЦИЯ КАК ВОЗМОЖНОСТЬ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ

Клименко А.В., Агабабов В.С.

*Национальный исследовательский университет "Московский энергетический институт"
111250, Россия, Москва, Красноказарменная ул., 14*

На сегодняшний день в теплоэнергетике широкое распространение получили установки, производящие энергию в режиме когенерации, т.е. с производством двух форм полезной из единственного первичного источника энергии – топлива. В подавляющем большинстве случаев это электроэнергия и теплота. Такое решение оказывается выгодным по соображениям термодинамики, хотя, заметим, не всегда может быть оптимальным в силу других факторов.

Наряду с электроэнергией и теплом, во многих случаях потребитель энергии нуждается еще и в холоде (использование в определенных технологических процессах, хранение продукции, обеспечение комфортных условий жизнедеятельности человека). Подчеркнем, что при относительно невысокой доле затрат энергии на производство холода ее значение имеет устойчивую тенденцию к росту. Так, например, по данным исследований [1], в Москве годовое потребление электроэнергии на кондиционирование вырастет к 2025 г. по сравнению с 2006 г. почти в 3 раза.

Существующая на сегодня система холодоснабжения основана на применении генерирующих холод агрегатов непосредственно у потребителя. Для привода этих агрегатов используется чаще всего получаемая потребителем электроэнергия.

Технология тригенерации подразумевает наряду со снабжением потребителя от единого источника генерации энергии электроэнергией и теплотой организацию также и централизованного снабжения потребителя холодом от того же источника генерации энергии. Проведенные оценки показали, что тригенерационные установки могут иметь ещё большую энергетическую эффективность, чем когенерационные.

До настоящего времени технология тригенерации в нашей стране не использовалась. Вместе с тем, в странах Западной Европы и США имеются примеры подобных установок с системами централизованного хладоснабжения. Так установки централизованного хладоснабжения, существующие в Германии, имеют общую установленную холодильную мощность более 700 МВт [2]. При этом в год централизованно производится более 600 ГВт*ч холода. Потребителями холода являются магазины, офисные здания, университеты и т.п. Длина хладопроводов каждой из установок составляет от 5 до 10 км.

Обилие возможных технических решений при создании тригенерационных установок определяется разными принципами работы как электрогенерирующего оборудования (паротурбинные установки (ПТУ), газотурбинные установки (ГТУ), газопоршневые агрегаты (ГПА)), так и термотрансформаторов, генерирующих тепло и холод. Если для привода термотрансформаторов пароконденсационного и воздушного типов необходима электроэнергия, то основным видом энергии для привода термотрансформатора абсорбционного типа (АБТТ) является тепло, которое может подаваться на него в виде потоков пара, жидкости или продуктов сгорания, а электроэнергия необходима лишь для привода насосного оборудования, входящего в состав АБТТ. Возможные варианты использования различных видов энергии для производства тепла и холода в тригенерационных установках приведены в таблице 1.

Необходимо также иметь в виду, что возможны различные режимы работы термотрансформаторов при генерации тепла и холода. Это может быть, как совмещенная (в одном термотрансформаторе), так и раздельная генерация (в одном термотрансформаторе тепло, в другом холод).

В качестве примера выполнены оценки термодинамической эффективности установки с электрической мощностью 2 МВт на базе ГТУ и термотрансформатора абсорбционного типа, работающей в тригенерационном режиме. Оказывается, что коэффициент использования теплоты топлива (КИТТ) для всего диапазона температур наружного воздуха превышает свое значение при работе установки в когенерационном режиме, при этом превышение может достигать трехкратного (рис.1).

Таблица 1. Источники энергии для производства тепла и холода для различных типов энергоустановок

Тип генерирующей установки	Источник энергии, используемой для производства	
	тепла	холода
ПТУ	Отбор теплофикационной турбины	Отбор теплофикационной турбины Электроэнергия
ГТУ, ГПА	Тепло уходящих газов	Тепло уходящих газов Электроэнергия
ПГУ	Отбор теплофикационной турбины Тепло уходящих газов	Отбор пара в ПТУ части Тепло газа на выхлопе ГТУ части Электроэнергия

Необходимо также иметь в виду, что возможны различные режимы работы термотрансформаторов при генерации тепла и холода. Это может быть, как совмещенная (в одном термотрансформаторе), так и раздельная генерация (в одном термотрансформаторе тепло, в другом холод).

В качестве примера выполнены оценки термодинамической эффективности установки с электрической мощностью 2 МВт на базе ГТУ и термотрансформатора абсорбционного типа, работающей в тригенерационном режиме. Оказывается, что коэффициент использования теплоты топлива (КИТТ) для всего диапазона температур наружного воздуха превышает свое значение при работе установки в когенерационном режиме, при этом превышение может достигать трехкратного (рис.1).

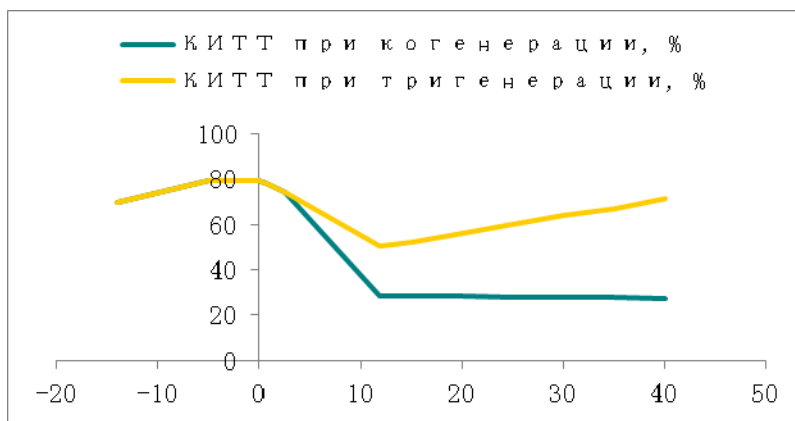


Рис.1 - Зависимости КИТТ для когенерационной и тригенерационной установок от температуры наружного воздуха

В каждом случае внедрения тригенерационных установок необходим тщательный анализ существующих условий и возможных вариантов составляющего их оборудования. При этом анализ, как правило, должен проводиться на базе системного подхода, позволяющего определить эффект от внедрения с учетом его воздействия на работу всех составляющих элементов тригенерационного комплекса, включая и потребителей.

Список литературы

1. Клименко, В.В. Оценка потребления электроэнергии на кондиционирование в Москве в условиях ожидаемых изменений климата Терешин А. Г., Андрейченко Т. Н., Бокарев А. В., Марковчева Е. В., Рогатовская Л. П. // Энергосбережение и водоподготовка. 2011. № 1. С. 2–6.
2. Miller, J. Kälte aus Fernwärme im Aufwind. / J. Miller // Blickpunkt AGFW aktuell. - 09/05.

НОВЫЕ ПУТИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССА ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ*Чернов А.А., Накоряков В.Е., Мезенцев И.В., Мелешкин А.В., Пильник А.А.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Одной из основных проблем нефтегазовой отрасли на протяжении всей ее истории является образование и отложение твердой фазы, как в пласте, так и в системах подземного и наземного оборудования нефтяных и газовых месторождений. Среди данных отложений особый интерес представляют газовые гидраты - твердые кристаллические соединения, образующиеся при определенных термодинамических условиях и имеющие в своей основе газ (чаще метан или углекислый газ) в особом, связанном на молекулярном уровне с водой состоянии [1,2].

В настоящее время исследования газогидратов ведутся как в России и СНГ, так и во многих странах дальнего зарубежья (США, Канада, Япония, Индия и др.). Основная часть публикаций в России связана с исследованиями, проводимыми во ВНИИ природных газов (ВНИИГАЗ) и в ряде организаций РАН. Все исследования, проводимые по газогидратной тематике, можно условно разделить на фундаментальные и прикладные. В фундаментальных работах рассматриваются как общие положения, так и отдельные наиболее важные направления, к которым, в первую очередь, относятся исследование структуры газовых гидратов, их физико-химические, теплофизические, механические и др. свойства. Отдельный класс работ посвящен математическому моделированию процессов образования газогидратов и их разложения.

Как правило, процессы техногенного гидратообразования носят негативный характер, связанный, например, с затратами на устранение отложений газогидратов в системах добычи и транспортировки углеводородного сырья (на предупреждение и ликвидацию гидратных пробок уходит до 20% стоимости добычи газа). Особенно это актуально для месторождений, расположенных в сложных природных условиях (глубоководные шельфы, полярные регионы), где проблема техногенных газогидратов обостряется. Поэтому, в зависимости от условий добычи и транспортировки газа, используют различные способы борьбы с данным явлением: технологические (безгидратные) режимы эксплуатации установок; традиционные термодинамические ингибиторы, которые частично связывают воду и увеличивают давление гидратообразования при данной температуре или снижают температуру гидратообразования при данном давлении; более эффективные кинетические ингибиторы, которые замедляют скорость образования гидратов, а также ускоряют их разложение; различные ПАВ, препятствующие агломерации гидратов при их скоплении.

Однако, процесс гидратообразования имеет и положительные стороны, связанные с перспективой использования газогидратов (и самого процесса гидратообразования) на практике. В связи с этим, интерес к проблеме газовых гидратов в последние годы во всем мире значительно усилился. Так, например, одним из перспективных способов перевозки газа, при отсутствии трубопровода, является перевод газа в газогидратное состояние и его транспортировка в твердом виде при повышенном статическом давлении и пониженной температуре в равновесных условиях (хотя, в последнее время все большее внимание уделяется транспорту гидратов в неравновесных условиях, при атмосферном давлении). Эффективность данной технологии обусловлена тем, что массовое содержание газа в газогидратном состоянии в единице объема при одинаковых условиях во много раз выше, чем в свободном состоянии. Как показывают оценки, технология транспорта природного газа в гидратном состоянии является наиболее экономически выгодной для небольших нефтегазовых месторождений, причем дополнительный экономический эффект может быть достигнут при одновременной реализации потребителям и газа, и чистой воды, остающейся после разложения гидрата (при образовании газогидратов вода очищается от примесей). Еще одним аспектом применения газогидратных технологий является возможность организации хранилищ газа в газогидратном состоянии в равновесных условиях (под давлением) вблизи крупных потребителей газа. Процессы техногенного гидратообразования могут быть использованы и в других областях промышленности, отличных от нефтегазовой, в том числе для решения следующих задач: опреснения морской воды; разделения водных растворов; разделения газов; ликвидации туманов; аккумуляирования тепла и создания эффективных холодильных циклов и др.

Очевидно, одним из главных факторов, обеспечивающих экономическую целесообразность данных технологий, является скорость получения газогидратов. Поэтому, в настоящее время наблюдается большой интерес к задачам, направленным на развитие быстрых и эффективных способов их получения. Существуют различные методы интенсификации процесса гидратообразования: мелкодисперсное распыление водяной струи в атмосфере газа, интенсивное перемешивание воды, насыщенной газом, вибрационное и ультразвуковое воздействие на жидкость и т. д. Однако, основным недостатком этих методов является малая скорость гидратообразования и, как следствие, низкая производительность установок, построенных на их основе.

Сравнительно недавно авторами [3] был предложен новый ударно-волновой способ получения газовых гидратов, основанный на интенсивном воздействии на газожидкостные среды ударных волн, что приводит к достаточно быстрому процессу гидратообразования. Было показано, что основным механизмом, обеспечивающим увеличение скорости гидратообразования является интенсификация процессов тепло- и массообмена, обусловленная существенным увеличением межфазной границы и интенсивным перемешиванием среды.

В настоящей работе выполнен ряд исследований, основанных на данном методе, основной целью которых было получение газогидрата наиболее быстрым способом и в больших объемах. Экспериментально и теоретически исследованы процессы растворения и гидратообразования за фронтом ударной волной умеренной амплитуды в воде с пузырьками газа-гидратообразователя при различных начальных статических давлениях и температурах. Предложена модель процесса. Получены численные решения задачи для среды с пузырьками из фреона-12, углекислого газа и смеси углекислого газа и азота при различных начальных условиях и режимных параметрах процесса. Показано хорошее соответствие результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными. Выполнено обобщение опытных данных по профилям газосодержания за ударной волной, временам растворения и гидратообразования на основе расчетов по предложенной модели. Показано, что интенсификация процесса гидратообразования обусловлена дроблением газовых пузырьков во фронте волны, приводящим к резкому увеличению межфазной поверхности, а также возникновением движения раздробившихся пузырьков относительно жидкости. Гидратообразование происходит вследствие сорбционного роста гидратной пленки на поверхности образующихся газовых включений, при этом скорость данного процесса определяется кинетическими параметрами, а также тепло- и массоотдачей на межфазной поверхности и имеет очень большие значения. При этом характерное время полного гидратообразования за ударной волной на несколько порядков меньше времен гидратообразования в известных методах получения газогидратов и составляет несколько миллисекунд. Показано, что с увеличением амплитуды ударной волны, а также с уменьшением температуры среды скорости растворения и гидратообразования увеличиваются. Доля газа, переходящего в гидратное состояние, тем больше, чем больше начальное статическое давление в среде и чем больше амплитуда ударной волны. В ходе экспериментальных исследований по получению различных типов газовых гидратов с помощью метода взрывного вскипания были получены газогидраты озонобезопасного фреона R134a, газогидрат углекислого газа и газогидрат пропана. Проведенные исследования по динамике дегазации образцов при их разложении. Полученные дифрактограммы подтвердили наличие в твердой фазе значительного содержания газогидрата.

Результаты работы могут быть использованы при моделировании ударно-волновых процессов в двухфазных средах при образовании газогидратов и создании установок по их получению.

Экспериментальная часть работы выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 15-19-10025; теоретическая часть работы выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 15-08-04474.

Список литературы:

1. Hydrates of Hydrocarbons / Yu.F. Makogon, Tulsa, Oklahoma: Pennwell Pub.Comp., 1997.
2. Gas Hydrates in Nature / V.A. Istomin, V.S. Yakushev, Nedra: Moscow, 1992.
3. V.E. Dontsov, V.E. Nakoryakov, L.S. Chernoy The method of gas hydrate production, Patent RF 2270053, С 2, № 2003133051/15, Appl. 11.11.2003, Publ. 20. 02. 2006, Bull. № 5.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Кашинский О.Н.

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

В данном докладе представлены результаты экспериментальных исследований гидродинамической структуры и теплообмена в двухфазных газожидкостных потоках. Эти исследования являются развитием работ академика С.С. Кутателадзе по гидравлике двухфазных сред. В основу экспериментальных исследований положен электродиффузионный метод диагностики, разработанный академиком В.Е. Накоряковым. Исследования локальной структуры течения выполнены с помощью электрохимического метода с использованием микродатчиков трения и скорости. Особенностью данных работ является детальное исследование пристенной зоны течений, что практически невозможно с использованием других методов диагностики. Измерения проведены в вертикальных и горизонтальных трубах и каналах в широком диапазоне изменения расходов фаз. Изучены различные режимы течения газожидкостных смесей.

Исследования восходящего пузырькового течения показали наличие области аномального возрастания трения на стенке по сравнению с однофазным потоком, сопровождающееся повышенной концентрацией газовой фазы вблизи стенок трубы.

Проведено измерение условных характеристик течения в жидких пробках и под газовыми снарядами путем осреднения по ансамблю реализаций. Получена "средняя" крупномасштабная структура снарядного течения. Результаты измерений показали, что структура течения в начале жидкой пробки существенно деформирована по сравнению с однофазным течением в трубе.

Было проведено исследование опускного пузырькового течения в трубах различных диаметров. Показано, что во всех случаях газовая фаза концентрируется в центральной части трубы, образуя вблизи стенки область чистой жидкости. Напряжение трения на стенке в опускном течении выше, чем в однофазном потоке, что связано с заполненностью профилей скорости жидкости. При увеличении размеров пузырей газа происходит возрастание напряжения трения на стенке. Характерной особенностью опускного двухфазного течения являются резко выраженные эффекты подавления турбулентности жидкой фазы в пристенной зоне течения.

Проведены исследования структуры течения и теплообмена в каналах сложной геометрии. Показана существенная зависимость структуры газожидкостного течения от ориентации канала и направления течения. Представлены результаты измерения структуры течения и теплообмена в прямоугольном канале переменной ориентации. Приведены результаты исследований структуры течения в кольцевом канале, в том числе с частичным перекрытием сечения. Выполнено исследование гидравлических характеристик, теплообмена и структуры течения в элементах модели тепловыделяющей сборки гексагональной геометрии.

Представленные результаты являются базовыми экспериментальными данными, которые могут быть использованы для разработки и верификации новых термогидравлических кодов.

ЭВОЛЮЦИОННАЯ ДИНАМИКА МНОГОМАСШТАБНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ**Кузнецов В.В.***Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Двухфазные системы являются основным гидродинамическим объектом при добыче нефти и газа, их переработке, в химической технологии, энергетике, такие системы широко встречаются в различных техногенных и природных процессах. Большое разнообразие явлений, связанных с эффектами многофазности и нелинейности, обуславливает необходимость проведения экспериментальных и теоретических исследований, направленных на изучение природы распространения волн в двухфазных системах, в том числе в неравновесных условиях, что важно для развития систем безопасности энергетических комплексов и развития новых технологий, например МЭМС, основанных на управляемом распаде жидкости.

Одной из основных особенностей волновых процессов в двухфазных системах, связанных с распространением волн давления, являются эффекты нелинейности и дисперсии, которые отражают многомасштабность процессов, связанных с распространением волн. Рассмотрены основные закономерности распространения волн давления в жидкости с пузырьками газа и в пористой среде, насыщенной газожидкостной смесью. Особенностью этих процессов является определяющее влияние инерции присоединенной массы жидкости на процесс распространения волн. Для длинноволновых возмущений изучены свойства солитонов, мультисолитонов, ударных волн с осциллирующей структурой, изучено их взаимодействие. Рассмотрено взаимодействие взрывных волн с пузырьковой средой, когда в процессе формирования волны выделяются высокочастотные предвестники. Их возникновение связано с особенностью многомасштабного взаимодействия ансамбля пузырьков с коротковолновыми возмущениями, приводящего к интенсивному поглощению энергии волны слоем пузырьков и перекачки энергии к длинноволновым возмущениям. Установлено, что для пористых сред, насыщенных смесью газа и жидкости, наравне с неравновесностью, связанной с выравниванием температур и скоростей фаз, необходим учет динамической неравновесности. Получено модифицированное уравнение Рэлея, связывающее давления в жидкости и пузыре при его колебаниях в пористой среде. Используя уравнение Рэлея как замыкающее соотношение, получено эволюционное уравнение для распространения волн давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, проанализированы его решения. Эволюционное уравнение содержит два независимых волновых оператора и дает два типа продольных волн в пористой среде - "быструю" и "медленную", которые могут распространяться независимо. Установлено, что наиболее сильно эффекты дисперсии проявляются для "быстрой" волны.

Развита и экспериментально обоснована теория волнового распада метастабильных веществ в условиях высокой внешней и запасенной плотности энергии, получены новые закономерности парового взрыва и усиления волн давления в трактах энергетических устройств. Теоретически получен и экспериментально доказан волновой механизм пузырькового распада неравновесной системы, обусловленный взаимосвязью гидродинамических, тепловых и волновых явлений при интенсивном фазовом переходе, определены условия перехода к ударному распаду системы при сверхвысоких скоростях роста температуры. С помощью оригинальной оптической методики получены новые данные по динамике разделения фаз при высокоэнергетическом воздействии тепловых импульсов на воду, спирты и органические жидкости. Установлено, что для всех жидкостей имеет место предельная скорость роста температуры, при которой пузырьковый распад переходит в принципиально другой ударный механизм разделения фаз, связанный с образованием сплошной новой фазы минуя стадию диагностируемого пузырькового распада. Принципиальная возможность ударного разделения однокомпонентных веществ при сверхвысоких тепловых потоках подтверждена численными расчетами с использованием оригинальной численной модели, которая учитывает кинетику гомогенного зародышеобразования, рост давления и тепловые процессы при росте паровых пузырей. Проведены исследования поверхностного распада обычной и ретроградной жидкости, вызванного быстрым сбросом давления и переводом жидкости в метастабильное состояние. Установлено, что наиболее достоверным механизмом поверхностного распада жидкости является неравновесное испарение пересыщенного пара с последующей спонтанной конденсацией. Экспериментально доказано существование и определены свойства пульсирующего присоединенного скачка конденсации пара, истекающего с поверхности жидкости, установлен физический

механизм зарождения волны неравновесного фазового перехода. Установлено, что конденсация пара сопровождается значительными колебаниями давления, что обуславливает неравномерность динамического воздействия на межфазную поверхность и самоорганизацию поверхностных структур. На основе полученных данных установлен механизм и обоснована модель неравновесных фазовых переходов при поверхностном распаде метастабильной жидкости.

Устойчивость режима течения парожидкостного потока по отношению к внешнему воздействию является важнейшим параметром, определяющим надёжность энергетических систем в аварийных и переходных режимах. Волновые явления в парогенерирующем канале, возникающие при впрыске пара в поток и распространении волны локального ускорения потока, изучены экспериментально на фреоновом стенде с проточным течением потока. Определены условия возникновения в парожидкостном потоке присоединенной к волне давления волны конденсации с образованием гидроудара в трактах энергетических систем. Показано, что высокоскоростные жидкие пробки возникают при дроблении паровой фазы и переходу к режиму неравновесной конденсации. Разработан метод расчета параметров присоединенной волны конденсации, что позволяет прогнозировать развитие аварийных ситуаций в трактах энергетических устройств.

Рассмотрены процессы самоорганизации двухфазного газожидкостного течения в пористых средах, которые сопровождаются развитием капиллярной и вязкостной неустойчивости, образованием микромасштабных и крупномасштабных структур, определяющих эффективность вытеснения нефти водой. Опыты по вытеснению модели нефти водой в прозрачной модели пористой среды с объемными порами показали, что движение фронта вытеснения на микромасштабе происходит в виде случайного скачкообразного движения межфазной границы, контролируемого капиллярными силами, с прорывом в соседнюю пору, что обуславливает развитую поверхность контакта фаз. В процессе вытеснения, при развитии капиллярной неустойчивости, на фронте развиваются микроязыки, связность проводящего кластера нарушается и он распадается на изолированные кластеры различного размера, образующие «неизвлекаемые» углеводороды. Получено, что с ростом капиллярного числа фрактальная размерность границы не изменяется, а масштаб самоподобия уменьшается, достигая размера поры. Это показывает, что капиллярные силы полностью контролируют движение межфазной границы внутри области самоподобия и, если ее размер существенно превышает размер одиночной поры, на фронте вытеснения развиваются перколяционно-подобные кластеры двух фаз, что определяет границы применимости широко используемой равновесной модели Маскета – Леверетта.

При вытеснении вязкой жидкости водой в пористой среде фронт вытеснения теряет устойчивость на макромасштабе, и образуются крупномасштабные языки вытесняющей фазы. В условиях, когда размер области самоподобия порядка размера поры, капиллярные силы определяют движение фронта на микромасштабе и генерируют шум, а вязкие силы – на макромасштабе и определяют глобальную неустойчивость течения. Установлено, что при наличии конечно амплитудных возмущений развитие языков определяется их взаимодействием и ветвлением. Капиллярная неустойчивость на микромасштабе генерирует возмущения поля скорости и надкритические бифуркации вызывают ветвление языков на макромасштабе при их ширине больше порогового значения.

Кинематические волны при несмешивающемся вытеснении в пористой среде при малых скоростях фильтрации характеризуется тем, что размер области самоподобия существенно превышает размер одиночной поры. В этих условиях вязкостная неустойчивость деформирует поле изолиний постоянной насыщенности вытесняющей жидкости, и деформация поля изолиний сосредоточена, главным образом, в окрестности фронта вытеснения. Поэтому с ростом амплитуды языка возрастают капиллярные перетоки от его головной к хвостовой части, скорость роста языка снижается и возможно установление предельной длины языка. Аналитически получено соотношение, определяющее предельную длину языка в зависимости от функциональных параметров модели и параметров вытеснения. Подобное соотношение для предельной длины языка при стабилизированном капиллярными перетоками вытеснении получено аналитически и подтверждено численно для вытеснения в слоистой пористой среде, когда происходит преимущественное движение фронта вытеснения в пропластке с большей проницаемостью. Это позволяет определять наиболее эффективные режимы закачки воды на месторождениях со слоистыми пластами.

Работа выполнена при частичной поддержке: проекта 2.11 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН на 2012-2014 г. и интеграционного проекта № 74 Сибирского Отделения РАН.

ПРОБЛЕМНЫЕ ВОПРОСЫ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ПРИ ДИСТИЛЛЯЦИИ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ НАСАДКАХ. НОВЫЕ ИДЕИ И ПОДХОДЫ.**Павленко А.Н.***Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

В докладе представлен анализ современного состояния в области изучения, моделирования гидродинамических и тепломассообменных процессов в условиях разделения смесей при дистилляции на структурированных насадках. Дистилляция является наиболее широко используемым в промышленности процессом для разделения смесей, а эффективность разделения – один из главных параметров, определяющих энергетические и другие эксплуатационные расходы, капитальные затраты и габариты оборудования [1]. Результаты исследований и эксплуатации промышленных ректификационных колонн с широко используемыми в настоящее время регулярными насадками показали, что эффективность разделения при увеличении их диаметра может значительно снижаться, что сказывается на производительности и чистоте готовой продукции. Это связано с существенным влиянием неравномерности распределений параметров потоков по сечению и высоте колонны, определяемой как начальными условиями орошения жидкости и ввода пара в насадку, так и внутренними процессами перераспределения потоков жидкости и пара при разделении смесей вследствие целого ряда факторов [2–4]. В докладе освещены достижения и проблемные вопросы в данной области исследований и в соответствующей технологии получения чистых веществ при ректификации. Представлены результаты цикла экспериментальных исследований, проведенных в ИТ СО РАН на крупномасштабной установке «Большая Фреоновая Колонна», по изучению взаимосвязи эффективности разделения, гидравлических потерь с локальными характеристиками распределения параметров потоков бинарной смеси фреонов R21/R114 в структурированных насадках различной формы. Показано влияние параметров орошения, приведенных расходов жидкости и пара, их отношения, высоты насадки и других характеристик на эволюцию распределений локального расхода жидкости, температуры и концентрации по сечению и высоте массообменной поверхности, эффективность разделения смесей, относительный перепад давления. Проведено обсуждение результатов аналогичных опытов для колонн некруговой геометрии, выполняемых в рамках исследований по созданию так называемых «раздельных колонн» для высокоэффективного извлечения чистых веществ из многокомпонентных смесей.

В заключительной части доклада представлены результаты экспериментальных исследований по разработке нового подхода для повышения эффективности разделения смесей жидкостей при дистилляции на структурированных насадках, предложенного в рамках проекта РНФ № 14-09-00010. Основная идея данного подхода основана на создании динамического управления (по заданным законам во времени и по сечению колонны) параметрами орошающей струйным образом жидкости на входе в структурированную насадку.

*Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда
(проект № 14-49-00010).*

Список литературы:

1. Контактные насадки промышленных тепломассообменных аппаратов /А.М. Каган, А.Г. Лаптев, А.С. Пушнов и др.; Под ред. А.Г. Лаптева. Казань: Отечество, 2013. 454 с.
2. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I. et al. Investigation of flow parameters and efficiency of mixture separation on a structured packing // AIChE J. 2014. V. 60. Issue 2. P. 690–705.
3. Žarko O., Helmut J. Large diameter experimental evidence on liquid (mal)distribution properties of structured packings // Proc. of 10–th Int. Conference on Distillation & Absorption, Friedrichshafen, Germany, September 14–17, 2014, pp. 224–229.
4. Keller T., Eiswirth R., Knosche C., Pavlenko A.N., Pecherkin N.I., Zhukov V.E. Maldistribution in packed columns– new findings, old challenges // Proc. of 10–th Int. Conference on Distillation & Absorption, Friedrichshafen, Germany, September 14–17, 2014, pp. 288–293.

ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ, МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И КРИТИЧЕСКИЕ ТОЧКИ В ПРОСТОЙ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ**Байдаков В.Г.***Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а*

Рассматриваются метастабильные состояния и их устойчивость в простых системах типа аргона, взаимодействие молекул в которых может быть описано центральносимметричным, парноаддитивным потенциалом. Анализ ведется на основе результатов молекулярно-динамического моделирования.

Фазовый переход первого рода предполагает существование метастабильных состояний у каждой из фаз. Но наличие границы существенной неустойчивости – спинодали для любой фазы не вытекает из факта ее возможного равновесия с другой фазой. Показано, что все агрегатные состояния простой системы – пар, жидкость, кристалл – имеют спинодаль только с одной стороны: для пара приближение к спинодали достигается охлаждением или сжатием, для жидкости и кристалла – нагреванием или растяжением. Спинодаль у переохлажденной жидкости отсутствует.

Обсуждается устойчивость переохлажденной жидкости относительно бесконечно малых возмущений произвольной длины волны. Имеет место качественное отличие в реакции однородной жидкой фазы на коротковолновые и длинноволновые механические возмущения. По мере углубления в метастабильную (переохлажденную) область устойчивость нерегулярной структуры по отношению к длинноволновым возмущениям растет, а относительно возмущений с длинной волны порядка межмолекулярного расстояния уменьшается. Однако и для коротковолновых возмущений устойчивость переохлажденной жидкости не нарушается.

Твердые тела, в отличие от жидкости, могут терять свою восстановительную реакцию не только относительно объемных, но и сдвиговых деформаций. Показано, что при температурах выше температуры тройной точки потеря устойчивости кристаллов кубической симметрии относительно бесконечно малых однородных деформаций связана со сдвиговой неустойчивостью. При больших растяжениях в области отрицательных давлений кристалл становится неустойчивым относительно однородных объемных деформаций.

Две фазы, метастабильные по отношению к третьей фазе, могут равновесно сосуществовать друг с другом на плоской межфазной границе. Это означает, что каждая из линий фазового равновесия – линия плавления, сублимации и насыщения, может быть продолжена за тройную точку. Показано, что метастабильное продолжение линии плавления заканчивается на спинодали растянутой жидкости, а линии сублимации – в точке ее встречи со спинодалью перегретого кристалла. Метастабильное продолжение линии насыщения завершается при абсолютном нуле температуры. Таким образом, в простой однокомпонентной системе все линии сосуществования фаз имеют точку его прекращения. В отличие от точки прекращения равновесия жидкость–газ (критической точки), которая принадлежит области стабильных состояний, конечные точки равновесий кристалл–жидкость и кристалл–газ находятся в области метастабильных состояний сосуществующих фаз.

Рассмотрены свойства конечных точек равновесий кристалл–жидкость и кристалл–газ. Показано, что в отличие от критической точки жидкость–газ они не являются точками тождественности фаз, критическое (спинодальное) состояние в этих точках достигается только для одной фазы. Плотности сосуществующих фаз в конечных точках различны. Дано описание поведения свойств веществ в асимптотической окрестности таких точек.

Определена поверхностная свободная энергия и поверхностная энтропия на межфазной границе кристалл–жидкость в области стабильного и метастабильного равновесий, включая окрестность конечной точки линии плавления. Показано, что в конечной точке линии плавления поверхностная энтропия равна нулю, а поверхностная свободная энергия принимает конечное значение.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-19-00567)

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИ СОЗДАНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОПАРТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Мильман О.О.¹

¹ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, Комсомольская роща, 43

Возможность радикального повышения температуры пара за счет сжигания водородно-кислородного топлива в смеси с водяным паром позволяет существенно повысить эффективность паротурбинного цикла. Однако низкая экономичность процесса получения водорода и технические проблемы его транспортировки и хранения существенно снижают привлекательность таких установок. Альтернативный вариант – газопаротурбинная установка ГПТУ со сжиганием природного газа и кислорода в паре высокого давления в итоге более эффективна и существенно легче в реализации (рис. 1).

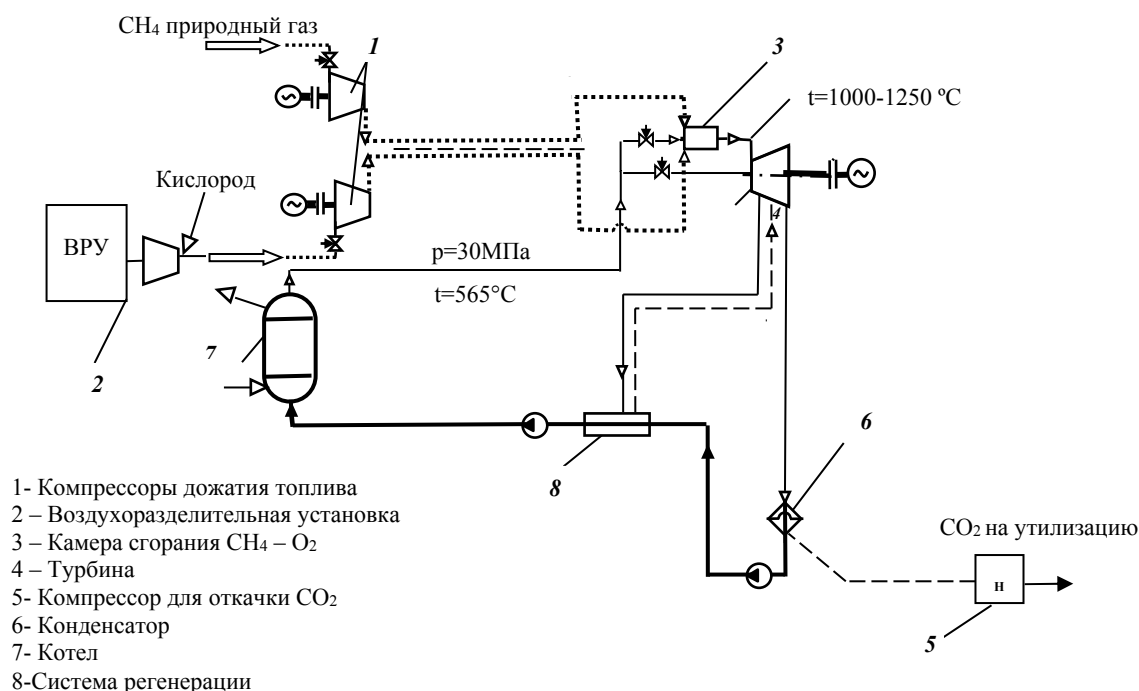


Рис. 1 – Тепловая схема перегрева пара энергоустановки с угольным котлом

— питательная вода, конденсат; — пар
.... топливо; - - - неконденсирующиеся газы

Определены основные технические проблемы на пути создания таких установок.

Высокотемпературная камера сгорания и система охлаждения создаются по типу газотурбинных установок. Преимущества ГПТУ – теплофизические свойства водяного пара по сравнению с воздухом: вдвое более высокая теплопроводность и теплоёмкость пара. Проблема – управления процессом горения в присутствии флегматизирующего водяного пара и кинетика химической реакции с выделением водорода (работа ИТФ СО РАН).

Проточная часть турбины при течении смеси водяного пара и CO₂ требует разработки новой методики расчета, но главная проблема – работа проточной части в области влажного пара, где возможно образование кислотной среды на рабочих лопатках. Высокие температуры смеси позволят избежать этой ситуации.

Система регенерации высокотемпературных газопаровых турбин будет существенно отличаться от классических ПТУ. Во-первых, она должна включать подогрев топлива CH₄ и O₂, во-вторых, наличие неконденсирующихся газов (НКГ) в паре повлечёт за собой изменения в

схеме, связанные с их работой в цикле и удалением из системы регенерации. Схема такой установки разработана в ЗАО НПВП «Турбокон».

Наличие НКГ в конденсаторе в количестве до 20% по массе радикально изменяет его конструкцию: необходимо интенсифицировать процесс конденсации за счет динамического воздействия скорости на диффузионный слой НКГ вблизи трубок. Кроме того, по мере конденсации существенно уменьшаются парциальное давление пара и температура насыщения. Макет конденсатора такого типа разработан в ЗАО НПВП «Турбокон».

Связанная с этим процессом система удаления неконденсирующихся газов из конденсатора ГПТУ должна иметь большую объёмную производительность при умеренных затратах мощности на компрессор с использованием промежуточного охлаждения в системе регенерации турбины. Образовавшийся конденсат необходимо декарбонизировать, а CO_2 на выходе из компрессора можно утилизировать или химически связывать. Это имеет важный экологический аспект: концентрированный выход углекислоты, которую можно полезно использовать. Эта работа ведётся в ЗАО НПВП «Турбокон».

Важная составляющая ГПТУ – система управления нового типа, включающая в АСУТП управление высокотемпературными камерами сгорания и топливной системой.

Определенная и недостаточно проработанная проблема связана с подачей топлива и кислорода в камеру сгорания высокого давления дожимными компрессорами.

Степень технологической готовности отечественного машиностроения к изготовлению ГПТУ мощностью 300 МВт существенно выше, чем ПГУ мощностью 220÷450 МВт с ГТУ большой мощности, производство которых в России отсутствует. Так, например, часть среднего давления ГПТУ-300-1000/1250 близка по размерам и технологии изготовления к ГТУ мощностью 20÷25 МВт, производимым в России.

Отметим, что коэффициент полезного действия высокотемпературной надстройки ГПТУ, где сжигается природный газ, составляет 62-66%, что выше всех действующих ПГУ.

Себестоимость электроэнергии от ГПТУ-300 с угольным котлом на сверхкритических параметрах меньше, чем от ПГУ на газовом топливе с КПД 57%, если отношение цены угля к цене газа не превышает 0,8.

Работа по тематике выполнена на основе соглашения с Минобрнауки № 14.576.21.0049 от 26.08.2014.

**СВОЙСТВО ВЗАИМНОСТИ ДЛЯ РАССЛОЕННЫХ ЛАМИНАРНЫХ ПОТОКОВ
В КАНАЛАХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ**

Гешев П.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*

Совместное течение газа и жидкости в микроканалах - актуальное для современной гидродинамики и нанотехнологии явление. Оно важно для разделительных мембранных технологий, для тепловых труб и насосов, для теплообменников на микросхемах, для аналитических устройств в биологии и медицине (Lab-on-chip). На шероховатых стенках из гидрофобного материала поток жидкости движется над микро-кавернами, что приводит к ненулевой средней скорости скольжения на стенке и к уменьшению касательного напряжения трения и увеличению расхода жидкости. В нашей работе доказано общее свойство взаимности расслоенных многофазных потоков, текущих в канале с произвольной формой поперечного сечения.

Движущие силы для различных компонент или фаз могут иметь различную природу. Это могут быть силы давления, силы тяжести, электрические силы, действующие на объемно-распределенные заряды (ионы). Мы рассмотрим общий случай течения N несмешивающихся жидкостей в канале с произвольной внешней границей Γ . Пусть плотность и вязкость жидкости i -того компонента есть ρ_i и μ_i , соответственно. Плотность объемных сил, действующих в области S_i , есть

$$F_i = \rho_i g_z - \frac{\partial p}{\partial z}$$

где z - продольная координата вдоль оси канала, p - общее давление в канале, одинаковое в данном сечении для всех жидкостей, g_z - проекция силы тяжести на ось канала. Плотность силы F_i действует непосредственно на i -тую жидкость в области S_i и через сопряженные граничные условия на границе i -той и j -той жидкостей влияние этой силы передается и на все остальные компоненты с $i \neq j$. В силу линейности задачи расход, текущий в i -том канале, должен определяться линейным соотношением

$$Q_i = \sum_{j=1}^N L_{ij} F_j \quad (1)$$

где L_{ij} - матрица коэффициентов расхода. Формула (1) напоминает связь между обобщенными термодинамическими силами и потоками в неравновесной термодинамике Онзагера [8]. В теории Онзагера постулировалось, что матрица феноменологических коэффициентов симметрична по индексам. В статистической физике свойство симметрии матрицы Онзагера доказывается строго. Оно связано с обратимостью движения на микро-уровне. Мы докажем симметрию матрицы коэффициентов расхода - свойство взаимности

$$L_{ij} = L_{ji}$$

в общем виде на основе динамических уравнений движения вязкой жидкости, уравнений Навье-Стокса.

Пусть i -тый компонент имеет вязкость μ_i и описывается полем скорости $u_i(\mathbf{x})$ в области $\mathbf{x} \in S_i$. Из стационарного уравнения Навье-Стокса для установившегося течения в прямом канале следует система N уравнений Пуассона:

$$\mu_i \Delta u_i = -F_i \quad (\mathbf{x} \in S_i, \quad i = 1, \dots, N). \quad (2)$$

На границе Γ_{ij} , разделяющей две соседние области S_i и S_j , должны выполняться граничные условия, то есть равенства скоростей и касательных напряжений:

$$u_i = u_j \quad (\mathbf{x} \in \Gamma_{ij}), \quad (3)$$

$$\mu_i \frac{\partial u_i}{\partial n} = \mu_j \frac{\partial u_j}{\partial n} \quad (\mathbf{x} \in \Gamma_{ij}). \quad (4)$$

На внешней границе канала Γ скорость жидкости удовлетворяет условию прилипания

$$u_i = 0 \quad (\mathbf{x} \in \Gamma). \quad (5)$$

Доказательство симметрии матрицы L_{ij} проведено на основе обобщенной функции Грина для граничной задачи 1-ого рода уравнения Пуассона:

$$\nabla_{\xi} [\mu(\xi) \nabla_{\xi} G(\xi, \mathbf{x})] = -\delta(\xi - \mathbf{x}), \quad (6)$$

где $\mu(\xi)$ вязкость жидкости в точке ξ и $\delta(\xi - \mathbf{x})$ дельта-функция Дирака. Предполагаем, что функция Грина удовлетворяет нулевому граничному условию на границе канала

$$G(\xi, \mathbf{x}) = 0 \quad (\xi \in \Gamma). \quad (7)$$

В нашей работе [1] доказано соотношение взаимности для обобщенной функции Грина

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = G(\mathbf{y}, \mathbf{x}). \quad (8)$$

Общее решение уравнений (2)-(4) представляется по формуле Грина

$$u(\mathbf{x}) = \iint G(\mathbf{x}, \xi) F(\xi) d^2 \xi. \quad (9)$$

При выводе представления (9) мы использовали теорему Грина и нулевые граничные условия для функций u и G на внешнем контуре Γ . Проинтегрировав по всем областям S_j , получаем полное решение:

$$u_i(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^N U_{ij}(\mathbf{x}) F_j \quad (\mathbf{x} \in S_i), \quad (10)$$

где матричное решение

$$U_{ij}(\mathbf{x}) = \iint_{S_j} G(\mathbf{x}, \xi) d^2 \xi$$

удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\mu_i \Delta U_{ij} = -\delta_{ij} \quad (i, j = 1, \dots, N) \quad (11)$$

и сопряженным граничным условиям типа (3), (4) на Γ_{ij} и нулевым условиям (5) на внешнем контуре Γ . Интегрируя выражение (9) по области S_i получаем расход

$$Q_i = \sum_{j=1}^N F_j \int_{S_i} U_{ij}(\mathbf{x}) d^2 \mathbf{x} = \sum_{j=1}^N L_{ij} F_j,$$

где $L_{ij} = \int_{S_i} \int_{S_j} G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d^2 \mathbf{x} d^2 \mathbf{y}$ – симметричная матрица в силу свойства взаимности (8).

Таким образом, симметрия матрицы коэффициентов расхода L_{ij} обусловлена фундаментальным свойством обобщенной функции Грина, – симметрией по векторным аргументам (свойством взаимности).

Симметрия матрицы коэффициентов расхода продемонстрирована на ряде примеров: многослойные течения в плоском и кольцевом каналах, в круглой трубе, для расслоенных газожидкостных течений в эллиптических трубах. Для симметричного двухфазного потока жидкости и газа получен коэффициент увеличения расхода и показано, что расход жидкости может увеличиться на порядок за счет увлечения легким маловязким газом, текущим в пристенном слое. Разработанный метод доказательства теоремы взаимности применен к аналогичной проблеме - доказательству симметрии матрицы взаимных коэффициентов теплоотдачи в системе нагреваемых излучением металлических наночастиц.

Список литературы:

1. П.И. Гешев. Свойство взаимности для расслоенных ламинарных потоков в каналах с поперечным сечением произвольной формы // ПМТФ. 2015. Т. 56. № 3. С. 65-72.

ПЛЕНОЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПАКЕТА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ

Гогонин И.И.

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

Проведен анализ результатов экспериментальных исследований по гидродинамике и теплообмену при испарении и кипении пленки жидкости, орошающей пакет горизонтальных труб. Теплообмен при кипении всегда сопровождается теплообменом при испарении. Это важнейшая особенность теплообменников пленочного типа. При малых тепловых потоках их вклад в суммарный отвод тепла соизмерим. Предложена расчетная зависимость и приведено сравнение расчета, удовлетворительно описывающее результаты экспериментов разных авторов.

**МОДЕЛИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АБСОРБЦИИ ДЛЯ ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРОВ.
РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПОД РУКОВОДСТВОМ В.Е. НАКОРЯКОВА.***Григорьева Н.И.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

В докладе представлены результаты, полученные в течение тридцати лет на основе разработанных моделей взаимосвязанного теплопереноса при неизотермической абсорбции пара или газа жидкими растворами. Эти модели учитывают специфические особенности двухфазных бинарных систем, используемых в абсорберах термотрансформаторов. Процесс абсорбции в таких системах происходит с выделением значительного количества тепла. Для описания переноса тепла и массы в этом случае непригодны ни модели изотермической диффузии (без тепловыделения), ни модели конвективного теплообмена без диффузии.

Новый подход к проблеме взаимосвязанного теплопереноса при абсорбции применительно к абсорбционным преобразователям теплоты был впервые сформулирован В.Е. Накоряковым в работах, опубликованных в ИФЖ в 1977 году. Там же были приведены решения некоторых простейших задач. В дальнейшем все теоретические исследования проводились в рамках моделей взаимосвязанного теплопереноса.

Процессы переноса тепла и массы в растворе считаются взаимосвязанными и описываются системой уравнений теплопроводности и диффузии с соответствующими начальными и граничными условиями, в том числе и с сопряженными условиями на межфазной границе.

Математически взаимосвязь процессов переноса тепла и массы при абсорбции проявляется в том, что на межфазной поверхности температура и концентрация связаны функцией, описывающей состояние термодинамического равновесия. Потоки тепла и массы также связаны между собой на поверхности раствора. Кроме этого неизвестные параметры, характеризующие изменение объема жидкой фазы из-за абсорбции, могут содержаться и в уравнениях (например, в скорости течения пленки) и в граничных условиях, связывающих потоки тепла и массы.

Рассматривались следующие простые типы абсорбции, различающиеся по форме межфазной поверхности и по расположению фаз:

- абсорбция на зеркале раствора,
- абсорбция находящимися в паре каплями,
- абсорбция из пузырьков окружающей жидкостью,
- абсорбция на стекающих по поверхности пленках жидкости,
- абсорбция на пленках со свободными границами.

Теоретические исследования этих элементарных процессов являются основой для построения методов расчета и проектирования соответствующих абсорбционных аппаратов (пленочных, барботажных, оросительных).

Результаты проведенных теоретических исследований представлены:

точными решениями задач о неизотермической абсорбции на ламинарной пленке, цилиндрической струе, сферической капле и из сферического пузыря;

автомодельными решениями на начальном участке в задачах о пленочной абсорбции и на малых временах контакта фаз в задачах со сферической межфазной границей и на неподвижном слое раствора;

аналитическими решениями задачи о теплопереносе при пленочной абсорбции с учетом изменения толщины пленки для начального участка (автомодельное решение) и участка с линейным профилем температуры;

приближенными решениями задачи о теплопереносе в жидкой и газовой фазе при неизотермической пленочной абсорбции из смеси, содержащей неабсорбируемый компонент.

Из полученных решений следовало, что теплоперенос при абсорбции определяется кроме критериев Прандтля и Галилея или Фурье еще числом Льюиса, а также аналогом критерия фазового превращения Ka , характеризующим тепловыделение при абсорбции и отклонение от равновесия исходного раствора.

Расчеты, проведенные на основе полученных решений, позволили выявить некоторые особенности процесса абсорбции в условиях работы термотрансформаторов. Было показано, что существует начальный участок формирования теплового и диффузионного слоев от межфазной поверхности, на которой равновесные значения температуры и концентрации постоянны. Это позволило получить простые аналитические зависимости характеристик теплопереноса при абсорбции с использованием автомодельных переменных. Формулы, полученные на основе автомодельных решений, вошли в монографии и справочники, в том числе в справочник [1].

Основные результаты теоретических исследований в рамках разработанных моделей представлены в опубликованных работах и обобщены в монографии [2] с английским переводом [3].

Список литературы:

1. Handbook of Heat and Mass Transfer, Houston, Vol. 2, ed. N.P. Cheremisinoff. Gulf Publishing Co., Houston, TX, 1986.
2. Накоряков В.Е., Григорьева Н.И. Неизотермическая абсорбция в термотрансформаторах // Новосибирск: Наука. 2010. - 114 с.
3. Nakoryakov V.E., Grigoryeva N.I. Non-isothermal absorption in thermotransformers // Journal of Engineering Thermophysics, 2010. Vol.19. No.4. P. 196-271.

**АНОМАЛЬНАЯ ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ
ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ И С УЧЕТОМ АНАЛОГА ЗАТУХАНИЯ ЛАНДАУ**

Гасенко В.Г.

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

Возможность существования ударных волн разрежения в неидеальных газах Ван-дер-Ваальса вблизи критической точки в изотермических условиях при $(\partial^2 V / \partial p^2)_T < 0$, была показана Я.Б. Зельдовичем [1]. В адиабатических условиях по его расчетам, воспроизведенными на рис.1 кривыми 1 и 3, эта область появляется при теплоемкости $c_V = 40$ кал/моль·град, что отвечает нереальному показателю адиабаты $\gamma = 1 + B/c_V = 1.049$ и, следовательно, в газах ударная волна разрежения наблюдаться не может. В данной работе рассмотрены нелинейные волны в газожидкостных смесях вблизи критической точки в приближении гомогенной модели на основе модельного уравнения КдВ для возмущения давления

$$p_t + cp_x + 3\alpha p^2_x + 2\beta p^3_x + p_{xxx} = 0 \quad (1)$$

с коэффициентами линейно связанными с производными уравнения состояния газа Ван-дер-Ваальса в пузырьках: $c^2 \sim \partial V / \partial p$, $\alpha \sim \partial^2 V / \partial p^2$, $\beta \sim \partial^3 V / \partial p^3$. Поскольку коэффициент α вблизи критической точки может обнуляться, учет кубического члена в (1) принципиален. Области аномальных значений коэффициентов (1) в изотермических условиях отделены на рис.1 кривыми 1, 2 и 5: $\alpha < 0$ (I, II), $\beta > 0$ (II, III). Солитонные решения КдВ (1) имеют вид

$$p = (V - c) / \left\{ \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + \beta(V - c)} \operatorname{ch} \left[(x - Vt) \sqrt{V - c} \right] \right\} \quad (2)$$

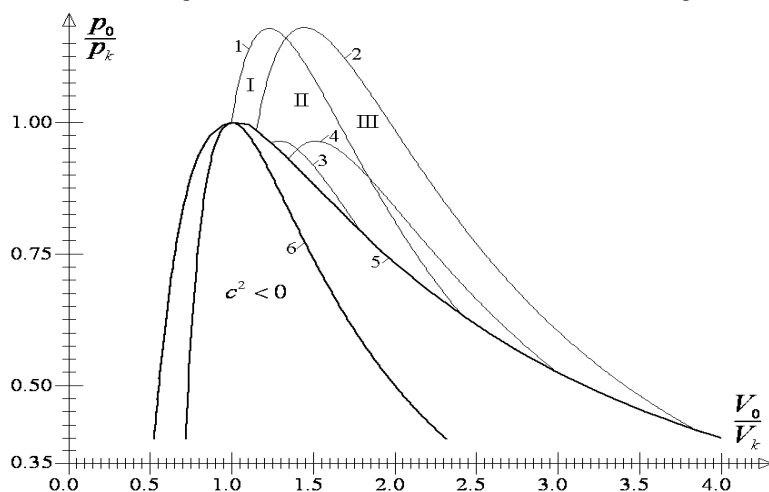


Рис. 1. Зоны аномальных волн: 1 – $\alpha_T = 0$, 2 – $\beta_T = 0$, 3 – $\alpha_S = 0$, 4 – $\beta_S = 0$, 5 – бинадаль, 6 – спинодаль.

В областях II, III существуют как отрицательные, так и положительные солитоны, в области I – только отрицательные аномальные солитоны. Пример численного решения (1) с распадом волны разрежения на последовательность аномальных парных солитонов и укороченной ударной волны разрежения, показан на рис.2. Численные решения (1) показали, что в областях II, III существуют и несимметричные бризеры, аналитические решения для которых пока не найдены.

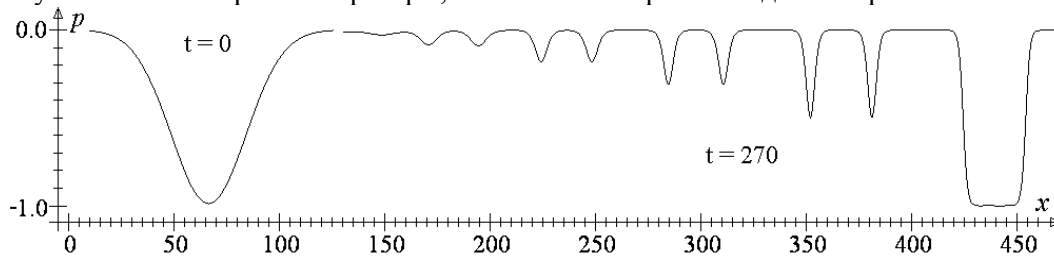


Рис. 2. Распад волны разрежения на последовательность аномальных солитонов в зоне I.

Принципиально, что в газожидкостных смесях в условиях интенсивного теплообмена показатель политропы γ оказывается близким к единице, при этом аномальная зона $\beta > 0$ оказывается существенно больше аномальной зоны $\alpha < 0$, как это показано кривыми 3,4 для случая $\gamma = 1.049$, следовательно, ударные волны и солитоны разрежения можно реально наблюдать.

Во второй части работы затухание нелинейных волн в газожидкостных смесях с N размерами пузырьков, имеющее аналогию с затуханием Ландау [2], рассмотрено в операторной форме полидисперсного уравнения КдВ, полученного по методике, предложенной в [3]

$$p_x = -\sum_{i=1}^N \alpha_i \frac{k_i^2 F(t, x)}{k_i^2 + D^2}, \quad D = \frac{\partial}{\partial x}, \quad F = \frac{1}{c_0} p_t + \frac{\gamma+1}{2\gamma} p p_x, \quad k_i = \frac{\sqrt{6\varphi_0}}{R_i}. \quad (3)$$

Уравнение (3) имеет эквивалентную интегральную форму при нулевых граничных условиях

$$p_x = -\sum_{i=1}^N \alpha_i k_i \int_0^x \sin(k_i x') F(x-x') dx'. \quad (4)$$

В случае непрерывного распределения пузырьков по размерам с нормальной функцией распределения $\alpha(k) \sim \exp[-(k-k_0)/\delta]^2$ (4) интегрируется по k и принимает вид

$$p_x = -\int_0^x e^{-\frac{x'^2 \delta^2}{4}} \left[k_0 \sin(k_0 x') + \frac{\delta^2 x'}{2} \cos(k_0 x') \right] F(x-x') dx' \quad (5)$$

В Фурье представлении $P(t, k) = \int p(t, x) \exp(-ikx) dx$ (5) принимает простой вид

$$P_t + ikVP + ikP^2 = 0, \quad P^2 = \frac{\gamma+1}{4\gamma} \int P(k-k')P(k')dk' = \frac{\gamma+1}{4\gamma} \int p^2 \exp(-ikx) dx$$

$$V^{-1}(k) = 1 - ik \frac{k_0 \sqrt{\pi}}{2\delta} \left[e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\delta^2}} \operatorname{erfc} \frac{i(k-k_0)}{\delta^2} + e^{-\frac{(k+k_0)^2}{\delta^2}} \operatorname{erfc} \frac{i(k+k_0)}{\delta^2} \right] \approx 1 - iAk - Bk^2 - iCk^3 \quad (6)$$

Дисперсионные кривые фазовой скорости $\operatorname{Re}V(k)$ и $\operatorname{Im}V(k)$ показаны на рис.3. Анализ $V(k)$ и численных решений (6) показал, что $C \gg A$, затухание Ландау носит преимущественно высокочастотный характер и начинает проявляться только со значений волновых чисел $k_0 - 2\delta$, поэтому форма стационарных ударных волн всегда осциллирующая, а затухание солитонов прекращается, начиная с некоторой амплитуды, когда их спектр сужается до окна непрозрачности.

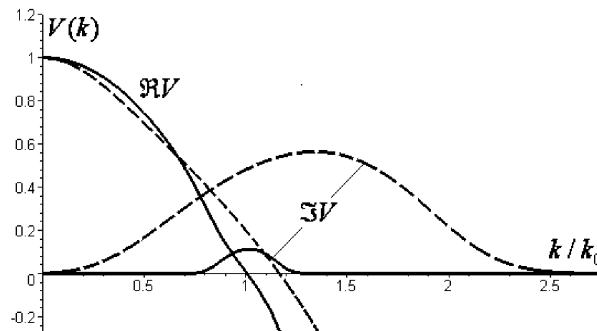


Рис. 3. Дисперсионные кривые уравнения (6) при $\delta/k_0 = 0.1$ (сплошные кривые) и $\delta/k_0 = 0.4$ (пунктир).

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-01009 и НШ-5657.2014.8.

Список литературы:

1. Зельдович Я.Б. О возможности ударных волн разрежения// ЖЭТФ. 1946. Т.16. Вып. 4. С. 363-364.
2. Рютов Д.Д. Аналог затухания Ландау в задаче о распространении звуковой волны в жидкости с пузырьками газа// Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, № 9. С.446-449.
3. Гасенко В.Г., Горелик Р.С., Накоряков В.Е., Тимкин Л.С. Предвестники в газожидкостных смесях// Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 92. №4. С. 221-227.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ТОНКИХ И СВЕРХТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ**Кабов О.А.***Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаверньева, 1*

Глобальной проблемой теплофизики является проблема, связанная с поиском новых методов повышения энергоэффективности технологий, в том числе с поиском новых методов интенсификации теплообмена. Данная проблема обостряется при создании новых высокоэффективных мини- и микро- двухфазных систем, что обусловлено высокими темпами развития электроники и медицины, а также глобальной миниатюризацией устройств в различных областях техники, таких как автомобилестроение, транспорт, авиация, космическая индустрия, химическая промышленность, биотехнологии. Задачей является научное обоснование методов реализации процессов переноса в двухфазных системах, позволяющих достигать коэффициентов теплоотдачи порядка $100\text{--}200\text{ кВт/м}^2\text{К}$ и более, тепловых потоков порядка $500\text{--}1500\text{ Вт/см}^2$ и более, и объемной плотности теплового потока порядка $500\text{--}1000\text{ Вт/см}^3$ и более. Один из способов существенного повышения производительности теплообменных аппаратов – это реализация процессов тепло- и массообмена с использованием тонких (10–100 мкм) и сверхтонких (1–5 мкм) пленок жидкости. Реализация таких течений стала возможной с использованием микроканалов и микро- и наноструктурированных поверхностей. Можно классифицировать следующие типы наноматериалов: наночастицы, нанотрубки и нановолокна, нанопористые структуры, нанопленки, нанокристаллические материалы. Примером перспективных поверхностей являются созданные с помощью литографии, химического травления, нанесения пленок сублимирующихся материалов, лазерного структурирования или масочного выращивания, симметричные кластерные структуры, обладающие контрастным или градиентным смачиванием. Использование микроканалов является принципиальным для целого ряда практических приложений (лаборатории в чипах, микроэлектроника, светодиодная техника). В работе выполнен обзор достижений в данной области, полученных коллективом, возглавляемым автором лекции, за последние несколько лет. Обсуждаются нерешенные проблемы, поставлены задачи новых исследований. Выполнены экспериментальные исследования течения и разрушения пленки воды, увлекаемой потоком газа в горизонтальном канале высотой 0.6–2.0 мм, при нагреве от локального источника тепла размером $1\times 1\text{ см}^2$. В экспериментах был достигнут рекордный для тонкой пленки (толщиной порядка 50–100 мкм) тепловой поток 400 Вт/см^2 , что на порядок превышает предельный тепловой поток для пленки жидкости, стекающей под действием гравитации, для того же расхода жидкости [1]. Для изучения теплообмена на свободной границе газ-жидкость при двухфазном течении в микроканале разработана трехмерная нестационарная математическая модель с учетом деформаций поверхности жидкости. Выполнено детальное исследование интенсивности испарения [2]. Исследовано разрушение пленок жидкости на поверхностях с различной смачиваемостью [3].

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России
(идентификатор проекта RFMEFI61315X0038)*

Список литературы:

1. O.A. Kabov, D.V. Zaitsev, Yu.O. Kabova, V.V. Cheverda; “Evaporation, dynamics and crisis phenomena in thin liquid films sheared by gas in a narrow channel”, Proc. of the 15th Int. Heat Transfer Conf., August 10-15, Kyoto, Japan, paper IHTC15-9537, 15 pages, 2014.
2. Yu.O. Kabova, V.V. Kuznetsov, O.A. Kabov; “Gravity Effect on Evaporation and Interfacial Deformations in Nonisothermal Liquid Film Moved by a Gas Flow in a Microgap”, Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 2 (1), pp. 85–102, 2014.
3. Ю.В. Люлин, С.Е. Спесивцев, И.В. Марчук, О.А. Кабов; «Исследование динамики разрыва горизонтального слоя жидкости с точечным нагревом со стороны подложки», Письма в ЖТФ, том 41, вып. 21, с. 2015

**НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО
ТЕПЛООБМЕНУ И ГИДРОДИНАМИКЕ ДЛЯ СОВРЕМЕННЫХ
РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК**

Прибатурин Н.А.

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

Одной из первоочередных задач теплофизики современных ядерных реакторных установок является установление закономерностей протекания ключевых теплофизических процессов при течении теплоносителей в условиях интенсивных фазовых переходов, обосновании новых подходов к интенсификации теплообмена в тепловыделяющих сборках (ТВС), двухфазных течениях, межфазных взаимодействиях в межконтурных течениях, течениях жидкометаллических теплоносителей. Экспериментальное исследование теплообмена и гидродинамики реальных течений теплоносителей должно идти по пути понимания физических механизмов проявления изучаемого процесса с постепенным усложнением объекта исследования. В этой связи особую роль приобретает физическое моделирование относительно простых геометрически, но сложных по структуре неизотермических течений, которые необходимо использовать как для теплогидравлического обоснования принимаемых проектных решений, так и как тесты для верификации расчетных кодов нового поколения, в том числе CFD расчетов.

Учитывая накопленную к настоящему времени обширную отечественную и зарубежную базу экспериментальных данных, задачи дополнительных экспериментов состоят в получении локальных осредненных и пульсационных данных по распределениям скоростей, температуры, газо- и паросодержания, их спектрам и корреляциям, динамическим взаимодействиям между паром и жидкостью. Особое внимание должно уделяться обоснованности проведения экспериментов с точки зрения применимости их результатов для реальных условий работы реакторной установки, надежности и точности получаемых данных.

В докладе рассмотрены основные результаты экспериментальных исследований, выполненных в ИТ СО РАН за период 2005 -2015 годов. Задачи исследований заключались в изучении формирования конденсационных гидроударов в трубопроводах, интенсификации теплообмена в ТВС новых типов, в том числе при наличии двухфазного течения, моделировании разгерметизации трубопроводов с высокоэнthalпийным теплоносителем, определении основных закономерностей формирования струй вскипающего теплоносителя при внезапном разрыве трубопровода и их взаимодействия с преградами, выполнении модельных исследований (совместно с ИБРАЭ РАН) течений тяжелого жидкометаллического теплоносителя (ТЖМТ) в условиях тепловой перемежаемости потока и межфазного взаимодействия с газом и паром. Работы с ТЖМТ направлены на изучение особенностей теплообмена и гидродинамики при малых числах Прандтля, взаимодействию теплоносителя с газом и водяным паром, определению возникновения областей с повышенной циклической тепловой нагрузкой.

Данные проведенных экспериментальных исследований применяются при обосновании проектных решений при вводе в эксплуатацию новых ТВС, учете нагрузок на корпус реактора при максимально возможной аварии с потерей теплоносителя, работы пассивной системы охлаждения. Результаты этих работ также используются для обоснования адекватности предлагаемых расчетных моделей, тестирования, в том числе проведения «слепых тестов», верификации CFD кодов.



Секция 1

Гидрогазодинамика и
теплоперенос в
однофазных средах

ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕКСТУРЫ СУПЕРГИДРОФОБНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Агеев А.И., Осипцов А.Н.

*Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
119192, Россия, Москва, Мичуринский пр-т, 1*

Объектом исследования являются супергидрофобные поверхности, для которых характерно заметное макроскопическое проскальзывание вязкой жидкости. Проскальзывание достигается за счет комбинации химической гидрофобности и текстурирования поверхности – создания контролируемой шероховатости в виде микролунок или микровыступов, внутри или между которыми находятся устойчивые микропузырьки воздуха, удерживаемые силами поверхностного натяжения. При макроскопическом описании течений вязкой жидкости вдоль супергидрофобных поверхностей используется эффективное граничное условие Навье [1, 2]:

$$u_{wi} = b_{ij} \frac{\partial u_{\tau j}}{\partial n}$$

Здесь u_{wi} – компоненты скорости скольжения на плоскости, n – направление нормали, u_{ij} – компоненты скорости, касательные к поверхности. Условие Навье формулируется для поля скорости жидкости, осредненного по масштабу, много большему характерного размера шероховатости. Коэффициенты пропорциональности в правой части равенства называются тензором эффективной длины скольжения, который определяет эффективные гидродинамические характеристики супергидрофобной поверхности. Главные оси тензора скольжения, вычисленного в некоторой точке, показывают направления максимального и минимального проскальзывания вдоль поверхности в данной точке.

Работа посвящена решению задачи об установившемся плоском течении вязкой жидкости в окрестности элемента периодической текстуры супергидрофобной поверхности – каверны, занятой газовым пузырьком (Рис. 1). Цель работы – изучение влияния определяющих параметров задачи на эффективную скорость осредненного проскальзывания жидкости (коэффициент скольжения b_{eff}), обусловленного пониженным трением на поверхности микропузырьков. Форма межфазной поверхности считается устойчивой и заданной. Характерный размер неоднородности текстуры супергидрофобной поверхности имеет порядок долей микрона, поэтому числа Рейнольдса малы, и течение жидкости описывается уравнениями Стокса. Постановка задачи замыкается заданием граничных условий для скорости на твердых стенках (прилипание) и на входной и выходной границах канала (периодические условия), а также условиями непротекания для скорости и отсутствия касательных напряжений на поверхности пузырька. Задача решается методом граничных интегральных уравнений, при этом уравнения Стокса заменяются эквивалентными интегральными уравнениями на границе области течения жидкости для неизвестных плотностей распределения фундаментальных решений уравнений Стокса («стокслетов» и «стресслетов») [3-6]. Затем методом коллокаций интегральные уравнения сводятся к системе линейных алгебраических уравнений [4] для неизвестных плотностей распределений стокслетов и стресслетов, удовлетворяющих заданным условиям на границе рассматриваемой области течения.

Для тестирования алгоритма было проведено параметрическое исследование коэффициента скольжения для течения в канале с заданным перепадом давления над каверной с плоской межфазной поверхностью. Сравнение проводилось с результатами работы [1], в которой решение аналогичной задачи для скорости с условием периодичности получено в виде суммы решения Пуазейля и поправки, обусловленной скольжением на межфазной границе. Результаты расчетов эффективного скольжения и распределения скорости вдоль межфазной границы и в различных сечениях, проведенные для широко диапазона параметров задачи (относительной доли газового участка и отношения ширины канала к длине текстуры) с высокой точностью совпадают с данными [1] (Рис. 1а).

Проведено параметрическое исследование влияния мениска, образованного искривленной межфазной поверхностью и стенками микрокаверны, на величину осредненного проскальзывания в сдвиговом потоке. Форма межфазной границы аппроксимировалась сегментом дуги окружности радиуса $R=R^*/L$. На входном и выходном сечениях расчетной

области задавался сдвиговой профиль. Установлено, что при фиксированной доле газового участка учет кривизны межфазной поверхности (мениска) приводит к уменьшению эффективного проскальзывания. При выпрямлении межфазной границы эффективная длина скольжения выходит на предельное значение, соответствующее плоской межфазной границе (Рис. 1б). Показано, что погружение межфазной поверхности внутрь каверны приводит к заметному уменьшению эффективного скольжения. Влиянием кривизны мениска на величину эффективного проскальзывания можно пренебречь лишь в случае, когда радиус кривизны мениска на порядок превосходит размер каверны.

Проведено моделирование обтекания сдвиговым потоком нескольких периодов текстуры супергидрофобной поверхности. Обнаружено, что для больших долей газового участка периодический профиль скорости, вырабатываемый над системой каверн в середине твердого перешейка, отклоняется от заданного на входной границе линейного профиля (Рис. 1в). При больших значениях доли межфазной границы различие коэффициентов эффективного скольжения, рассчитанных для линейного профиля скорости и вырабатываемого в зазоре между кавернами периодического профиля скорости, может достигать 10%.

Развитый метод расчета и полученные результаты важны для понимания явления супергидрофобного скольжения и могут быть использованы в задачах оптимизации текстуры промышленных супергидрофобных поверхностей.

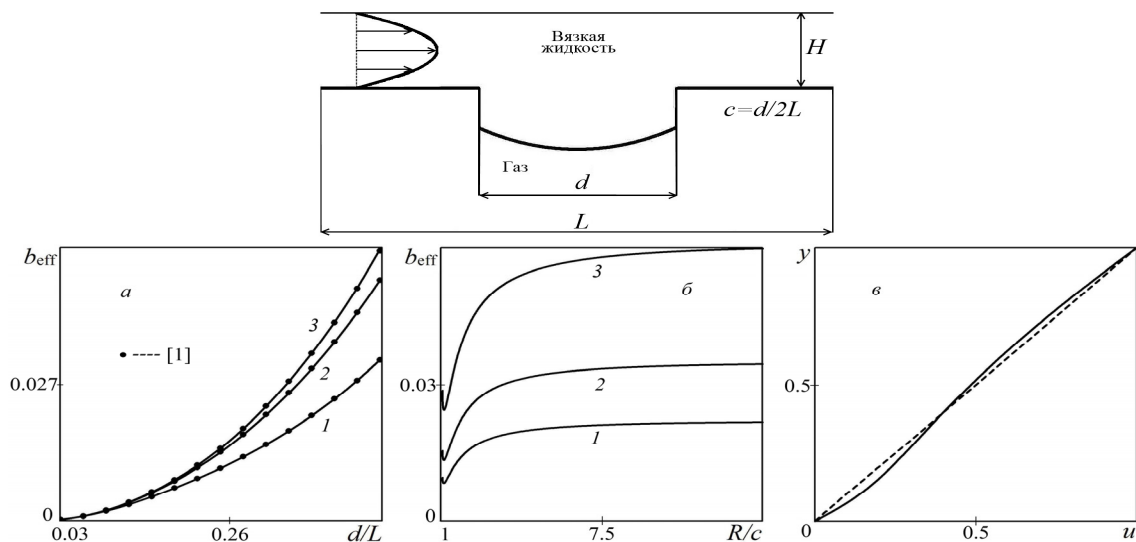


Рис. 1. Схема течения; эффективная длина скольжения (а) для течения в канале 1–3: $H/L=1/6, 1/3, 1/2$ и (б) для сдвигового потока 1–3: $c=0.3, 0.43, 0.6$; сдвиговой и периодический профили скорости над системой каверн для $c=3/8$ (в).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-01-00147

Список литературы

1. Belyaev A.V, Vinogradova O.I. Wetting, roughness and flow boundary conditions// J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23. 184104.
2. Агеев А.И., Осипцов А.Н. Автомодельные режимы растекания тонкого слоя жидкости вдоль супергидрофобной поверхности// Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 3. С. 37-51.
3. Pozrikidis C. Boundary integral and singularity methods for linearized viscous flow / New York: Cambridge University Press, 1992. 259 p.
4. Якутенок В.А. Численное моделирование медленных течений вязкой жидкости со свободной поверхностью// Мат. Моделирование. 1992. Т. 4. № 10. С. 62-70.
5. Абрамова О.А., Иткулова Ю.А., Гумеров Н.А., Ахатов И.Ш. Эффективный метод расчета динамики большого количества деформируемых капель в стоковом режиме// ДАН. 2014. Т. 456. № 2. С. 166-170.
6. Агеев А.И., Осипцов А.Н. Стоксово течение над каверной супергидрофобной поверхности, содержащей пузырьки газа// Изв. РАН. МЖГ. 2015. № 6. С. 35-49.

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ТЕРМОГРАВИТАЦИОННЫХ ПЛАВУЧИХ СТРУЙ*Дубнищев Ю.Н.¹, Арбузов В.А.¹, Арбузов Э.В.², Бердников В.С.¹, Мелёхина О.С.³**¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1**² Институт математики им. С.Л. Соболева Сибирского отделения Российской
академии наук, 630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 4.**³ Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20*

Применение не возмущающей диагностики потоков определяет уровень исследований в экспериментальной гидро- и газодинамике, теплофизике. В первую очередь это относится к оптической диагностике, в которой традиционные теневые, интерференционные и шлирен-методы получили наибольшее распространение. Новый импульс развития они получили под влиянием оптических информационных технологий, основанных на фурье- и гильберт-преобразованиях, фильтрации и анализе пространственно-временных фазовых структур, индуцированных исследуемой средой в световых полях. На примере исследования конвективных течений, в качестве которых выбраны плавучие струи, индуцированные в сильновязкой жидкости внезапно включенным тепловым источником, показана адекватность методов гильберт-оптики и сдвиговой интерферометрии задаче выявления структуры полей фазовой оптической плотности и температурных полей. Такие струи могут быть моделью подъёмного течения в зоне спрединга в задачах геодинамики, связанных с поведением мантии Земли на больших глубинах. В качестве сильновязкой жидкости выбрано силиконовое масло. По структуре интерферограммы (рис. 1а) выполнена реконструкция температурного поля в струе (рис. 1б, с). Гильберт-образ реконструированного температурного поля сопоставлен с гильберт-изображением и интерферограммой струи. При гильберт-фильтрации энергия оптических сигналов перераспределяется из низкочастотной области пространственно-частотного спектра в высокочастотную, за счёт чего обеспечивается высокая чувствительность. Восстановление температурного поля выполнено по малому числу точек относительно размерности интерференционного изображения струи. Интерференционное изображение, полученное интерферометром сдвига, настроенным на бесконечно широкую полосу, интерполируется полиномами Бернштейна 3-го порядка. Каждая полоса интерференции аппроксимируется кривой Безье, построенной по 13 точкам. С учётом экспериментально полученной температурной зависимости коэффициента преломления выполнено компьютерное моделирование температурного поля плавучей струи. Каждая изотерма (интерференционная полоса) аппроксимируется полиномами Бернштейна по 13 узловым точкам. По этим данным строится координатная сетка, по которой с помощью 3D-кубического сплайна в среде «MatLab» восстанавливается 3D-поверхность, соответствующая полю распределения температур плюма. Параметрическое задание интерференционных полос полиномами Бернштейна и возможность выбора шага сетки при аппроксимации кубическими сплайнами позволяет оптимальным образом вычислять градиент температурного поля (рис. 2) и определять распределение теплового потока в структуре струи. Эволюция теплового потока находится через реконструкцию тепловых потоков последовательных интерференционных изображений струи с известным временным интервалом между выбранными кадрами, отображающими эволюцию струи. Достоверность результатов описанной процедуры иллюстрировалась путём сопоставления синтезированного гильберт-образа интерференционного изображения реконструированного температурного поля с исходными, экспериментально полученными, гильберт-образом и интерферограммой струи. Разработанный метод позволяет реконструировать температурные поля и тепловые потоки разнообразных конвективных течений (например, в исследовании эволюции конвективных структур в системе тающий лёд – вода, модулирующей процессы в подводной части айсберга).

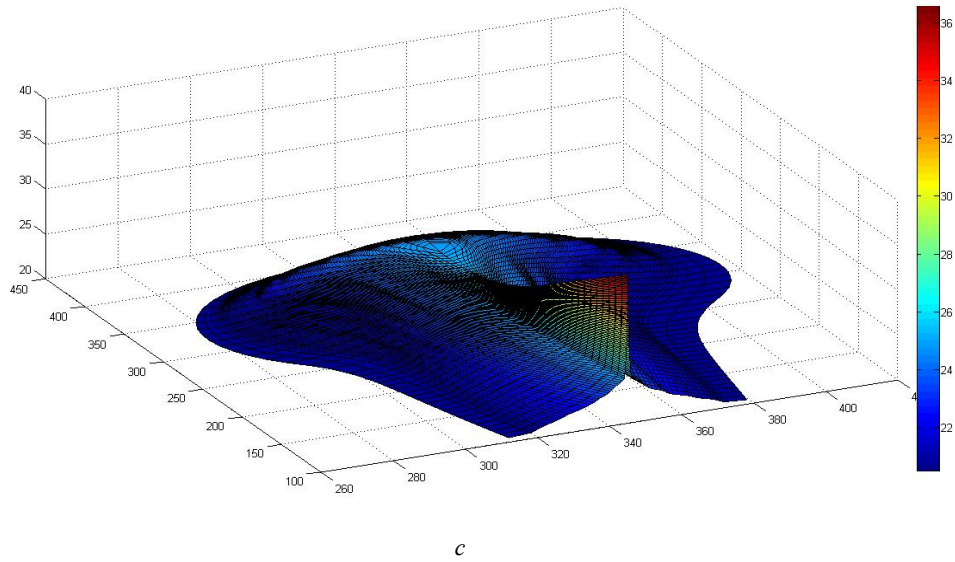
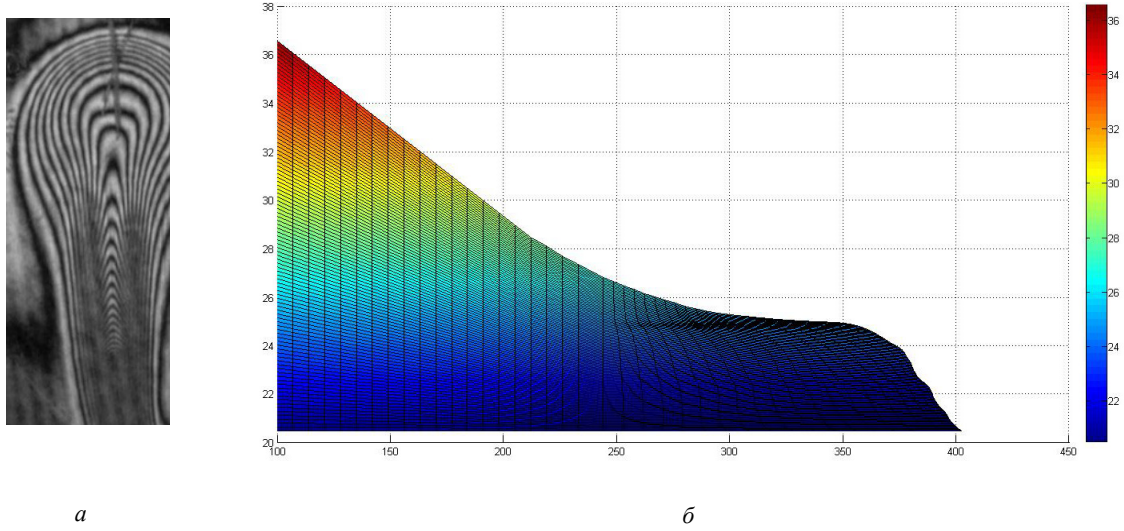
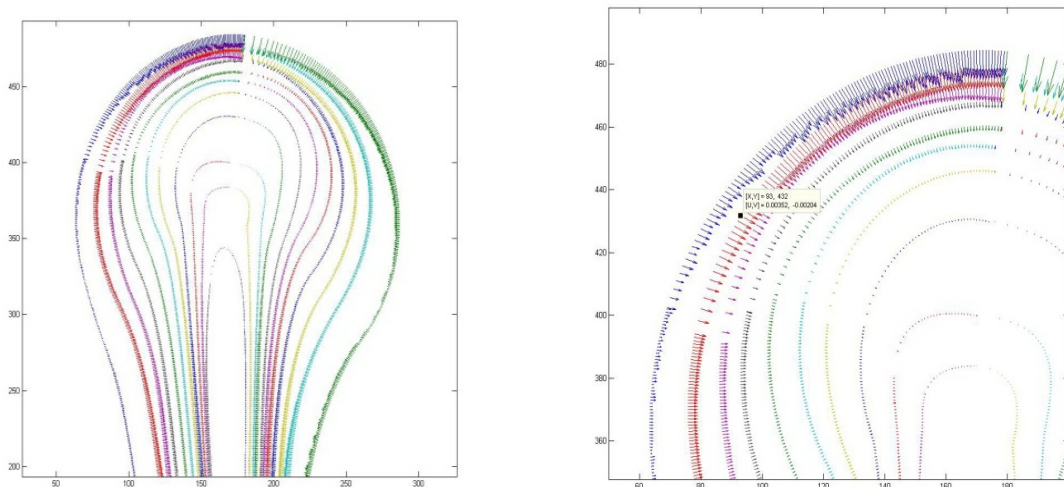


Рис. 1.



**ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
ПОКРЫТИЙ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА
В ОДНОФАЗНЫХ СРЕДАХ****Жаркова Г.М., Коврижина В.Н., Петров А.П.***Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1*

Удивительные оптические свойства жидких кристаллов ЖК, изменяющиеся под влиянием внешнего воздействия, широко применяются для визуализации поверхностных температур и касательных напряжений, в том числе, в исследованиях теплопереноса однофазных сред [1-2].

Особенностью их применения является то, что в таких исследованиях жидкокристаллическое (ЖК) покрытие, нанесенное на исследуемую поверхность, подвергается одновременному воздействию температуры и механического сдвига. Поэтому требования к ЖК покрытиям предъявляются разные: при измерении температуры и теплоотдачи покрытие не должно реагировать на механический сдвиг, а при измерении трения покрытие не должно изменяться с изменением температуры. Достигается это в первом случае капсулированием ЖК в полимерную матрицу (temperature-sensitive liquid crystals), а во втором случае разработкой специальных ЖК смесей слабо чувствительных к температуре (shear sensitive liquid crystals SS LC).

Даже малые структурные изменения пристеночных течений приводят к изменению распределения температуры и трения на обдуваемой модели, на что и откликаются ЖК индикаторы. Возможность за один эксперимент получить двумерное распределение температуры с помощью ЖК нашло применение для исследования теплообмена в установках с дозвуковыми и гиперзвуковыми скоростями [3].

В последние годы в ИТПМ и ЦАГИ ведутся исследования по разработке методов измерения поверхностного трения с помощью ЖК, поскольку распределение касательных напряжений $\tau(x, y)$ на поверхности обдуваемой модели более чувствительно к перестройке структуры пограничного слоя [4-5]. В основе измерений лежат несколько механо- и термо- оптических эффектов, связанных как с типом используемых ЖК, так и с исходной ориентацией молекул ЖК на поверхности исследуемой модели.

Один из физических эффектов, который используется для панорамной диагностики трения – зависимость длины волны максимума селективного отражения ЖК покрытия от касательного напряжения $\lambda_{\max}(\tau)$. Информативной также является зависимость длины волны от направления вектора касательного напряжения. Поскольку λ_{\max} связана с колориметрическими координатами в наблюдаемой точке поверхности, распределение колориметрической координаты цветовой тон H (Hue) по поверхности может быть использовано для панорамной визуализации касательного напряжения на малоискривленных поверхностях.

На рисунках 1а и б дан пример ЖК визуализации распределения среднего уровня касательного напряжения этим методом. Данные получены при обтекании в узком канале (шириной 12 мм) уступа трапециевидной формы высотой 4,7 мм со скоростями набегающего потока $V_{\infty} = 0,87; 71$ и 32 м/с. Там же показаны соответствующие карты цветовой тон $H(x, y)$. Направление потока справа налево. Видно, что использованная ЖК композиция и метод позволяют детектировать характерные особенности течения, их изменение при параметрических исследованиях. Для получения количественных данных требуется калибровочный стенд с широким диапазоном изменения касательных напряжений и высокий уровень автоматизации цифровой обработки видеозаписей эксперимента. Разработаны и тестируются специализированные алгоритмы и программы цифровой обработки.

В докладе будут приведены результаты некоторых экспериментальных исследований оптического и колориметрического откликов ЖК покрытий на механическое воздействие потока, описание экспериментальных методик и соответствующих установок.

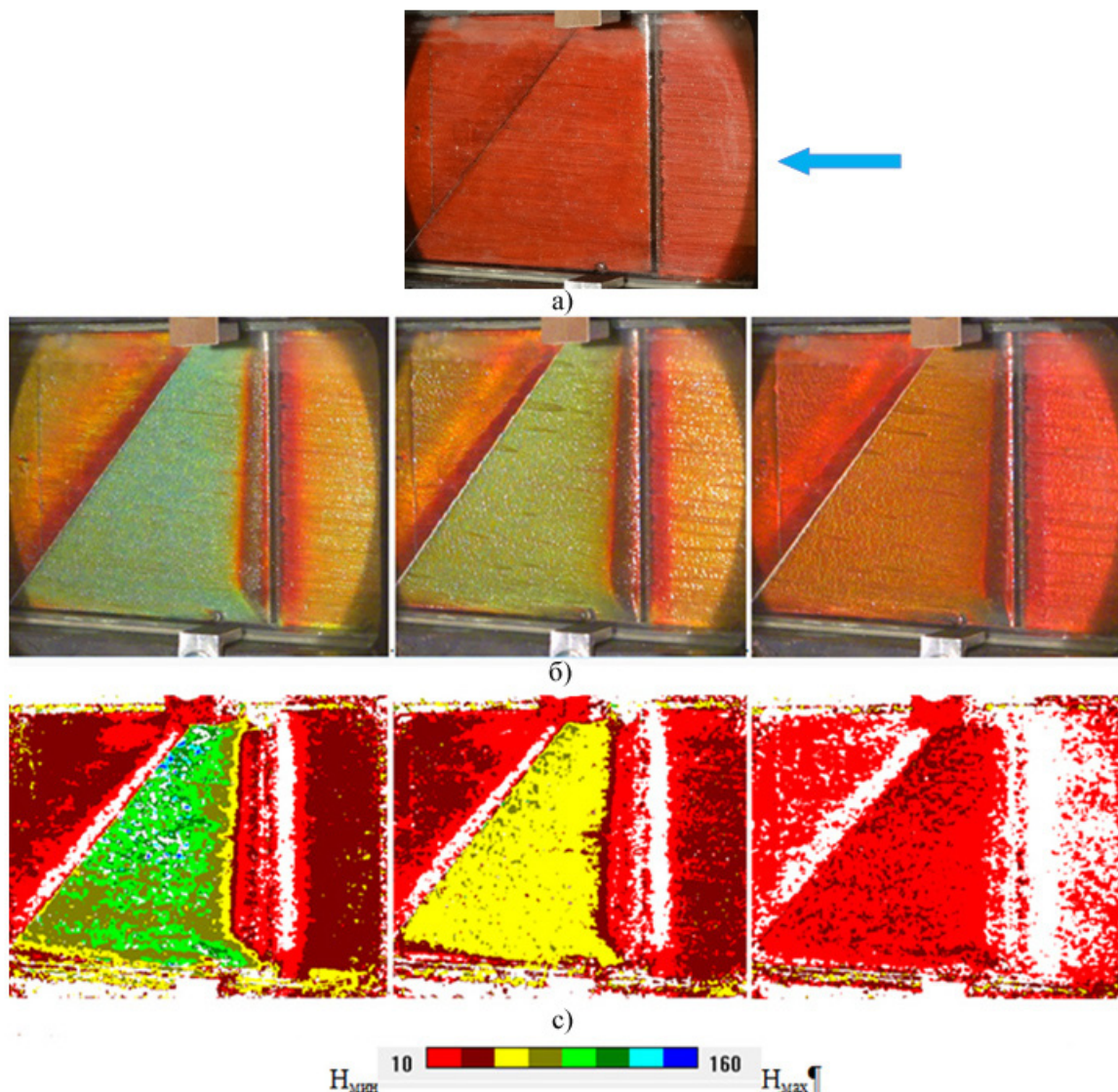


Рис. 1. ЖК визуализация распределения касательного напряжения без потока (а); при трех скоростях набегающего потока $V_{\infty} = 87, 71$ и 32 м/с (б); карты цветового тона при тех же скоростях (с).

Список литературы:

1. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. М.: Мир, 1980. 344 с.
2. Жаркова Г.М., Сонин А.С. Жидко-кристаллические композиты., Новосибирск:Наука,1991. 244с
3. Жаркова Г.М., Коврижина В.Н. Жидкокристаллические сенсоры в аэродинамическом эксперименте// Материалы Всероссийской конференции «Аэродинамика и прочность конструкций летательных аппаратов». 20-21 сентября 2011 г. Новосибирск. СИБНИА. 7 стр.
4. Zharkova G.M., Kovrizhina V.N., A.P. Petrov A.P., Shapoval, E.S., Mosharov V.E. and Radchenko V.N. Visualization of boundary layer transition by shear sensitive liquid crystals.// Proceedings PSFVIP-8: The 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing,- August 21st-25th, 2011 Moscow, Russia. No.113.- P. 1-5. ISBN 978-5-8279-0093
5. Zharkova G.V., Kovrizhina V.N., Petrov A.P. Shear-sensitive liquid crystals for diagnostics of boundary layer structure in aerodynamical experiment // Visualization of mechanical processes. 2013.VMP-7940 Volume 3, Issue 1, http://dl.begellhouse.com/journals/08456987543b9011_012ffe2e49678e34.html

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА

Маслов Е.А., Жарова И.К., Жуков А.С.

*Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Национального
исследовательского Томского государственного университета,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27*

В настоящее время ключевым направлением в работе по созданию крылатых ракет со сверхзвуковыми скоростями полета становится задача повышения скорости полета летательных аппаратов внутри атмосферной зоны. Разработка и создание ракетно-прямоточных двигателей (РПД), в которых сочетаются достоинства твердотопливных и воздушно-реактивных двигателей [1], является одним из перспективных путей решения этой задачи. При проектировании РПД, осуществляя математическое моделирование для расчета внутрикамерных процессов, необходимо учитывать, что в процессе функционирования изменяются геометрические характеристики проточного тракта вследствие выгорания твердотопливного заряда. В связи с этим для построения адекватных математических моделей внутрикамерных процессов в рассматриваемом классе двигательных установок необходима объективная информация о полях температуры, давления и скорости обдувающего потока в проточном тракте двигателя.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования структуры течения и основных параметров воздушного потока при обтекании моделей РПД в диапазоне чисел Маха $M = (2 \div 6)$.

Экспериментальное исследование проводилось на модельной аэродинамической установке (МАУ) [2], основной функцией которой является создание кратковременного сверхзвукового или гиперзвукового потока газа. Модели РПД с канальным зарядом подвергались испытаниям на открытом воздухе при атмосферном давлении с измерениями давления и температуры и визуализацией структуры потока в проточном тракте. Предусматривалась возможность варьировать температуру и скорость натекающего потока в процессе испытаний. Для создания сверхзвукового потока в аэродинамической установке использовались стальные осесимметричные профилированные сопла.

Эксперименты для плоской и осесимметричной моделей РПД по измерению температуры, давления и визуализации потока воздуха были проведены в диапазоне температур торможения набегающего потока $T_0 = (20 \div 500) \text{ }^\circ\text{C}$.

Визуализация процессов, сопровождающих течение газов в ее рабочей части, проводилась по методу Теплера в параллельном пучке лучей с использованием установленного на МАУ оборудования.

В экспериментах измерялось давление в форкамере и в проточном тракте установки, а также контролировалось давление в баллонах со сжатым воздухом. Для измерения полного и статического давления в серии опытов в сверхзвуковом воздушном потоке в рабочей камере МАУ применялись разработанные в ЦАГИ комбинированные датчики давления, позволяющие измерять оба давления одновременно.

Измерение температуры в форкамере и в проточном тракте исследуемых моделей проводилось термодинамическим методом. Для обеспечения работоспособности и получения достоверных результатов термодинамических измерений в условиях высоких динамических нагрузок был осуществлен выбор типа и характеристик термодинамики. Температура воздушного потока определялась по заданным значениям температуры торможения T_0 и числа Маха по формуле [3]:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{-1},$$

где γ – показатель адиабаты газа.

На рис. 1 приведены типичные результаты измерения температуры торможения в проточном тракте осесимметричной модели РПД для $M = 5$.

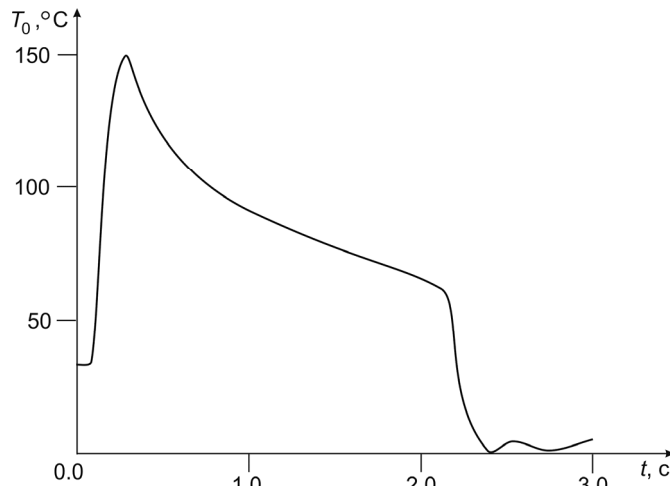


Рис. 1. Результаты измерения температуры торможения в проточном тракте осесимметричной модели РПД.

Визуализация структуры потока показала, что для исследуемых режимов обтекания в проточном тракте моделей РПД развивается течение с набором косых скачков уплотнения.

Полученные на моделях РПД экспериментальные данные о структуре и основных параметрах воздушного потока в проточном тракте являются объективной информацией для построения адекватных математических моделей внутрикамерных процессов в рассматриваемом классе двигательных установок.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034.

Список литературы:

1. Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю., Рейдель А.Л. и др. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей для беспилотных летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967. 424 с.
2. Звезгинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть 1 Установки для научных исследований. Новосибирск: Параллель, 2014. 551 с.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 904 с.

ДВИЖЕНИЕ СФЕРЫ БЕЗ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ПО ПЛОСКОСТИ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ХЕРШЕЛЯ-БАЛКЛИ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Игнатенко Я.С.^{1,2}, Подрябинкин Е.В.³, Бочаров О.Б.¹

¹ Новосибирский Технологический центр компании Бейкер Хьюз, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 4а

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

³ Сколковский институт науки и технологий, 143025, Россия, Московская область, дер. Сколково, ул. Новая, д.100

Одним из режимов многофазного потока в стеснённых условиях является взмучивание или отрыв частиц от ограничивающей поверхности. Частными примерами являются движение пыли в атмосферном пограничном слое, пыли в вентиляционных системах, доставка порошковых лекарств, вынос шлама при бурении. Определение сил и моментов сил, действующих со стороны жидкости, необходимо для описания движения частиц и определения условий отрыва от поверхности. В общем случае движение частиц зависит от баланса гидродинамических и гравитационных сил, сил поверхностного натяжения и электростатических сил.

Голдман А. и др. в работах [1, 2] получили аналитическое решение в приближении Стокса для силы сопротивления и момента сил, действующих частицу, как для случая покоящейся частицы в сдвиговом потоке, так и для случая её движения в покоящейся жидкости над плоскостью. В частности было показано логарифмическое возрастание силы и момента сил при приближении сферы к стенке. В работах Ли Х. и др. [3, 4] численно исследовалось качение сферы без проскальзывания в сдвиговом потоке с постоянной скоростью ($Re < 100$) и свободное качение с проскальзыванием сферической частицы по плоской поверхности. Рассматривалась жидкость с постоянной вязкостью.

В данной работе рассматривается качение сферы по плоскости без проскальзывания в сдвиговом потоке жидкости Хершеля-Балкли ($n = 1 \div 0.4, Bn = 0 \div 10$). Моделирование проводилось при числах Рейнольдса набегающего потока до 200 и относительной безразмерной скорости частицы $V_p = 0 \div 1$. Расчёты выполнены на коммерческом пакете Ansys Fluent 16.1.

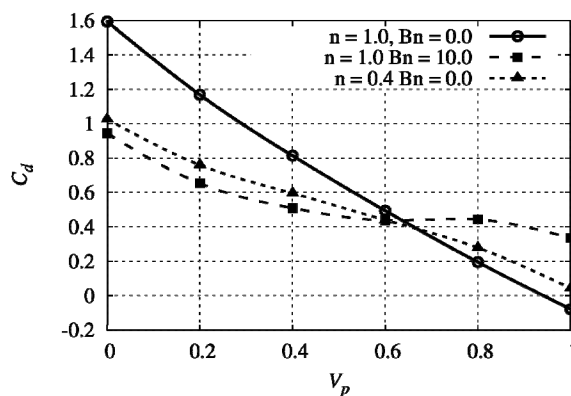


Рис. 1. Коэффициент сопротивления C_d в зависимости от скорости частицы V_p для различных типов жидкости при $Re=100$

Было исследовано влияние параметров жидкости и режимов течения на силу сопротивления, подъёмную силу и момент сил, действующий на сферу. Результаты расчётов для ньютоновской жидкости хорошо согласуются с результатами работ [3, 4]. При малой скорости частицы ($V_p \rightarrow 0$) сопротивление в неньютоновской жидкости повышается (как для степенной жидкости,

так и для жидкости Бингама), в противном случае ($V_p \rightarrow 1$) сила возрастает, по сравнению с ньютоновской жидкостью (рис. 1.). В работе [3] показано наличие критической скорости, при которой сила сопротивления ньютоновской жидкости обращается в ноль при $Re < 100$. Результаты наших расчётов показали, что при больших числах Рейнольдса такая скорость исчезает. Для неньютоновской жидкости она пропадает и при меньших числах Рейнольдса.

Подъёмная сила уменьшается для степенной жидкости при малых числах Рейнольдса относительно ньютоновской жидкости (рис. 2а), и возрастает при умеренных (рис. 2б). При малых числах Рейнольдса и больших числах Бингама подъёмная сила становится отрицательной (рис. 2а). При больших числах Бингама и Рейнольдса, подъёмная сила мало зависит от предельного напряжения (рис. 2б).

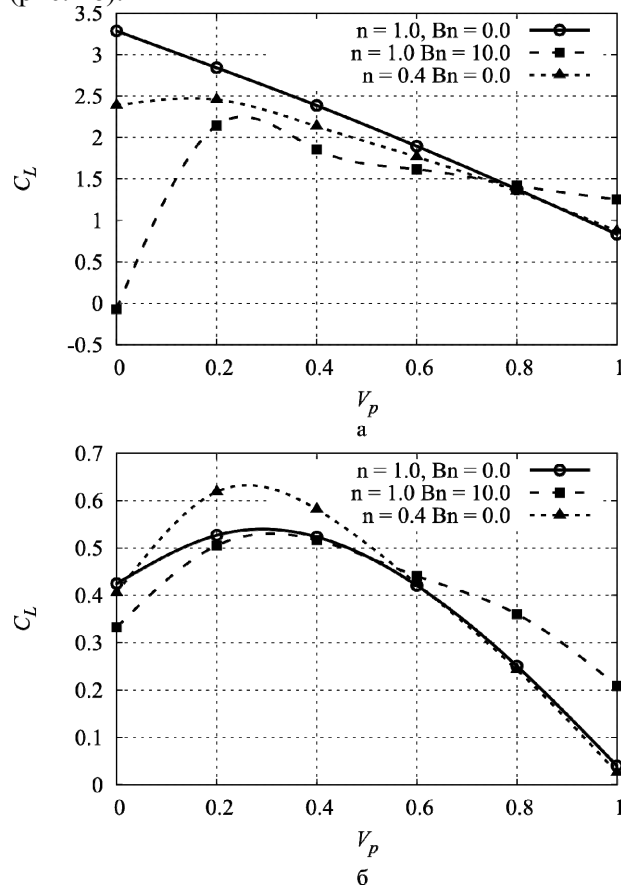


Рис. 2. Коэффициент подъёмной силы в зависимости от скорости частицы для различных типов жидкости при $Re=1$ (а) и $Re=100$ (б)

Список литературы:

1. Goldman A. J., Cox R. G. and Brennen H. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall— I Motion through a quiescent fluid // *Chemical Engineering Science*. 1967. vol. 22, № 4. pp. 637–651.
2. Goldman A. J., Cox R. G. and Brennen H. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall— II Couette flow // *Chemical Engineering Science*. 1967. vol. 22, № 4. pp. 653-660.
3. Lee H. and Balachandar S. Drag and lift forces on a spherical particle moving on a wall in a shear flow at finite Re // *Journal of Fluid Mechanics*. 2010. vol. 657. pp. 89-125.
4. Lee H., Ha M. Y. and Balachandar S., Rolling/sliding of a particle on a flat wall in a linear shear flow at finite Re // *International Journal of Multiphase Flow*. 2011. vol. 37. pp. 108–124.

ОБТЕКАНИЕ СФЕРЫ ПОТОКОМ ПСЕВДОПЛАСТИЧЕКОЙ ЖИДКОСТИ В ДЛИННОМ ЦИЛИНДРЕ

Игнатенко Я.С.^{1,2}, Бочаров О.Б.¹

¹ Новосибирский Технологический Центр компании Бейкер Хьюз, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 4а

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

В промышленности достаточно часто возникают задачи о движении суспензий в трубах и стеснённых условиях, когда важно влияние формы канала. При этом, часто, несущая среда обладает неньютоновской реологией. Такие задачи встречаются в пищевой промышленности при стерилизации консервируемых овощей, при транспортировке смесей в вертикальных или наклонных трубах в химической, нефтяной и фармацевтической и биохимической индустрии, при переносе частиц в микро и наноканалах. Буровому раствору придают неньютоновскую реологию для улучшения качества выноса шлама из скважины на поверхность. Адекватное описание процесса переноса частиц позволяет правильно подбирать параметры устройств и технологических процессов.

Численным моделированием течения возле сферы в однородном безграничном пространстве занимаются довольно давно [1]. В то же время исследования течений в трубах с эксцентричным положением сферы внутри представлены в литературе весьма ограничено, даже для ньютоновской жидкости. Есть ряд работ для носителя со степенным реологическим законом, но в них положение сферы изменяется в узком диапазоне [2].

Цель данной работы состоит в исследовании структуры течения и сил, действующих на сферу, в длинном цилиндрическом канале с установившимся течением. Вязкость жидкости зависит от локальной скорости сдвига. Диапазоны рассматриваемых параметров: отношение диаметров канала и сферы $d_c / d_p = 2 \div 100$, эксцентриситет положения сферы $e = 0 \div 0.99$, число Рейнольдса, определённое по диаметру сферы, $Re_p < 200$, показатель степени $n = 0.5 \div 1$

Численные эксперименты показали, что чувствительность сферы к наличию стенки в случае псевдо-пластической жидкости ниже, чем в случае классической несущей фазы. На рисунке 1 это характеризуется жирными и пунктирными линиями.

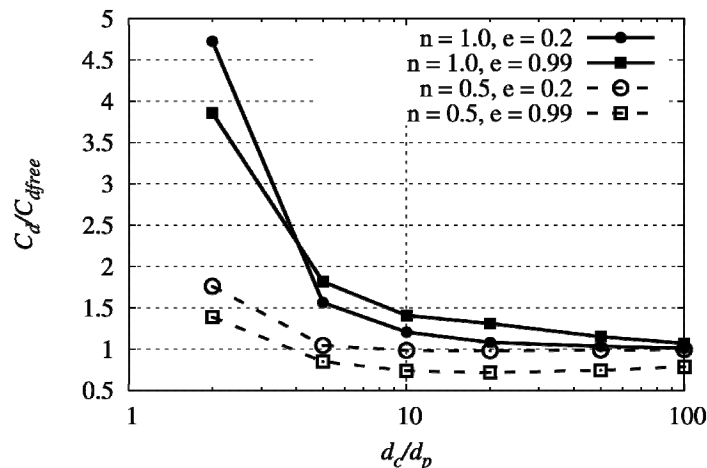


Рис. 1. Коэффициент сопротивления потоку C_d/C_{dfree} в зависимости от отношения диаметров d_c/d_p для различных положений сферы и параметров жидкости при числе Рейнольдса $Re_p=1$

С ростом отношения d_c/d_p , влияние стенок канала уменьшается. Сопротивление сферы потоку в цилиндре, при $d_c/d_p > 20$ и $e < 0.95$ отличается меньше чем на 30% от сопротивления безграничному потоку для всего диапазона чисел Рейнольдса (см. рис. 1).

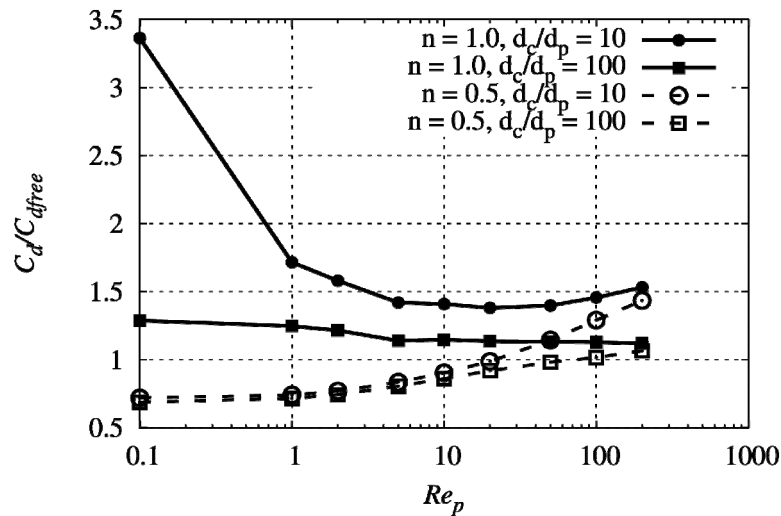


Рис. 2. Коэффициент сопротивления потоку $C_d/C_{d,free}$ в зависимости от числа Рейнольдса Re_p для различных параметров жидкости n и отношения диаметров d_c/d_p при $e=0.99$

С ростом числа Рейнольдса отношение $C_d/C_{d,free}$ стремится к значению, не зависящему от реологических свойств жидкости, и определяемому геометрическими характеристиками задачи (см. рис. 2.).

Список литературы:

1. Nirmalkar N., Chhabra R. P., and Poole R. J. Numerical Predictions of Momentum and Heat Transfer Characteristics from a Heated Sphere in Yield-Stress Fluids // Industrial & Engineering Chemistry Research. 2013. vol 52. pp. 6848–6861.
2. Krishnan S. and Kannan A. Effect of Shear-Thinning Behavior on Heat Transfer from a Heated Sphere in Yield-Stress Fluids // 2012. vol. 51. pp. 14867–14883.

**ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНТЕНСИФИКАТОРОВ
ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЫСОКОВЯЗКОЙ СРЕДЫ В КАНАЛЕ**

Камалов Р.Ф.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Казанский научный центр Российской академии наук,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31*

Целью данной работы являются численные исследования интенсификации теплообмена при ламинарном течении высоковязкой среды в каналах теплоэнергетического оборудования.

Система уравнений, описывающая изучаемый процесс теплообмена, в общей тензорной формулировке имеет вид:

$$\begin{aligned} \vec{v} \cdot \text{grad} T &= a \Delta T + \frac{\Phi}{\rho c_p}, \\ \rho(\text{grad} \vec{v} \cdot \vec{v}) &= -\text{grad} P + \text{div} T^0, \\ \text{div} \vec{v} &= 0, \end{aligned}$$

где \vec{v} – вектор скорости; T – температура; $a = \lambda / (\rho c_p)$ – коэффициент температуропроводности; ρ , c_p , λ – плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность жидкости; $\Phi = \mu(I_2)I_2$ – диссипативная функция; P – давление; T^0 – девиатор тензора напряжений.

Исследуемая жидкость – турбинное масло Тп-46, объемный расход жидкости через канал равен $G = 0,1 - 2,0$ м³/ч (с шагом 0,1 м³/ч), диаметр канала $D = 0,05$ м, длина канала $l = 2$ м, температура на стенке равна $T_{ст} = 373$ К (граничные условия I рода), начальная температура жидкости $T_0 = 293$ К, на начальном участке (на входе в канал) задается профиль вектора скорости в виде параболы, на границе канала задаются условия прилипания жидкости к границе области. Исследуемая геометрическая область представляет собой цилиндрический канал с периодически расположенными выступами на внутренней поверхности канала. Шаг между выступами по отношению к диаметру канала соотносится как $S/D = 0,75$ (ДШК 1), 1,0 (ДШК 2), 1,25 (ДШК 3) и 1,5 (ДШК 4), ширина выступа $b/D = 0,1$, высота выступа $h/D = 0,1$.

На рис. 1 а) представлены зависимости отношений чисел Нуссельта от чисел Рейнольдса для ДШК и гладкого канала. Из графиков, представленных на рисунке, видно, что при малых числах Рейнольдса получаются меньшие значения коэффициентов теплоотдачи в ДШК, чем в гладком канале. Это обуславливается тем, что элементы шероховатости способствуют образованию застойных зон, препятствующих процессу теплообмена. Во всех случаях это отношение больше 1 при $Re \geq 40$. Для ДШК 1, у которого максимальное количество интенсификаторов теплообмена, получаем наибольшие значения отношений чисел Нуссельта. С увеличением шага между выступами получаем, что интенсификация теплообмена несколько понижается, что видно из графика для ДШК 2, и при дальнейшем увеличении шага получаем уменьшение данного отношения. Причем, для ДШК 3 и ДШК 4 нет существенного отличия в отношениях чисел Нуссельта при различных расходах, что позволяет говорить о том, что с увеличением шага между выступами будет небольшое уменьшение данного отношения.

На рис. 1 б) представлены зависимости отношений коэффициентов гидравлического сопротивления ξ от чисел Рейнольдса. Наименьшее отношение коэффициентов гидравлического сопротивления ДШК к гладкому каналу имеет ДШК 4 с наименьшим количеством интенсификаторов теплообмена. Далее, с увеличением выступов, растут и отношения гидравлических сопротивлений. Максимальные значения этого отношения получаются при течении масла в ДШК 1. С увеличением расхода также увеличиваются отношения коэффициентов гидравлического сопротивления.

На рис. 1 в) представлены зависимости критерия теплогидродинамической эффективности от чисел Рейнольдса. Из графиков видно, что при числах Рейнольдса $0 \leq Re \leq 37$ наибольшую теплогидродинамическую эффективность имеет ДШК 4, при $37 \leq Re \leq 84$ – ДШК 1. Остальные занимают промежуточное положение. Однако вследствие того, что ДШК 4 в рассматриваемом диапазоне показывает ухудшение теплообмена в интенсифицированном канале по сравнению с гладким, то его нельзя считать лучшим в данном диапазоне чисел Рейнольдса. Наиболее

оптимальным вариантом, из рассмотренных выше интенсификаторов теплообмена, представляется ДШК 1. Однако и он только при максимальном расходе показывает критерий теплогидродинамической эффективности больше 1. Это говорит о том, что потери энергии на прокачку теплоносителя превышают ожидаемую эффективность увеличения теплообмена. Однако если существует запас по мощности насосов, прокачивающих теплоноситель, и есть необходимость увеличения теплообмена при сохранении существующих габаритов теплообменного оборудования, то данный интенсифицированный канал следует использовать в качестве трубок в теплообменных аппаратах, а также при необходимости существенного уменьшения размеров теплообменных аппаратов при возможности увеличения мощности прокачивающего насоса.

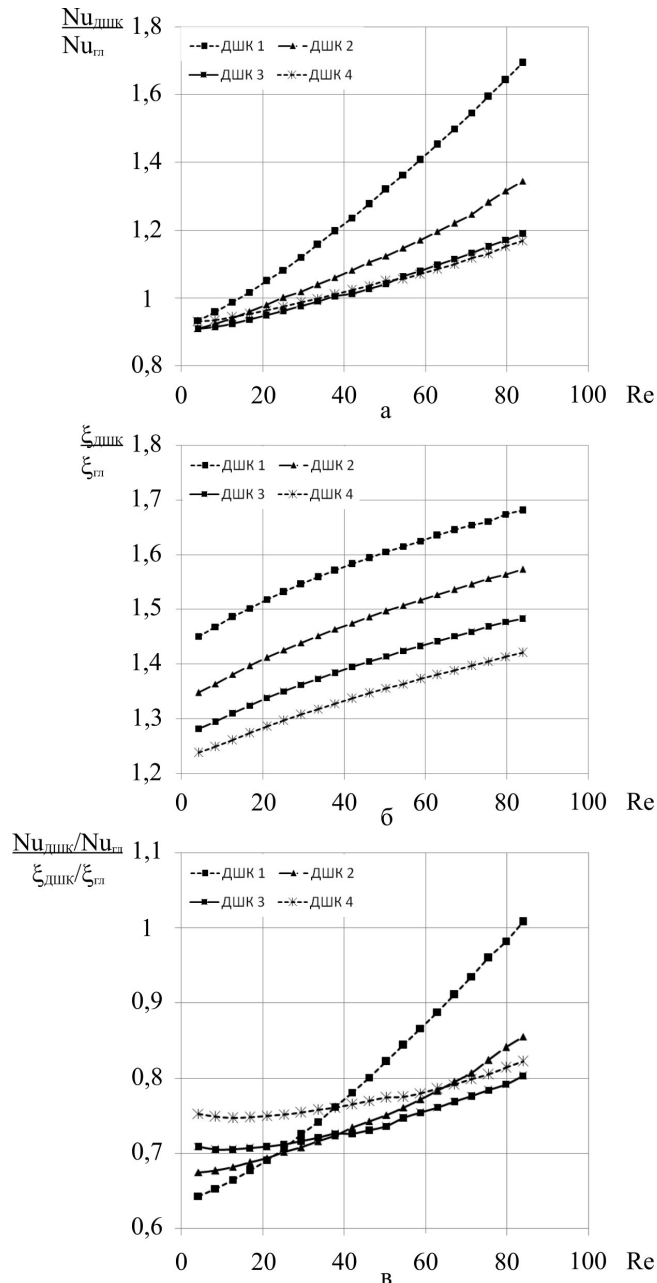


Рис. 1. Зависимости отношений чисел Нуссельта от чисел Re (а);
зависимости отношений коэффициентов гидравлического сопротивления от чисел Re (б);
зависимости критерия теплогидродинамической эффективности от чисел Re (в).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-08801 а.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИФИКАЦИИ
ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОГО
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КАНАЛАХ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ**

Камалов Р.Ф.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Казанский научный центр Российской академии наук,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31*

Целью данной работы являются моделирование и численные исследования интенсификации теплообмена при ламинарном течении вязкого теплоносителя в каналах теплообменных аппаратов.

Система уравнений, описывающая изучаемый процесс теплообмена, в общей тензорной формулировке имеет вид:

$$\begin{aligned}\vec{v} \cdot \text{grad} T &= a \Delta T + \frac{\Phi}{\rho c_p}, \\ \rho(\text{grad} \vec{v} \cdot \vec{v}) &= -\text{grad} P + \text{div} \Gamma^0, \\ \text{div} \vec{v} &= 0,\end{aligned}$$

где \vec{v} – вектор скорости; T – температура; $a = \lambda / (\rho c_p)$ – коэффициент температуропроводности; ρ , c_p , λ – плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность жидкости; $\Phi = \mu(I_2)I_2$ – диссипативная функция; P – давление; Γ^0 – девиатор тензора напряжений.

Для отыскания конкретных частных решений этой системы, т.е. неизвестных функций \vec{v} и T , в геометрической области Ω канала следует определить краевые условия, заданные на границе $\partial\Omega$ рассматриваемой области течения жидкости Ω .

Гидродинамические граничные условия:

– граничные условия прилипания жидкости на границе области:

$$\vec{v}|_{\partial\Omega} = \vec{0},$$

– задается профиль вектора скорости на входе в канал:

$$\vec{v}|_{z=0} = \vec{v}_0,$$

где \vec{v}_0 – заданная вектор-функция, определяемая постоянным расходом Q_0 .

Температурные граничные условия:

– граничное условие I-го рода на стенке канала:

$$T|_{\partial\Omega} = T_{\text{ст}} = \text{const},$$

где $T_{\text{ст}}$ – значение температуры в произвольной точке на границе канала;

– условие, определяющее распределение температуры на входе в канал:

$$T|_{z=0} = T_0,$$

где T_0 – температура рабочей жидкости на входе в канал.

Численные исследования проводились на основе математической модели стационарного теплообмена при течении вязких сред в каналах с интенсификаторами в виде дискретной шероховатости, алгоритма и метода ее численной реализации, с помощью лицензионного программного комплекса Comsol Multiphysics 3.5 при следующих условиях: исследуемая жидкость – трансформаторное масло ТКП, объемный расход жидкости через канал равен $G = 0,1 - 1,5$ м³/ч (с шагом 0,1 м³/ч), температура на стенке равна $T_{\text{ст}} = 100$ °С (373 К), начальная температура жидкости $T_0 = 20$ °С (293 К).

Исследуемая геометрическая область представляет собой цилиндрический канал с периодически расположенными выступами на внутренней поверхности канала. Геометрические размеры канала: диаметр $D = 0,05$ м, длина $l = 2$ м, шаг между выступами $S = 0,0375$ м (ДШК 1); 0,05 м (ДШК 2), 0,0625 м (ДШК 3) и 0,075 м (ДШК 4), ширина выступа $b = 0,005$ м, высота выступа $h = 0,005$ м.

На рис. 1 представлены зависимости критерия теплогидродинамической эффективности от чисел Рейнольдса. Из графиков, представленных на рисунке, видно, что наибольшую

теплогидродинамическую эффективность во всех диапазонах чисел Рейнольдса имеет ДШК 1. Далее с уменьшением количества интенсификаторов теплообмена в исследуемых ДШК происходит постепенное уменьшение критерия теплогидродинамической эффективности. Причем наименьшую эффективность показывает ДШК 4 с наименьшим числом интенсификаторов теплообмена. При низких числах Рейнольдса ($53 \leq Re \leq 160$), в зависимости от используемого ДШК, критерий теплогидродинамической эффективности меньше 1. Это говорит о том, что потери энергии на прокачку теплоносителя превышают ожидаемую эффективность увеличения теплообмена. Поэтому при таких числах Рейнольдса наиболее эффективным является ДШК 1. С увеличением чисел Рейнольдса остальные ДШК показывают значение теплогидродинамической эффективности больше 1.

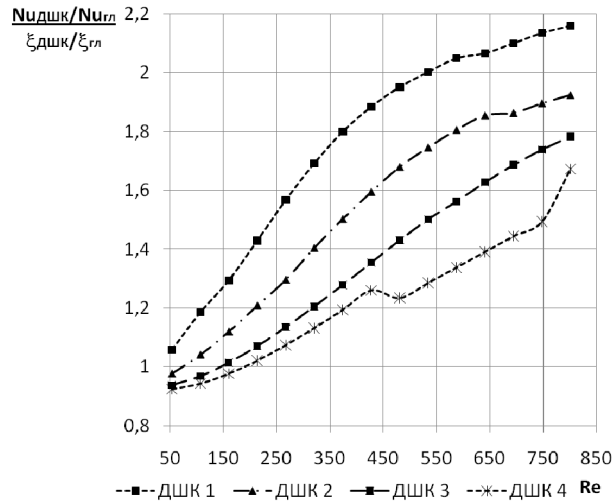


Рис. 1. Зависимости критерия теплогидродинамической эффективности от чисел Re

В результате проведенных численных исследований можно сделать вывод о том, что рассмотренные выше ДШК позволяют добиться интенсификации теплообмена посредством использования именно таких интенсификаторов при приемлемом уровне увеличения потерь на гидравлическое сопротивление, что при сохранении существующих габаритов теплообменных аппаратов или его уменьшении позволяют добиться улучшения их характеристик.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта № 15-48-02093

СОПРОТИВЛЕНИЕ КАНАЛОВ СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

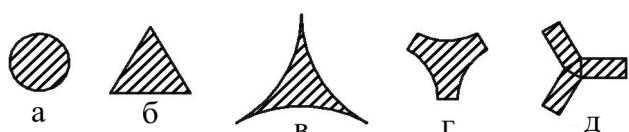
Макаров М.С., Наумкин В.С.

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

В элементах теплообменного оборудования энергетических установок часто возникают течения в узких протяжённых каналах со сложной формой поперечного сечения. Инженерные методы анализа гидравлического сопротивления при развитом турбулентном режиме течения в таких каналах основаны на использовании интегральных соотношений, в которых реальный канал заменяется круглой трубкой с эквивалентным гидравлическим диаметром. Такой подход применим только для каналов, форма поперечных сечений которых не оказывает существенного влияния на развитие течения и характеристики турбулентности.

В данной работе представлены результаты численных исследований развитого течения сжимаемого газа в каналах с большой долей площади поперечного сечения, в которой течение стесняется противоположными стенками (рис. 1): треугольник (б); сечение, образованное тремя соприкасающимися цилиндрами (в); сечение, образованное тремя соприкасающимися цилиндрами с разделительными элементами (г); сечение, образованное соединением трёх плоских каналов (д). Все каналы имели одинаковую площадь поперечного сечения $S=10\text{мм}^2$. Гидравлические диаметры каналов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Гидравлические диаметры каналов



Вид канала	а	б	в	г	д
$d_h = \frac{4S}{p}$, мм	3.64	2.82	1.62	2.65	2.01

Рис. 1. Поперечные сечения рассматриваемых каналов

Расход газа и число Рейнольдса (от $3 \cdot 10^3$ до 10^5) определялись заданным перепадом давления между входом и выходом канала. При давлении на входе в канал 2 атм. перепад давлений для чисел Рейнольдса более 10^4 превышал 1 атм. Столь большой перепад давления приводит к существенному изменению плотности и средней скорости потока по длине канала, что также требует учёта при обобщении результатов расчётов и экспериментов. В качестве рабочего тела использовался воздух и гелий-ксеноновая смесь с массовой долей гелия 9.1%, являющиеся современным и перспективным рабочим телом для газового энергетического оборудования. Свойства газовых смесей рассчитывались по параметрам потока на входе в канал, и принимались постоянными по длине (табл. 2). Плотность газа определялась по уравнению состояния идеального газа.

Таблица 2. Свойства газовых смесей

Газовая смесь	$\mu, \times 10^6$ [Па·с]	c_p , [Дж/кг·К]	$\lambda, \times 10^3$ [Вт/м·К]	M, [г/моль]
He(9.1)-Xe	25.800	623.30	74.3	33.70
Воздух	17.894	1006.43	2.42	28.96

Для моделирования турбулентности использовалась модель Spalart-Allmaras со стандартными параметрами и k- ω sst модель Ментера. Значение коэффициента гидравлического сопротивления определялось по зависимости:

$$\xi = -\frac{\Delta P}{L} d_h \frac{2}{\bar{\rho} \cdot \bar{u}^2}, \quad (1)$$

где: d_h [м] - гидравлический диаметр канала, ΔP [Па] - перепад давления между входом и выходом канала, L [м] - длина канала, $\bar{\rho}$ [кг/м³] – средняя по сечению плотность газа, \bar{u} [м/с] - среднемассовая скорость газа. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента гидравлического сопротивления круглого канала (а) от числа Рейнольдса: символы - экспериментальные данные, линии 1-4 - результаты моделирования. Значение ξ при течении сжимаемого газа сильно зависит от выбора сечения, в котором определяются средняя плотность и среднемассовая скорость потока. На рис. 2 линия 1 построена по параметрам потока на выходе

$\bar{\rho} = \rho_{out}$, $\bar{u} = u_{out}$, линия 2 - по средним значениям на входе и выходе $\bar{\rho} = (\rho_{in} + \rho_{out})/2$, $\bar{u} = (u_{in} + u_{out})/2$, а линия 3 - по параметрам на входе в канал $\bar{\rho} = \rho_{in}$, $\bar{u} = u_{in}$. Линия 4 соответствует значению ξ , определённому по локальному градиенту давления.

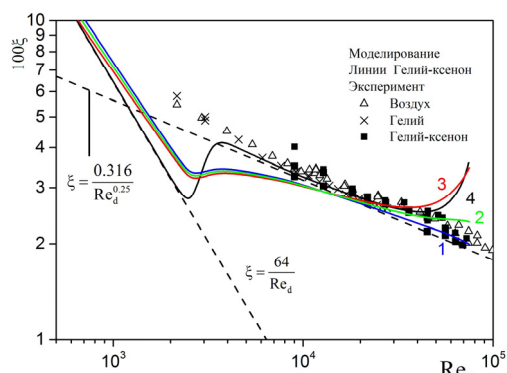


Рис. 2. Локальный и средние коэффициенты трения, полученные численными методами в зависимости от числа Рейнольдса: линия 1—среднее значение ξ по параметрам на выходе, линия 2—среднее значение ξ по средним параметрам на выходе и входе, 3—среднее значение ξ по параметрам потока на входе, линия 4—локальное значение ξ .

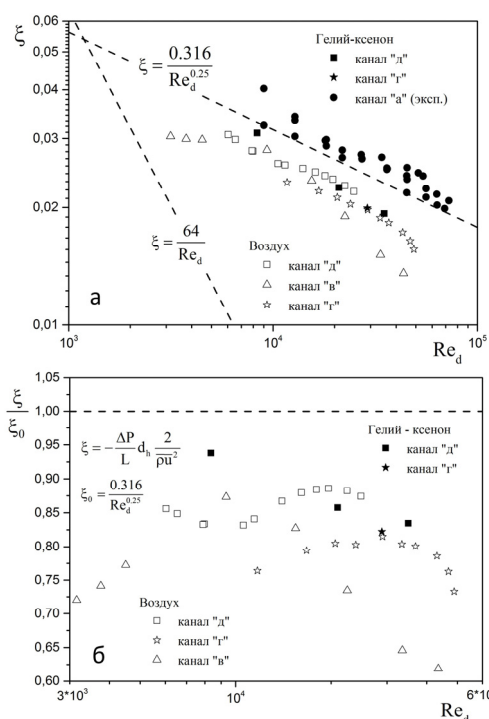


Рис. 3. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса (а) и приведённого коэффициента гидравлического сопротивления (б) для каналов различной конфигурации.

Из рис. 2 видно, что при больших числах Рейнольдса локальное значение коэффициента трения существенно возрастает, что связано с сильным ускорением потока за счёт объёмного расширения газа при околосвуковых скоростях. Среднее значение коэффициента трения, рассчитанное по параметрам потока на входе в канал, наиболее близко к локальным значениям ξ . Представленные на этом же графике экспериментальные данные близки к расчётным зависимостям в области турбулентного режима течения, однако рост сопротивления по этим данным зафиксировать нельзя. Возможно, это связано с тем, что в эксперименте с ростом расхода газа через канал существенно изменялось давление на входе в канал, что связано с особенностями регулировки расхода применяемым оборудованием. В расчётах же давление на входе в канал принималось постоянным и равным 2 атм., а расход регулировался давлением на выходе из канала. Кроме того, как показано выше, выбор средней плотности и среднemasсовой скорости потока при определении среднего коэффициента трения может существенно сглаживать его рост при больших числах Рейнольдса.

Поскольку использование среднего значения ξ , рассчитанного по параметрам потока на выходе, позволяет достаточно хорошо обобщить полученные данные, то в расчётах каналов с различным поперечным сечением переменные, входящие в формулу (1) определялись по параметрам на выходе из канала. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента гидравлического сопротивления каналов различной конфигурации от числа Рейнольдса (а) и приведённого коэффициента гидравлического сопротивления (б). Видно, что все значения ξ для каналов сложной геометрии лежат ниже значений ξ для круглого канала. Кроме того не прослеживается корреляции между размером гидравлического диаметра канала и его сопротивлением. Во всех рассмотренных каналах течение развивается в стеснённых условиях, что приводит к ослаблению влияния части поверхности, находящейся в углах на общее сопротивление канала. Это в свою очередь можно объяснить уменьшением градиентов средней скорости потока и степени его турбулентности в этих областях. Для рассмотренных каналов в среднем можно говорить о снижении сопротивления на 20%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 15-08-04203

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЛИНИЙ ТОКА ЗА СИСТЕМОЙ ПАРНЫХ ОТВЕРСТИЙ

Халатов А.А.^{2,1}, Панченко Н.А.^{1,2}

¹ Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт», 03056, Украина, Киев, просп. Победы, 37

² Институт технической теплофизики НАН Украины,
03680, Украина, Киев, ул. Желябова, 2а

Пленочное (или завесное) охлаждение является основным методом охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин. Традиционная схема пленочного охлаждения в виде системы одно- двух- и многорядных дискретных отверстий, расположенных под некоторым углом к охлаждаемой поверхности, характеризуется рядом недостатков. Основными из них являются высокий расход охладителя и сравнительно низкая эффективность охлаждения при параметрах вдува больших единицы, что обусловлено отрывом потока от поверхности охлаждения и возникновением вторичных вихревых структур («почечных вихрей»), разрушающих пленку охладителя и способствующих «подсосу» горячего потока к защищаемой поверхности.

Изучаемые в настоящее время новые конфигурации (фасонные отверстия сложной формы – веерные «fan-shaped», консольные, в виде гантели, боба, полумесяца; отверстия, выход из которых размещен в углублениях – полусферических, кратерах, траншеях) характеризуются сложной технологией и высокой стоимостью изготовления. Поэтому большой практический интерес представляют технические решения, позволяющие обеспечить требуемую эффективность охлаждения при использовании более простой технологии изготовления. К таким решениям относится двухрядная система парных наклонных цилиндрических отверстий со сложными углами подачи охладителя («double jet», или двухструйная схема) [1], в которой происходит сложное взаимодействие охлаждающих струй с формированием антивихревой структуры (рис. 1) с более равномерным покрытием поверхности пленкой охладителя. При практической реализации такой технологии возможно использование имеющегося технологического оборудования. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование эффективности пленочного охлаждения плоской поверхности, поверхностная визуализация потока за парными отверстиями и сравнительный анализ с традиционной схемой наклонных цилиндрических отверстий.

Детальное описание экспериментальной установки приведено в работе [2]. Основные параметры экспериментов были следующими: скорость основного потока 35...38 м/с, его температура – 23,5...26°C, температура вдуваемого воздуха – 64...79 °C. Отношение плотностей вдуваемого и основного потока $DR = 0.85...0.88$, параметр вдува $m = 0.5...2.5$, а число Рейнольдса Re_d на входе по эквивалентному диаметру канала рабочего участка и скорости основного потока составляло около $1.35 \cdot 10^5$. Основные геометрические параметры системы: $d = 3.2$ мм, $t/d = 4.0$, $t_1/d = 3.125$, $\Delta/d = 1.3$, $\alpha = 30^\circ$, $\beta_1 = \beta_2 = 30^\circ$.

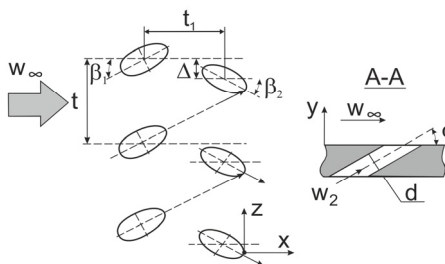


Рис. 1. Система парных отверстий.

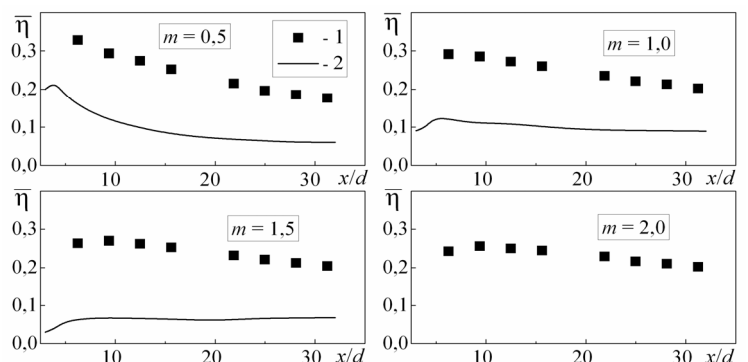


Рис. 2. Средняя по ширине пластины эффективность пленочного охлаждения: 1 – система парных отверстий ($t/d = 4.0$); 2 – традиционная система отверстий ($t/d = 2.0$) [1].

На рис.2 дается сравнение экспериментальных данных с традиционной ($\beta = 0^\circ$) однорядной системой наклонных цилиндрических отверстий [1] с удвоенным шагом $t/d = 2.0$. Как следует система парных отверстий значительно превышает данные для традиционной системы охлаждения при всех параметрах вдува.

Для понимания физической структуры потока выполнены эксперименты по поверхностной визуализации потока. Для этого использовался метод масляных точек, в котором в растительное масло добавлялся черный краситель. На поверхности пластины помещался гладкий картон, на который наносились масляные точки. Для сравнения использовались данные работы [3], в которой исследовалась традиционная двухрядная конфигурация наклонных цилиндрических отверстий со следующими геометрическими параметрами: $d = 3.2$ мм, $t/d = 5$, $t_1/d = 2.5$, $\alpha = 30^\circ$, $\beta = 0^\circ$. Распределение поверхностных линий тока при вдуве охладителя через систему традиционных цилиндрических отверстий ($\beta = 0^\circ$) представлено на рис. 3а и через систему парных отверстий – на рис. 3б.

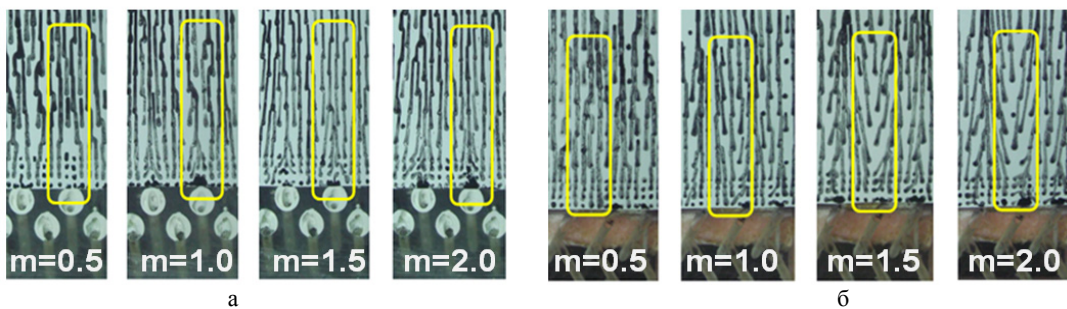


Рис.3. Результаты поверхностной визуализации потока при пленочном охлаждении:
а – система традиционных цилиндрических отверстий; б – система парных отверстий.

Эти исследования показали, что за двумя рядами цилиндрических отверстий наблюдается поперечное «стекание» линий тока, которое косвенно свидетельствует о наличии «почечного» вихря (рис.3а). Непосредственно за традиционными отверстиями подачи охладителя при $m = 0.5$ отмечена широкая застойная зона и область обратного течения масляных точек при $m = 2.0$.

За парными отверстиями (рис. 3б) при $m = 0.5$ поверхностные линии тока практически параллельны друг другу. При $m = 1.0$ течение практически всех масляных точек наблюдается в направлении основного потока, но имеет место небольшое отклонение линий тока в поперечном направлении, что свидетельствует о растекании охладителя. С увеличением параметра вдува это растекание усиливается, что формирует «защитную» пленку. При $m = 2.0$ сразу за отверстиями формируется ярко выраженная область обратного течения масляных точек.

В целом, выполненное исследование показало существенно различную структуру потока за системой парных и традиционных отверстий. С ростом параметра вдува за системой парных отверстий нарастают эффекты «растекания» охладителя в поперечном направлении с разрушением «почечного» вихря, а за традиционной схемой отверстий наблюдается усиление поперечного «стекания» линий тока за счет роста «почечного» вихря.

Дальнейшая программа исследований будет направлена на более глубокое изучение физической структуры потока и определение факторов, характеризующих эффективность пленочного охлаждения за системой парных отверстий.

Список литературы:

1. Kusterer K. Experimental and numerical investigations of the double-jet film cooling technology / Kusterer K., Elyas A., Bohn D. and etc. // Journal of Energy and Power Engineering. — 2010. — Vol.4, No9. — pp. 16-25.
2. Халатов А.А. Пленочное охлаждение плоской поверхности системой парных отверстий: влияние внешней турбулентности и ускорения потока / Халатов А.А., Панченко Н.А., Борисов И.И. и др. // Теплофизика и аэромеханика. — 2014. — Т. 21, №5. — С. 571-578.
3. Халатов А.А. Экспериментальное исследование перспективных двухрядных схем пленочного охлаждения / Халатов А.А., Борисов И.И., Безлюдная М.В. и др. // Труды Шестой Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-6), — 4 с. — Электрон. дан. — М. : «Издательский дом МЭИ», 2014. — 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).

ФОКУСИРОВКА СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ГАЗЕ

Куропатенко В.Ф.^{1,2}, Шестаковская Е.С.¹, Якимова М.Н.²

¹Южно-Уральский государственный университет
(национальный исследовательский университет),
454080, Россия, Челябинск, пр. Ленина, 76

²Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский НИИ технической физики
имени академика Е.И. Забабахина,
456770, Россия, Снежинск, ул. Васильева, 13

Построено точное решение задачи о фокусировке сферически симметричной ударной волны в газовом шаре. Граница сферической полости с холодным идеальным газом в начальный момент времени начинает двигаться с отрицательной конечной скоростью. В результате распада произвольного разрыва в газ станет распространяться ударная волна. Траектория ударной волны и сферичность определяет структуру течения газа между её фронтом и границей. Получена зависимость энтропии от массовой координаты ударной волны. Используется свойство энтропии сохраняться вдоль траектории каждой частицы вещества, прошедшей через фронт ударной волны. В рассмотренной постановке существенную роль играет граница газа, которая не рассматривалась в ранее известных решениях задачи о сжатии ударной волны к центру симметрии и её отражении от центра [1-5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 13-01-00072

Список литературы:

1. Крайко А.Н. Сферически и цилиндрически симметричное нестационарное сжатие идеального газа. Доклад на VII Забабахинских научных чтениях. Снежинск. 2003. WWW.vniitf.ru/ rig/konfex/ 7 zst/ reports/ 6-1. pdf. 13 p.
2. Теоретическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М.: Изд-во Наука, 1986. 736 с.
3. Неустановившиеся движения сплошной среды / Станюкович К.П. М.: Наука, 1971. 854 с.
4. Брушлинский К.В., Каждан Я.М. Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики// Успехи математических наук. 1963. Т. 18. вып. 2. С. 3-23.
5. Guderley G. Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse// Luftfahrtforschung. 1942. Bd. 19. Lfg. 9. S. 302–312.

**ТЕПЛОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ТЕРМИЧЕСКОЕ ДЕМПФИРОВАНИЕ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ**

Юдахин А.Е.¹, Кирсанов А.Ю.², Кирсанов Ю.А.³

¹ Казанский государственный энергетический университет,
420066, г. Казань, ул. Красносельская, д. 51

² Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева, 420111, Казань, ул. К. Маркса, 10

³ Казанский научный центр РАН, 420111, Казань, а/я190, ул.Лобачевского, 2/31

Формула Фурье

$$\mathbf{q} = -\lambda \mathbf{grad} T, \quad (1)$$

является приближённой моделью явления теплопроводности, так как не учитывает сопутствующие этому явлению процессы тепловой релаксации и термического демпфирования и, как следствие, - не учитывает ограниченность скорости распространения внутренней энергии. По этой причине дифференциальное уравнение теплопроводности параболического типа, как синтез формулы (1) и закона сохранения энергии, [1]

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \Delta T \quad (2)$$

не пригодно для описания кратковременных переходных термических процессов [2].

Тепловая релаксация обусловлена задержкой во времени процесса передачи кванта энергии относительно момента его получения отдельными элементами тела, которая приводит к сокращению теплового потока на величину $\tau_q \partial \mathbf{q} / \partial \tau$. Величина τ_q , характеризующая термическую «упругость» тела, получила название времени тепловой релаксации [1, 2]. Учёт тепловой релаксации привёл к преобразованию формулы (1) в уравнение Каттанео-Верно [3-5]

$$\mathbf{q} + \tau_q \partial \mathbf{q} / \partial \tau = -\lambda \mathbf{grad} T, \quad (3)$$

а дифференциального уравнения (2) – в уравнение гиперболического типа:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_q \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = a \Delta T. \quad (4)$$

Расчёты показали [6, 7], что согласно уравнению (4) при кратковременных переходных термических процессах температура тела в некоторых случаях может опускаться ниже абсолютного нуля, что противоречит современным физическим основам.

Выполненные А.В. Лыковым теоретические исследования [8] позволили выявить влияние на теплопроводность помимо тепловой релаксации также и термического демпфирования. В итоге формула Фурье приняла вид:

$$\mathbf{q} + \tau_q \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \tau} = -\lambda \mathbf{grad} \left(T + \tau_T \frac{\partial T}{\partial \tau} \right). \quad (5)$$

Выражение (5) в зарубежной литературе получило название уравнения двухфазного запаздывания [9]. Величина τ_T , имеющая размерность времени, влияет на амплитуду температурного отклика - с увеличением τ_T амплитуда сокращается [9].

Следствием замены формулы Фурье (1) уравнением (5) является преобразование уравнения теплопроводности параболического типа (2) в уравнение гиперболического типа:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_q \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = a \Delta \left(T + \tau_T \frac{\partial T}{\partial \tau} \right). \quad (6)$$

Величины времени тепловой релаксации τ_q и температурного демпфирования τ_T определяют характер переходного процесса, и измерение этих величин является важной теплофизической задачей.

В докладе рассматривается экспериментально-теоретико-расчётный метод измерения значений τ_q и τ_T . Экспериментальная часть метода заключается в регистрации переходного термического процесса в определённых точках тела при его внезапном погружении в горячую или холодную среду. Теоретическая часть – в решении краевой задачи гиперболической теплопроводности с уравнением (6) при адекватных эксперименту краевых условиях. Расчётная часть метода состоит в подборе значений искомых величин τ_q и τ_T , при которых теоретические переходные процессы наилучшим образом совпадают с опытными термическими процессами.

Исследования выполнены на образцах полиметилметакрилата (ПММА) в форме круглых дисков диаметром D путем склеивания двух одинаковых дисков толщиной $h = 3,0$ мм. Между дисками помещалась хромель-копелевая термопара так, чтобы её спай находился в центре диска. Переходный термический процесс начинался в момент внезапного погружения исследуемого образца с начальной температурой T_0 в горячую среду (дистиллированную воду). Для фиксации начального момента τ_0 переходного процесса и контроля температуры воды служила отдельная термопара, скрепленная с образцом и опускаемая одновременно с ним.

Регистрация показаний термопар осуществлялась автоматизированной измерительной системой (АИС), состоящей из персонального компьютера (ПК) и устройства ввода-вывода фирмы National Instruments PCI-6251 [10], подключаемого к PCI-шине ПК. Для создания программного обеспечения АИС использована среда графического программирования LabVIEW¹ [11]. Регистрация показаний термопар в мВ производилась с точностью до четвёртого знака после запятой с интервалом 0,02 с. Перевод показаний из мВ в градусы осуществлялся по индивидуальным калибровочным характеристикам термопар.

В итоге для ПММА были найдены значения $\tau_q = 2,0$ с и $\tau_T/\tau_q = 0,7$, при которых теоретические линии наиболее близко расположены к опытным точкам в течение всего переходного процесса.

Список литературы:

1. Лыков А.В. Теория теплопроводности, М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
2. Волновые явления теплопроводности: Системно-структурный подход / А.Г. Шашков, В.А. Бубнов, С.Ю. Яновский. М.: Едиториал УРСС, 2004. 296 с.
3. Cattaneo C. Sulla Conduzione de Calore // Atti del Seminario Matematico e Fisico dell' Universita di Modena. 1948. V. 3. P. 83–101.
4. Cattaneo C. A form of heat conduction equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation // Comptes Rendus. Acad. Sci. Paris. 1958. Vol. 247. N 4. P. 431-433.
5. Vernotte P. Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur // Comptes Rendus. Acad. Sci. Paris. 1958. Vol. 246. N 22. P. 3154-3155.
6. Кирсанов Ю.А. Циклические тепловые процессы и теория теплопроводности в регенеративных воздухоподогревателях. М.: Физматлит, 2007. 240 с.
7. Ahmadikia H., Rismanian M. Analytical solution of non-Fourier heat conduction problem on a fin under periodic boundary conditions // J. Mech. Sci. and Techn. 2011. V. 25. No 11. P. 2919-2926.
8. Лыков А.В. Применение методов термодинамики необратимых процессов к исследованию тепло- и массообмена // Инж.-физич. журнал. 1965. Т. 9. № 3. С. 287-304.
9. Liu K.C., Chang P.C. Analysis of dual-phase-lag heat conduction in cylindrical system with a hybrid method // Applied Mathematical Modeling. 2007. V. 31. P. 369-380.
10. The measurement and Automation Catalog. 2005. 350034K-01, 100802.
11. Кирсанов Ю.А., Кирсанов А.Ю., Коростелев И.А. Переходные температурные процессы в твердых телах // Труды Академэнерго. 2005. № 1. С. 17-21.

¹ Номер лицензионного соглашения: 777455-03. Серийный номер: M71X16236.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕНЕРАЦИИ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ НА ЭФФЕКТ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Попович С.С.¹, Виноградов Ю.А.¹, Егоров К.С.², Здитовец А.Г.¹, Стронгин М.М.¹

¹ НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
119192, Россия, Москва, Мичуринский пр., 1

² МГТУ им. Н.Э. Баумана,
105005, Россия, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1

Температурная стратификация предполагает перераспределение полного теплосодержания в потоке газа без совершения им внешней технической работы или теплообмена с окружающей средой. Газовый поток с температурой T_0^* , пройдя через такое устройство, разделяется на два потока с температурами $T_1^* < T_0^*$ и $T_2^* > T_0^*$ [1, 2]. Принцип действия устройства температурной стратификации, предложенный академиком А.И. Леонтьевым, основан на взаимодействии через теплопроводную стенку сжимаемого и несжимаемого потоков газа, истекающих из общего ресивера (рис. 1). В результате на выходе из устройства стратификации получаем два потока – нагретый сверхзвуковой и охлажденный дозвуковой (при числе Pr рабочего тела меньше 1).

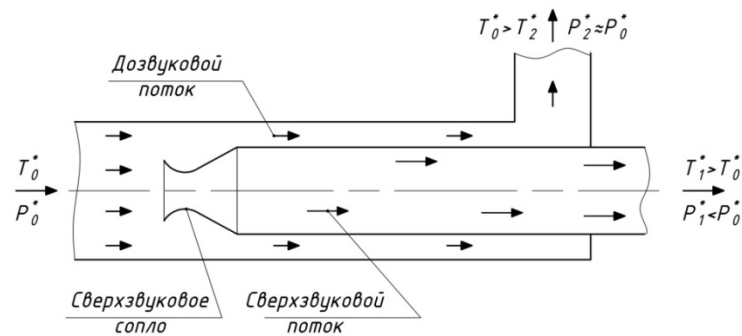


Рис. 1. Принцип действия устройства газодинамической температурной стратификации

Эффективность устройства температурной стратификации коррелирует с количеством теплоты, передаваемой через разделяющую потоки стенку [3-5]. Тепловой поток, в первую очередь, определяется наименьшим из коэффициентов теплоотдачи (в данном случае – со стороны сжимаемого потока), начальной температурой торможения потока T_0^* и коэффициентом восстановления температуры r [6-8].

$$q_w = K \cdot (T_w^* - T_0^*) = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \cdot T_0^* \cdot (1-r) \quad (1)$$

Одной из основных проблем в данном устройстве является генерация ударных волн, которые, как принято считать, могут снизить эффективность и внести неустойчивость в работу устройства. В то же время в области падения ударной волны на стенку интенсивность теплообмена возрастает в несколько раз [9], что может оказать положительное влияние на работу устройства [10-11]. Исследования направлены на поиск возможностей использования положительного эффекта от воздействия ударных волн и отрывных течений для повышения эффективности процесса энергоразделения.

Экспериментальные исследования проводились с использованием систем регистрации данных National Instruments, автоматизированных программ опроса показаний датчиков в среде LabView и бесконтактных тепловизионных методов фиксации температурных полей. В процессе исследований измерялось распределение статического давления и температуры стенки сверхзвукового канала устройства при отсутствии дозвукового потока. Это позволило оценить максимально возможное охлаждение дозвукового потока. После этого по дозвуковому каналу запускался поток воздуха и измерялся суммарный эффект температурной стратификации по показаниям датчиков на входе и выходе из соответствующих каналов устройства.

Исследования проводились для двух видов конических сопел с малым и большим углами раскрытия. Основной гипотезой исследования было то, что при увеличении угла раскрытия сопла уже в начале сверхзвукового канала возникнет система косых скачков уплотнения, которые интенсифицируют теплообмен в области взаимодействия с пограничным слоем. В рамках второй части исследования скачки уплотнения генерировались с помощью установки ребер на стенке сверхзвукового канала устройства. Такой подход является одним из наиболее распространенных методов интенсификации теплоотдачи в технике. Кроме того, согласно результатам предыдущих исследований [12, 13], в области отрыва пограничного слоя за ребром наблюдается уменьшение коэффициента восстановления температуры на величину до 10%, что, согласно (1), повышает количество передаваемого тепла в устройстве стратификации. В результате данного исследования установлено, что с увеличением угла раскрытия сопла и при использовании ребер в сверхзвуковом канале температурный перепад в устройстве газодинамической температурной стратификации возрастает на величину до 20% в зависимости от соотношения расходов по холодному и горячему трактам.

Работа выполняется за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00699)

Список литературы:

1. Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации (обзор) // Изв. РАН. МЖГ, 2002. – №4. – С. 6-26.
2. Бурцев С.А. Исследование путей повышения эффективности газодинамического энергоразделения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 1. С. 14.
3. Волчков Э.П., Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв.РАН. Энергетика, 2006. – №2. – С. 19-31.
4. Макаров М.С., Макарова С.Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777-787.
5. Бурцев С.А. Исследование путей повышения эффективности газодинамического энергоразделения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 1. С. 14.
6. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой трубки // Изв. РАН. МЖГ, 2013. – № 5. – С. 134-145.
7. Zditovets A.G., Vinogradov U.A., Titov A.A. Experimental investigation of the heat transfer process at a gas-dynamic method of energy separation. Proceedings of 15th International Heat Transfer Conference. ИИТС-15-8965, 2014, 13 p.
8. Zditovets A., Vinogradov U., Strongin M. The gas-dynamic method of energy separation (new experimental results) // Proceedings of the 8th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2015. Begell House Inc. P. 861-864.
9. Dolling D.S. Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What Next? // AIAA Journal. Vol. 39, №8, 2001. P. 1517-1531.
10. Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния падающего скачка уплотнения на адиабатную температуру стенки в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6. № 3. С. 98-104.
11. Popovich S.S., Egorov K.S., Vinogradov Yu.A. Experimental research of adiabatic wall temperature influenced by separated supersonic flow // Proceedings of 15th International Heat Transfer Conference, ИИТС-15-8962, 2014, 11 p.
12. Попович С.С., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование возможности интенсификации теплообмена в устройстве безмашинного энергоразделения потоков // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С. П. Королева. 2015. Т. 14. N. 2. С. 159-169.
13. Popovich, M. Strongin, Yu. Vinogradov, A. Zditovets. Experimental research of heat transfer augmentation technique in gas dynamic energy separation process // Proceedings of the 8th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2015. Begell House Inc. P. 865-868.



Секция 2

Устойчивость, волны и
турбулентность

**СВЕРХЗВУКОВЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МИКРОСТРУИ:
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОБОЙНОСТИ
И ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА**

Анискин В.М.^{1,2}, Маслов А.А.^{1,2}, Миронов С.Г.^{1,2}, Цырюльников И.С.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, 2*

В последние годы наблюдается растущий интерес к изучению высокоскоростных дозвуковых и сверхзвуковых газовых микроструй в силу потенциальной возможности их использования в микрореактивных двигателях [1], в микроустройствах пневмоники, для охлаждения элементов микроэлектроники [2] и для активного управления газодинамическими течениями.

В работе исследуется структура осесимметричных сверхзвуковых недорасширенных микроструй, истекающих в затопленное пространство из сопел диаметром 341-10,4 мкм, а так же рассматривается вопрос ламинарно-турбулентного перехода в слое смешения микроструй.

В работе проводились измерения осевого распределения давления, выполнялись термоанемометрические измерения уровня интегральных пульсаций в струе, а так же проводилось численное моделирование пакетом Fluent.

Эксперименты проводились с помощью специально изготовленной микротрубочкой Пито [3]. Приемная микротрубка имела внешний диаметр 12 мкм при толщине стенки $\approx 0,1$ мкм.

Все эксперименты были проведены с использованием азота и воздуха комнатной температуры в качестве рабочего газа.

Определение относительной дальнобойности микроструи (L_c/D) и среднего размера бочек струи осуществлялось по осевому распределению давления. Под дальнобойностью струи понимается расстояние от среза сопла до точки на оси струи, в которой скорость достигает местной скорости звука.

Полученные данные по дальнобойности микроструй можно разделить на три группы. В первую группу (рис. 1, а) входят струи, истекающие из сопел диаметром 65 и более микрометров. Сплошной и пунктирной линиями на рис. 1 показаны обобщенные зависимости относительной дальнобойности для турбулентных струй макроскопического размера [1,2]. Видно хорошее совпадение данных для микроструй с обобщенными зависимостями для турбулентных макроструй.

Ко второй группе можно отнести струи, истекающие из сопел диаметрами 61,4 - 21,4 мкм, данные для которых приведены на рис. 1, б. В этом случае происходит значительное, в несколько раз, увеличение дальнобойности микроструи по сравнению с дальнобойностью макроструй. Затем, при некотором значении нерасчетности струи n , происходит смена режима большой дальнобойности струи на режим, дальнобойности, характерный для макроструй, и, в некоторых случаях, происходит вновь увеличение дальнобойности.

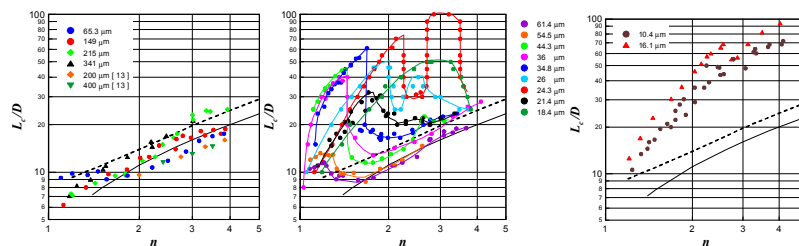


Рис. 1. Относительная дальнобойность микроструй в зависимости от нерасчетности струи

К третьей группе (рис. 1, в) можно отнести микроструи, истекающие из сопел диаметром 16,1 и 10,4 мкм. В этом случае дальнобойность также превышает значения для макроструй, но

уменьшения дальности до значений, характерных для макроструй, не происходит во всем достигнутом диапазоне значений нерасчетности.

Особый интерес представляют данные по дальности второй и третьей групп. Значительное увеличение дальности микроструй зафиксировано впервые. Также впервые обнаружен эффект восстановления длины сверхзвукового участка после его уменьшения (при увеличении степени нерасчетности струи).

Термоанемометром в микроструях определялся уровень интегральных пульсаций и их спектральный состав.

Для струй, истекающих из сопел диаметром менее 60 мкм, были получены данные, которые позволили более четко понять процессы, происходящие в микроструях, и выяснить, что резкое падение длины сверхзвукового участка микроструй с ростом нерасчетности связано с ламинарно-турбулентным переходом в струйном течении.

На рис. 2, а показана дальность струи, истекающей из сопла диаметром 21,4 мкм. Красными линиями на графике обозначены значения нерасчетности струи, при которых были получены осевые распределения интегральных пульсаций (рис. 2, б-г) и спектральные характеристики.

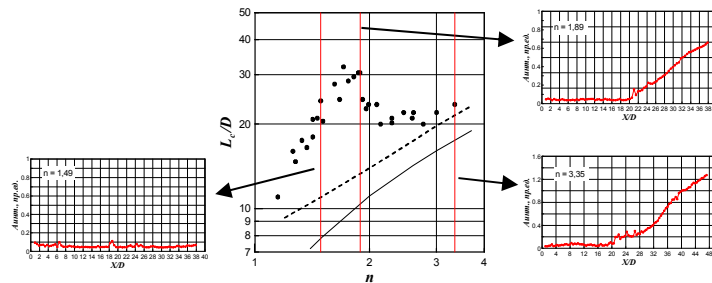


Рис. 2. Дальность струи, истекающей из сопла диаметром 21,4 мкм

Когда струя находится в режиме большой дальности (рис. 2, б, $n = 1,49$), уровень интегральных пульсаций во всем диапазоне расстояний L_c/D низок, а спектр не содержит заметных пульсаций. При $n = 1,89$ (рис. 2, в) в диапазоне расстояний $X/D=0\div 20$ уровень интегральных пульсаций остается низким, однако затем, при увеличении X/D , происходит рост интегральных пульсаций, а спектр пульсаций расширяется по частоте. При $n = 3,35$ (рис. 2, г), так же как и в предыдущем случае, происходит резкий рост интегральных пульсаций, а спектр пульсаций расширяется интенсивней.

Резкое повышение уровня интегральных пульсаций и наполнение спектра пульсаций трактуется как ламинарно-турбулентный переход в слое смешения струи. Из вышесказанного следует, что увеличение длины сверхзвукового участка микроструй связано с ламинарным характером течения в них.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования от 04.03.2014 г. № Z50.31.0019.

Список литературы:

1. Shirie J.W., Seubold J.G., *Length of the Supersonic Core in High-Speed Jets* // AIAA Journal. 1967. V.5. N.11. P. 2062–2063.
2. Погорелов В.И. Параметры, определяющие дальность сверхзвуковой газовой струи // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 2. С.444-445.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАЗВИТИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ

Алексеев С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М.

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

Волновое движение на межфазной поверхности раздела при пленочном течении жидкости существенно интенсифицирует процессы переноса [1]. Трехмерные волновые режимы считаются конечной стадией волновой эволюции при умеренных числах Рейнольдса пленочного течения. Как правило, переход к трехмерным режимам происходит за счет поперечной неустойчивости двумерных нелинейных волн, развивающихся на начальном участке пленочного течения. При этом выделяют эволюцию регулярных двумерных волн, возбуждаемых периодическими возмущениями, и естественную волновую эволюцию [2].

В данной работе представлены результаты исследования эволюции вниз по течению волновых характеристик при пленочном течении жидкости по вертикальной пластине больших размеров, 45×140 см, в диапазоне $5 < Re < 100$, что позволило детализировать классификацию волновых режимов. Здесь $Re = q/\nu$, q – удельный объемный расход жидкости, ν – кинематическая вязкость. Исследовались режимы, как естественной волновой эволюции, так и эволюции изначально регулярных двумерных волн возбуждаемых с частотой F . В качестве рабочих жидкостей использовались вода и водоглицериновые растворы (ВГР) различной концентрации. Поле локальных толщин пленки измерялось методом ЛИФ, в котором мгновенное распределение толщины пленки на поверхности пластины определяется по интенсивности свечения растворенного в жидкости флуорофора.

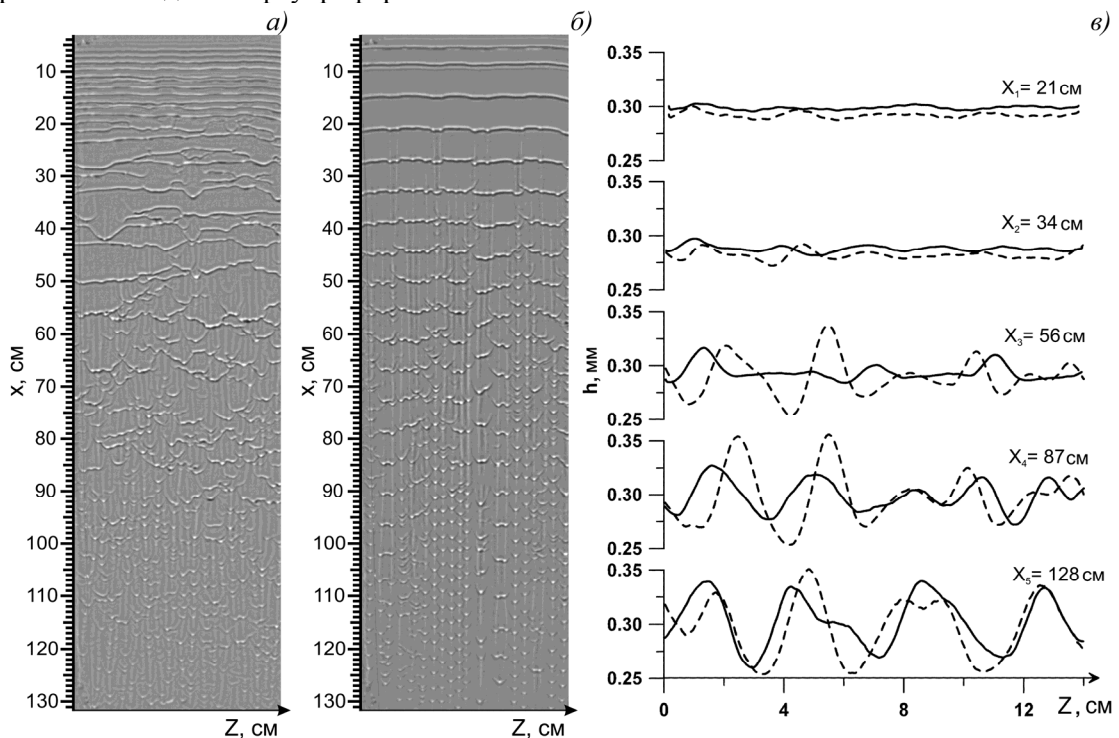


Рис.1. Теневые фотографии течения для случаев: а) естественной волновой эволюции, вода, $Re = 14$; б) эволюции регулярных двумерных волн, $Re = 14$, $F = 6$ Гц; в) осреднённая по времени толщина плёнки h , для случая эволюции естественных волн – сплошная линия; для возбужденных двумерных волн – пунктирная линия, ВГР, $\nu = 2,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $Re = 19$.

Измерения производились независимо на пяти площадках находящихся на различном удалении от начала течения. По полученным данным для каждого режима были вычислены статистические характеристики флуктуаций толщины плёнки. Наиболее информативными для оценки направления волновой эволюции оказались плотность вероятности распределения толщины пленки, дисперсия и спектральная плотность мощности $Y(f)$.

При малых расходах жидкости, когда $Re < 15$, не наблюдается перехода к трехмерным волнам.

В интервале $15 < Re < 40 \div 60$ наблюдается переход к трехмерному волновому течению (рис. 1, а, б). Двумерные волны распадаются на трехмерные, при этом в области формирования трехмерных волн на осредненных по времени полях толщин наблюдается формирование струй (рис. 1, в). В этом диапазоне наблюдается существенное различие в развитии естественных и возбужденных волн. В области развития двумерных волн, дисперсия возрастает с расстоянием. После начала распада двумерных волн на трехмерные дисперсия начинает уменьшаться вниз по течению, при этом скорость её уменьшения для случая регулярных волн всегда значительно больше, чем для случая естественно возникающих волн. Монотонное затухание образовавшихся трехмерных волн вниз по течению наблюдается и в спектральной области, причем в случае регулярных волн спектральная плотность энергии на всех частотах убывает быстрее, чем в случае естественной волновой эволюции.

При $Re > 40 \div 60$ отчетливое различие между двумя сценариями волновой эволюции наблюдается только на небольших расстояниях от распределителя. Для этих случаев характерна быстрая эволюция статистических характеристик на расстояниях до $40 \div 50$ см от распределителя с последующим плавным выходом на постоянные значения. После начала распада двумерных волн на трехмерные дисперсия уменьшаться вниз по течению, после чего остается неизменной при дальнейшем увеличении расстояния. Быстрое установление трехмерных волновых режимов течения при $Re > 40$ хорошо видно и в спектральной области (рис 2). Для установившихся трехмерных волновых режимов в области высоких частот спектральная плотность энергии затухает с частотой f по степенному закону $Y \sim (f)^\alpha$ с показателем степени $\alpha = -2.8$. Этот показатель не зависит от физических свойств жидкости и близок к значению, полученному в [3] для пленочного течения воды в широком диапазоне Re .

Таким образом, несмотря на то, что переход к трехмерным волновым режимам за счет поперечной неустойчивости двумерных волн наблюдается при $Re \sim 10$, установившиеся трехмерные режимы наблюдаются при существенно больших расходах жидкости ($Re > 40$). В диапазоне $10 < Re < 40$ установления не происходит, а характер и направление эволюции характеристик трехмерных волновых полей позволяют предположить, что в этом диапазоне расходов не могут существовать не затухающие вниз по течению трехмерные волны конечной амплитуды и, как следствие, реализовываться стационарные волновые поля.

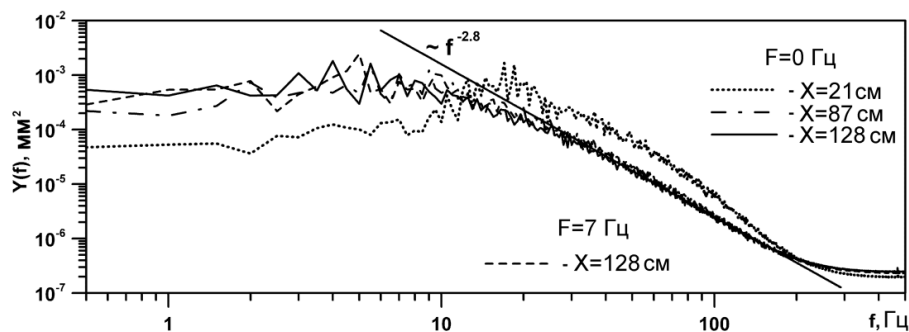


Рис. 2. Спектральная плотность энергии $Y(f)$ на различных расстояниях X от распределителя. ВГР, $\nu = 2,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $Re = 54$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 15-01-06702.

Список литературы:

1. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Радев К.Б. Волны и их влияние на конвективную диффузию газа в стекающих пленках жидкости // Журн. прикл. механики и техн. Физики. 1987. – № 3. – С. 95–104.
2. Alekseenko S.V., Nakoryakov V.E., Pokusaev B.G. Wave flow of liquid films. Begell House, New York. 1994. 313 pp.
3. Chu K.J., Dukler A.E. Structure of large waves and their resistance to gas films // AIChE J. 1975. – Vol. 21, № 3. – P. 583–593.

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ**

Богатко Т.В., Дьяченко А.Ю., Смутьский Я.И., Терехов В.И., Ярыгина Н.И.

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

В настоящем докладе содержатся результаты экспериментального исследования отрывного течения за обратным уступом в плоском канале при ускорении и замедлении потока. Градиент создавался за счет положения верхней стенки канала за уступом. Измерены поля давлений и коэффициентов теплоотдачи в рециркуляционной и релаксационной областях за резким расширением канала. Нужно отметить, что известные публикации по сходной тематике относятся практически к динамике течения [1-3], а данные по теплообмену практически отсутствуют. Также выполнен программный комплекс по численному моделированию влияния положительного и отрицательного градиентов давления на гидродинамические характеристики потока и турбулентный теплообмен в трубе с внезапным расширением. Расчеты выполнены в рамках модели несжимаемой жидкости на основе системы стационарных уравнений Навье - Стокса и уравнения энергии, осредненных по Рейнольдсу. Расчёты проводились с использованием модели турбулентности $k-\omega$ SST [4], наиболее адекватно описывающей турбулентные отрывные течения [5]. Постановка задачи является двумерной, течение стационарное. Результаты расчетов и экспериментов имеют неплохое качественное соответствие. Однако существенное отличие в начальных условиях объективно не позволяет добиться количественного согласования.

На рис. 1 приведены схемы выполнения опытных измерений в расширяющемся и сужающемся каналах. При расширении канала угол поворота верхней крышки составлял 1,43; 2,86 и 4°, а при сужении канала угол поворота составлял: 3; 5,67 и 7,5°. В последнем случае

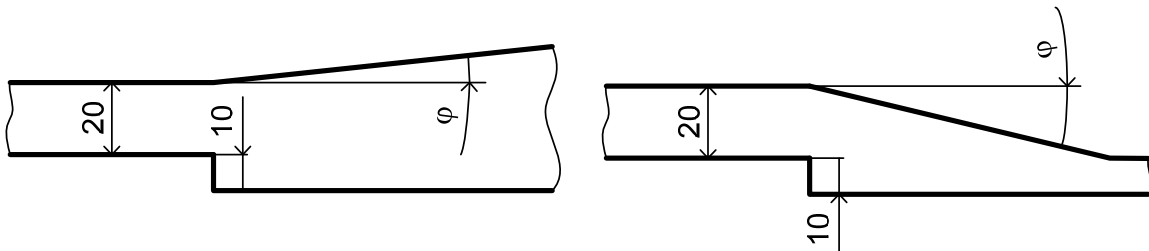


Рис. 1. Схема экспериментального участка в расширяющемся (слева) и сужающемся (справа) каналах.

уменьшалась длина наклонной стенки ($L=380; 200$ и 150 мм), а нижний ее конец всегда располагался на расстоянии 10 мм от нижней стенки канала. Эксперименты проведены при

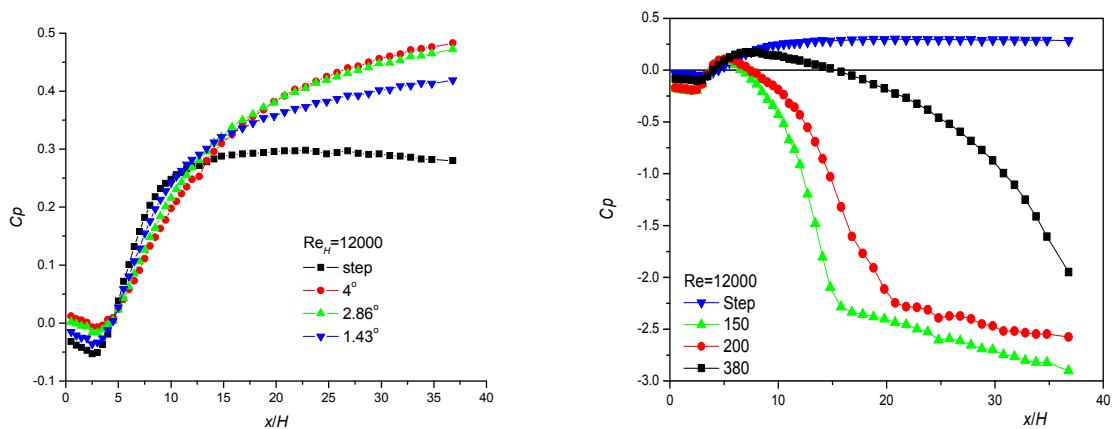


Рис. 2. Распределение коэффициента давления в расширяющемся (слева) и сужающемся (справа) каналах.

числа Рейнольдса, рассчитанных по высоте уступа и скорости перед уступом, $Re = 4\ 000; 8\ 000; 12\ 000$.

Распределения коэффициентов давления для обоих случаев показаны на рис. 2. При увеличении угла расширения канала коэффициент давления увеличивается, но до $\varphi = 2,86^\circ$. При росте угла сужения канала коэффициенты давления уменьшаются. Когда $L = 200$ и 150 мм ($\varphi = 5,67$ и $7,5^\circ$) отчетливо прослеживаются области реламинаризации.

На рис. 3 представлены максимальные коэффициенты теплоотдачи, выбранные из локальных распределений коэффициентов теплоотдачи, вместе с их координатой в переменных Кейса $K = \frac{v}{U_0^2} \frac{dU_0}{dx}$. Нулевой параметр Кейса соответствует безградиентному течению.

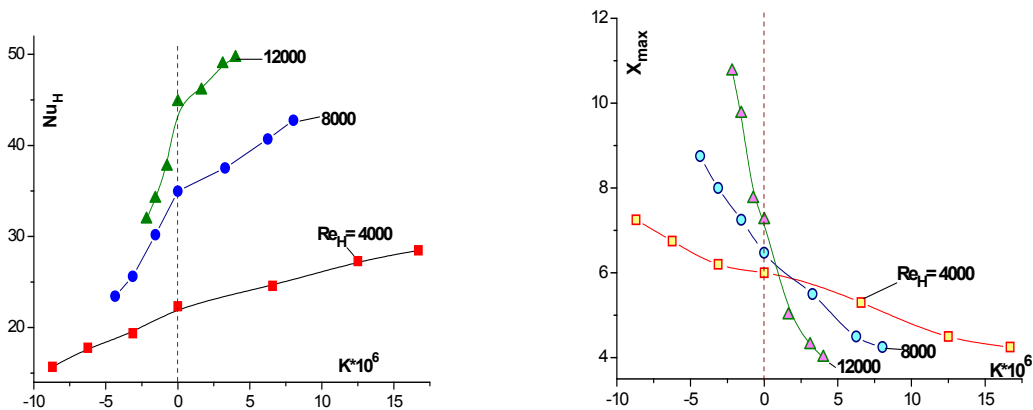


Рис. 3. Распределение максимального коэффициента теплоотдачи (слева) и его координаты (справа) в расширяющемся (отрицательная область) и сужающемся (положительная область) каналах от параметра Кейса.

Для сужающегося канала с ростом градиента давления максимальное значение числа Нуссельта возрастает, а для расширяющегося оно уменьшается. Хорошо прослеживается зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса. При более высоком числе Рейнольдса в сужающемся канале темп роста более высокий, а в расширяющемся канале темп снижения более крутой.

Важным параметром в отрывном течении является длина области возвратного течения, которая коррелирует с длиной максимума теплоотдачи x_{max} . В соответствии с рис. 3 x_{max} при росте положительного градиента давления возрастает, а при увеличении отрицательного градиента давления уменьшается. При этом в сильной степени зависит от числа Рейнольдса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант № 14-19-00402).

Список литературы:

1. Lo, Kin Pong, Christopher J. Elkins, and John K. Eaton. Separation control in a conical diffuser with an annular inlet: center body wake separation // Experiments in fluids. 2012. Vol. 53, No. 5. P. 1317-1326.
2. Driver D. M., Seegmiller H. L. Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow // AIAA journal. 1985. Vol. 23, No. 2. P. 163-171.
3. Kuehn D. A. D. Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a rearward-facing step // AIAA journal. 1980. Vol. 18, No. 3. P. 343-344.
4. Metzner F.R. 2-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA journal. 1994. Vol. 32, N 8. P. 1598-1605.
5. Богатко Т.В., Терехов В.И. Особенности аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре после внезапного расширения трубы // Журнал прикладной механики и технической физики. 2015. Т. 56, № 3. С. 147-155.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН НА ОБДУВАЕМОЙ ГАЗОМ СТЕКАЮЩЕЙ ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ*Вожяков И.С.¹, Архипов Д.Г.^{1,2}, Черданцев А.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*

Наличие спутного потока газа существенно влияет на процессы волнообразования на поверхности пленки жидкости. Развитые нелинейные волны при наличии потока газа характеризуются большей скоростью, частотой следования и меньшей амплитудой. В работе Alekseenko et al. [1] было проведено исследование пространственно-временной эволюции волн на поверхности обдуваемой газом пленки жидкости при помощи метода лазерно-индуцированной флюоресценции проводили исследования в одном продольном сечении канала. Было обнаружено наличие двух типов волн, различающихся амплитудой, скоростью и временем жизни. Волны двух типов названы первичными и вторичными волнами. Двухволновая структура наблюдалась в широкой режимной области: фактически, эта область покрывает все режимы без уноса жидкой фазы, начиная с небольших (порядка 10 м/с) скоростей потока газа.

Первичные волны, распространяясь вниз по потоку, генерируют на задних склонах вторичные волны. Возникнув, вторичная волна движется медленнее породившей ее первичной волны по тонкому остаточному слою между первичными волнами до тех пор, пока ее не поглотит следующая первичная волна. Именно этим объясняется короткое время жизни вторичных волн. Пространственно-временное поведение волн двух типов проиллюстрировано на рисунке 1. В основе существования двух типов волн лежит неустойчивость заднего склона первичных волн, которой не наблюдается в отсутствие газового потока. Экспериментальное определение природы этой неустойчивости является крайне сложной задачей. В данной работе сделана попытка дать ответ на вопрос о природе неустойчивости на основе альтернативного подхода, а именно, посредством моделирования волнового течения.

В настоящем исследовании проводится моделирование динамики нелинейных волн на пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести и градиента давления. Течение газа является турбулентным и происходит в вертикальном канале. Полная постановка задачи для жидкости включает уравнения Навье-Стокса и неразрывности с соответствующими кинематическими и динамическими граничными условиями. Данная постановка задачи подразумевает решение в изменяющейся и неизвестной заранее области течения, что значительно усложняет математическое и численное моделирование. Одним из плодотворных путей решения проблемы подвижной поверхности в свое время стал интегральный подход, который впервые применил Капица [2]. Дальнейшее развитие метод получил в работах Шкадова [3]. В 1967 году Шкадовым было получено уравнение сохранения импульсов для вертикальной пленки жидкости, в основу которого положена гипотеза об автомодельном полупараболическом профиле продольной скорости в пленке, проверенная в ряде экспериментов. В работе [4] интегральный подход Шкадова был обобщен на случай совместного течения тонкой пленки жидкости, взаимодействующей с турбулентным потоком газа. Предварительные расчеты, проведенные по этой модели, показали, что известный недостаток модели Шкадова, а именно значительное отличие в коротковолновом затухании существенно влияет на динамику развития возмущений поверхности раздела фаз. В связи с этим, в исходную длинноволновую модель были добавлены члены следующего порядка малости по аналогии с тем, как это было сделано в работах Ruyer-Quil и Manneville [5, 6]. В описанной выше задаче неизвестным параметром является поле касательных напряжений на свободной поверхности, для определения которого в настоящей работе были использованы 2 линейные модели турбулентного течения над волнистой стенкой. Первая модель, основанная на переносе граничных условий на невозмущенный уровень (МПГУ), приводит к уравнению Орра-Зоммерфельда. Вторая модель – модель Бенджамина (МБ) предложенная в работе [7].

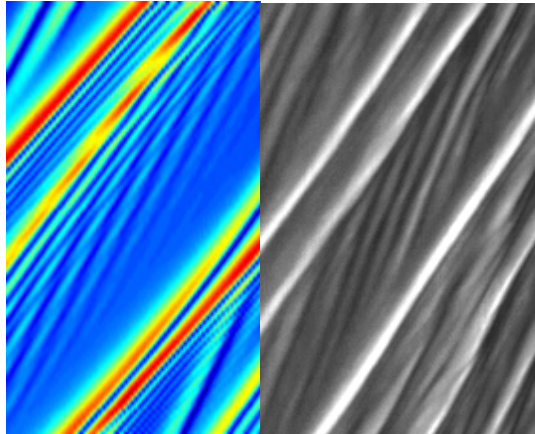


Рисунок 1 – Сравнение результатов расчета (слева) и экспериментальных данных (справа).

На рисунке 1 представлено сравнение пространственно-временной эволюции поверхности пленки жидкости в модели и в эксперименте. Результаты моделирования демонстрируют генерацию вторичных волн первичными, аналогичную тому, что происходит в эксперименте. Количественные характеристики волн, измеряемые в эксперименте и в модели, также достаточно близки. Кроме того, наличие генерации вторичных волн в рамках двумерной интегральной модели с упрощенным описанием возмущений в газовой фазе существенно сужает круг гипотез, объясняющих природу вторичной неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ МК-5997.2014.1.

Список литературы:

1. Alekseenko, S.V., Antipin, V.A., Cherdantsev, A.V., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2009. Two-wave structure of liquid film and waves interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment. *Phys. Fluids*, 21, 061701-061704.
2. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости //Часть I. Свободное течение.—Ж. эксперим. теор. физ. – 1948. – Т. 18. – №. 1. – С. 3-28.
3. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести //Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1967. – №. 1. – С. 43-51.
4. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow //International journal of heat and mass transfer. – 1995. – Т. 38. – №. 11. – С. 2127-2134.
5. Ruyer-Quil C., Manneville P. Improved modeling of flows down inclined planes //The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems. – 2000. – Т. 15. – №. 2. – С. 357-369.
6. Ruyer-Quil C., Manneville P. Modeling film flows down inclined planes //The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems. – 1998. – Т. 6. – №. 2. – С. 277-292.
7. Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary //Journal of Fluid Mechanics. – 1959. – Т. 6. – №. 02. – С. 161-205.

ОСОБЕННОСТИ ИСТЕЧЕНИЯ ПРИСТЕННЫХ ПЛЕНОК ВОДЫ И ЭТАНОЛА В ВАКУУМ

Вязов Ю.Н.¹, Ярыгин И.В.¹, Воинов П.Р.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*

В докладе обсуждаются особенности совместного со спутным газовым потоком истечения в вакуум и затопленное пространство пристенных пленок жидкостей, существенно отличающихся по своим физическим свойствам. Ранее в ИТ СО РАН проводились работы, посвященные решению проблемы внешнего загрязнения Международной космической станции (МКС) струями двигателей ориентации, в которых пристенная топливная пленка используется для охлаждения стенок сопла [1]. Было обнаружено, что при истечении в вакуум пристенная пленка жидкости на выходной кромке не только распадается на капли, но также выходит на наружную поверхность сопла и начинает двигаться в обратном направлении, даже против силы тяжести (рис. 1а). В качестве рабочей жидкости в этих экспериментах использовался этанол, близкий по основным физическим свойствам (плотность, давление насыщенных паров, удельная теплота парообразования, вязкость, коэффициент поверхностного натяжения) к несимметричному диметилгидразину (гептилу), используемому в качестве топлива в двигателях ориентации МКС. В то же время большой интерес как в фундаментальных, так и в прикладных задачах представляют жидкости, отличающиеся по своим физическим свойствам от этанола. В докладе рассматривается истечение пристенных пленок воды и этанола в вакуум. Основное отличие воды – высокая удельная теплота испарения.

Эксперименты проводились на крупномасштабной (объемом около 150 м³) вакуумной газодинамической установке «ВИКИНГ» Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. Сопло (цилиндрическая трубка внутренним диаметром 5 мм и длиной 20 мм с толщиной стенки 1 мм) было установлено внутри вакуумной камеры вертикально, выходная часть сопла была направлена вниз. Рабочая жидкость попадала в форкамеру сопла через кольцевой зазор шириной 0,1 мм. Одновременно через сопло продувался рабочий газ, в качестве которого использовался воздух. Характерные условия экспериментов были следующие: минимальное давление в вакуумной камере составляло около 10⁻² мм рт.ст., давление газа в форкамере сопла в экспериментах с этанолом и водой составляло около 600 мм рт.ст. Эксперименты проводились в импульсном режиме. Характерное время истечения равнялось 5 с, при этом время установления процесса истечения составляло менее 1 с, а повышение давления в вакуумной камере - около 0,1 мм рт.ст. Во время экспериментов проводилась фотосъемка процесса истечения, а также измерялась температура пленки на наружной поверхности сопла вблизи выходной кромки с помощью малоинерционных полупроводниковых датчиков температуры.

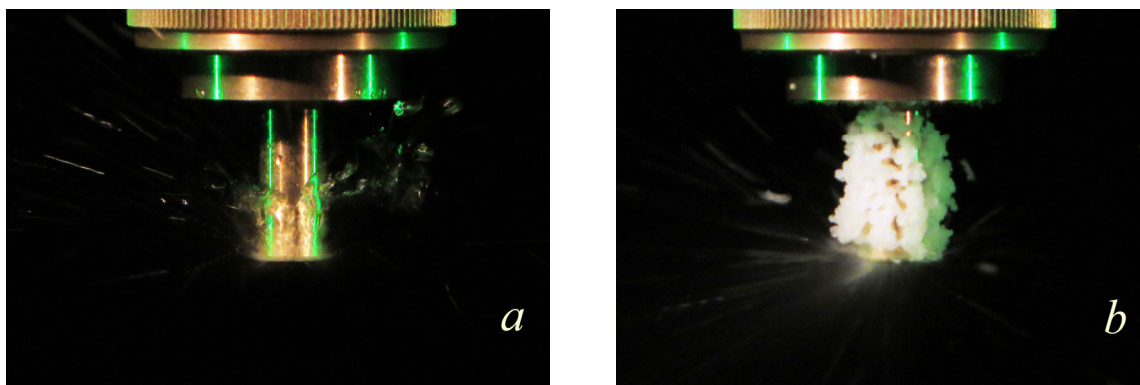


Рис. 1. Истечение жидкости в вакуум. *a* – этанол, *b* – вода

При истечении в пространство с низким давлением (в вакуум) поведение пристенной пленки воды отличается от поведения пленки этанола [2]. Для пленки воды наблюдается её замерзание и подъем вверх по наружной поверхности сопла (рис. 1*b*). Превращение пленки воды в лед или снег при истечении в вакуум связано с высокой удельной теплотой испарения.

Кроме фотосъемки процесса истечения в экспериментах проводились измерения температуры пристенной пленки на наружной поверхности сопла вблизи кромки. Эти измерения имели целью понять насколько, в рассматриваемых условиях, охлаждаются пленки жидкостей при различных абсолютных давлениях в вакуумной камере, в том числе и при истечении в атмосферу. Рис. 2*a* иллюстрирует влияние давления в вакуумной камере на величину конечной температуры пленки этанола. Полученный результат имеет, на наш взгляд, ясное объяснение, если допустить, что пленка этанола охлаждается до температуры, при которой давление насыщенных паров этанола близко к давлению в вакуумной камере. Другими словами, чем ниже давление в вакуумной камере, тем до более низких температур охлаждается пленка жидкости. Из рис. 2*a* видно, что при давлении в вакуумной камере $p_k = 10$ мм рт.ст. пленка этанола охлаждается до температуры около -4°C , а при $p_k = 0,4$ мм рт.ст. температура пленки понижается до -28°C , что вполне коррелирует с температурной зависимостью давления насыщенных паров этанола. С водой ситуация несколько иная вследствие её параметров в тройной точке ($T = 0^\circ\text{C}$ и $p = 4,6$ мм рт.ст.). Соответствующие результаты измерений приведены на рис. 2*b*, из которых видно, что при $p_k = 740$ мм рт.ст. пленка воды охлаждается до $T \approx 1,5^\circ\text{C}$, а при $p_k = 0,4$ мм рт.ст. замерзает и охлаждается до $T \approx -5,5^\circ\text{C}$, что на качественном уровне не противоречит приведенным выше рассуждениям. Видно также, что при истечении в атмосферу роль процессов испарения несущественна.

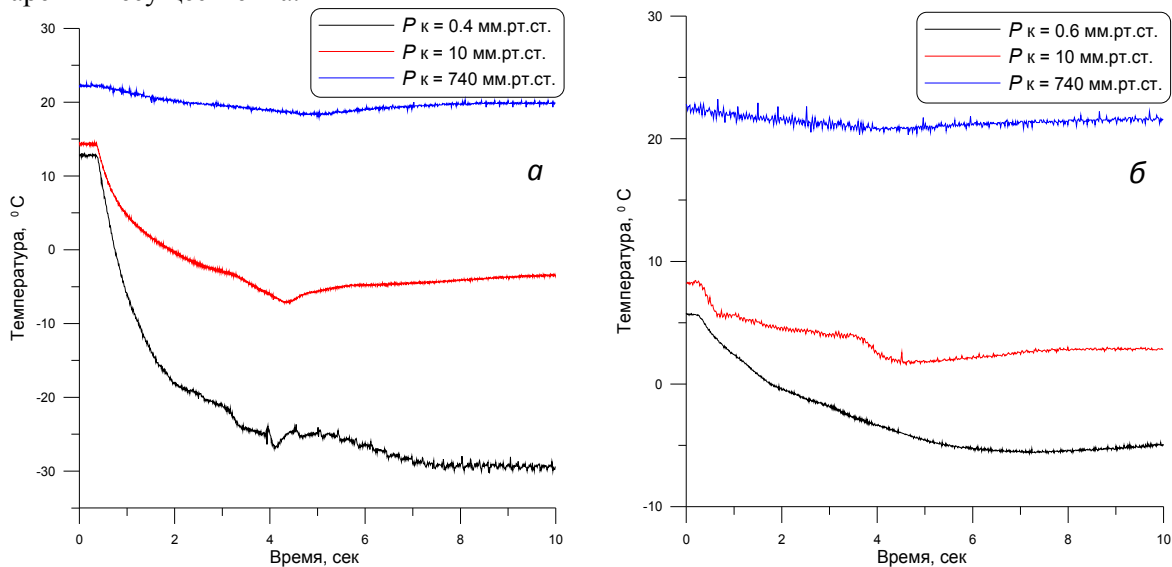


Рис. 2. Температура пленки этанола (а), воды (б) на кромке сопла

Список литературы:

1. В.Н. Ярыгин, В.Г. Приходько, И.В. Ярыгин, Ю.И. Герасимов, А.Н. Крылов. Газодинамические аспекты проблемы загрязнения международной космической станции. 1. Модельные эксперименты // Теплофизика и аэромеханика, Т. 10, № 2. – 2003. С. 279-296.
2. V.N. Yarygin, V.G. Prihodko, I.V. Yarygin, Yu.N. Vyazov. Near-wall liquid film ejection with co-current gas flow from nozzle into vacuum // Vacuum, Vol. 109. – 2014. pp. 401-404.

ТУРБУЛЕНТНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ НАД ОСТРОВОМ ТЕПЛА В УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Курбацкий А.Ф.^{1,2}, Курбацкая Л.И.³

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

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

³*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6*

Циркуляция воздуха над городским островом тепла генерируется за счет энергии антропогенных источников в пределах городской черты (рис. 1). Наиболее интенсивной такая циркуляция наблюдается в ночное время при ясном небе и слабом окружающем ветре. Фундаментальными характеристиками, отражающими структуру ночного городского острова тепла, являются высота перемешивания, интенсивность, распределения полей скорости и температуры, а также интенсивностей турбулентности. Вертикальный турбулентный тепловой факел от локализованного источника (острова тепла) и, связанная с ним циркуляция, развиваются вследствие различия температуры между островом тепла и его окружением, которое имеет более низкую температуру.

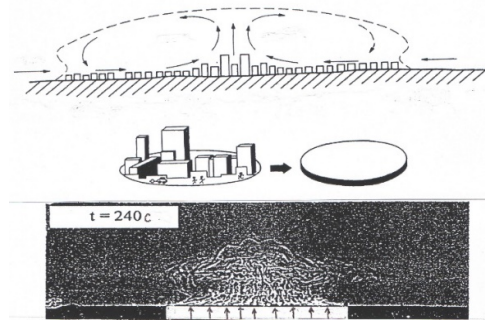


Рис. 1. Циркуляция воздуха в устойчиво стратифицированном городском пограничном слое при слабом ветре. В середине рисунка-нагреваемая пластина в форме круглого диска, в лабораторном эксперименте [1]. Теневая фотография внизу показывает тепловой факел (плум) в квазиустановившемся состоянии. Рабочая среда в установке-термически устойчиво стратифицированная вода.

Для исследования структурных особенностей проникающей турбулентной конвекции применено RANS приближение описания стратифицированной турбулентности, в котором турбулентные потоки импульса и тепла, зависящие от трех параметров – кинетической энергии турбулентности, скорости её спектрального расходования и дисперсии температурных флуктуаций – находятся из решения замкнутых дифференциальных уравнений [2]. Определяющие уравнения баланса записаны в цилиндрической системе координат и решены численно стандартным конечно-разностным методом [3].

Основные результаты представлены ниже для квазиустановившегося состояния термической циркуляции, при котором интенсивность острова тепла (разность между температурой в центре теплового факела и температурой окружения) и поток тепла с нагреваемого диска оставались неизменными с течением времени. Эксперимент [1] ограничивался первыми несколькими минутами квазиустановившегося состояния, чтобы индуцируемая островом тепла циркуляция среды не достигала боковых стенок установки и не сказывалось влияние последних.

Ниже представлен только один результат, объясняющий форму теплового факела на рис. 1

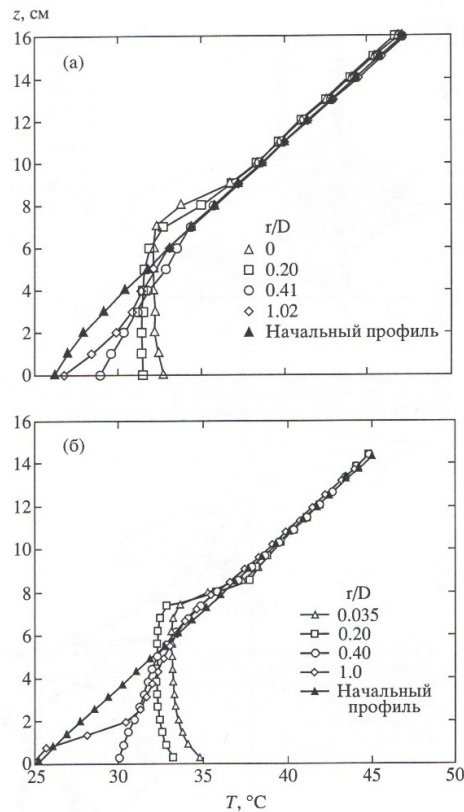


Рис. 2. Профили температуры в различных сечениях над островом тепла: а – эксперимент [1] в различных сечениях над островом тепла (поток тепла с диска, $H_0 = 1,81 \text{ Вт/см}^2$, число Фруда $Fr = 0,088$, число Рейнольдса, $Re = 4500$, наклон профиля температуры окружающей $(\partial T/\partial z)_a = 1,4 \text{ C/см}$); б – результат вычисления при тех же параметрах.

На рис. 2 показаны измеренные в лабораторном эксперименте (рис. 2а) и вычисленные (рис. 2б) вертикальные распределения температуры над островом тепла. Характер поведения распределения температуры с высотой относится к тем реальным ночным планетарным пограничным слоям, в которых преобладают неустойчивые (конвективные) условия, вследствие восходящего потока тепла от (урбанизированной) поверхности при слабом окружающем ветре. На обоих рисунках (2а и 2б) видно, что профили температуры внутри факела имеют характерное “вздутие”: температура внутри факела оказывается ниже температуры вне его на той же высоте, фиксируя тем самым область отрицательной плавучести, вследствие возвышения факела в центре. Это возвышение связано с эффектом *перекрещивания*, обнаруженном в вертикальных профилях температуры: город–сельская местность. Эта высота возвышения максимальна на оси факела и уменьшается с расстоянием от его центра. Такой характер вертикального распределения температуры соответствует шлирен-фотографии теплового факела в лабораторном эксперименте на рис. 1: факел имеет куполообразную верхнюю часть в форме “шляпы”.

Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №13-05-00006а.

Список литературы

1. Lu J., Arya P. et al. A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part I and II // J. Appl. Meteor. 1997. Vol.36, No.10, 1377-1402.
2. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. О турбулентном числе Прандтля в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46(2). С. 187-196.
3. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М: Мир, 1980. 616 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА ТЕПЛОЕ СОСТОЯНИЕ РАБОЧИХ ЛОПАТОК ТУРБИН ГТД В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ УСКОРЕНИЙ*Лепешкин А.Р.¹**¹ ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова»,
111116, Россия, Москва, Авиамоторная, 2*

Свойства теплопроводности материала лопаток и дисков используют при расчетах теплового состояния деталей ротора турбины авиационного газотурбинного двигателя (ГТД). Лопатки турбин работают при экстремальных центробежных ускорениях 40000...100000 м/с² (4000...10000 g) и изменение температуропроводности материала в этих условиях можно ожидать существенным. Кроме ускорений на роторные детали действует растягивающая центробежная сила. Влияние воздействия центробежных ускорений на теплопроводность материалов деталей приведено в [1, 2]. Сведения по электронному явлению в металлах приводятся в [3, 4]. Русские ученые Л.И. Мандельштам и Н.Д. Папалекси установили это явление опытным путем в 1913 г. Их опыт в 1916 г. был усовершенствован американским ученым Ч. Толменом. В данных опытах подтверждается, что ускорения оказывают влияние на электронные явления (на перемещение свободных электронов) в металлах, в частности, при торможении. Однако из указанных опытов не было сделано выводов и предположений о влиянии электронного явления на тепловые процессы в коротких проводниках и во вращающихся деталях. В исследуемом явлении температуропроводности [1, 2] две составляющие присутствуют: от действия центробежного ускорения и растягивающей центробежной нагрузки. На основе полученных экспериментальных данных о влиянии растяжения вторая составляющая составляет 10 %. Из анализа результатов экспериментальных исследований следует, что температуропроводность теплопроводников возрастает в 2 - 4 раза при увеличении частоты вращения по сравнению со стационарным состоянием без вращения [1, 2]. Таким образом, указанный рост температуропроводности существенно связан с увеличением электронной проводимости в металле за счет теплоносителей (имеющих массу) - свободных электронов при воздействии центробежных ускорений.

В данной работе приведены результаты исследований влияния теплопроводности на тепловое состояние неохлаждаемой рабочей лопатки турбины авиационного ГТД с использованием метода конечных элементов. В первом базовом расчете в исходные данные вводилось значение теплопроводности жаропрочного никелевого сплава, полученного в стационарных условиях. В последующих расчетах значение теплопроводности увеличивалось последовательно в два, три, четыре раза в соответствии с полученными экспериментальными данными в поле действия центробежных ускорений [2]. Анализ полученных результатов расчета теплового состояния лопатки ГТД показал, что с увеличением теплопроводности материала перепады температуры по высоте лопатки (по входной кромке, средней части лопатки и выходной кромке) снижаются. В частности, при увеличении теплопроводности в три раза, перепад температуры по входной кромке снижается на 40 °С, в средней части лопатки – 34 °С и на выходной кромке – 22 °С. Соответственно снижаются и термонапряжения в лопатке.

Полученные результаты имеют важное практическое значение для расчетной оценки теплового состояния лопаток и других вращающихся деталей авиационных двигателей и других энергетических турбомашин.

Список литературы:

1. Лепешкин А.Р., Бычков Н.Г. Патент №. 2235982 РФ. Способ и установка для определения теплофизических характеристик твердых материалов в поле действия центробежных сил. 2011, Бюл. № 11.
2. Лепешкин А.Р., Бычков Н.Г. Экспериментальное исследование температуропроводности материалов в поле действия центробежных ускорений и сил // Тепловые процессы в технике. 2012. Т.4. № 8. С. 376-379.
3. Гинзбург В.Л., Коган Ш.М. Об электронно-инерционных опытах // ЖЭТФ. 1977. Т. 61. вып. 3(9). С. 1177-1180.
4. Tolman R.C., Stewart T.D. // Phys. Rev.1916. № 8. P. 164.

ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ И ИНТЕНСИВНОСТИ ОТСОСА ГАЗА НА ВЕЛИЧИНУ ТУРБУЛЕНТНОГО ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ

Луцик В.Г., Макарова М.С.

*Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
119192, Москва, Мичуринский проспект, 1*

Обзор экспериментальных работ [1] по турбулентному числу Прандтля Pr_t для развитого течения в круглой трубе, плоском канале и для двумерного пограничного слоя с постоянными физическими свойствами показал, что в общем случае турбулентное число Прандтля является функцией молекулярного числа Прандтля Pr , числа Рейнольдса Re и расстояния от стенки y^+ : $Pr_t(y^+, Pr, Re)$.

Для газовых смесей водорода, гелий, аргона, ксенона с молекулярным числом Прандтля $0.18 < Pr < 0.7$ при числах Рейнольдса $3 \cdot 10^4 < Re < 1 \cdot 10^5$ в [2] рассмотрен ряд моделей для зависимости $Pr_t(y^+, Pr, Re)$. Анализ результатов расчетных исследований величины Pr_t показывает, что они носят противоречивый характер, особенно в пристеночной области при $y^+ < 10$.

Для определения турбулентного числа Прандтля как в экспериментах, так и в расчетах используется соотношение

$$Pr_t = \frac{\langle u'v' \rangle \partial T / \partial y}{\langle v'T' \rangle \partial u / \partial y} = c_p \frac{\tau \partial T / \partial y}{q_t \partial u / \partial y} \quad (1)$$

Большой разброс значений Pr_t в экспериментах, по-видимому, объясняется невысокой точностью измерения величин $\langle u'v' \rangle$ и $\langle v'T' \rangle$ и большой погрешностью при дифференцировании измеренных профилей скорости и температуры в широком диапазоне расстояний от стенки до оси трубы.

В [3] был проведен анализ более 20 измеренных профилей температуры в пристенных турбулентных течениях различных жидкостей (при $0.02 < Pr < 100$) при условии, что профили температуры имели достаточно широкий участок, хорошо описываемый логарифмической формулой. Определение по логарифмическому участку значения Pr_t не зависят от Pr и группируются около среднего значения $Pr_t = 0.85$.

В настоящей работе с использованием дифференциальной модели турбулентности проведено численное исследование влияния молекулярного числа Прандтля Pr и отсоса газа на величину Pr_t для газа с постоянными физическими свойствами ($q^+ = 10^{-6}$) при трех значениях числа Прандтля: $Pr = 0.71$ (воздух), $Pr = 0.42$ (смесь He-Ar) и $Pr = 0.18$ (смесь H₂-Xe). На рис. 1 представлено изменение Pr_t по сечению трубы при $x/d = 50$ для $Re = 10^5$. Как видно, при отсутствии отсоса ($j_w^0 = 0$, линии 1) с уменьшением числа Pr величина Pr_t возрастает в пристеночной области и тем сильнее, чем меньше число Pr . При $Pr = 0.71$ (линия 1, рис. 1а) величина Pr_t слабо меняется по сечению трубы и близка к величине $Pr_t = 0.85$, определенной в [3] и обычно используемой в расчетах теплообмена.

Исследование влияния отсоса газа проведено для тех же газовых смесей при двух значениях интенсивности отсоса $j_w^0 = 0.002$ и $j_w^0 = 0.004$ (рис. 1). Так, при слабом отсосе ($j_w^0 = 0.002$, линии 2) влияние отсоса на число Pr_t для воздуха и газовых смесей слабое. С увеличением интенсивности отсоса ($j_w^0 = 0.004$, линии 3) число Pr_t в области значений $y^+ = 20 - 200$ возрастает и тем сильнее, чем меньше молекулярное число Pr . Причиной этого роста Pr_t является деформация профилей скорости $u^+ = u/u_*$ и температуры $T^+ = (T_w - T)/T_*$, которые с ростом j_w^0 в логарифмической области уплощаются, так что величина $\partial u / \partial y$, входящая в знаменатель выражения (1) для Pr_t , становится очень малой, и число Pr_t возрастает, несмотря на рост величины q_t^0 в этой области. При меньшем значении величины интенсивности отсоса ($j_w^0 = 0.002$, линии 2) рост величины Pr_t в логарифмической области не такой заметный.

В заключение следует отметить, что в случае существенного нагрева теплоносителя, когда физические свойства газа нельзя считать постоянными, изменение Pr_t по сечению трубы будет заметно отличаться от величины Pr_t для постоянных физических свойств.

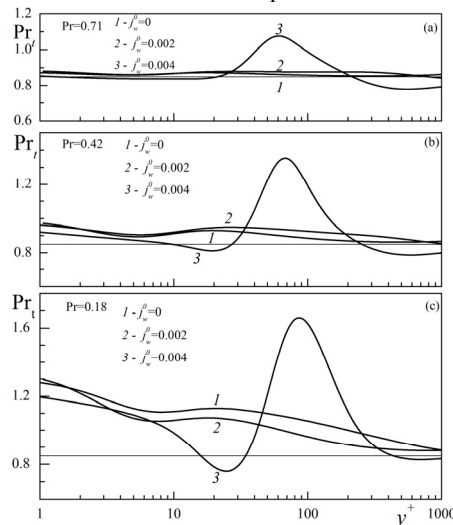


Рис. 1. Влияние молекулярного числа Прандтля Pr и интенсивности отсоса на турбулентное число Прандтля Pr_t .

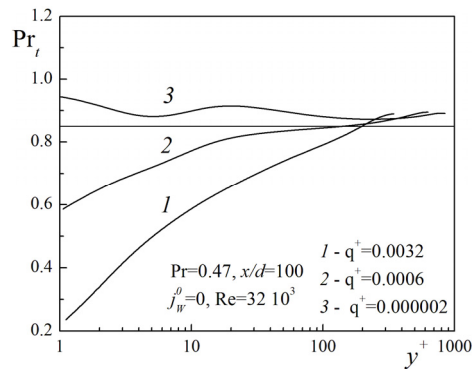


Рис. 2. Влияние переменности физических свойств газа на турбулентное число Прандтля Pr_t .

На рис. 2 представлено изменение величины Pr_t по сечению трубы для условий эксперимента [4] ($Re=32 \cdot 10^3$, $Pr=0.47$) при тех же значениях теплового потока в стенку q^+ . Как видно из рис. 2, в пристенной области Pr_t (линии 1, 2) заметно ниже, чем при постоянных физических свойствах (линия 3). Исследованное влияние переменности Pr_t на характеристики теплообмена показало, что отличие числа Nu , определенного в предположении постоянства турбулентного числа Прандтля $Pr_t=0.85$ от результатов, полученных в расчетах с использованием уравнения для турбулентного потока тепла, возрастает с уменьшением молекулярного числа Pr и с увеличением интенсивности отсоса. Так, для $Pr=0.18$ это отличие составляет $\sim 8\%$. При значительном подогреве теплоносителя, когда свойства нельзя считать постоянными, это отличие возрастает до $\sim 10\%$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 13-08-00084, 14-08-31624).

Список литературы:

1. Kays W.M. Turbulent Prandtl number – where are we?// Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1994. V. 116. P. 284-295.
2. McEligot D.M., Taylor M.F. The turbulent Prandtl number in the near-wall region for low-Prandtl-number gas mixture// Int. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 39. P. 1287-1295.
3. Kader B.A., Yaglom A.M. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows// Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 15. P. 2329-2351.
4. Pickett P.E., Taylor M.F., McEligot D.M. Heated turbulent flow of helium-argon mixtures in tubes// Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. V. 22. P. 705-709.

РАСПРЕДЕЛЁННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ТШ ВИХРЯМИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА В ТОРМОЗЯЩЕМСЯ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ*Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А., Феденкова А.А.**ИТПМ СО РАН,**630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1*

Настоящая работа направлена на изучение первой стадии ламинарно-турбулентного перехода пристенных сдвиговых течений – стадии восприимчивости, на которой внешние к пограничному слою возмущения преобразуются в его собственные моды неустойчивости. В работе количественно исследуется задача о распределенной вихревой восприимчивости пограничного слоя развивающегося на плоской пластине с контролируруемыми малыми неоднородностями поверхности при эффективном порождении трехмерных волн Толлмина-Шлихтинга (ТШ). Несмотря на то, что волны ТШ интенсивно изучаются уже десятки лет и являются классическим объектом исследования для задачи ламинарно-турбулентного перехода, настоящая проблема до сих пор является недостаточно изученной вследствие чрезвычайной технической сложности постановки соответствующих экспериментов. Настоящая работа является продолжением соответствующих экспериментов [1, 2] (выполненных в пограничном слое Блазиуса) и направлена на изучение влияния неблагоприятного градиента давления на характеристики указанного механизма восприимчивости.

Эксперименты выполнены в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН на модели плоской пластины (1485×1000×10 мм), над поверхностью которой, на потолке рабочей части трубы, была расположена профилированная ложная стенка. Форма ложной стенки обеспечивала в области основных измерений реализацию автомодельного течения с параметром Хартри $\beta_H = -0.115$. Скорость основного потока U_e в диапазоне продольных координат $x = 350 \div 620$ ($x = 0$ на передней кромке модели) изменялась с 8,88 до 8,61 м/с. Вихри свободного потока создавались вибрирующей проволокой, установленной перпендикулярно плоскости пластины на некотором расстоянии вверх по потоку от ее передней кромки. 2D-неоднородность поверхности модели (синусоидальной формы) создавалась специальными накладками (выполненными по оригинальной высокоточной технологии) с заданными параметрами: продольной потоку длиной волны λ_{sx} и амплитудой неровности h_s . Тщательные измерения возмущений пограничного слоя и свободного потока были выполнены термоанемометром в нескольких режимах. В некоторых из них параметры задачи (частота возмущений основного потока f и λ_{sx}) были подобраны таким образом, чтобы для определенных значений угла наклона к потоку θ возбуждаемых волн ТШ обеспечить выполнение условия резонанса продольных волновых чисел порождаемых мод ТШ, вихрей набегающего потока и неоднородностей поверхности [2]. Характеристики линейного развития волн ТШ были измерены для каждого из исследованных режимов в дополнительной серии экспериментов, в которых волновые поезда волн ТШ порождались точечным источником возмущений, расположенным на поверхности модели (в отсутствие контролируемых вихревых возмущений в основном потоке). Эти характеристики были необходимы для количественного исследования механизма порождения указанных мод неустойчивости, включая нахождение коэффициентов распределенной вихревой восприимчивости на гладкой поверхности и вихревой восприимчивости на поверхности с неровностью.

Измерения показали интенсивное возбуждение трёхмерных волн ТШ в пограничном слое во всех исследованных режимах. Обнаружено, что изученный механизм распределенной восприимчивости способен приводить к более быстрому нарастанию волн ТШ вниз по потоку по сравнению с законами линейной устойчивости. Пространственный Фурье-анализ позволил получить всю необходимую информацию для нахождения количественных величин, характеризующих исследуемое явление – локальных коэффициентов распределенной восприимчивости в зависимости от параметров задачи.

Эти коэффициенты были найдены, как и в работе [2], путём аппроксимации экспериментальных распределений амплитуд и фаз волн ТШ вниз по потоку соответствующим аналитическим выражением, описывающим развитие этих волн в пограничном слое, с неизвестными параметрами: комплексными величинами коэффициентов вихревой

восприимчивости на гладкой (\bar{G}_v) и неровной (\bar{G}_{vs}) поверхности. Аппроксимация была проведена с использованием средств решения задач оптимизации (градиентный, симплексный и генетический алгоритмы), реализованных в среде MATLAB для двух различных критериев расчета отклонения аналитических комплексных амплитуд от экспериментальных. В итоге, соответствующие величины коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости были получены в широком диапазоне параметров задачи.

На рис. 1 амплитуды коэффициентов \bar{G}_v (слева) и \bar{G}_{vs} (справа) представлены для одного из исследованных режимов в сравнении с результатами экспериментов выполненных в безградиентном пограничном слое Блазиуса [2] (характеристики неоднородностей поверхности для одинаковых частот возмущений в проведенных экспериментах были идентичны). Полученные данные хорошо коррелируют между собой, что говорит о надежности применяемой экспериментальной методики и методов решения соответствующей сложной некорректной математической задачи определения коэффициентов восприимчивости. Обнаружено что неблагоприятный градиент давления приводит к заметному снижению амплитуд коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости, как для гладкой, так и для неоднородной поверхности. В последнем случае наиболее существенное влияние градиента давления наблюдается для малых углов наклона волн ТШ к потоку.

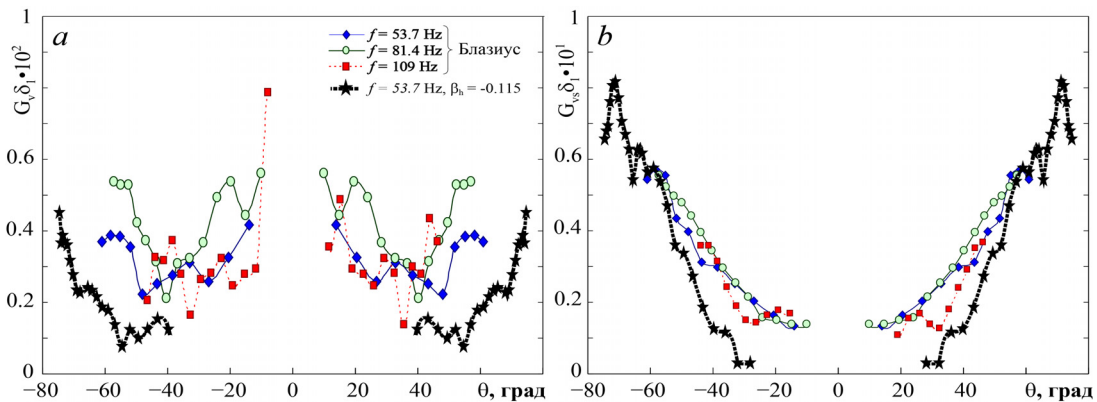


Рис. 1. Амплитуды коэффициентов распределённой восприимчивости на гладкой (а) и неровной (б) поверхности в зависимости от угла наклона волн ТШ к набегающему потоку.

Для исследования резонансных явлений при возбуждении волн ТШ вихрями внешнего потока в работе изучены комплексные величины интегральных коэффициентов вихревой восприимчивости $\bar{G}_{int}(\theta, x) = \bar{B}(\theta, x) / (\bar{B}_v(\theta, x) \bar{h}_s(x))$, которые отражают общий вклад в развитие возмущений механизмов восприимчивости и устойчивости пограничного слоя. (Здесь \bar{B} – комплексная амплитуда возмущений пограничного слоя, а \bar{B}_v – комплексная амплитуда вихрей набегающего потока.) Полученные результаты также хорошо коррелируют с данными работы [2] для безградиентного течения, показывая, что наиболее эффективное порождение волн ТШ наблюдается вблизи резонансов продольных волновых чисел волн неустойчивости, вихрей набегающего потока и неоднородностей поверхности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-07818

Список литературы:

1. Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Феденкова А.А. Распределенная восприимчивость пограничного слоя к нестационарным вихревым возмущениям с нормальной к стенке завихренностью в присутствии неровностей поверхности // *Теплофизика и аэромеханика*. - 2004. - Том. 11, № 3. – С. 365-403.
2. Borodulin V.I., Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Fedenkova A.A. Three-dimensional distributed receptivity of a boundary layer to unsteady vortex disturbances // *XIII International Conference on Methods of Aerophysical Research. Proceedings. Part III*. – Novosibirsk: Publ. House “Parallel”, 2007, p. 45–50.

**ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЗАТОПЛЕННЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ СТРУИ:
НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

Муляджанов Р.И.^{1,2}, Сандберг Р.Д.³, Абдуракипов С.С.^{1,2}, Ханъялич К.^{2,4}

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 *Университет Мельбурна,
3052, Австралия, Мельбурн, ул. Граттон, 132*

⁴ *Технический университет Делфта,
2826, Нидерланды, Делфт, ул. Джуланалаан, 136*

При помощи прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса мы исследуем динамику турбулентной затопленной круглой струи. Полностью развитый турбулентный поток в длинной трубе, истекающий в затопленное той же жидкостью пространство, создает струйное течение. Данная постановка задачи интересна тем, что представляет собой каноническую струйную задачу, поскольку течение во всей области определяется лишь одним параметром — числом Рейнольдса $Re=U_b D/\nu$ ($=5900$ в нашем случае), построенным по среднерасходной скорости в трубе (U_b) и её диаметру (D), где ν — кинематическая вязкость.

В данной работе впервые систематически показано, что динамика течения может быть представлена как суперпозиция спиральных когерентных структур, которые сносятся вниз по потоку и вращаются вокруг оси симметрии с некоторой угловой скоростью (см. Рис.).

Уравнения Навье-Стокса в цилиндрических координатах дискретизовались при помощи метода конечных разностей 4-ого порядка аппроксимации в неоднородных направлениях (r — радиальное, x — аксиальное), в то время как по угловой координате ϕ использовалось преобразование Фурье. Расчетная сетка содержала около 400 млн. узлов, что позволило разрешить все масштабы длины вплоть до Колмогоровского. Расчетная область включала в себя течение в трубе длиной $25D$, а также ближнюю и дальнюю область струи вплоть до $x=55D$.

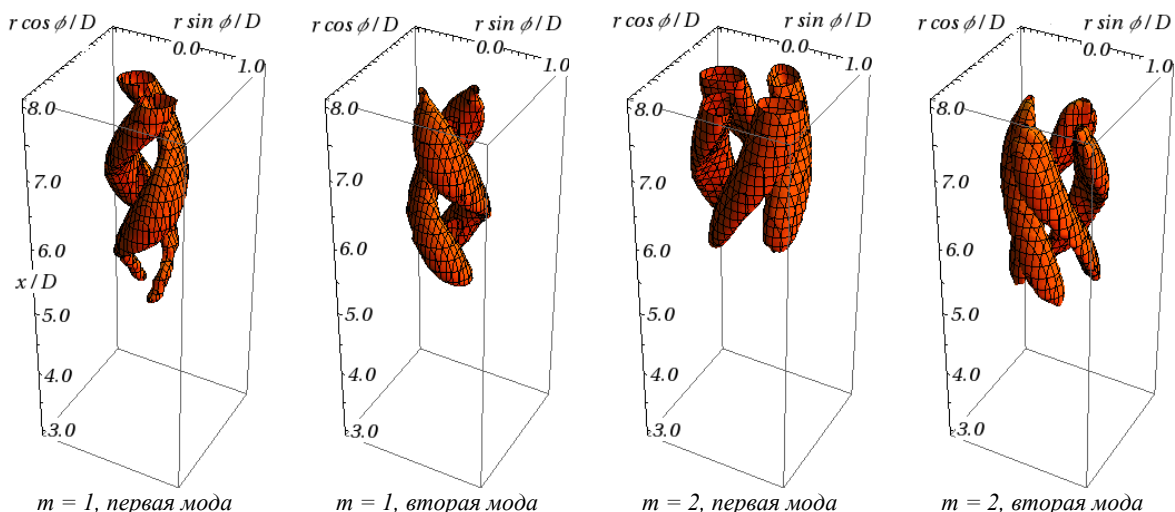


Рис. Изоповерхности модуля возмущения скорости для наиболее энергетических структур в ближнем поле струи.

Здесь представлены только первых два азимутальных волновых числа m .

Как указано в тексте данные структуры вращаются вокруг оси симметрии с некоторой угловой скоростью. Координата $x=0$ соответствует концу круглой трубы, из которой истекает турбулентный поток.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФ гранта № 14-1901685.

ВЛИЯНИЕ БОКОВЫХ СТЕНОК КАНАЛА НА ПРОФИЛЬ ПРОДОЛЬНОЙ СКОРОСТИ В УСКОРЕННОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Наумкин В.С., Сахнов А.Ю.

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

В работе представлены результаты трёхмерного моделирования ламинарного течения воздуха в сужающемся канале с проницаемой нижней стенкой. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными [1] и полученным ранее аналитическим решением [2]:

$$\frac{U}{U_e} = 1 - \frac{2c^2\Psi_a \cdot \operatorname{erfc}(-c\Psi_a) + \exp(-c^2\Psi_a^2)}{2c^2\Psi_{aw} \cdot \operatorname{erfc}(-c\Psi_{aw}) + \exp(-c^2\Psi_{aw}^2)} \quad (1)$$

где $cY_a = \bar{j} / \sqrt{2K}$, $cY_{aw} = \bar{j}_w / \sqrt{2K}$, $Y_{aw} = \bar{j}_w / \sqrt{Kp/2}$, $K = \operatorname{tg} \alpha / \operatorname{Re}_0$, $\operatorname{Re}_0 = U_0 y_{\text{вх}} / \nu$, $c = \sqrt{p/2}$, $\bar{j} = V/U_e$, $V/U_e = -K \operatorname{Re}_y + V_w/U_e$, $\operatorname{Re}_y = U_e y/n$, $U_e = -(Kx/u - 1/U_0)^{-1}$, $K = (n/U_e^2) dU_e/dx$.

Схема течения и геометрия канала представлены на рис. 1.

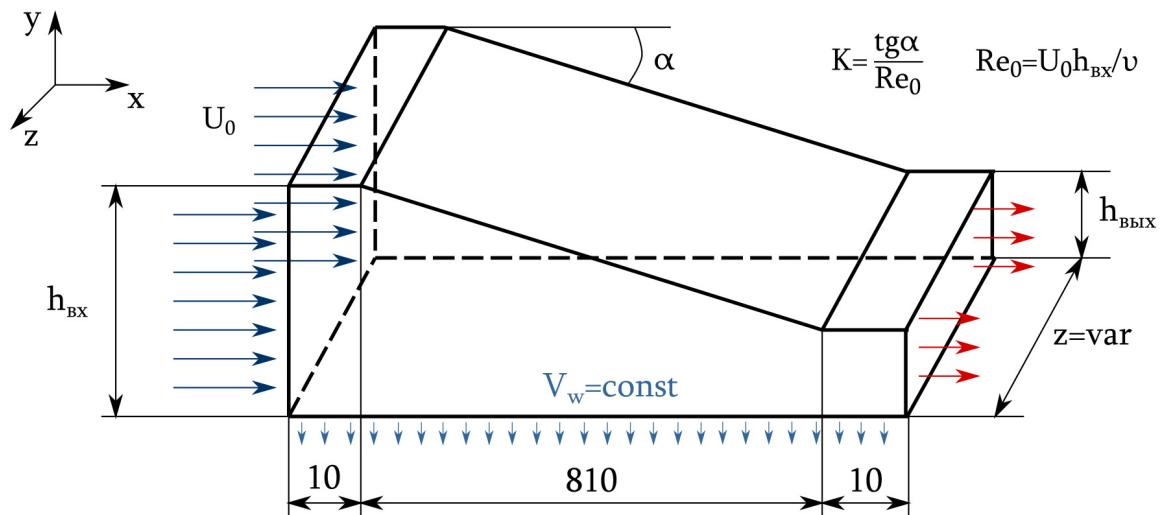


Рис. 1. Схема течения

Расчётная сетка строилась в программе GAMBIT. Моделирование течения осуществлялось в пакете программ ANSYS Fluent. Скорость на входе в канал во всех случаях, кроме тестовых решений, задавалась постоянной и равной 5,38 м/с. На нижней стенке осуществлялся отсос газа с постоянной скоростью $V_w = -0.002$ м/с. Высота канала на входе равнялась $y_{\text{вх}} = 150$ мм, на выходе в тестовом случае $h_{\text{вых}} = 60$ мм и $h_{\text{вых}} = 90$ мм во всех остальных случаях. Ширина канала в тестовом случае составляла 460 мм, в остальных расчётах - варьировалась от 3 до 120 мм. Плотность воздуха в расчётах принималась постоянной и равной $r = 1.225$ кг/м³.

Результаты моделирования

Результаты моделирования достаточно хорошо совпадают в пристеночной области течения с экспериментальными данными [1] и аналитическим решением [2] (рис. 2а). Несмотря на то, что граничные условия на нижней стенке канала отличались от условий, при которых было получено аналитическое решение (1) ($\bar{j}_w = V_w/U_e = \text{const}$). Максимальное отличие в результатах - 7% наблюдается вблизи границы пограничного слоя.

При течении несжимаемой жидкости в сужающемся канале поток разгоняется пропорционально отношению площадей на входе и выходе из канала (при постоянной ширине

канала - пропорционально высоте). При начальной скорости $U_0=5,38$ м/с в канале с высотами $h_{вх}=150$ мм и $h_{вых}=90$ мм, поток может разогнаться до $U_e = 5,38 \cdot 150/90 \approx 8,97$ м/с.

Уменьшение ширины сужающегося канала приводит к увеличению продольной скорости при прочих равных условиях. Это увеличение скорости вызвано нарастанием динамического пограничного слоя на боковых стенках канала, и как следствие «уменьшением» проходного сечения канала. При ширине канала $z \leq 7$ мм пограничные слои на боковых стенках сливаются и профиль продольной скорости, построенный по ширине канала, становится параболическим. «Дополнительное ускорение» из-за боковых динамических слоёв приводит к тому, что при уменьшении ширины канала менее 15 мм профиль скорости становится более заполненным (рис. 2б) и аналитическая формула (1) не может быть применена к таким условиям.

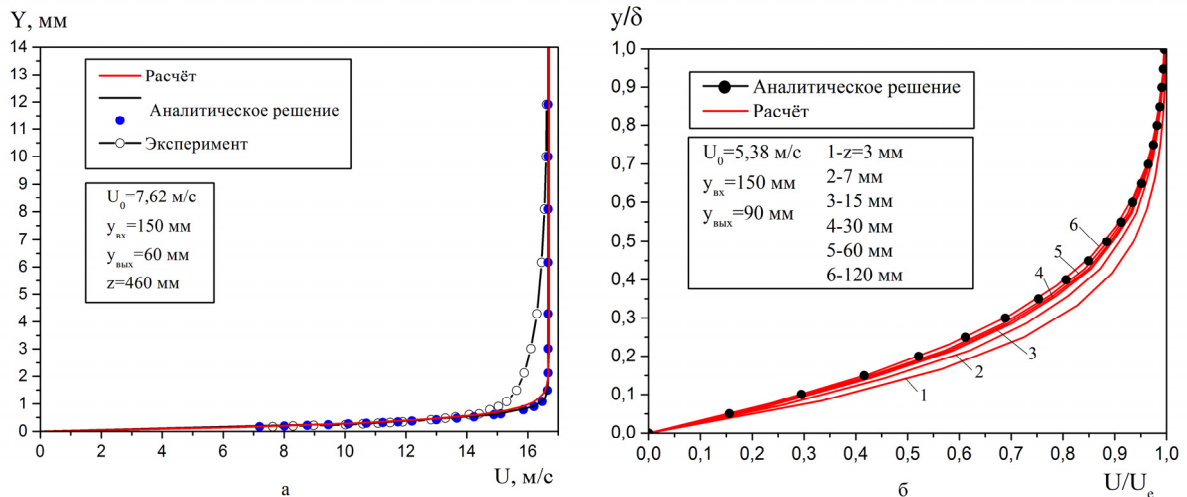


Рис. 2. Профили продольной скорости на выходе из сужающейся части канала
а) в тестовом случае, б) при варьировании ширины канала

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ:
грант № 14-08-31115 мол_а.

Список литературы:

1. Moffat R.J., Kays W.M. A review of turbulent boundary layer heat transfer research at Stanford 1958–1983 // *Advances in Heat Transfer*. 1984. V. 16. P. 242–365.
2. M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov, Asymptotic accelerated boundary layer over the permeable wall, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.070

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ГАЗОКАПЕЛЬНОМ
ОГРАНИЧЕННОМ ЗАКРУЧЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ***Пахомов М.А., Терехов В.И.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Введение. Закрученные двухфазные потоки широко используются для интенсификации процессов переноса в различных областях техники, например при стабилизации процесса горения в промышленных топках, для сепарации частиц в циклонах и др. Двухфазные закрученные газодисперсные ограниченные потоки изучены в существенно меньшей степени. Взаимодействие между мелкими частицами и турбулентностью газовой фазы является сложным процессом. Поэтому, не смотря на широкое применение двухфазных течений в различных практических приложениях, процессы переноса в таких потоках остаются недостаточно изученными. Одним из важных приложений двухфазных закрученных потоков является стабилизация горения испаряющихся капель топлива с помощью создания отрывных областей. Наличие рециркуляционного течения оказывает значительное влияние на интенсивность процессов переноса импульса, теплоты и массы и определяют структуру турбулентного двухфазного течения. Закрученные потоки характеризуются большими локальными градиентами осредненных и пульсационных скоростей и других параметров и сопровождаются сложными гидродинамическими явлениями за счет действия центробежной силы и силы Кориолиса [1,2].

Постановка задачи. Разработана математическая модель и проведено и выполнено численное моделирование закрученного двухфазного потока с использованием модели переноса рейнольдсовых напряжений. Газовая фаза описывается 2D и 3D RANS уравнениями с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Для расчета динамики дисперсной фазы в закрученном ограниченном вертикальном потоке используются уравнения в рамках эйлера подхода. Перераспределяющее слагаемое записывается с учетом двухфазности потока. Все расчеты проводились на сетке $200 \times 80 \times 80 = 1.28 \times 10^6$ контрольных объемов. Дальнейшее увеличение их числа не оказывает существенного влияния на результаты численных расчетов. На первом этапе проводились сопоставления для однофазного воздушного закрученного потока в трубе с внезапным расширением. Было получено хорошее согласие по осредненным и пульсационным характеристикам закрученного потока при наличии отрывных областей.

Результаты численных расчетов и их анализ. Расчеты выполнены для газодисперсного и газодисперсного ограниченных закрученных турбулентных течений. В приосевой части канала имеется большая отрывная область, образованная вращением потока. В пристенной части трубы за счет внезапного расширения цилиндрического канала формируется область рециркуляции с последующим присоединением двухфазного течения. С увеличением размера частицы могут не вовлекаться отрывное течение и сохраняют положительную величину скорости по все длине расчетной области. В силу инерционности частиц зона обратных токов для дисперсной фазы заметно меньше, по сравнению с зоной рециркуляции газовой фазы. Показана работоспособность разработанной математической модели для описания закрученных двухфазных внутренних течений. Для сопоставления были использованы экспериментальные данные [3,4] для закрученного двухфазного течения твердыми частицами и с каплями соответственно.

Радиальные профили измеренного [3] и рассчитанного массового потока частиц по аксиальной координате показаны на рис. Поток массы рассчитывался по следующей зависимости: $F = \rho_p U_p M_p$, где ρ_p , U_p и M_p – плотность материала частиц, его осредненная аксиальная скорость и массовая концентрация, соответственно. По мере продвижения от входного сечения наблюдается заметное изменение профиля потока массы дисперсной фазы по сечению трубы. Заметно наличие максимума в профиле массового потока в приосевой зоне трубы, сохраняющееся до расстояния $x = 195$ мм от ее внезапного расширения. Начиная со второго сечения ($x = 112$ мм) происходит накопление дисперсной фазы в пристенной части цилиндрического канала в результате возрастания тангенциальной скорости частиц и действия силы турбофореза. За исключением приосевой зоны можно отметить хорошее согласие с

данными измерений [3]. В сечении $x = 315$ мм экспериментальные данные приведены только для пристенной области. Так как в приосевой зоне за счет действия центробежных сил происходит вынос частиц к периферии трубы и их количества не хватает для получения достоверных результатов PDA методом. В сечениях $x = 52, 112$ и 195 мм происходит более быстрое уменьшение концентрации дисперсной фазы, чем отмечается в экспериментах. Соответственно, это приводит к увеличению количества частиц в пристенной части канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № РФФ 14-19-00402).

Список литературы:

1. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Изд-во ИТ СО АН СССР. 1987. 282 с.
2. Халатов А.А. Теория и практика закрученных потоков. Киев: Наук. думка. 1989. 192 с.
3. Sommerfeld M., Qiu H.-H. Detailed measurements in a swirling particulate two-phase flow by a phase-Doppler anemometer // Int. J. Heat Fluid Flow. 1991. V. 12. P. 20–28.
4. Sommerfeld M., Qiu H.-H. Characterization of particle-laden, confined swirling flow by phase-doppler anemometer and numerical calculation // Int. J. Multiphase Flow. 1993. V. 19. P. 1093–1127.

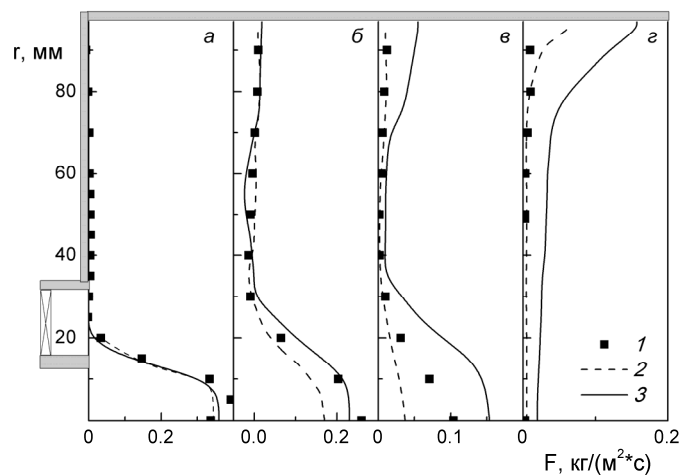


Рис. 1 Радиальные распределения потока массы частиц в закрученном двухфазном потоке за внезапным расширением трубы: 1 – измерения [3], 2 – расчет [4], 3 – расчет настоящей работы; $d = 45$ мкм, $Stk = 0.58$, $M_p = 0.034$, $S = 0.47$; $x = 52$ мм (а), 112 (б), 195 (в), 315 (г).

**АВТОМОДЕЛЬНЫЙ КОЛЛАПС ИНЕРЦИОННЫХ ЧАСТИЦ
В ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ***Сиковский Д.Ф.^{1,2}*¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*² *Новосибирский государственный университет,
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Явление аккумуляции инерционных частиц в пристенных турбулентных потоках играет важную роль в различных физических процессах, сопровождающихся взаимодействием газодисперсных течений с ограничивающими турбулентный поток стенками. В работах A.Soldati, C.Marchioli и др. [1] было показано, что аккумуляция инерционных частиц в пристенной турбулентности возникает благодаря их взаимодействию с когерентными вихревыми структурами. Отсутствие законченной количественной теории когерентных структур в пристенной турбулентности и очевидная сложность описания их взаимодействия с инерционными частицами является причиной того, что основным инструментом математического моделирования явления аккумуляции на сегодняшний день является требующее значительных затрат вычислительных ресурсов прямое численное моделирование турбулентности несущей фазы и лагранжево траекторное моделирование динамики частиц.

В настоящей работе предложена асимптотическая теория нестационарной аккумуляции точечных инерционных частиц в вязком подслое турбулентного течения. Показано, что в области вязкого подслоя, где скорость несущей фазы по нормали к стенке пропорциональна квадрату расстояния до стенки, для функции плотности вероятности (ФПВ) скорости и местоположения частицы может быть записано точное разложение Крамерса-Мойала [2], являющееся обобщением уравнения Фоккера-Планка на случай существенного отклонения статистики скорости несущей фазы от распределения Гаусса, имеющего место в пристенной турбулентности. Анализ разложения Крамерса-Мойала показал, что его решение близко к равновесному и может быть получено с помощью асимптотического разложения Чепмена-Энскога, в котором роль малого параметра играет расстояние до стенки [2,3]. С помощью метода Чепмена-Энскога получено уравнение переноса концентрации частиц и получено простое аналитическое автомодельное решение этого уравнения, описывающее аккумуляцию частиц в вязком подслое. Согласно полученному решению концентрация имеет максимум на расстоянии от стенки, пропорциональном обратному квадратному корню от времени, а величина максимума растет со временем по степенному закону, что соответствует коллапсу концентрации частиц на стенке при бесконечно больших временах. Показатель степени в законе роста максимальной концентрации зависит от числа Стокса при его значении меньшем некоторого критического значения, и равен 0.5 для числа Стокса, превышающего критическое значение. На расстояниях от стенки, заметно превышающих положение максимума, но меньших толщины вязкого подслоя наблюдается степенной профиль концентрации в соответствии с полученными ранее результатами анализа стационарной задачи [2]. Проведенное лагранжево моделирование инерционных частиц в плоском канале с помощью модели [3] подтверждает полученные закономерности нестационарной аккумуляции частиц в вязком подслое.

Список литературы:

1. Soldati A., Marchioli C. Physics and modelling of turbulent particle deposition and entrainment: Review of a systematic study// Int. J. Multiphase Flow. 2009. V.35. P.827-839.
2. Sikovsky D.Ph. Singularity of inertial particle concentration in the viscous sublayer of wall-bounded turbulent flows// Flow Turb. Combust. 2014. V.92. P. 41-64.
3. Sikovsky D.Ph. Stochastic Lagrangian simulation of particle deposition in turbulent channel flows// Flow Turb. Combust. 2015. DOI 10.1007/s10494-015-9634-0

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ СРЫВА ПЛАМЕНИ СТРУИ H_2/CO_2 В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Абдрахманов Р.Х., Лукашов В.В., Терехов В.В.

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

Реагирующие струйные течения находят широкое применение в различных энергетических технологиях. Исследованию структуры реагирующей струи посвящено значительное количество работ. Достаточно полное представление о современном состоянии экспериментальных и численных исследований в данном направлении можно получить по материалам [1, 2]. Работ по условиям срыва пламени струи гораздо меньше. Основные данные о срыве пламени в дозвуковых потоках содержатся в работах [3-5]. Наименее исследованной остаётся область задач, связанная с горением водорода разбавленного инертными газами. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований условий срыва пламени смесей H_2/CO_2 в поперечном потоке воздуха. Скорости топливной смеси менялись в диапазоне 10-120 м/с, скорость набегающего потока при этом 10-60 м/с. Топливная смесь вводилась в поток через отверстие в кварцевой трубки диаметром 2 или 3 мм. Длина трубки была больше 30 калибров. В выбранном режиме параметров в неподвижной атмосфере горючее поджигалось источником открытого огня. Затем происходило постепенное увеличение скорости поперечного потока воздуха до полного прекращения горения. Результаты измерений представлены на рис.1. Горение стабильно поддерживается внутри области параметров, ограниченной кривыми, указанными на этом рисунке. По мере увеличения содержания водорода область параметров (диапазон скоростей) расширяется. При достижении концентрации некоторой критической величины, зависящей от диаметра сопла d , характер зависимости меняется. Так, при $d=3$ мм смесь H_2/CO_2 с $K_{H_2}^1=2.8$ % по массе для скорости струи топлива U_j порядка 20-25 м/с требуемое для срыва пламени скорость воздуха практически скачком увеличивается до значений $U_0 > 60$ м/с. Для $d=2$ мм аналогичный эффект наблюдался начиная с $K_{H_2}^1=8$ %.

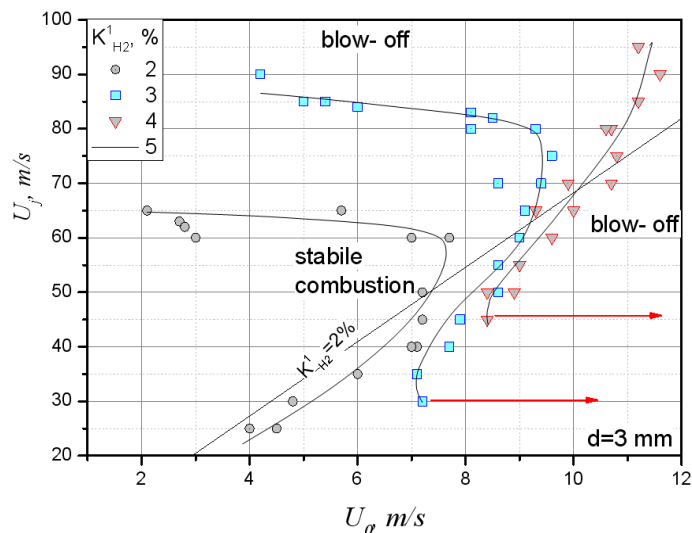


Рис.1. Граница области стабильного горения струи H_2/CO_2 в поперечном потоке воздуха

Влияние содержания водорода на условия срыва исследовались в условиях постоянной среднемаассовой скорости топливной смеси. Данные экспериментов для $d=2$ мм обобщены на рис.2. в виде зависимости относительного вдува от содержания водорода в топливе. Оказалось, что такой подход, использованный ранее нами для описания срыва пламени в пограничном слое [6], удовлетворительно описывает и срыв пламени в струйном течении, хотя и не позволяет получить полного обобщения имеющихся данных. Обращает внимание наличие излома, соответствующего смене режима горения при низких концентрациях H_2 на тонкую светящуюся нить, примыкающую к выходу сопла. Это подтверждалось визуалью и регистрацией хемиллюминесценции радикала OH в диапазоне 306-308 нм с помощью с камеры DiCAM-PRO.

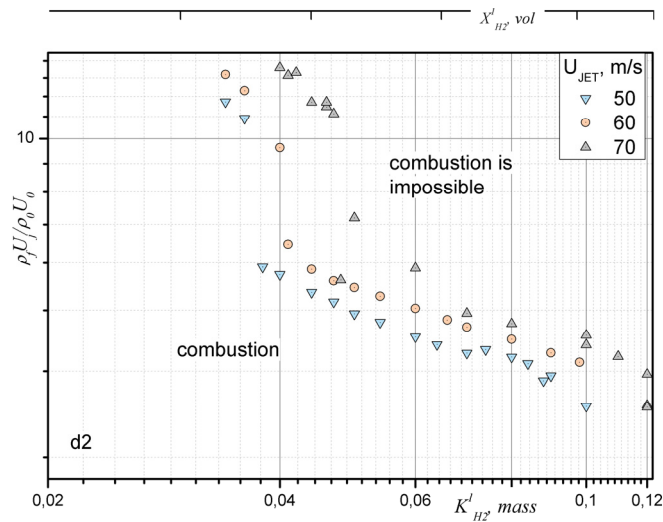


Рис.2. Влияние концентрации водорода на срыв пламени

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 14-29-00203.

Список литературы:

1. Steinberg A.M., Sadanandan R., Dem C., Kutne P., Meier W. Structure and stabilization of hydrogen jet flames in cross-flows. Proceedings of the Combustion Institute, 34: 1499–1507, 2013.
2. Sullivan R., Wilde D., David R.D.R., Seitzman J. M., Lieuwen T.C. Time-averaged characteristics of a reacting fuel jet in vitiated cross-flow. Combustion and Flame, 161: 1792–1803, 2014.
3. Kalghatgi G. T. b Blow-Out Stability of Gaseous Jet Diffusion Flames Part II: Effect of Cross Wind. Combustion Science and Technology, 26(5): 241 – 244, 1981.
4. Margason R. J. 1968 The path of a jet directed at large angles to a subsonic free stream. Tech. Rep. TN D-4919. NASA.
5. Menon R. and Gollahalli S. R. Combustion Characteristics of Interacting Multiple Jets in Cross Flow. Combust. Sci. And Tech., 60: 375 – 389, 1988.
6. Volchkov E.P., Lukashov V.V., Terekhov V.V., Hanjalic K. Characterization of the flame blow-off conditions in a laminar boundary layer with hydrogen injection// Combustion and flame. 2013. v. 160. P. 1999–2008.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ВОЛН НА
НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОГО ТЕЧЕНИЯ****Черданцев М.В.¹, Исаенков С.В.¹, Черданцев А.В.^{1,2}, Маркович Д.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, 2*

В дисперсно-кольцевом течении пленка жидкости течет по стенкам канала в присутствии высокоскоростного потока газа. Поверхность пленки покрыта крупномасштабными волнами возмущения, которые генерируют на своих задних склонах волны быстрой и медленной ряби. Волны возмущения переносят основной объем жидкости; их наличие необходимо для отрыва капель жидкости с поверхности пленки; присутствие волн возмущения приводит к повышению перепада давления в канале и тепломассообмена в потоке. Моделирование волновой структуры пленки жидкости затруднено многомасштабностью и нелинейностью волновых процессов, недостаточной изученностью процессов взаимодействия фаз и высокой степенью турбулентности в обеих фазах. Для верификации существующих и создания новых моделей необходима детальная экспериментальная информация, описывающая процессы взаимодействия волн.

Одним из таких процессов является формирование волн возмущения. До недавнего времени считалось (Andreussi et al. 1985), что волны возмущения формируются благодаря росту малых длинноволновых начальных возмущений. Однако экспериментальные данные, полученные с помощью точечных методов с низким пространственным разрешением, демонстрировали, что вблизи входа в канал на поверхности пленки доминируют волны высокой частоты (Zhao et al. 2013). В недавней работе Alekseenko et al. (2015) при помощи метода лазерно-индуцированной флуоресценции было впервые обнаружено, что волны возмущения формируются благодаря слиянию высокочастотных волн малой амплитуды, возникающих на входе в канал благодаря неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Пример фрагмента матрицы пространственно-временной эволюции толщины пленки приведен на рисунке 1а. Локальная яркость изображения прямо пропорциональна локальной толщине пленки. На рисунке показано, как слияние начальных волн приводит к формированию крупномасштабных волн, способных генерировать волны быстрой и медленной ряби.

Эти данные были получены в цилиндрическом канале с внутренним диаметром 15 мм в одном продольном сечении канала в виде $h(x,t)$. Геометрия такого канала не позволяет проверить адекватность и полноту двумерной проекции процессов формирования волн возмущения. Для исследования процесса в трехмерном представлении был спроектирован прямоугольный канал с рабочим участком толщиной 5 мм, шириной 50 мм и длиной 700 мм. Жидкость поступала в рабочий канал из напорного бака через щелевой зазор толщиной 0,5 мм, образованный одной из стенок канала шириной 50 мм и стальной пластиной толщиной 0,5 мм.

Измерения толщины пленки жидкости проводились методом лазерной индуцируемой флуоресценции. В этом методе локальная толщина пленки жидкости восстанавливается по локальной интенсивности возбужденного лазером флуоресцентного свечения растворенного в жидкости флуорофора. Частота съемки составляла 1 кГц, пространственное разрешение – 0,2 мм/пиксель. На рисунке 1б приведено мгновенное распределение локальной толщины пленки на первых 20 см длины прямоугольного канала шириной 5 см, в виде $h(x,y)$. Из сравнения рисунков 1а и 1б видно, что высокочастотные возмущения, формирующиеся вблизи входа в канал за формирующей пленку пластиной, являются двумерными (рис. 1б); их ширина равна ширине канала. По мере удаления от входа в канал начальные волны теряют двумерность и начинают распадаться на мелкомасштабные волны, локализованные по поперечной координате. Повидимому, с потерей двумерности связано наблюдающееся в двумерном подходе затухание начальных волн. При увеличении скорости газа расстояние, на котором начинается нарушение двумерности, сокращается.

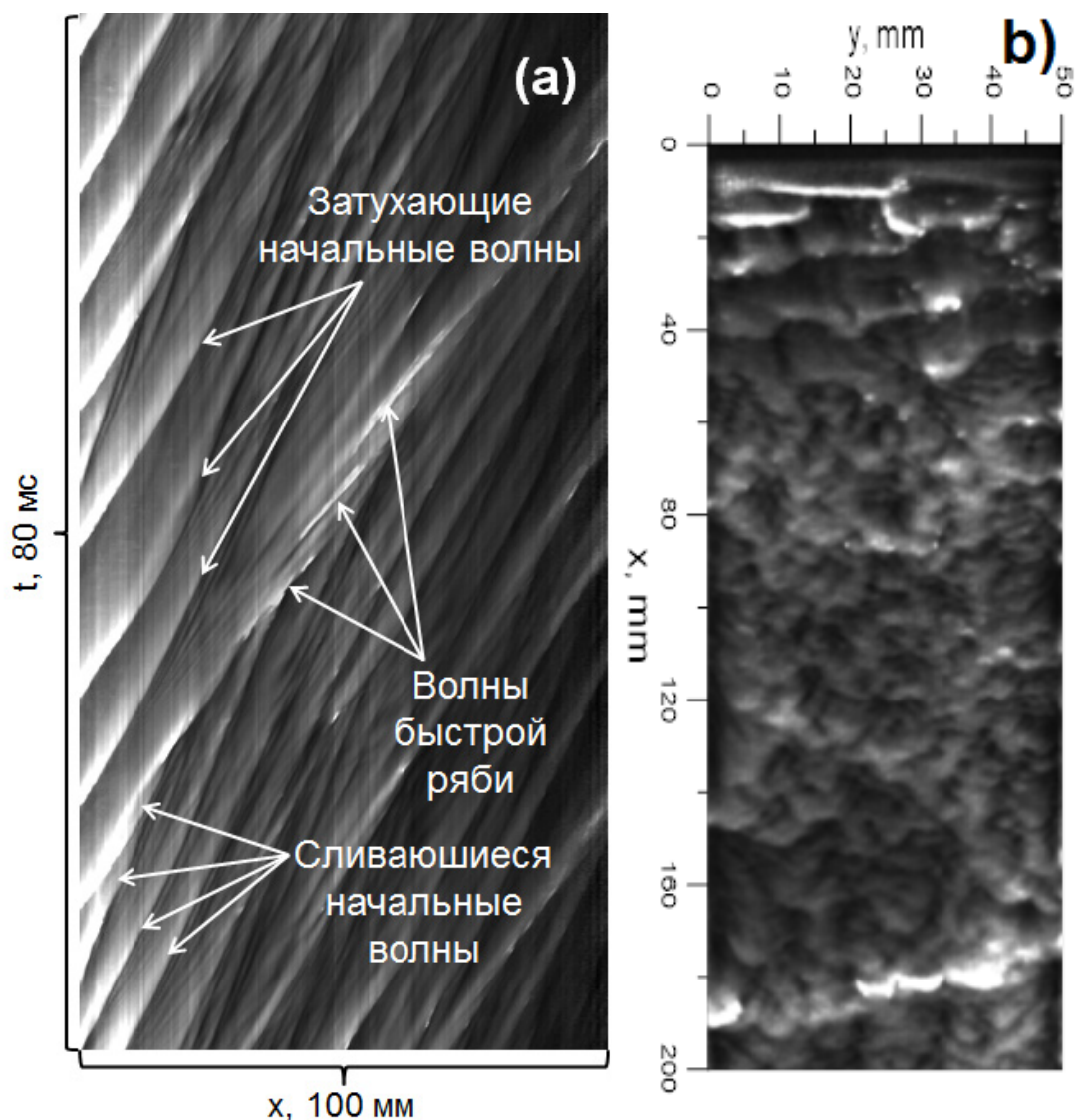


Рис. 1: Формирование волн на начальном участке дисперсно-кольцевого течения. $Re=220$, $V_g = 22$ м/с. а) Представление $h(x,t)$. б) Представление $h(x,y)$.

Начиная с определенных скоростей газа двумерные волны распадаются настолько быстро, что вблизи входа в канал видны лишь уже распавшиеся мелкомасштабные волны. По мере дальнейшего удаления от входа в канал эти мелкомасштабные волны претерпевают множественные слияния, в результате чего формируются волны возмущения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-08-31514_мол-а.

Список литературы:

1. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Cherdantsev, M.V., Isaenkov, S.V., Markovich, D.M., 2015. Study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 77: 65–75
2. Andreussi, P., Asali, J.C., Hanratty, T.J., 1985. Initiation of Roll Waves in Gas-Liquid Flows. *AIChE J.*, 31, 119-126.
3. Zhao, Y., Markides, C.N., Matar, O.K., Hewitt, G.F., 2013. Disturbance wave development in two-phase gas-liquid upwards vertical annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 55, 111–129.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ И ТЕПЛООВОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНОГО ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ

Мирошниченко И.В., Шеремет М.А.

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

Процессы конвективно-радиационного теплопереноса во многих прикладных задачах осуществляются в крупногабаритных областях, что естественным образом приводит к возникновению турбулентных режимов переноса массы, импульса и энергии. Численный анализ термогидродинамических структур в таких условиях имеет существенное практическое значение вследствие возможности оптимизации тепловых процессов в энергетических системах.

Целью настоящей работы является математическое моделирование нестационарных режимов турбулентной естественной конвекции совместно с тепловым поверхностным излучением в замкнутой квадратной полости, заполненной диатермичной средой, с источником энергии постоянной температуры. Внутри полости находится газ, который считается ньютоновской, прозрачной для излучения жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Теплообмен излучением от источника тепловыделения и между стенками моделируется на основе приближения поверхностного излучения [1]. Внутренние поверхности твердых стенок в данной постановке считаются диффузно-серыми.

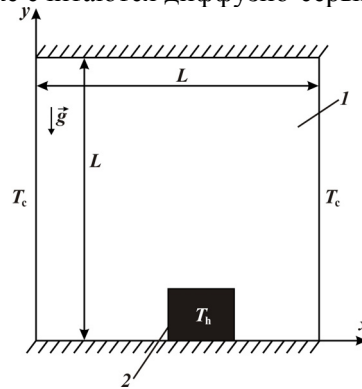


Рис. 1. Область решения задачи: 1 – полость, заполненная диатермичной средой, 2 – источник энергии.

Процесс переноса массы, импульса и энергии в рассматриваемой области (см. рис. 1) описывается системой нестационарных двумерных уравнений конвекции в приближении Буссинеска в переменных «функция тока – завихренность – температура» в газовой полости [2]. Анализ радиационного теплообмена проводится с использованием метода сальдо в варианте Поляка [1, 2]. Для сгущения разностной сетки вблизи стенок полости и источника энергии используется специальное преобразование координат [3]:

$$\xi = a + \frac{b-a}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \tilde{\epsilon}}{b-a} \left(X - \frac{a+b}{2} \right) \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \tilde{\epsilon}}{2} \right],$$

$$\eta = a + \frac{b-a}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \tilde{\epsilon}}{b-a} \left(Y - \frac{a+b}{2} \right) \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \tilde{\epsilon}}{2} \right].$$

В итоге транспортные уравнения в безразмерных переменных «функция тока – завихренность» с учетом отмеченного выше преобразования координат могут быть представлены следующим образом:

в газовой полости:

$$\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + \left(\frac{d\xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} = -\Omega, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \left(U - \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} + \left(V - \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} + v_t \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} + v_t \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} \right] + \left(\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} + \left(\frac{d\xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi^2} - \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} - \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \eta^2} \right) \times \left(\Omega + 2 \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) + \end{aligned} \quad (2)$$

$$+ 4 \frac{d\xi}{dX} \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi \partial \eta} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi},$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} + \frac{v_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right] + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} + \frac{v_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right]. \quad (3)$$

В качестве модели турбулентности рассматривалась стандартная k - ε модель [2, 4]:

$$\frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right] + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} \right] + \bar{P}_k + \bar{G}_k - E, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} \right] +$$

$$+ \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} \right] + [c_{1\varepsilon} (\bar{P}_k + c_{3\varepsilon} \bar{G}_k) - c_{2\varepsilon} E] \frac{E}{K}.$$

(5)

Параметры стандартной k - ε модели: $c_{1\varepsilon} = 0.09$, $c_{2\varepsilon} = 1.44$, $c_{3\varepsilon} = 1.92$, $c_{3\varepsilon} = 0.8$, $\text{Pr}_t = 1.0$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$. Для турбулентных характеристик K и E на стенках выполняются следующие условия: $K = 0$, $\partial E / \partial \bar{n} = 0$. Начальные и граничные условия для уравнений (1)–(5) подробно описаны в [2, 4, 5].

Сформулированная задача была решена численно методом конечных разностей на равномерной сетке 120×120 . Разработанный алгоритм был подробно протестирован на ряде модельных задач свободноконвективного теплопереноса [2, 4, 5].

В результате проведенных исследований установлены распределения изолиний функции тока, температуры, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации при изменении положения источника энергии и его размеров. Найдена зависимость средних конвективного и радиационного чисел Нуссельта от геометрических параметров и положения тепловыделяющего элемента. Представленные результаты отражают существенную интенсификацию теплопереноса в условиях турбулентных режимов по сравнению с ламинарным случаем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-6942.2015.8) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-31137 мол_а).

Список литературы:

1. Siegel R., Howell J.R. Thermal radiation heat transfer. London: Taylor & Francis, 2002. 868 p.
2. Miroshnichenko I.V., Sheremet M.A. Numerical simulation of turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in a square cavity // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2015. Vol. 25. No. 7. Pp. 1600–1618.
3. Kublbeck K., Merker G.P., Straub J. Advanced numerical computation of two-dimensional time-dependent free convection in cavities // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1980. Vol. 23. Pp. 203–217.
4. Miroshnichenko I., Sheremet M. Comparative study of standard k - ε and k - ω turbulence models by giving an analysis of turbulent natural convection in an enclosure // EPJ Web of Conferences. 2015. Vol. 82. Pp. 01057-1–01057-4.
5. Мартюшев С.Г., Шеремет М.А. Численный анализ конвективно-радиационного теплопереноса в замкнутой воздушной полости с локальным источником энергии // Компьютерные исследования и моделирование. 2014. Т. 6. № 3. С. 383–396.

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА КВАЗИ-ДВУМЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ*Шестаков М.В.¹, Токарев М.П.¹, Маркович Д.М.^{1,2}*¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаверньева, 1*² *Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

В 80 - х годах прошлого столетия под руководством академика Накорякова В.Е. начался цикл работ, посвященный сдвиговому течению жидкости в узких каналах. Исследования турбулентных струй и следов в узких каналах начинались на базе лабораторий НГУ, а затем продолжились в ИТ СО РАН. В результате исследований с помощью визуализации были получены картины течения струи и обтекания цилиндра в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Используя бесконтактные оптические методы (LDA), впервые были получены профили скорости и пульсаций скорости для струи, распространяющейся в узком канале. Интерес к исследованию турбулентных струйных течений в узких каналах был обусловлен широким распространением данного течения в технологических (добыча нефти, геотермальная энергетика) и природных процессах (течения в атмосфере и океане). С фундаментальной точки зрения интерес был связан с развитием моделей турбулентности, в частности, с развитием теории двумерной турбулентности, свойства которой проявляются в сдвиговых турбулентных течениях, распространяющихся в узких каналах. Основными особенностями двумерной турбулентности являются наличие двух инерционных интервалов в спектре пульсаций скорости: "обратный" каскад энергии и "прямой" каскад энтропии. Наличие "обратного" каскада энергии приводят к формированию крупномасштабных когерентных вихревых структур. Крупномасштабные когерентные структуры играют важную роль в процессах переноса массы, импульса и энергии.

Невозможность реализации двумерного течения в физическом эксперименте привели к тому, что экспериментальные исследования двумерной турбулентности проводились в течениях малой толщины жидкости. Наличие не нулевой толщины жидкости приводило к развитию трехмерных движений, вследствие чего появился новый термин квази-двумерная турбулентность. Квази-двумерное турбулентное течение является крайне сложным для численного и экспериментального моделирования. Сложность обусловлена наличием и взаимодействием двух сильно различных масштабов турбулентности: с одной стороны, это трехмерные мелкомасштабные турбулентные движения масштаба h (толщины слоя жидкости), с другой стороны, крупномасштабные квази-двумерные турбулентные движения, обусловленные наличием "обратного" каскада энергии.

Настоящая работа является продолжением цикла работ, начатых под руководством академика В.Е. Накорякова. В работе представлены результаты исследования течения турбулентной струи в узком канале, полученные с помощью 2D и 3D современных бесконтактных панорамных методов исследования потоков. Работы по визуализации структуры течения выполнены на большом рабочем участке размером 640×480 мм² и толщиной слоя жидкости 2 мм. Соплом являлся прямоугольный канал длиной 150 мм шириной 21 мм, образованный двумя прямоугольными вставками, установленными в канал. Число Рейнольдса равнялось $Re = 2hU_0/\nu = 20\ 000$, где U_0 средне расходная скорость, а h толщина канала. Визуализация структуры течения проводилась с помощью флуоресцентного красителя, распределения которого регистрировались на высокоскоростную камеру Photron FASTCAM SA5 с частотой съемки 8,6 кГц.

Исследования трехмерной структуры течения проводились на малом рабочем участке с характерными размерами 307×270 мм² и толщиной 4 мм. Сопло формировалось двумя прямоугольными вставками, установленными в канал. Ширина сопла равнялась 10 мм. Число Рейнольдса равнялось $Re = h_d U_0 / \nu = 20\ 000$, где U_0 средне расходная скорость, а h_d гидравлический диаметр сопла. Измерения трехмерных трехкомпонентных полей скорости проводились с помощью высокоскоростной TomoPIV системы. Измерительная система состояла из высокоскоростного сдвоенного Nd: YAG лазера Photonix DM-532-150, четырех высокоскоростных CMOS камер Photron FASTCAM SA5 и синхронизатора Berkeley Nucleonics BNC 575. Лазерный нож толщиной 4 мм, который освещал весь измерительный объем между

пластинами, формировался с помощью системы линз. Измерения проводились в трех последовательных областях. Измерения изображений частиц проводились с частотой съемки равной 10 кГц, что соответствовало задержке между кадрами в 100 мкс.

На рисунке 1 показана структура квази-двумерной струи, результаты высокоскоростной визуализации. По распределению красителя можно выделить характерные особенности квази-двумерной турбулентной струи; меандрирование струи, периодические отклонение струйного потока от своей оси, крупномасштабные квази-двумерные вихревые структуры, расположенные поочередно в слоях смещения струи, и продольные структуры, расположенные позади крупномасштабных вихревых структур.

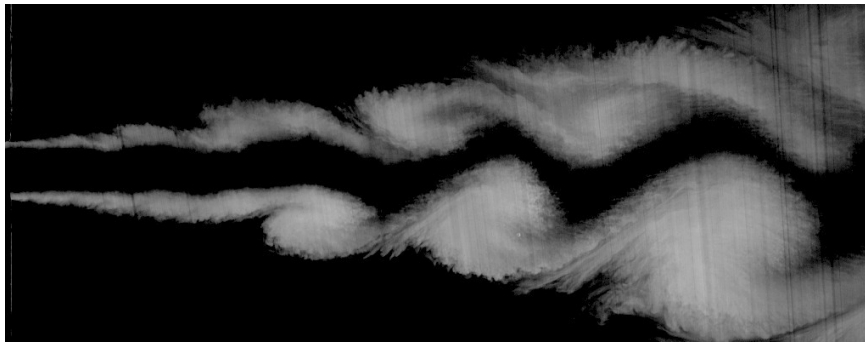


Рис. 1. Зависимость параметра А от параметра В (а)

На рисунке 2 показаны результаты 3D измерений. На рис.2 представлены распределения Q^{3D} критерия, которые указывают на наличие в ближнем и дальнем поле струи продольных вихревых структур, ориентированных по направлению потока.

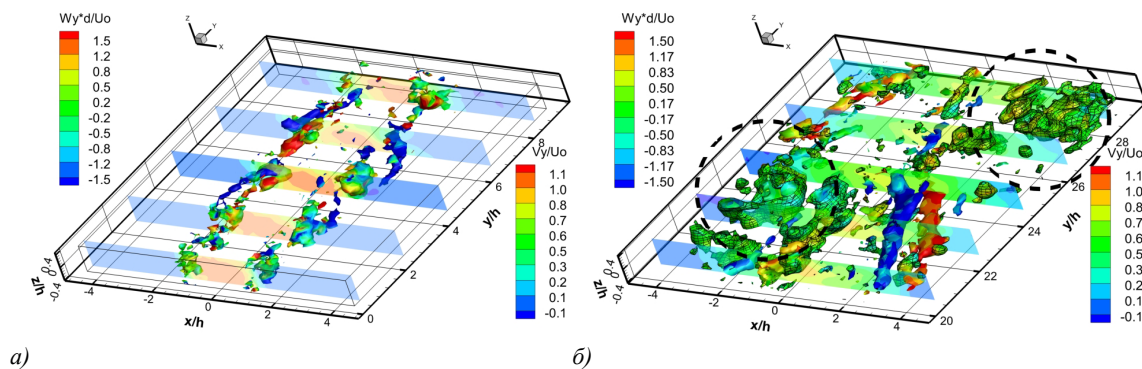


Рис. 2 Распределение Q^{3D} критерия $h/d=2,5 Re = 20\ 000$. а) Ближнее поле струи. б) Дальнее поле струи.

В результате применения современных методов исследования потоков экспериментально удалось получить новые данные о вихревой структуре потока в квази-двумерной турбулентной струе. Впервые экспериментально показано, что при истечении турбулентной струи в узкий канал формируются два вида когерентных вихревых структур: крупномасштабные квази-двумерные вихревые структуры и продольные вихревые структуры. Развитие продольных вихревых структур и их взаимодействие с крупномасштабными квази-двумерными вихревыми структурами наблюдается во всех измеряемых областях, включая и дальнее поле струи.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-08-31504 мол_а.

Список литературы:

1. Kashinskii, O.N. Koz'menko, B.K., Nakoryakov, V.E., Pavlov, I.A. 1985. Jet flow between two parallel plates. J. Appl. Mech. Technic. Phys. 26, 32-35
2. Shestakov, M.V., Dulin, V.M., Tokarev, M.P., Sikovsky, D.P., and Markovich, D.M., PIV study of large-scale flow organization in slot jets // International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 51, 2014, pp. 335-352.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ, ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПУЧКА СТЕРЖНЕЙ С ПРОВОЛОЧНОЙ НАВИВКОЙ

Шестаков М.В.¹, Небучинов А.С.¹, Антипин В.А.¹, Маркович Д.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, 2*

В настоящее время интенсивно развиваются и адаптируются численные комплексы и программы на основе методов DNS, LES и URANS для расчета термогидродинамических характеристик тепловыделяющих сборок. На сегодняшний день вычислительные мощности не позволяют производить расчеты реальных геометрий ТВС при высоких скоростях теплоносителя с помощью метода прямого численного моделирования (DNS). В результате для расчета термогидродинамических характеристик в ТВС применяют методы LES, URANS и RANS. Ограничение данных методов заключается в использовании моделей замыкания, а также в необходимости задавать начальные и граничные условия. Данные модели требуют верификации, для которой основным инструментом выступает эксперимент. Основными экспериментальными методами, позволяющими обеспечить измерение пространственных распределений гидродинамических характеристик с необходимым пространственным разрешением, являются бесконтактные методы на основе анемометрии по изображениям частиц (Particle Image Velocimetry – PIV).

В работе экспериментально исследовалась вихревая структура течения, формирующаяся при обтекании изотермическим турбулентным потоком пучка из 19 стержней с проволочной навивкой. Эксперименты проводились в рабочем участке, представляющим собой цилиндрический канал с 19 элементами. Между собой элементы образуют гексагональную плотную упаковку с соотношением $P/D=1.077$. Для получения экспериментальной базы данных о всех трех мгновенных компонентах скорости использовались две модификации метода PIV: метод μPIV - PIV высокого пространственного разрешения и эндоскопический PIV метод. Измерения мгновенных полей скорости проводились в поперечных и продольных сечениях потока, которые располагались в одной из шести криволинейных треугольных областей вблизи центрального элемента (рис. 1а). Эксперименты проводились для трех чисел Рейнольдса ($Re = 6500; 13500$ и 22000).

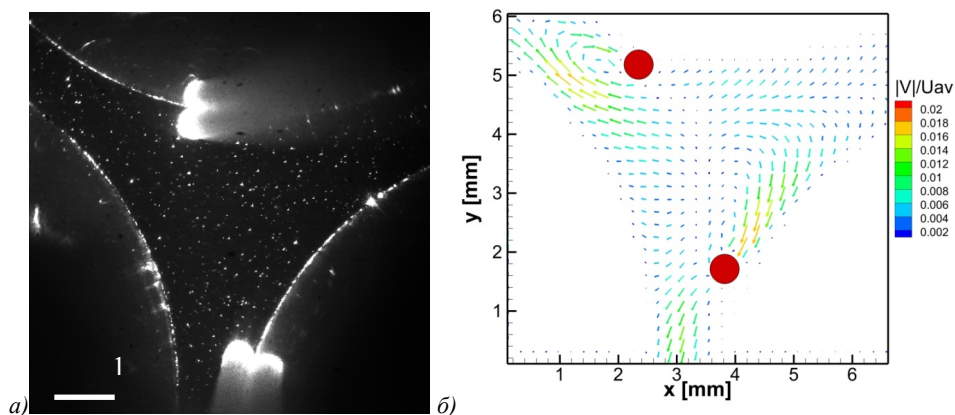


Рис. 1. а) Изображение измерительной области. б) Среднее поле скорости в поперечном сечении

В результате проведенных экспериментов были измерены мгновенные поля скорости, на основании которых были рассчитаны осредненные поля поперечной скорости и пульсаций скорости (рис. 1б). Показано, что в осредненной структуре потока образуются вторичные течения, которые локализованы за дистанционирующей навивкой и присутствуют вдоль всего твэла (рис. 2б). Анализ последовательных распределений мгновенной скорости (рис. 3) показал,

что характер течения является сильно нестационарным с образованием крупномасштабных продольных вихревых структур. В результате применения двух модификаций метода PIV была получена база экспериментальных данных всех трех компонент скорости с высоким пространственным разрешением. База экспериментальных данных может использоваться для развития и верификации 3D численных моделей и алгоритмов. Применение современных методов диагностики позволило получить новые экспериментальные данные о мгновенной вихревой структуре течения, формирующейся в ТВС.

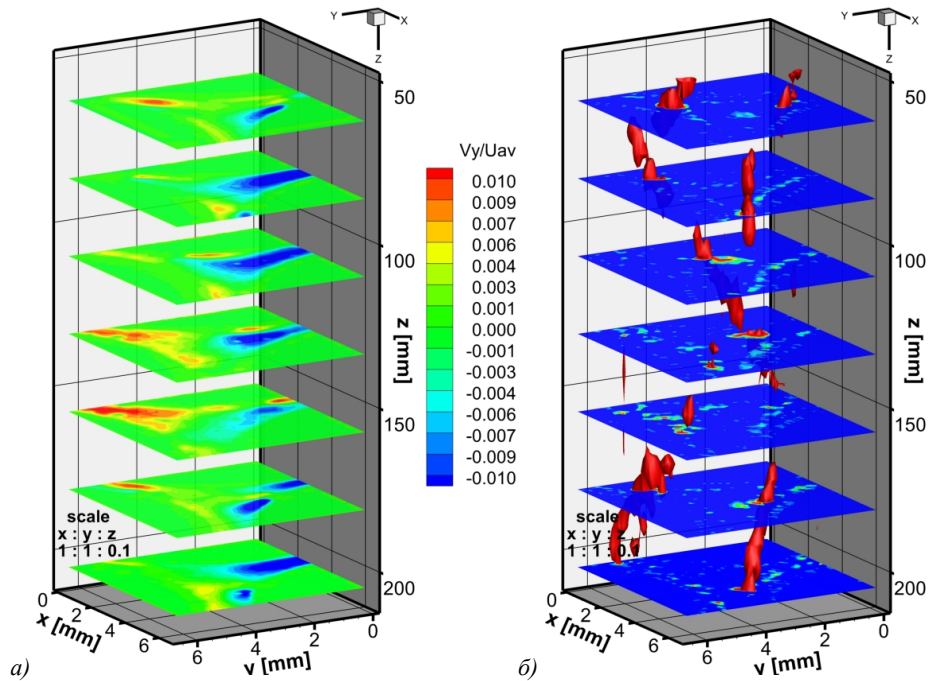


Рисунок 2 а) Распределение поперечной компоненты осредненной скорости б) Распределение Q - критерия в различных сечениях межत्वельного канала

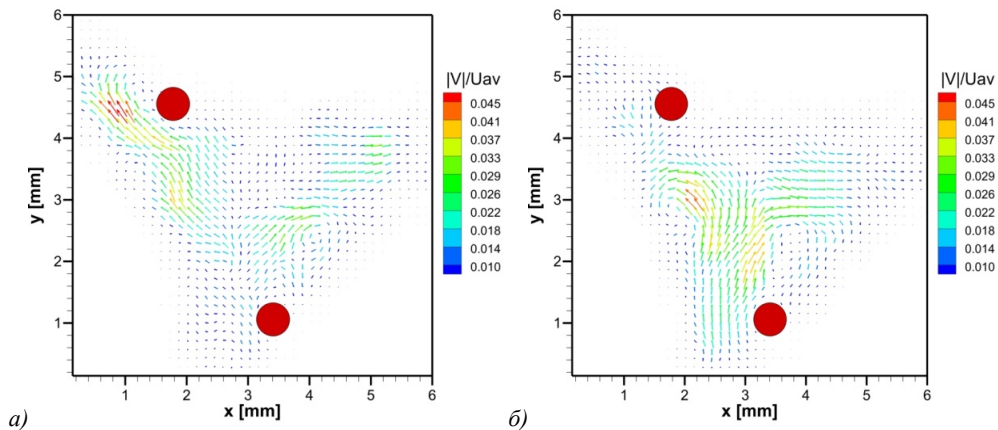


Рис. 3. Мгновенные поля скорости, полученные в два различных момента времени. $Re=22\ 000$

Работа поддержана Грантом РФФИ № 15-08-99617

Список литературы:

1. Б. Чесна. Влияние шага закрутки проволоки на местный теплообмен в продольно обтекаемом пучке с однонаправленной проволочной навивкой. Доклады V Минского международного форума по теплообмену (MIF-V). Минск. 2004. 1-75 стр.
2. Yiqi Yu, Yanhua Yang. URANS simulation of the turbulent flow in a tight lattice bundle // Front Energy 2011, 5(4), pp. 404-411

**АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА НА
ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ***Мальцев Л.И., Новиков Б.Г.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

В последние десятилетия в мире метод снижения трения на телах, движущихся в воде, путем пузырькового газонасыщения пристенных слоев жидкости, считается одним из наиболее перспективных. По методу выполнен огромный объем экспериментальных и теоретических исследований. Однако анализ полученных разными авторами на разных экспериментальных установках результатов показывает не только аномально большой разброс данных по уменьшению касательных напряжений $C_f(C_Q, x)/C_f(0, x)$ в зависимости от расхода газа $C_Q = Q/(US)$, где Q объёмный расход подаваемого в пограничный слой газа, U скорость потока, S – площадь смоченной поверхности, и расстояния x от места выдува пузырьков, но и явные противоречия в этих результатах. В частности, в номинально безградиентных потоках протяженность области, где $C_f(C_Q, x)/C_f(0, x) < 1$, изменяется от нескольких десятков сантиметров до нескольких десятков метров. На исследованных телах вращения пока не просматривается влияние длины модели на уменьшение полного сопротивления. В вертикальных восходящих и нисходящих потоках насыщение пузырьками жидкости всегда приводит к увеличению касательных напряжений. В такой ситуации без знания механизмов воздействия пузырьковой пелены на турбулентный пограничный слой невозможно никакое прогнозирование результатов на другие масштабы и другие тела.

Аналитическим исследованиям механизмов взаимодействия пузырьковой пелены с пограничным слоем посвящены десятки публикаций. Во всех этих публикациях использовано предположение о “вмороженных” в жидкость пузырьках и введение на этой базе осредненных значений плотности среды и кинематической и турбулентной вязкости. В докладе делается попытка оценить непосредственное взаимодействие пузырьков с потоком и вихревыми структурами в них.

В ламинарном пограничном слое градиент скорости du/dy плавно нарастает от нуля на верхней границе пограничного слоя до максимума на смоченной поверхности. В турбулентном пограничном слое на смоченной поверхности формируется очень тонкая пелена продольных вихрей - вязкий подслой. В вязком подслое $du/dy \approx \text{const}$. На внешней границе пелены продольных вихрей скорость частиц достигает 80% от скорости частиц на внешней границе пограничного слоя. Осевая составляющая скорости на границе каждого вихря в этой тончайшей пелене регулярно изменяется от нуля на смоченной поверхности до 80% скорости потока вне этого слоя. Именно вязкий подслой является кухней генерации турбулентности в турбулентном пограничном слое.

Воздушные пузырьки малого диаметра обладают пренебрежимо малой по сравнению с водой плотностью, большими значениями присоединенной массы и большим вязким сопротивлением. Пренебрежимо малая масса обеспечивает пузырькам высокую чувствительность даже к пренебрежимо малым градиентам давления. При больших значениях присоединенной массы и вязкого сопротивления пузырька воздействие градиента давления на пузырек преобразуется не столько в изменение кинетической энергии содержимого пузырька, сколько в изменение количества движения окружающей среды.

В результате при наличии в слое жидкости пузырьковой пелены под воздействием градиента давления изменяется скорость движения всего насыщенного пузырьками слоя a , следовательно, и форма профиля средней скорости пограничного слоя. Под воздействием положительного градиента давления насыщенный пузырьками слой жидкости ускоряется против течения, уменьшая полноту профиля средней скорости, a , следовательно, и градиент скорости в вязком подслое, и касательные напряжения на смоченной поверхности. При отрицательном градиенте давления насыщенный пузырьками слой жидкости ускоряется по течению, приполюя профиль средней скорости и, тем самым, увеличивая касательные напряжения на смоченной поверхности.

Влияние продольного градиента давления на эффективность газонасыщения впервые экспериментально было обнаружено американскими коллегами [1]. Ими при номинально

нулевом градиенте давления, отрицательном и положительном градиентах давления было получено уменьшение сопротивления соответственно на 70%, 15% и 100% на исследованном отрезке продольной пластины. Однако феноменальный результат при положительном градиенте давления они объяснили отрывом потока. Поэтому полученные ими результаты не привлекли к себе внимания ни их авторов, ни других исследователей.

При движении пузырьковой пелены в сдвиговом потоке пограничного слоя на каждый пузырек действует и сила Жуковского. Она направлена по нормали к скорости движения пузырька и равна произведению плотности окружающей среды, относительной скорости движения контура и интегральной завихренности потока в объеме пузырька. При положительном градиенте давления под воздействием силы Жуковского пузырьки отесняются от смоченной поверхности, притормаживая слой жидкости, движущийся с большей скоростью, еще более уменьшая полноту профиля средней скорости.

При отрицательном градиенте давления пузырьки вытесняются в слой, движущийся с меньшей скоростью, увеличивая полноту профиля скорости и касательные напряжения на смоченной поверхности. Влияние продольного градиента давления на касательные напряжения хорошо иллюстрируют результаты американских исследований на плоской пластине и наших исследований на телах вращения, имеющих положительный градиент давления на большей части их смоченной поверхности. При этом и в буферной зоне, и в ядре турбулентного пограничного слоя имеет место активное взаимодействие пузырьков и вихревых структур. Встречаясь с более крупными пузырьками кольцевые вихри, а, возможно и другие вихревые структуры, разрушаются. При этом количество движения вихревой структуры в потоке сохраняется, а турбулизирующее воздействие вихревых структур на среду уменьшается. В результате изменяются и завихренность потока и распределение пузырьков в толще пограничного слоя. Встречаясь с более мелкими пузырьками, вихревые структуры всасывают их в себя, размещают равномерно в своем ядре и несут их до своего разрушения. Дело в том, что вихревые структуры имеют минимум давления в их ядрах. И под воздействием градиента давления мелкие пузырьки всасываются в тело вихря и в его ядро. Взаимодействие вихревых структур и пузырьков хорошо просматривается при визуализации вихревых структур. Таким образом, определяющую роль во взаимодействии пузырьковой пелены играют наличие продольного градиента давления в пограничном слое и соотношение размеров пузырьков и вихревых структур. Полученная информация о взаимодействии кольцевых вихрей с пузырьковой пеленой и информация о процессах и механизмах развития вихревых структур в турбулентном пограничном слое позволяют построить физическую и математическую модели турбулентного пограничного слоя при его насыщении пузырьками.

В реальных условиях важную роль в насыщенной пузырьками среде играет и гидростатическое давление. Влияние же даже малых, обычно пренебрегаемых градиентов давления зависит от аналога числа Фруда, определяемого как отношение инерционных сил к силам плавучести. Именно наличие указанных градиентов давления в потоках и их разнообразие определяют большой разброс имеющихся результатов при газонасыщении потоков. Вертикальные потоки насыщенной пузырьками жидкости являются хорошей моделью для иллюстрации рассматриваемых механизмов взаимодействия пузырьковой пелены с турбулентным потоком. В поперечном направлении на пузырьки в пелене воздействуют с одной стороны силы Жуковского, а с другой стороны, развивающиеся вихревые структуры. В продольном направлении на пузырьки воздействуют градиенты гидростатического и гидравлического давления. Приведенные рассуждения позволяют полностью объяснить особенности вертикальных газожидкостных течений и, в частности, увеличение трения на обтекаемых стенках как в восходящих, так и в нисходящих потоках.

Список литературы:

1. C.L.Merkle and S. Deutsch. Drag reduction in liquid boundary layers by gas injection. In: D.M. Bushnell and J.N. Hefner (Eds.) Viscous drag reduction in boundary layers. Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 123, Vashington, 1990, P.351-413.



Секция 3

Многофазные течения и
теплообмен при фазовых
превращениях

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПО НАГРЕВАЕМОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГАЗОВОГО ПОТОКА

Актершеев С.П., Барташевич М.В.

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

Метод взвешенных невязок применен для решения классической задачи о нагреве ламинарной пленки жидкости, движущейся под действием газового потока по горизонтальной поверхности. Воздействие газового потока на пленку учитывается через касательное напряжение и коэффициент теплообмена на поверхности жидкости. Проведено сравнение результатов расчетов с решением методом конечных разностей. Получено хорошее соответствие, и это дает основание для использования данного метода при решении других задач о неизотермических пленочных течениях [1,2]. Для термического начального участка, на котором возмущение температуры еще не успевает достигнуть межфазной поверхности, получены аналитические решения.

В данной работе рассмотрены два случая – нагрев пленки, движущейся по изотермической стенке, и по стенке с фиксированным тепловым потоком. Предполагается, что ламинарная пленка жидкости постоянной толщины h течет по нагреваемой горизонтальной поверхности. На стенке либо задается температура T_w , либо постоянный тепловой поток q_w . Свободная поверхность жидкости контактирует с движущимся газом, температура которого равна T_g , теплообмен между жидкостью и газом описывается законом Ньютона с коэффициентом теплообмена α . Действие газового потока на течение жидкости сводится к касательному напряжению на поверхности пленки τ . Плотность ρ , кинематическую вязкость ν , теплопроводность λ , температуропроводность a жидкости считаем постоянными. Введем декартову систему координат с осью Ox в направлении течения и осью Oy по нормали к стенке (край нагреваемого участка стенки соответствует $x = 0$). Изменение температуры жидкости описывается уравнением энергии, которое в погранслоном приближении ($\partial^2 / \partial x^2 \ll \partial^2 / \partial y^2$) имеет вид

$$u \partial T / \partial x = a \partial^2 T / \partial y^2, \quad (1)$$

где $u(y) = \tau y / \mu$ – профиль скорости. Введем масштаб по оси Ox $l = \tau h^3 / (a \mu)$. Масштабом температуры будет $T_m = T_w - T_g$ для случая заданной температуры, или $T_m = q_w h / \lambda$ для случая заданного теплового потока. В безразмерных переменных x/l , y/h , $(T - T_g) / T_m$ уравнение (1) примет вид:

$$y \partial T / \partial x = \partial^2 T / \partial y^2, \quad (2)$$

с граничными условиями на стенке $T|_{y=0} = 1$ в случае заданной температуры и $\partial T / \partial y|_{y=0} = -1$ в случае заданного теплового потока. На поверхности ставится условие теплообмена $\partial T / \partial y|_{y=1} = -Bi T|_{y=1}$, где $Bi = \alpha h / \lambda$ – число Био. Граничные условия следует дополнить условием на входе $T|_{x=0} = F(y)$.

Для начального теплового участка получены аналитические решения в виде функций от автомодельной переменной $\xi = y / x^{1/3}$. Для условия заданной температуры стенки решение имеет

вид $T = \varphi(\xi)$, $\varphi(\xi) = 1 - \int_0^\xi e^{-z^3/9} dz / \int_0^\infty e^{-z^3/9} dz$, а для заданного теплового потока $T = x^{1/3} \phi(\xi)$,

$\phi(\xi) = -\xi(1 - G(\xi)) + 3e^{-\xi^3/9} / \int_0^\infty ze^{-z^3/9} dz$, $G(\xi) = \int_0^\xi ze^{-z^3/9} dz / \int_0^\infty ze^{-z^3/9} dz$. Данные решения использовались в качестве значений температуры на входе.

Далее, в области установления равновесной температуры, поле температуры представлялось в виде:

$$T(x, y) = T_{steady} - \sum_{k=1}^{\infty} a_k(x) \psi_k(y), \quad (3)$$

где установившееся распределение температуры в пленке вдали от входа $T_{steady} = 1 - Bi \cdot y / (1 + Bi)$ для заданной температуры и $T_{steady} = 1 + 1 / Bi - y$ для заданного теплового потока. Функции $\psi_k(y)$ удовлетворяют соответствующим краевым условиям и определяются как $\psi_k(y) = \sin \omega_k y$ для случая заданной температуры стенки и $\psi_k(y) = \cos \omega_k y$ для случая заданного теплового потока. На интервале $0 \leq y \leq 1$ система функций $\psi_k(y)$ представляет собой ортогональный базис, и любую функцию переменной y можно представить в виде разложения в ряд по $\psi_k(y)$. Подстановка (3) в уравнение (2) дает невязку. Согласно методу Галеркина [3], проекция компоненты невязки на соответствующую базисную функцию должна быть равна нулю. Из этого условия, а также известного профиля температуры на входе, находим “амплитуды” $a_k(x)$. Таким образом, разложение (3) полностью определено. На рис.1, 2 представлена зависимость температуры поверхности пленки от расстояния для различных значений числа Био. В расчетах методом Галеркина использовалось десять базисных функций. Видно, что результаты хорошо согласуются с методом конечных разностей.

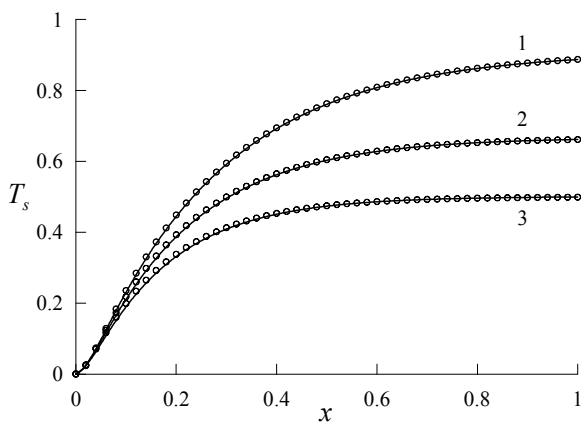


Рис.1. Температура поверхности пленки в зависимости от расстояния для различных значений Bi (фиксирована температура стенки): (1) $Bi = 0,1$; (2) $Bi = 0,5$; (3) $Bi = 1$; сплошные линии – конечноразностный метод, кружки – метод Галеркина

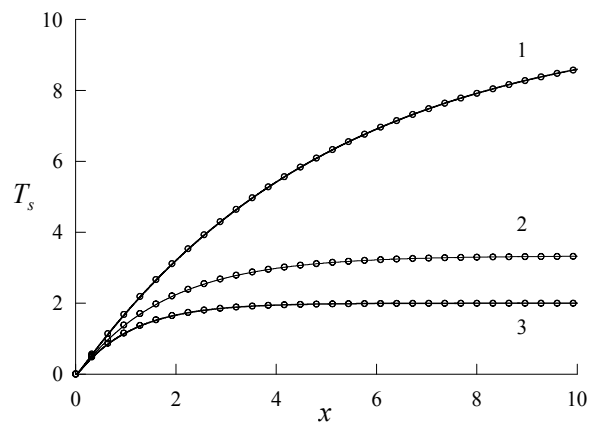


Рис.2. Температура поверхности пленки в зависимости от расстояния для различных значений Bi (фиксирован тепловой поток): (1) $Bi = 0,1$; (2) $Bi = 0,3$; (3) $Bi = 0,5$; сплошные линии – конечноразностный метод, кружки – метод Галеркина.

Предлагаемый метод позволяет получить аналитическую оценку расстояния l_{eq} , на котором в пленке устанавливается равновесная температура T_{steady} . При $Bi \ll 1$ для случая заданной температуры стенки $l_{eq} \approx 2 / \pi^2 + 8(Bi + 1) / (\pi^4 + 4Bi\pi^2)$, а для случая заданного теплового потока $l_{eq} \approx 1 / 2Bi$. На рис.1,2 также видно, что с ростом числа Био расстояние, на котором устанавливается равновесная температура, уменьшается.

Предложен полуаналитический метод расчета для детального описания поля температуры в неизоотермической пленке жидкости. Использование десяти базисных функций достаточно для хорошего согласования результатов с численным решением задачи конечноразностным методом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10025).

Список литературы:

1. Волновое течение пленок жидкости / С.В. Алексеенко, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 1992. 255 с.
2. Тепломассоперенос в двухфазных системах / В.Е. Накоряков, А.В. Горин. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1994. 431 с.
3. Вычислительные методы в динамике жидкостей / К. М. Флетчер: Мир, 1991. Т 1. 504 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ НА ПОРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ СО ВДУВОМ

Низовцев М.И., Стерлягов А.Н., Бородулин В.Ю.

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

Интерес к исследованиям процессов тепло- и массообмена испаряющихся капель обусловлен актуальностью широкого спектра задач и их приложений как в науке, так и в технике. Среди наиболее известных приложений можно назвать целый ряд начиная от проведения медицинской диагностики и решение проблем биологической стабильности белка до выбора оптимальных режимов сушки красителей, а также разработки современных методов печати струйными принтерами. Процессы тепло- и массопереноса взаимосвязаны и существенно осложняются влиянием фазовых переходов в нестационарных условиях. Аналитическое описание данных процессов является сложным и в полной мере пока отсутствует, однако в своих частных аспектах в последние годы оно активно разрабатывается.

Помимо вопросов моделирования большое внимание уделяется экспериментальным исследованиям испарения капель жидкости. В большинстве экспериментов изучение изменений формы, размера, радиуса кривизны капли и т.д. осуществляется, как правило, с помощью фото и видеоаппаратуры. Об изменении температуры капель в процессе испарения обычно получают информацию из локальных измерений с помощью контактных методов [1,2]. Большинство работ, посвященных испарению капель, относятся к исследованиям подвешенных капель жидкости, или лежащих на непроницаемой поверхности. Значительный интерес представляют исследования испарения капель на проницаемых поверхностях пористых материалов при вдуве через них газов, что может внести существенные особенности в процессы тепло- и массопереноса.

В настоящей работе описаны результаты, полученные с применением методов инфракрасной термографии и микрофотографирования процесса испарения капель при продувке воздуха через пористую пластину, на которой они находились. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1.

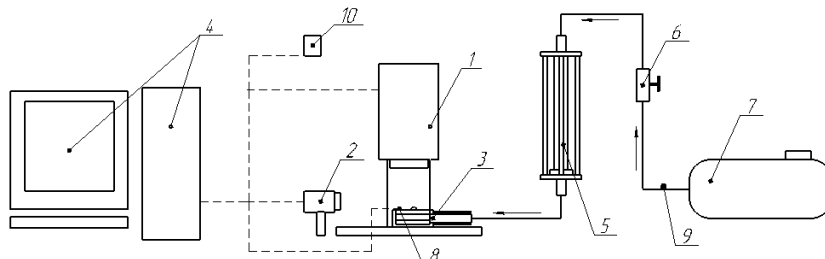


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки: 1 – тепловизионная камера; 2 – цифровой микроскоп; 3 – рабочий участок; 4 – персональный компьютер; 5 – ротаметр; 6 – регулирующий вентиль; 7 – компрессор; 8 – термopара рабочего участка; 9 – термopара воздушного потока; 10 – термогигрометр.

Воздух, подаваемый от компрессора, при постоянной температуре поступал под пористую пластину и продувался сквозь нее в направлении снизу-вверх. Расход подаваемого воздуха варьировался от 0 до 2,5 м³/час, что для средней по поверхности пластины скорости воздуха давало диапазон от 0 до 1 м/с. Исследования проводились с каплями дистиллированной воды фиксированного объема 5 мкл. Капля формировалась с помощью капельного дозатора «Thermo Scientific» с точностью 0,1 мкл. Изменение геометрических размеров капли в процессе испарения регистрировалось с помощью цифрового микроскопа. В качестве проницаемых материалов в экспериментах использовались пористые медные пластины и пластины из волокнистого полипропилена. В процессе испарения капли методом инфракрасной термографии в различные моменты времени определялось распределение температуры на поверхности капли с точностью 0,1 °С и пространственным разрешением 100 мкм.

В работе предложена физико-математическая модель испарения капель. Модель основана на динамическом равновесии между результирующим потоком испарения полученного в рамках

кинетического подхода Герца-Кнудсена и диффузией Максвелла, ограничивающей этот поток [3]. Предполагается, что в результате превышения потока испарения над диффузионным уносом пара, вблизи поверхности капли на расстояниях порядка длины свободного пробега образуется тонкая паровая прослойка, которая имеет в процессе испарения переменную влажность φ . Градиент плотности пара, создаваемый такой прослойкой, порождает встречный поток конденсации и тем самым препятствует свободному испарению жидкости. В модели принимается, что изменение внутренней энергии капли зависит только от теплоты фазовых превращений и теплообмена на границе раздела фаз. В общем виде модель может быть представлена следующей системой уравнений:

$$mc \frac{dT_k}{dt} = L \frac{dm}{dt} + \alpha_1 S(t) \cdot (T_a - T_k) + \alpha_2 \Sigma(t) \cdot (T_p - T_k),$$

$$\frac{dm}{dt} = - \frac{\gamma \Sigma(t)}{\sqrt{2\pi R_W}} \cdot \frac{P_S(T_k)}{\sqrt{T_k}} \cdot (1 - \varphi),$$

$$\frac{\gamma \Sigma(t)}{\sqrt{2\pi R_W}} \cdot \frac{P_S(T_k)}{\sqrt{T_k}} \cdot (1 - \varphi) = \frac{m_0 D S(t)}{R(t)} \cdot \left(\varphi \frac{P_S(T_k)}{k T_k} - \varphi_\infty \frac{P_S(T_a)}{k T_a} \right),$$

где γ —коэффициент аккомодации, α_1 — коэффициент теплоотдачи на поверхности контактного пятна, α_2 — коэффициент теплоотдачи на поверхности раздела жидкость–воздух, $\Sigma(t)$ —площадь поверхности раздела жидкость–воздух, $S(t)$ — площадь поверхности контактного пятна, m_0 —масса молекул пара, D —коэффициент диффузии молекул пара в воздушной среде, R_W —газовая постоянная для пара, m —текущее значение массы капли, L —удельная теплота парообразования, T_k , T_a —температура капли и воздуха соответственно, P_S —давление насыщенных паров, φ_∞ —относительная влажность окружающего воздуха на значительном удалении от капли, φ —относительная влажность тонкой паровой прослойки около капли.

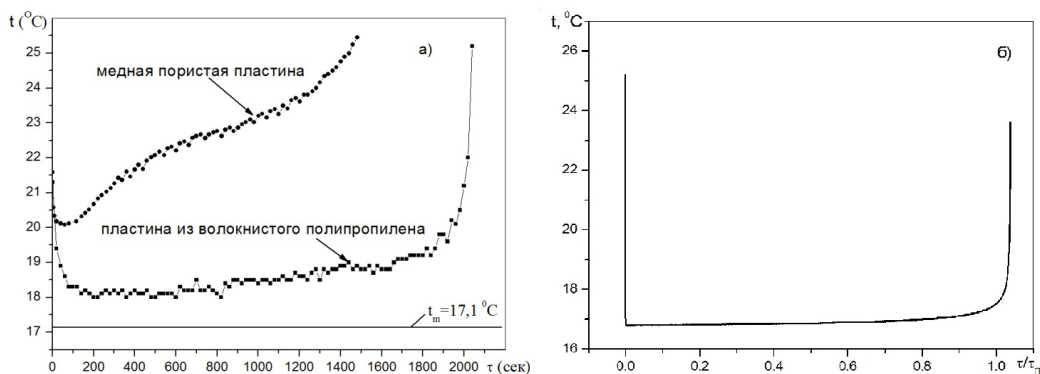


Рис.2. Изменение средней температуры капли воды объёмом 5 мкл а) эксперимент на поверхности пористых материалов без вдува, б) расчёт для сферической капли в воздухе.

По результатам термографических измерений испарения капель воды при влажности воздуха 40% и температуре 25 °С получены временные зависимости средней температуры капель (рис.2а). Результаты расчёта (рис.2б) испарения сферической капли в воздухе демонстрируют качественное соответствие экспериментальным данным. С использованием модели проведен анализ влияния параметров на скорость испарения капель.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований РФФИ (грант № 15-08-00687).

Список литературы:

1. Shin H.D., Choi K.C., Kang T.Y., Lee H.S. Local aggregation characteristics of a nanofluid droplet during evaporation // Int. J. Heat Mass Transf. 2014. V.72. pp. 336–344.
2. K. Sefiane, L. Tadrist, M. Douglas Experimental study of evaporating water–ethanol mixture sessile drop: influence of concentration // Int. J. Heat Mass Transf. 2003. 46, pp. 4527–4534.
3. Козырев А.В., Ситников А.Г., Испарение сферической капли в газе среднего давления//УФН. 2001. Т.171. №7. сс.765–774.

РЕЖИМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ ПОТОКОВ*Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Исследование пузырьковые течения является актуальной задачей для таких областей как химическая и атомная промышленность, металлургия, оксигенация и очистка воды. Создание микропузырей является важной областью исследований в материаловедении и пищевой индустрии. Известно, что существенное влияние на тепло- и массообменные процессы в пузырьковом потоке оказывает не только объемное газосодержание, но и размер газовых включений. В зависимости от параметров течения смеси, изменение размеров пузырей может привести как к увеличению, так и к снижению интенсивности турбулентных пульсаций потока, коэффициентов теплообмена и гидравлического сопротивления [1, 2]. Наиболее ярко эффекты проявляются в монодисперсной смеси. Таким образом, существует возможность управления процессами переноса в энергетических установках, путем изменения размеров пузырей вводимых в поток. Следовательно, возникает задача о создании аппарата для генерации пузырей заданного объема, но с минимальным разбросом по размерам. Но для этого необходимо понимание процессов происходящих при формировании пузыря в потоке жидкости. На фоне достаточно большого числа теоретических работ посвященных исследованию отрыва пузыря от капилляра в потоке жидкости, экспериментальная база весьма скудна. Работы [3, 4] одни из немногих экспериментальных исследований посвященных данной тематике.

Цель данной работы – экспериментальное исследование процесса отрыва пузыря от одиночного капилляра, находящегося в потоке жидкости при различных расходных параметрах жидкости и газа, при различных вязкостях жидкости, а так же при различных направлениях течения, размерах капилляра и способах ввода газа в поток.

Эксперимент проводился на гидродинамическом стенде для изучения двухфазных потоков в лаборатории физико- химической гидромеханики Института Теплофизики СО РАН. Использовались две различные рабочие жидкости – вода и глицерин. Для исследования влияния физических свойств жидкости на отрыв пузыря температура глицерина изменялась в диапазоне от 70⁰С до 90⁰С. При помощи видеокамеры были получены теневые изображения течения. С использованием программного пакета Matlab проведена обработка видеоизображений процесса отрыва пузыря в потоке жидкости.

В процессе эксперимента были получены зависимости среднего диаметра пузырей от расхода газа, а так же от скорости и температуры жидкости. Примеры такой зависимости представлены на рис.1. Показано, что в режимах течения соответствующих одиночному отрыву пузыря уменьшение скорости и температуры жидкости приводит к увеличению размера пузырей. Зафиксировано, что при одинаковых расходных параметрах жидкости и газа средний диаметр пузырей меньше в случае отрыва от капилляра, расположенного в центральной области канала, чем при отрыве от стенки. Показано, что при истечении газа из более тонкого капилляра переход от режима одиночного отрыва к режиму с коалесценцией происходит при существенно меньших расходах газа. Показано, что форма гистограммы распределения пузырей по размерам качественно меняется после превышения некоторой величины расхода газа. Что связано с взаимодействием пузырей друг с другом. Обнаружен ряд различных режимов отрыва пузыря, отличающихся как размером газовых включений и распределением по размерам, так и пространственной структурой течения. Найдены режимы наиболее пригодные для создания как монодисперсной, так и бидисперсной газожидкостной смеси.

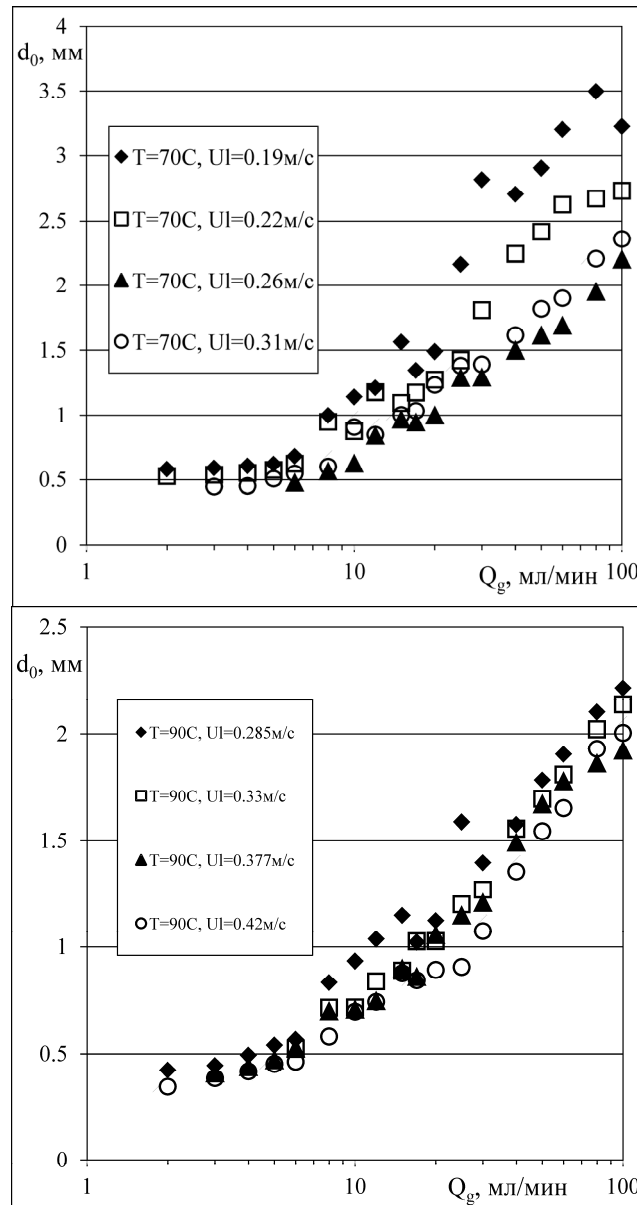


Рис. 1. Зависимость среднего диаметра пузыря от расхода газа; (а) при температуре $T=70^\circ\text{C}$; (б) $T=90^\circ\text{C}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках научного проекта № 15-38-21040 мол_а_вед

Список литературы:

1. Hideki Murakawa, Hiroshige Kikura, Masanori Aritomi. Measurement of Reynolds stress in bubbly flow // Third International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering. EPFL, Lausanne, Switzerland, September 9 - 11, 2002
2. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Лобанов П.Д., Богословцев Г.В. Влияние дисперсности газовой фазы на характеристики опускающего пузырькового течения // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12. № 4. С. 637–643.
3. Sina Ghaemi, Payam Rahim, David S. Nobes. The effect of gas-injector location on bubble formation in liquid cross flow. Physics of Fluids 22, 043305 (2010).
4. Henry K. Nagra, Y. Kamotani. Bubble formation from wall orifice in liquid cross-flow under low gravity // Chemical Engineering Science 55 (2000) 4653-4665

СНИЖЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ

Гатапова Е.Я.¹, Ажаев В.С.², Кабов О.А.¹

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

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

Одним из важнейших препятствий на пути внедрения и распространения микросистем с протяженными микроканалами является значительный перепад давления вдоль канала, который может достигать 10 атм. Необходимость поддержания таких высоких перепадов давлений связана с проблемой транспорта жидкости в устройствах малого размера, использующихся в микрофлюидике и микросистемах [1]. Поскольку силы вязкого сопротивления велики, для перекачки жидкости в микроканале требуется очень большой градиент давления. Решением данной проблемы может быть изменение свойств твердой поверхности канала, по которому течет жидкость, с помощью микро/нано-структурирования. При этом должен увеличиваться расход жидкости при фиксированном градиенте давления.

В данной работе предложено использовать эффект концентрации газовых пузырей на гидрофобных участках поверхности канала с контрастным смачиванием для обеспечения снижения гидравлического сопротивления [2]. Экспериментально зарегистрированы пузыри, собирающиеся на локальной гидрофобной поверхности с нанопокрывтием при двухфазном течении в миниканале (Рис. 1а). Двумерная модель течения с условием Навье в зоне пузырьковой прослойки дает критерии снижения гидравлического сопротивления в зависимости от длины скольжения, размера пузырей и размера участка с нанопокрывтием. Присутствие пузырьковой прослойки на половине поверхности канала может повысить расход прокачиваемой жидкости через канал на 40 % при фиксированном градиенте давления (Рис. 1б).

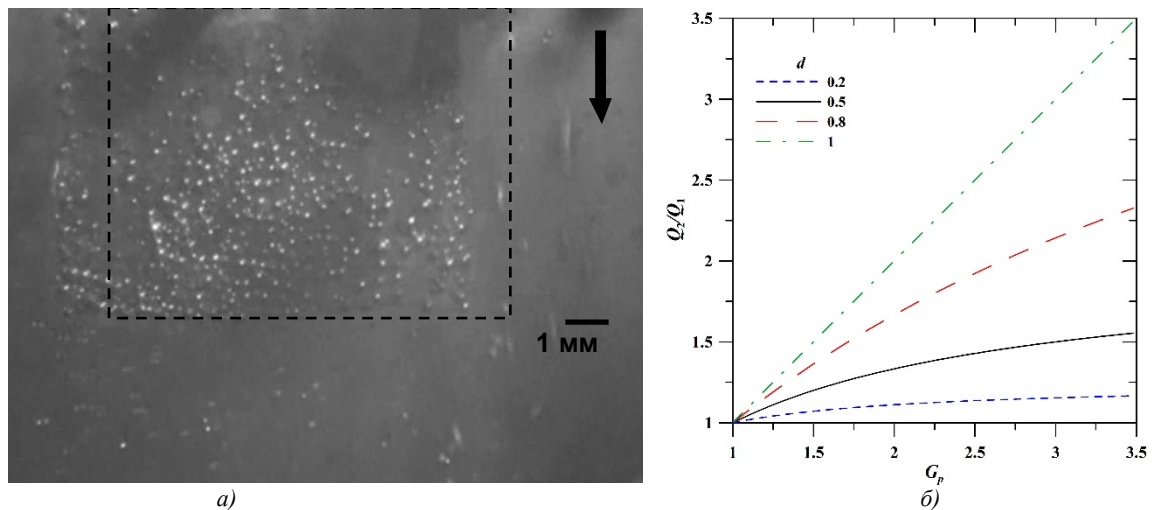


Рис. 1. Пузыри, собирающиеся на гидрофобной поверхности (а) и зависимости отношения расходов прокачиваемой жидкости от отношения градиентов давления (б).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда
(проект № 14-19-01755).

Список литературы:

1. T.M.Squires and S.R.Quake, Rev.Mod.Phys. 2005. Vol 77, P. 977 – 1026.
2. Гатапова Е.Я., Ажаев В.С., Кабов О.А., О снижении гидравлического сопротивления при двухфазном течении // Письма в ЖЭТФ. 2015. 101(3). С. 176-180.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ

Гатапова Е.Я.¹, Анискин В.М.², Филипенко М.А.¹, Кабов О.А.¹

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

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

Процессы испарения и конденсации являются предметом исследований и дискуссий более ста лет. Тем не менее, процессы с фазовыми превращениями на границе раздела жидкость-газ все еще до конца не изучены, особенно для микросистем, где трудно определить саму границу раздела, а также эффекты в областях соизмеримыми с толщиной слоя Кнудсена. Недавно в работе [1] был предложен подход к описанию тепломассообмена в двухфазной системе, основанный на использовании уравнений Навье-Стокса с условиями скачков температуры и давления. Проведенный анализ показал соответствие полученных решений с профилями температур и давлений, основанных на уравнениях Больцмана. Однако, экспериментальные данные, касающиеся разницы в давлениях и температурах (скачки) на границах раздела сред остаются немногочисленными.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования по измерению температурного поля в двухслойной системе жидкость-газ поперек слоев при локальном нагреве жидкости со стороны подложки и испарении жидкости. Отработана методика измерения профиля температуры по всей толщине слоев жидкости и газа, а также на межфазной границе с помощью прецизионной подвижки с малым шагом и микро-термопары с поперечным размером 4 мкм (Рис.1а). Установлено существование скачка температуры на межфазной границе, значение которого растет с увеличением температуры (Рис.1б). Получена подробная картина температурного поля в области межфазной границы с помощью прецизионной подвижки с малым шагом.

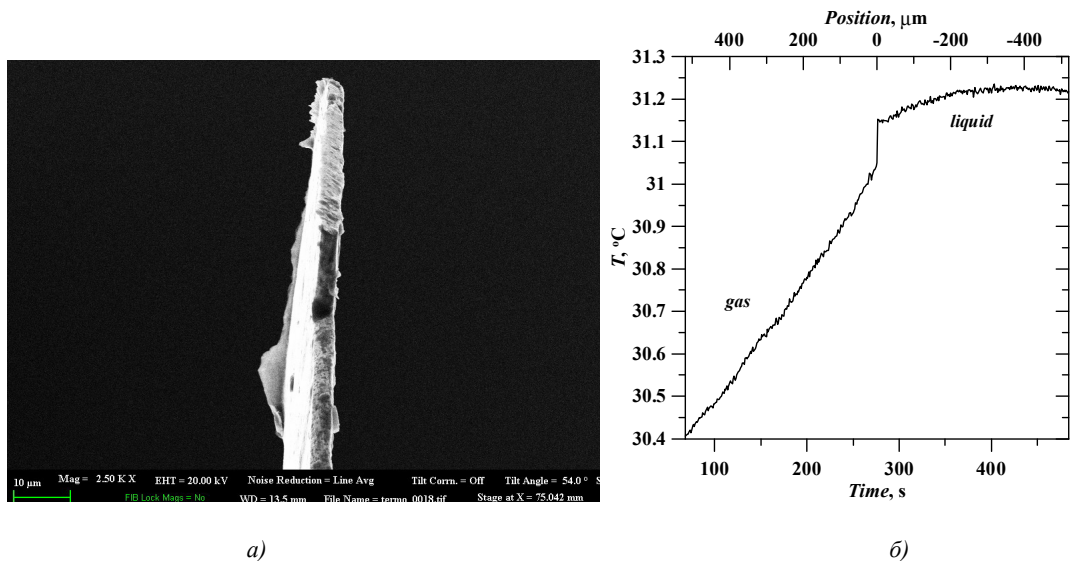


Рис. 1. Микротермопара (а) и профиль температуры (б) вблизи границы раздела вода – воздух. Скорость передвижения подвижки 5 мкм/с, влажность воздуха 62 %, давление в воздухе 743 мм рт. ст., 0.14 Вт.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России
(идентификатор проекта RFMEFI61614X0016).*

Список литературы:

1. Gatapova E.Ya., Graur I.A., Sharipov F., Kabov O.A. The temperature and pressure jumps at the vapor-liquid interface: Application to a two-phase cooling system // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol 83. P. 235 – 243.

ВЛИЯНИЕ КОАЛЕСЦЕНЦИИ НА ДИАМЕТР ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В НАКЛОННОМ ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Гореликова А.Е.^{1,2}, Рандин В.В.^{1,2}, Чинак 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

Газожидкостные течения широко распространены в промышленных установках химической и микробиологической промышленности, в энергетике и других областях. Сложность структуры течений, разнообразие геометрии и большое количество режимных параметров часто требует использования эмпирических данных для моделирования и теоретического описания поведения газожидкостных потоков. По этой причине экспериментальное исследование двухфазных потоков остается актуальным.

В литературе представлено множество исследований и теоретических работ для вертикальных и горизонтальных труб и каналов, в то же время исследования течений в трубах и каналах при других углах наклона встречаются значительно реже. В плоском наклонном канале при угле наклона $\theta=45^\circ$ с помощью малых добавок газа в жидкость (~1,5%) можно получить прирост теплоотдачи от верхней стенки канала до 35% (для числа Рейнольдса $Re=7700$) и увеличение значения касательного напряжения до 37% (для числа Рейнольдса $Re=8660$) [1]. Данные результаты показывают, что изучение наклонных каналов является важным.

В данной работе представлено экспериментальное изучение влияния коалесценции пузырей в газожидкостном течении в плоском наклонном канале при разных углах наклона. Исследования проводились с помощью теневого метода при следующих режимных параметрах течения: угол наклона канала $\theta=30\div 60^\circ$, число Рейнольдса $Re=700\div 12400$, расстояние от места ввода газа в поток жидкости до места съемки $L=100\div 900$ мм. Скорость съемки составляла 120 кадров/с при разрешении кадра 720x1280 точек. Диаметр газовых пузырей вычислялся из площади как эквивалентный диаметр: $D = \sqrt{4S/\pi}$.

Представлены значения среднего диаметра газовых пузырей, а так же значения заполненности пузырькового слоя ϕ , которая является отношением площади снимка, занятого газовыми пузырями к общей площади снимка: $\phi = S_b/S_{\text{пол}}$ [2]. Данная оценочная величина интересна из-за схожего поведения с зависимостями относительного трения и теплообмена на верхней стенке канала при изменении объемного расходного газосодержания в потоке жидкости.

Полученные результаты для заполненности пузырькового слоя и диаметра газовых пузырей свидетельствуют о том, что большой вклад в увеличение этих параметров при увеличении доли газа в потоке жидкости оказывает коалесценция пузырей.

На рисунке 1а представлены зависимости среднего диаметра газовых пузырей для различных значений L . Видно, что при увеличении расхода газа средний диаметр пузырей увеличивается. Причем, с увеличением расстояния от места ввода газа до точки измерения (100, 470, 900 мм.) средний диаметр пузырей также увеличивается. Существенное увеличение диаметра связано с коалесценцией пузырей при движении в канале.

На рисунке 1б можно наблюдать, что при наклоне $\theta=45^\circ$ заполненность пузырькового слоя на расстоянии 100 мм от места ввода газа в поток не имеет перегибов, в то время как графики для 470 и 900 мм демонстрируют более сложную зависимость. Наличие экстремумов на этих графиках вероятно, связано с тем, что при увеличении концентрации пузырей процесс коалесценции пузырей конкурирует с увеличением газосодержания. Таким образом, при увеличении расхода газа, на некотором удалении от точки ввода газа, диаметр пузырей может увеличиваться настолько, что заполненность пузырькового слоя будет уменьшаться. На расстоянии же 100 мм от места ввода газа при данных параметрах потока, коалесценция не успевает внести существенного вклада в распределение пузырей по размерам и основной вклад в заполненность пузырькового слоя вносит увеличение количества пузырей.

Показано, что в газожидкостном течении угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на характеристики течения. Данные, полученные в

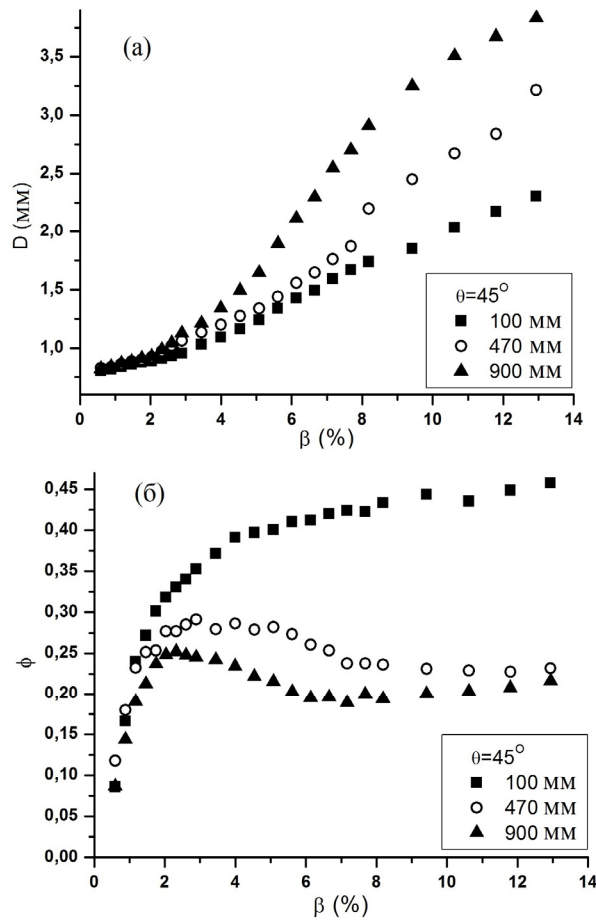


Рис. 1. Зависимости среднего диаметра газовых пузырей D (а) и заполненности пузырькового слоя ϕ (б) от объемного расходного газосодержания β на различных расстояниях от места ввода газа в поток жидкости. $Re=12400$, $\theta=45^\circ$

экспериментах, показывают, что при увеличении числа Рейнольдса влияние угла наклона канала на двухфазный поток уменьшается. Отмечено, что с увеличением расходного газосодержания увеличивается диаметр газовых пузырей, которыми переносятся основная часть газа. Показано существенное изменение характеристик потока за счет коалесценции пузырей по мере удаления от точки ввода газа.

Список литературы:

1. Кашинский О. Н., Рандин В. В., Чинак А. В. Влияние ориентации канала на теплообмен и трение в пузырьковом течении // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 4. С. 401-408.
2. Гореликова А. Е., Кашинский О. Н., Рандин В. В., Чинак А. В. Влияние расхода газа на диаметр газовых пузырей в восходящем пузырьковом течении в плоском наклонном канале // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 2. С. 136–144.

**ТЕЧЕНИЕ И ИСПАРЕНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ
УВЛЕКАЕМОЙ ПОТОКОМ ПАРА В МИКРОКАНАЛЕ****Кабова Ю.О.¹, Кузнецов В.В.², Кабов О.А.¹**¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*² *Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15*

Интерес к изучению теплоотдачи к движущейся по охлаждаемой твердой поверхности пленке жидкости определяется важностью этого процесса для технических приложений [1, 2]. Пленки, увлекаемые потоком газа или пара, часто встречаются в природе и различных технических устройствах, например, в электронике, аэрокосмической технике, транспорте и др. В ряде случаев требуется анализ возможных причин движения и деформаций пленки, а также влияния факторов, вызывающих движение жидкости, на ее испарение. Среди теоретических исследований таких задач преобладает численное направление: авторами в различных постановках проводились численные расчеты полей скорости, температуры, концентрации, а также эволюции границы раздела фаз [3, 4].

В настоящей работе с использованием трехмерной математической модели исследовано совместное нестационарное движение пленки жидкости и потока пара той же жидкости в микроканале при локальном нагреве. Полагается, что граница раздела пар-жидкость деформируема, и количество испарившегося вещества за единицу времени много меньше расхода вынужденного потока пара за то же время. Основными факторами, устанавливающими распределение температуры в жидкости и паре, являются: перенос тепла потоками, теплозатраты на испарение, теплопроводность в слоях. Эти факторы существенно влияют друг на друга и, в свою очередь, сильно зависят от результирующего распределения температуры. Важным отличием от предыдущих работ является тот факт, что в каждый момент времени давление в паре должно соответствовать равновесному давлению, отвечающему рассчитанной температуре поверхности раздела. Градиенты давления в паровой фазе в расчетах неизбежно будут значительными, что приведет к изменениям в картине течения и, в свою очередь, к изменениям в распределении температуры. Эффект Марангони в данной задаче учитывается, но здесь он менее значителен, чем в работах с движущимся потоком инертного газа [3, 4].

Показано, что локальный нагрев пленки вызывает существенные трехмерные деформации в области нагрева. Значительную роль в формировании деформаций играет термокапиллярный эффект. С ростом скорости пара деформации свободной поверхности сглаживаются, что приводит к снижению интенсивности испарения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-08-00163

Список литературы:

1. Ajaev Vladimir S. "Instability and rupture of thin liquid films on solid substrates" // *Interfacial phenomena and heat transfer*. 2013. V. 1. I. 1. P. 81-92.
2. Houshmand, F., Peles, Y. "Convective heat transfer to shear-driven liquid film flow in a microchannel" // *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*. 2013. V 64. P. 42-52.
3. Kabov O.A. "Interfacial Thermal Fluid Phenomena in Thin Liquid Films" // *Intern. Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences*. 2010. V. 2. N. 2. P. 87-120.
4. Kabova Yu., Kuznetsov V.V., Kabov O. "Gravity effect on evaporation and interfacial deformations in nonisothermal liquid film moved by a gas flow in a microgap" // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. 2014. V. 2. I. 1. P. 85-102.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССИПАТИВНОЙ СТРУКТУРЫ
«КАПЕЛЬНЫЙ КЛАСТЕР» НАД ИНТЕНСИВНО ИСПАРЯЮЩИМСЯ СЛОЕМ
ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ФОРМИРОВАНИЯ СУХИХ ПЯТЕН***Зайцев Д.В.¹, Кириченко Д.П.^{1,2}, Кабов О.А.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 д.2*

В настоящее время существует множество прикладных направлений (охлаждение электроники, опреснители морской воды и т.д.), в основе которых лежат фундаментальные исследования движущихся и неподвижных пленок жидкости на нагреваемой поверхности. Анализ существующих работ [1-3] показывает, что некоторые аспекты проблемы разрыва пленки жидкости, в частности влияние смачиваемости подложки на термокапиллярный разрыв пленки остаются открытыми.

В предложенной работе проведены исследования разрыва локально нагреваемой пленки жидкости в трех конфигурациях: неподвижный горизонтальный слой и движущаяся пленка жидкости под углом 0° и 5° градусов к горизонту. Основой рабочего участка является пластина из нержавеющей стали с впрессованным медным сердечником диаметром 10 мм, который служит нагревательным элементом. Источником теплоты является нихромовая спираль, что обеспечивает тепловой поток до 500 Вт/см^2 . Измерение температуры поверхности пленки перед разрывом проводилось с помощью термопар впрессованных в рабочий участок, близко к поверхности. В данном исследовании в качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная, дегазированная вода. Рабочие поверхности были различной шероховатости, с разным краевым углом смачивания 24° и 74° . Экспериментально, был измерен критический тепловой поток для всех конфигураций течения при разных толщинах пленки и Re . При помощи скоростной камеры (50000 кадров/сек) была изучена динамика образования сухого пятна и скорость распространения контактной линии.

В результате проведенной работы было выявлено, что смачиваемость не влияет на критический тепловой поток (для всех трех конфигураций течения), однако сильно влияет на скорость распространения сухого пятна (отличие скорости разрыва до 50 раз). Также в данной работе впервые обнаружен капельный кластер на нагревателе $10 \times 10 \text{ мм}$ (ранее на нагревателе $1 \times 1 \text{ мм}$). В работе представлены новые свойства кластера и допустимые условия существования капель. Экспериментально исследован процесс перехода капельного кластера через контактную линию после разрыва пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-08-31677

Список литературы:

1. D.V. Zaitcev, O.A. Kabov; "An experimental modeling of gravity effect on rupture of a locally heated liquid film", *Microgravity sci. technol.*, XIX-3/4, pp. 174-177, 2007.
2. J.P. Burelbach, S.G. Bankoff, S.H. Davis; "Steady thermocapillary flows of thin liquid layers. II. Experiment", *Phys. Fluids A* 2, 321-333, 1990.
3. Д.В. Зайцев, О.А. Кабов, В.В. Чеверда., Н.С. Буфетов; "Влияние волнообразования и краевого угла смачивания на термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости", *Теплофизика высоких температур*, Т. 42, №3, стр. 449-455, 2004.
4. Федорец А.А. Капельный кластер. Письма в ЖЭТФ. — 2004. — № 8. — С .457-459.

ДИНАМИКА РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЫСОКОЙ ВНЕШНЕЙ И ВНУТРЕННЕЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ

Козулин И.А.^{1,2}, Кузнецов В.В.^{1,2}

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

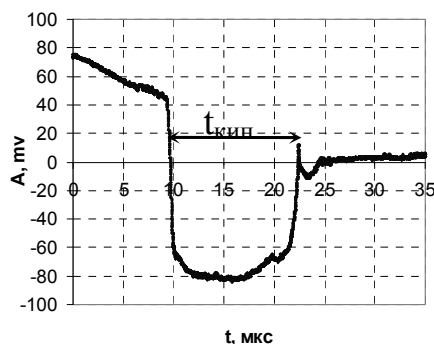
² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследования процессов тепломассообмена в микрожидкостных системах с фазовыми превращениями бурно развиваются в последнее время. Это связано с ростом технологических приложений, которые требуют передачи больших потоков энергии в ограниченном объеме, например в системах охлаждения лазерных систем и микропроцессоров, МЭМС на основе управляемого распада микрообъемов жидкости. В работе проведено экспериментальное изучение закономерностей образования метастабильных состояний и их распада при импульсном нагреве жидкостей (н-октана и этиленгликоля). Другой целью работы являлось изучение распространения адиабатных волн испарения, возникающих при быстром переводе хладонов R-141b, хладона R-113 в метастабильное состояние путем сброса давления.

Комплекс экспериментальных исследований распада метастабильной жидкости на микронагревателе выполнен с использованием оптической методики, детально описанной в работе [1]. Эффективная плотность теплового потока достигала до 2 ГВт/м², скорость роста температуры жидкости до 400 МК/с. Использование микрообъемов жидкости позволило получить сверхвысокие скорости нагрева вещества и исследовать динамику его распада. В качестве микронагревателя использован четырехслойный тонкоплёночный резистор с размером 100x110 мкм², изготовленный методом PECVD на плоской подложке из стекла.

На рис. 1 (а) представлен график зависимости интенсивности света лазерного излучения, отраженного от поверхности нагревателя для этиленгликоля при плотности теплового потока $q_{\text{eff}}=330$ МВт/м². Время начала сигнала совпадает с моментом нагрева микронагревателя. Длительность нагревающего импульса равна 9.6 мкс. На рис. 1 (а) видно, что в течение этого времени наблюдается падение сигнала, вызванное увеличением градиента температуры в окрестности нагревателя. Время от начала появления первых пузырьков до конца процесса схлопывания паровой полости определено как времена кипения $t_{\text{кип}}$. На рис. 1 (б) представлена зависимость времени кипения жидкостей от эффективной плотности теплового потока. Из рисунка видно, что с увеличением теплового потока, подаваемого на микронагреватель, время кипения жидкостей уменьшается.

Выполнен комплекс экспериментальных исследований поверхностного распада хладонов R-141b, R-113 в условиях высокой запасенной плотности тепловой энергии при быстром переводе вещества в метастабильное состояние сбросом давления. Экспериментальный стенд, характеристики которого представлены в работе [2], включал в себя камеру низкого давления объемом 60 литров и рабочий участок с перегретой жидкостью под давлением, разделённые мембраной, которая разрывалась пробойником по заданной программе.



а

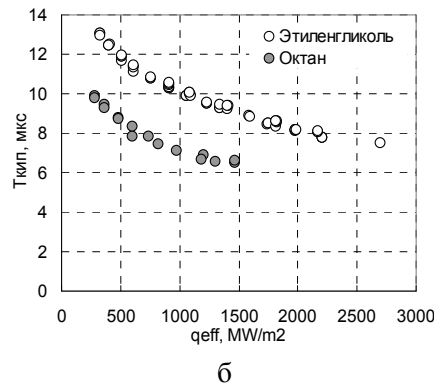


Рис.1. (а) Зависимость интенсивности света лазерного излучения, отраженного от поверхности нагревателя от времени для этиленгликоля при: $q_{eff}=330 \text{ МВт/м}^2$, б) Зависимость времени кипения жидкостей от эффективной плотности теплового потока.

В качестве рабочего участка использовались цилиндрические стеклянные каналы внутренним диаметром 18 мм, длиной 300 мм. Диапазон начальных температур хладона в рабочем участке составлял 18-60°C и измерялся с точностью 0.3°C. Экспериментально установлены закономерности динамики границ раздела фаз и межфазного теплопереноса при поверхностном распаде метастабильных веществ.

На рис. 2 приведена динамика изменения температуры потока и температуры насыщенных паров хладона R-113, определенной по измеренному давлению, при начальных параметрах температуры и давления $T_0=65.2 \text{ }^\circ\text{C}$ и $P_{res}=0.036 \text{ бар}$. Температура насыщенных паров была определенная по измеренному давлению с использованием табличных данных [3]. Сравнение температур показывает, что на достаточном удалении от фронта фазового перехода парокapельный поток близок к термодинамическому равновесию, что соответствует данным [4], полученным в близких условиях, но при отсутствии конической выходной секции.

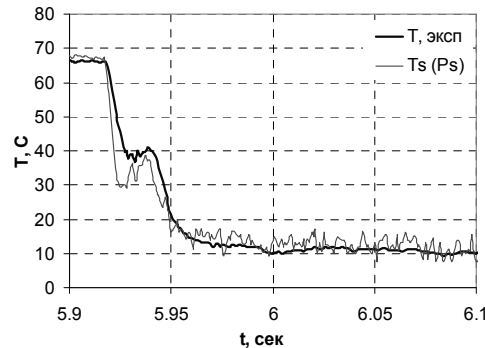


Рис.2. Изменение температуры потока хладона R-113 (черная кривая) и температуры насыщения, определенной по давлению - $T_s(p_s)$, (серая кривая) при $T_0=65.2 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_{res}=0.036 \text{ бар}$.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 15-08-06870.

Список литературы:

1. Kozulin I.A., Kuznetsov V.V. Explosive Vaporization of a Water Layer on a Flat Microheater // Journal of Engineering Thermophysics. 2010. V.19, N. 2. P. 102-109.
2. Кузнецов В.В., Козулин И.А. Экспериментальное исследование динамики распада метастабильного состояния жидкости при сбросе давления // Тепловые процессы в технике. – 2014. – № 3. – С. 115-121.
3. Plutzer B., Polt A., Maurer G. Thermophysical Properties of Refrigerants. Berlin: Springer. 1990.
4. Kuznetsov V.V., Kozulin I.A., Vitovsky O.V. Experimental investigation of adiabatic evaporation waves in superheated refrigerants // Journal of Engineering Thermophysics. 2012. V. 21. N. 2. P. 136-143.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА LIF ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ МИНИКАНАЛЕ

Козулин И.А.^{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, 2*

Характеристики газожидкостного двухфазного потока в каналах малого сечения играют важную роль в промышленности и технике. Двухфазные микроканальные устройства применяются в широком диапазоне инженерных устройств. Прикладные аспекты рассматриваемой проблемы связаны с перспективой применения каналов малого и сверхмалого размера для интенсификации теплопереноса в энергетических устройствах небольшого размера.

Одним из основных фундаментальных исследований структуры газожидкостного течения в прямоугольном миниканале является определение толщины пленки в миниканале. Для определения толщины пленки активно развивается метод лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF). Метод обеспечивает высокое пространственное разрешение без внесения гидродинамических возмущений в объект исследования. Метод LIF заключается в воздействии лазерного излучения определенной длины волны, что вызывает вынужденные переходы радикалов с отдельного вращательного уровня нижнего электронного состояния на определенный уровень верхнего. В результате переноса энергии, вызванного столкновениями, заселенными оказываются многие колебательно-вращательные уровни верхнего состояния. Флуоресценция возникает при обратных переходах на уровни нижнего электронного состояния и может существовать в течение радиационного времени жизни (порядка 700 нс) после лазерного импульса. Метод LIF стал применяться достаточно недавно для визуализации потоков в мини- и микроканалах [1]. Данная экспериментальная работа направлена на изучения волновой структуры газожидкостного течения вода-азот с использованием метода лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF).

Схема экспериментального стенда для определения параметров двухфазного потока в горизонтальном миниканале подробно описана в работах [2]. Изучение волновой структуры толщины пленки проводилось в прямоугольном миниканале 0.72x1.50 мм. Гидравлическим диаметр прямоугольного миниканала $D_h=0.97$ мм.

На основании данных по интенсивности флуоресценции определена толщина жидкой пленки в миниканале – δ . Построена зависимость безразмерной толщины пленки δ/D_h от капиллярного числа Ca , рис. 1. Где δ – толщина пленки, D_h – гидравлический диаметр прямоугольного миниканала.

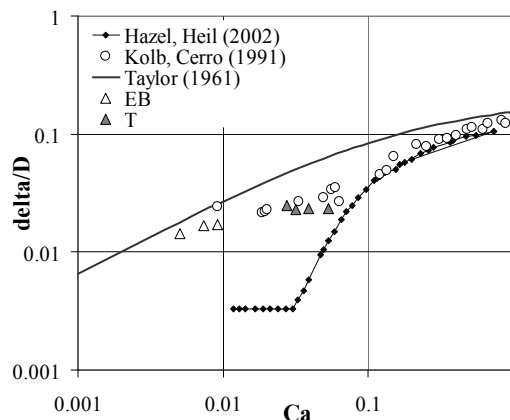


Рис. 1. График зависимости безразмерной толщины пленки от капиллярного числа.

На рис. 1 толщина пленки для вытянутых, периодических газовых снарядов (ЕВ) отмечена светлыми треугольниками, толщина пленки для переходного, непериодического режима (Т) отмечена темными треугольниками. Полученные данные сравнивались с расчетом толщины пленки по корреляции [3], основанной на экспериментальной работе Тейлора [4], которая представлена на рис. 1 сплошной темной линией. Линией с точками на рис. 1 представлены данные теоретической работой Hazel A. L., Heil M., [4], на рисунке приведены экспериментальные данные по толщине пленки из работы W.Blake Kolb, Ramon L. [5].

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект РНФ № 14-49-00010).

Список литературы:

1. Oddy M., Santiago J., Mikkelsen J. Electrokinetic instability micromixing // Analytical chemistry. 2001. Vol. 73. P. 5822–5832.
2. Козулин И. А., Кузнецов В. В. Статистические характеристики двухфазного газожидкостного потока в вертикальном микроканале // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52 (6). С. 129–139
3. Aussillous P., Quéré D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // Phys. Fluids. 2000. V.12. P. 2367–2371.
4. Taylor G. I. Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 10. P. 161–165.
5. Hazel A. L., Heil M. The steady propagation of a semi-infinite bubble into a tube of elliptical or rectangular cross-section // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 470. P. 91–114.
6. W.Blake Kolb, Ramon L. Cerro Coating the inside of a capillary of square cross section // Chemical Engineering Science. 1991. Vol. 46 (9). P. 2181–2195.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ РАСПАДА
МЕТАСТАБИЛЬНОГО ВЕЩЕСТВА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЙ ВНЕШНЕЙ
ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ**

**Жигалин А.С.^{1,2}, Кузнецов В.В.^{1,2}, Козулин И.А.^{1,2}, Орешкин В.И.^{1,2}, Ратахин Н.А.^{1,2},
Русских А.Г.^{1,2}**

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

² *Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055, г. Томск, проспект Академический, 2/3*

Микрожидкостные электронные механические системы (МЭМС) являются важнейшей областью приложения микросистемной технологии [1]. В данной работе экспериментально изучены динамика метастабильного состояния вещества при импульсном нагреве жидкости на микронагревателе и электрическом взрыве проводников. Изучение подобных процессов позволит выработать общий подход к описанию этих явлений.

Схема экспериментальной установки для исследования пузырькового распада слоя жидкости при нагреве на поверхности микронагревателя представлена на рис. 1. Для изучения взрывного кипения использована оптическая методика регистрации зародышеобразования, вскипания и динамики образующейся паровой полости, основанная на измерении интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от поверхности нагревателя. При возникновении микропузырьков с диаметром, близким к длине световой волны лазера (0,6 мкм), интегральный коэффициент зеркального отражения начинает падать и инвертированный сигнал с фотоприёмника дает динамику заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками.

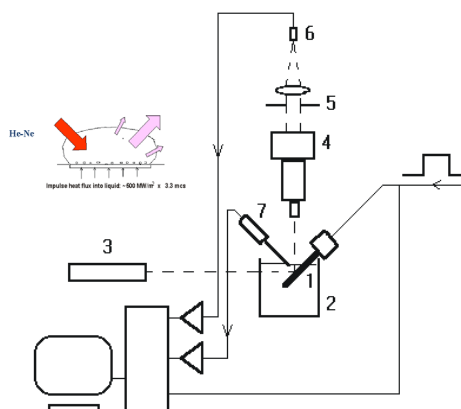


Рис.1. Схема экспериментальной установки для изучения пузырькового распада слоя жидкости при нагреве на поверхности микронагревателя

Для изучения закономерности распада вещества при электрическом взрыве проводников была создана экспериментальная установка, состоящая из двух синхронизированных генераторов тока, рис. 2. Один из генераторов тока (WEG-1) обеспечивал взрыв алюминиевой фольги толщиной 5 мкм и 7.8 мкм. Второй генератор – радиограф XPG-1 с нагрузкой в виде х-пинча использовался в диагностических целях. Х-пинч представлял собой четыре скрещенных вольфрамовых проводника диаметром 13 мкм. С помощью излучения х-пинча регистрировалось пространственное изображение взрываемого проводника. Эксперименты проведены с различными толщинами взрываемой фольги и с различными напряжениями зарядки U_0 .

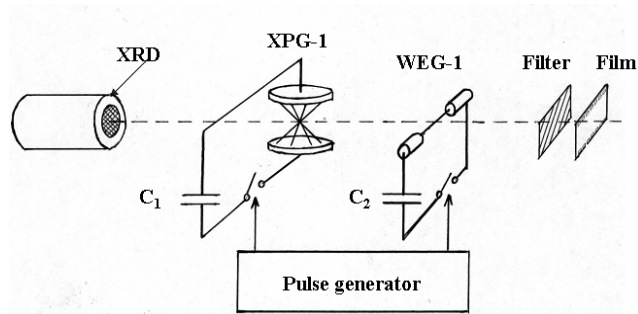


Рис.2. Схема экспериментального стенда для изучения закономерности распада вещества при электрическом взрыве проводников.

В результате проведенных экспериментов по изучению пузырькового распада слоя жидкости на микронагревателе были установлены закономерности зародышевого разделения фаз в этиленгликоле при высокоэнергетическом воздействии тепловыми импульсами. Получены зависимости температуры начала разделения фаз и времени от начала появления первых пузырьков на нагревателе до конца процесса схлопывания паровой полости от скорости роста температуры и плотности теплового потока.

Экспериментальные данные, проведенные в рамках изучения закономерности распада вещества при электрическом взрыве проводников, позволяют сделать вывод, что при плотностях вложенной энергии $7 \div 9$ кДж/г реализуется режим объемного вскипания, вызванного пузырьковым распадом перегретого метастабильного металла, показанный на рисунке 4. Максимальный энерговыход в данном режиме составил 8.9 кДж/г, что в 22 раза превышает энергию плавления и составляет 82% от энергии сублимации. Определен верхний предел времени распада перегретого металла. Для алюминия при значениях энергии, вложенной в проводник, 3.5-4.5 кДж/г время распада метастабильного состояния меньше 100 нс.

Работа выполнена при финансовой поддержке Сибирского Отделения РАН, интеграционный проект №74.

Список литературы:

1. Allen R.R., Meyer J.D., Knight W.R. Thermodynamics and Hydrodynamics of Thermal Ink Jets // Hewlett-Packard J, 1985. V. 36. P. 21-27.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕННОГО СЛОЯ ВОДЫ ШЛИРЕН-МЕТОДОМ
В УСЛОВИЯХ ПЕРЕХОДА К ВЗРЫВНОМУ ВСКИПАНИЮ***Левин А.А., Сафаров А.С.**Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130*

Для стадии пузырькового кипения в настоящее время отсутствует возможность количественно определить плотность центров парообразования [1,2], как определяющей величины для расчета коэффициента теплоотдачи и времени начала интенсивного парообразования. В связи с этим актуальной является задача расширения экспериментальных данных об условиях наступления кризисных режимов теплообмена. Существует ряд работ, посвященных экспериментальному исследованию нестационарного кипения на тонкопроволочных нагревателях или микроканалах [3-5]. Отличительной особенностью настоящего исследования является изучение начальной стадии развития кризиса теплообмена в нестационарных условиях на нагревателях большого размера. Для наблюдения за возмущениями температуры в пристенном слое жидкости был использован метод исследования оптических неоднородностей, основанный на измерении угловых отклонений света (методом Теллера или шлирен-методом).

Опыты по набросу мощности выполнялись на проточном канале с центральной тепловыделяющей трубкой из нержавеющей стали X18N10T (диаметр 12 мм, шероховатость поверхности 4 мкм), оптически прозрачными окнами и оснащенном измерительными датчиками. Тепловыделение на нагревателе осуществлялось пропусканием через трубку управляемого трехфазного выпрямленного электрического тока длительностью импульсов $\tau_{\text{имп}} 60 \div 300$ мс с темпом разогрева $1000 \div 6000$ К/с. Начальное давление в канале p_0 составляло $0,1 \div 0,3$ МПа. Величина недогрева жидкости до температуры насыщения варьировалась в экспериментах от 60 К до 135 К. Исследовались динамика образования и структура парожидкостного слоя вблизи тепловыделяющей стенки; температурное состояние стенки в зависимости от параметров потока теплоносителя и интенсивности нагрева цилиндрической стенки. Канал подключен к экспериментальной установке для исследования переходных процессов при кипении. Установка представляет собой замкнутый контур с внутренним объемом жидкости 0,025 м³. Контур включает в себя: канал с импульсным нагревателем высокой мощности, насос, охладитель, дополнительный нагреватель с системой автоматического поддержания заданной начальной температуры, и байпасную линию для установления необходимых уровней расхода и давления.

В работе использована схема освещения, предложенная в [6], позволяющая существенно увеличить скорость и качество видеосъемки. Источником света был выбран зеленый светодиод СВТ-120 мощностью 77 Вт. Площадь излучающей поверхности светодиода составляет 12 мм². Небольшая площадь излучающей поверхности позволила с помощью выпуклой линзы сформировать параллельный пучок света. Питание светодиода осуществлялось короткими импульсами тока, в 4–5 раз превышающими номинальный. Кратковременные перегрузки такой величины не приводят к разрушению светодиода и позволяют значительно увеличить яркость в импульсе. Использование короткой экспозиции (5–10 мкс) позволило значительно повысить резкость движущихся объектов в кадре. Скорость видеосъемки составила 20000 кадров/с.

Нестационарное вскипание недогретой воды представляет собой двухстадийный процесс. Переход к развитому кипению на тепловыделяющей поверхности происходит после достижения необходимой температуры перегрева прилегающего к ней слоя жидкости. В настоящей работе получены экспериментальные данные по динамике толщины и формы перегретого слоя на стадии microbubble emission boiling [7]. Также осуществлены измерения отрывных диаметров пузырьков, частоты отрыва и плотности центров парообразования. Сопоставление динамики относительных отрывных диаметров пузырей для различных начальных условий показало возможность построения полуэмпирической зависимости, опирающейся на использование эффективной температуры пристенного слоя жидкости.

На рис.1 представлена динамика образования и конденсации микропузырька на поверхности нагревателя. Продолжительность существования отдельных микропузырьков в опытах изменялась в диапазоне от 0,2 мс до 0,4 мс. Циклический процесс возникновения и конденсации пузырьков сопровождается весьма несущественным ростом толщины перегретого слоя в целом. По оценке передачи тепла от поверхности в жидкость, за все время от образования первых микропузырьков до стадии их устойчивого роста и перехода к интенсивному кипению, толщина теплового пограничного слоя увеличивается в среднем лишь на 25%. В то же самое время, прогрев вышележащих слоев жидкостей успешно осуществляется за счет выбрасываемых и конденсирующихся в недогретой жидкости пузырьков пара, что подтверждается возникающими в этих местах существенными оптическими неоднородностями. В конечном итоге неоднородная поверхность перегретого слоя достигает некоторого максимального объема, и начинается фаза активного слипания микропузырьков в конгломераты и образование более крупных пузырей ($d > 1$ мм).

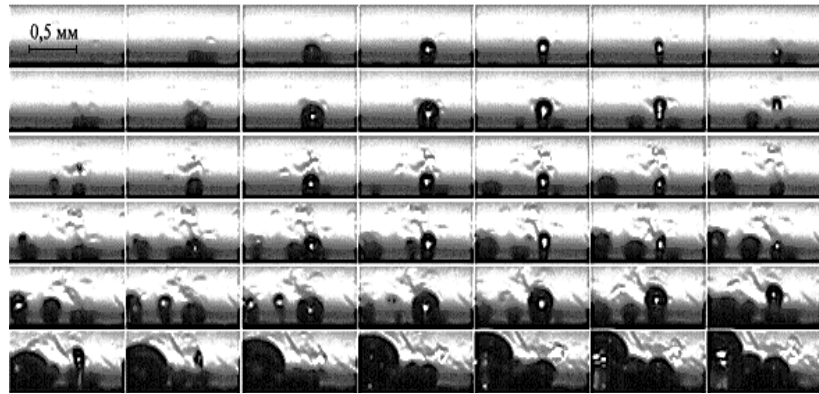


Рис.1. Циклический рост и схлопывание пузырька на видеограмме прогрева пристенного слоя жидкости. Межкадровый период 50 мкс.

Список литературы:

1. Jungho Kim. Review of nucleate pool bubble heat transfer mechanisms. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(2009), pp. 1067–1076.
2. Ягов В.В. Основной механизм пузырькового кипения, *Теплоэнергетика*, 2008, №3, С. 58–64.
3. Glod S., Poulikakos D., Zhao Z., Yadigarogly G. An investigation of microscale explosive vaporization of water on an ultrathin Pt wire // *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2002, v.45, pp.367-379.
4. Dong Liu, Poh-Seng Lee, Suresh V. Garimella Prediction of the onset of nucleate boiling in microchannel flow // *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2005, v.48, pp.5134-5149.
5. Деев В.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Белых К.О. Критический тепловой поток при кипении воды с недогревом на проволочных нагревателях и механизм их разрушения // *Труды 4й Российской национальной конференции по теплообмену*, М.: Изд. МЭИ, 2010, т.8, С.81–84.
6. Willert C., Stasicki B., Klinner J., Moessner S. Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry//*Meas. Sci. Technol.* 21 (2010) 075402.
7. Wang G., Cheng P. Subcooled flow boiling and microbubble emission boiling phenomena in a partially heated microchannel // *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 79-91

**О ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА ЧЕРЕЗ ПОРИСТЫЕ ОБЪЕКТЫ
С ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ***Луценко Н.А.^{1,2}, Левин В.А.^{1,2}*¹ *Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
690041, Россия, Владивосток, ул. Радио, 5*² *Дальневосточный федеральный университет,
690950, Россия, Владивосток, ул. Суханова, 8*

Моделирование последствий катастроф с целью их оптимальной ликвидации является чрезвычайно сложной задачей, так как зачастую различные аварийные ситуации являются уникальными и не имеют аналогов. Однако многие природные и техногенные катастрофы приводят к возникновению очагов энерговыделения, такие источники тепла часто появляются в пористых средах. К пористым средам с точки зрения механики можно отнести торф, грунты и горные породы, завалы разрушенных зданий и так далее. Таким образом, очаги тепловыделения в пористых средах могут возникать, например, при взрывах и пожарах на промышленных объектах, подземных шахтах и так далее. Учитывая высокую потенциальную опасность подобных объектов, необходима эффективная организация локализации и ликвидации таких очагов. Пример аварийного энергоблока Чернобыльской АЭС показал, что может возникнуть очаг тепловыделения в пористой среде (как завал реактора ЧАЭС), локализация и ликвидация которого (либо хотя бы стабилизация) возможны только лишь за счет его охлаждения проходящим через него газом (воздухом) [1].

Настоящая работа посвящена численному моделированию движения газа через пористые объекты с внутренними источниками энерговыделения при известном перепаде давления газа на входе и на выходе из объекта. В работе предлагается математическая модель для описания таких процессов, при этом выделение тепла моделируется упрощенно – не учитываются возможные экзотермические реакции с детальной химической кинетикой, изменение массы и объема твердого пористого скелета. Модель строится в предположении двух взаимодействующих взаимопроникающих континуумов [2] и включает в себя уравнения энергии, движения, неразрывности и состояния для каждой компоненты (твердой и газообразной). Интенсивность межфазного теплообмена предполагается пропорциональной разности фазовых температур в рассматриваемой точке среды, тепловыделение прямо пропорционально концентрации реагирующего вещества, скорость убывания которой прямо пропорциональна самой концентрации. В уравнениях энергии компонент учитывается не только теплопроводность твердой среды, но и работа внутренних сил в газе. Для описания динамики газа используется уравнение сохранения импульса для пористых сред, которое является более корректным, чем классическое уравнение Дарси, и может применяться в большом диапазоне чисел Рейнольдса. Так как изменение объема и массы конденсированной фазы предполагаются столь незначительным, что им можно пренебречь, то, так как твердая среда неподвижна и однородна, уравнения неразрывности и движения для неё вырождаются. Так как в [3, 4] показано, что учет температурной зависимости вязкости при моделировании движения газа через пористую тепловыделяющую среду изменяет решение не только количественно, но и качественно, в настоящей работе предполагается, что динамическая вязкость газа зависит от температуры по формуле Сазерленда. Замыкает систему уравнение состояния совершенного газа. Отличительной особенностью предложенной модели является то, что расход проходящего через пористый объект газа заранее неизвестен, а известно только лишь давление газа на его границах – в объекте происходит саморегуляция расхода проходящего через него газа. Такой подход позволяет моделировать нестационарные процессы в условиях как принудительной фильтрации, так и естественной конвекции, и позволяет, таким образом, описывать различные катастрофы.

Система уравнений, моделирующая нестационарное движение газа через пористый тепловыделяющий объект, является нелинейной смешанной гиперболически-параболической системой уравнений и в общем случае не может быть решена аналитически. Поэтому для моделирования трехмерных нестационарных течений газа через пористые объекты с очагами

энерговыведения при известном перепаде давления газа на входе и на выходе из объекта разработан оригинальный численный метод, основанный на комбинации явных и неявных конечно-разностных схем. Этот метод есть результат развития вычислительного алгоритма, который ранее успешно применялся для расчета двумерных течений газа через пористые саморазогревающиеся объекты при известном перепаде давлений на входе и на выходе из объекта [5-6]. Уравнения энергии и сохранения импульса преобразуются в явные конечно-разностные уравнения, из которых определяются температура газа, температура твердой среды и компоненты скорости фильтрации газа. Уравнение неразрывности преобразуется в неявное конечно-разностное уравнение, из которого с учетом уравнения состояния совершенного газа определяется давление газа. Плотность газа определяется из уравнения состояния совершенного газа. Следует заметить, что идеи данного численного метода успешно использовались при моделировании одномерных нестационарных режимов гетерогенного горения пористых сред с одностадийной химической реакцией первого порядка по отношению к каждой компоненте [7-8].

Посредством разработанного вычислительного алгоритма проведены исследования нестационарных режимов движения газа через пористые объекты сложной конфигурации с источниками энерговыведения без учета детальной химической кинетики в двумерной и трехмерной постановках. В частности, изучено охлаждение нагнетаемым воздухом очага тепловыделения, неравномерно распределенного внутри осесимметричного пористого объекта, при частичном закрытии верхнего выходного отверстия объекта крышкой [6]. Показано, что когда высота тепловыделяющей зоны равна высоте пористого объекта, закрытие очага выделения тепла верхней крышкой допускается только тогда, когда размер очага мал. Когда процесс энерговыведения не происходит вблизи выхода из пористого объекта, перекрытие очага выделения тепла верхней крышкой допускается, когда размер очага достаточно велик.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (договор 14.Y26.31.0003), ДВО РАН (проект 15-I-4-021), Дальневосточного федерального университета.

Список литературы:

1. Маслов В.П., Мясников В.П., Данилов В.Г. Математическое моделирование аварийного блока Чернобыльской АЭС. М.: Наука, 1987. 144 с.
2. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
3. Левин В.А., Луценко Н.А. Возникновение неустойчивых режимов охлаждения пористого тепловыделяющего элемента при докритических краевых условиях // Горение и плазмохимия. 2005. Т. 3, № 2. с. 81-90.
4. Левин В.А., Луценко Н.А. Течение газа через пористую тепловыделяющую среду при учете температурной зависимости вязкости газа // Инженерно-физический журнал. 2006. Т. 79, № 1. с. 35-40.
5. Левин В.А., Луценко Н.А. Нестационарные течения газа через осесимметричные пористые тепловыделяющие объекты // Математическое моделирование. 2010. Т. 22. № 3. с. 26-44.
6. Lutsenko N.A. Numerical modeling of unsteady gas flow through porous heat-evolutional objects with partial closure of the object's outlet // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 72. pp. 602-608.
7. Lutsenko N.A. Modeling of Heterogeneous Combustion in Porous Media under Free Convection // Proceedings of the Combustion Institute. 2013. Vol. 34. No. 2. pp. 2289-2294.
8. Lutsenko N.A., Levin V.A. Effect of Gravity Field and Pressure Difference on Heterogeneous Combustion in Porous Media // Combustion Science and Technology. 2014. Vol. 186. Issue 10-11. pp. 1410-1421.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗРЫВА ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ С ТОЧЕЧНЫМ НАГРЕВОМ

Люлин Ю.В.^{1,4}, Спасивцев С.Е.^{1,2}, Марчук И.В.^{1,3}, Кабов О.А.^{1,4}

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 *Новосибирский государственный аграрный университет, 630039, Россия, Новосибирск, ул. Добролюбова, 160*

⁴ *Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, ул. Ленина, 30*

Исследование теплоотвода от локального источника тепла становится в настоящее время одной из востребованных и сложнейших задач в теплофизике, поскольку прямым образом связано с проблемой охлаждения микроэлектронного оборудования. Одним из перспективных методов отвода высоких тепловых потоков от электронного оборудования являются технологии, использующие процессы с фазовым превращением, например испарение тонкого слоя жидкости. Динамика испарения и соответственно теплоотвод от источника теплоты существенным образом зависят от условий в тонком слое жидкости. В частности, разрыв слоя за счет действия термокапиллярных сил и интенсивного испарения приводит к резкому ухудшению теплоотвода от локального источника тепла [1, 2]. Целью данной работы является исследование динамики разрыва горизонтального испаряющегося слоя жидкости при нагреве от точечного источника тепла.

Эксперименты проводились при атмосферном давлении, температуре и относительной влажности воздуха 28 ± 2 °С и $25 \pm 3\%$ соответственно. Схема экспериментального стенда представлена на Рис. 1. Высота слоя жидкости изменялась от 300 до 700 мкм. В качестве рабочей жидкости использовался этанол. Диапазон температур нагревателя составлял 20–82 °С. Плотность теплового потока изменялась от 0 до 120 Вт/см². Жидкость подавалась в рабочий участок со скоростью 0–200 мкл/мин. Проведены экспериментальные исследования разрыва тонких горизонтальных слоев жидкости при локальном нагреве со стороны подложки, диаметр нагревателя 1.6 мм. Изучено влияние толщины слоя жидкости и интенсивности нагрева на динамику разрыва. Визуализация и контроль слоя жидкости осуществлялись с помощью шлирен и теневого методов.

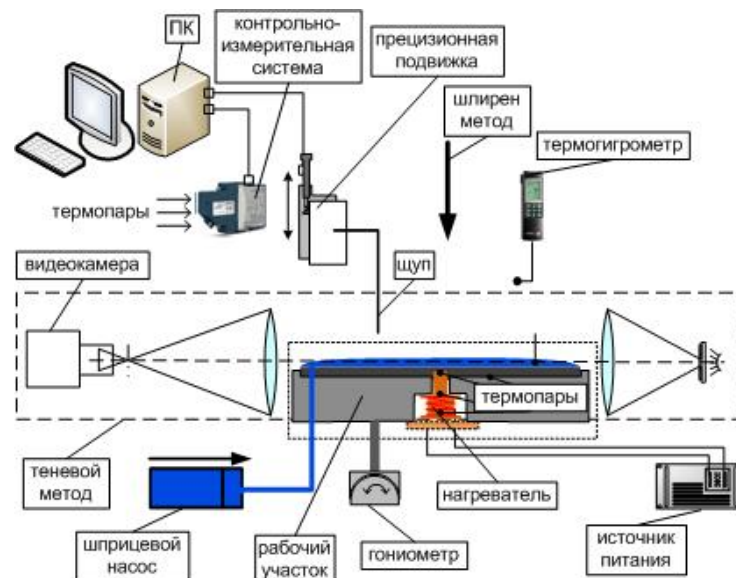


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

На Рис. 2 представлена визуализация динамики разрыва и образования сухого пятна. Обнаружено, что разрыв слоя жидкости происходит в несколько этапов. Вначале происходит утончение слоя жидкости над областью локального нагрева (Рис. 2 а) за счет действия термокапиллярных сил [3] и испарения. Дальнейшее утончение приводит к образованию остаточного слоя жидкости в области локального нагрева подложки, Рис. 2 б). Наличие остаточного слоя жидкости хорошо согласуется с данными, приведенными в [4]. Далее остаточный слой жидкости испаряется до критической величины, при которой возникает разрыв слоя жидкости, Рис 2 с). После разрыва вся область локального нагрева интенсивно осушается и формируется достаточно симметричное круглое сухое пятно Рис. 2 d). Необходимо отметить, что разрыв и, соответственно образование сухих пятен, возникают в различных местах остаточного слоя. Появляются островки жидкости, которые интенсивно испаряются.

Обнаружено, что при увеличении толщины слоя жидкости плотность теплового потока увеличивается. Показано, что перед разрывом слоя жидкости возникает остаточный слой в области локального нагрева. Скорость формирования сухого пятна увеличивается с ростом интенсивности локального нагрева. Одним из основных факторов, влияющих на разрыв остаточного слоя жидкости и формирование сухого пятна в области локального нагрева, является испарение.

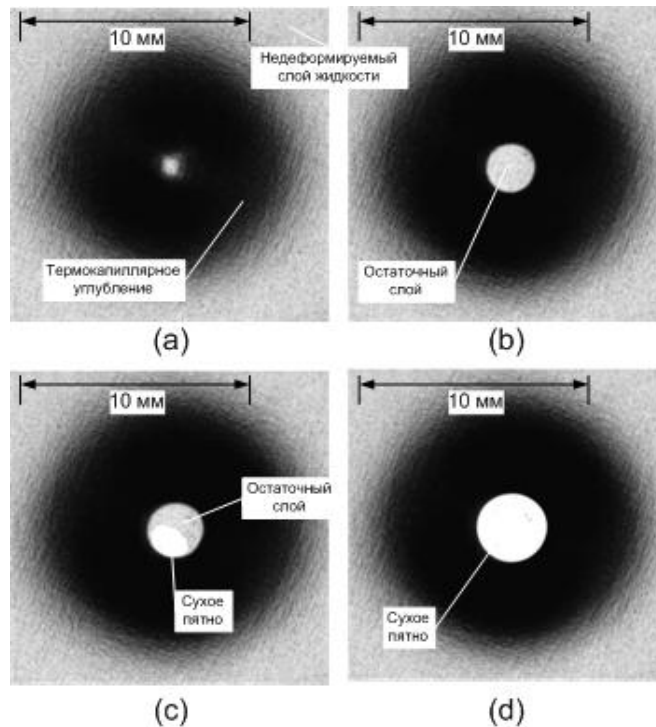


Рис. 1. Визуализация динамики разрыва и образования сухого пятна: (а) - утончение слоя жидкости над областью локального нагрева за счет действия термокапиллярных сил и испарения, (б) - образование остаточного слоя жидкости в области локального нагрева, (с) – разрыв слоя жидкости, (d) – формирование сухого пятна.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект 15-19-20049).

Список литературы:

1. Люлин Ю.В., Спесивцев С.Е., Марчук И.В., Кабов О.А. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 21. С. 22-29.
2. Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 11. С. 79–85.
3. Marchuk I.V. // Journal of Engineering Thermophysics. 2009. V.18. No 3. P. 227-237.
4. Zaitsev D.V., Rodionov D.A., Kabov O.A.// Microgravity sci. technol. 2007. V. XIX-3/4. P. 100-103.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОПУЗЫРЬКОВОГО СПОСОБА УПРАВЛЕНИЯ ОБТЕКАНИЕМ ПОДВОДНЫХ ТЕЛ*Евсеев А.Р., Мальцев Л.И.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Управление характеристиками турбулентного пограничного слоя, с целью снижения гидродинамического сопротивления на телах, движущихся в воде, является предметом обширных исследований в течение многих десятилетий. Одним из наиболее эффективных способов снижения турбулентного трения с минимальным экологическим воздействием на окружающую среду является микропузырьковое газонасыщение пристенного потока жидкости. Целью экспериментальных исследований, результаты которых излагаются в докладе, является изучение влияния распределения концентрации газа в пристенных газо-жидкостных потоках на величину снижения локального трения, что позволит лучше понять механизм снижения трения за счет микропузырьков газа и оценить возможности метода. Исследования выполнены в достаточно широких диапазонах изменения скорости потока, расхода газа и при различной гравитационной ориентации обтекаемой стенки. Эксперименты проводились во входном участке канала с прямоугольным сечением рабочей части высотой 100 мм и шириной 300 мм, длина которого составляла 2200 мм, при трех скоростях потока $U=3.6, 6.3$ и 10.2 м/с в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_x = U \times X / \nu$ до $1,5 \cdot 10^7$ (здесь X – расстояние вниз по потоку от начала рабочей части, U – скорость потока, ν – кинематическая вязкость жидкости). Газонасыщение пристенного потока осуществлялось путем вдува воздуха через пористую вставку (газогенератор) размером 140 (ширина) \times 172 (длина) мм², который устанавливался заподлицо со стенкой на расстоянии 430 мм от конфузора в открытом варианте рабочей части, и 615 мм – в закрытом варианте гидродинамического тоннеля. При вдуве газа через газогенератор с размером пор 20 микрон в потоке создавались пузырьки со средним размером $\sim 0,2 \div 1,5$ мм в зависимости от скорости потока и расхода газа.

Локальное трение на стенке рабочей части измерялось датчиками типа "плавающая стенка" на тензовесах. Датчики последовательно устанавливались заподлицо на нижней или верхней стенках гидродинамического канала на различных расстояниях от газогенератора X^* .

Для измерения локальной концентрации газовой фазы в широком диапазоне параметров была применена известная схема, в которой волоконный датчик выполнял роль формирующей и приемной оптики лазерного доплеровского анемометра (ЛДА) с опорным пучком, работающим в режиме обратного рассеяния. Методики измерения приведены в работе [1].

На рис. 1 и 2 показаны примеры профилей объемной концентрации газа в пристенном слое и распределение относительного снижения трения за газогенератором на верхней (top, сплошные линии) и нижней (bottom, пунктирные линии) стенках канала при $U = 6.3$ м/с. Профили концентрации газовой фазы сразу за газогенератором имеют максимум вблизи стенки, который увеличивается с ростом расхода газа до $\sim 70\%$ и более. Увеличение концентрации в пристенной зоне приводит к интенсивной коалесценции пузырьков, в результате которой течение в двухфазном пограничном слое переходит в пленочно-пузырьковый режим с характерным усилением эффекта плавучести газовой фазы, особенно при низких скоростях потока. Формы профилей концентрации газа на верхней и нижней стенках канала отличаются тем, что вниз по потоку под действием эффекта плавучести максимум концентрации сохраняется на высоком уровне вблизи верхней стенки, определяя высокий уровень снижения трения; а от нижней стенки пик концентрации удаляется, уменьшается, и переходит в плоскую вершину, что приводит к быстрой потере эффекта снижения трения.

В результате исследований показано, что ключевым параметром для снижения трения с помощью пузырькового газонасыщения является концентрация газовой фазы в буферной зоне пограничного слоя, величина которой определяется расходом газа, скоростью жидкости, расстоянием вниз по потоку за газогенератором и гравитационной ориентацией стенки. Это подтверждает гипотезу, что основными процессами в механизме снижения трения для пузырькового метода в диапазоне средних размеров газовой фазы ($30-50 < d^+ < 200$) являются: уменьшение плотности смеси в буферной зоне пограничного слоя, увеличение ее эффективной

вязкости, модификация турбулентности при взаимодействии пузырей с вихревой пеленой в пристенной зоне пограничного слоя и процессы слияния - разрушения газовой фазы.

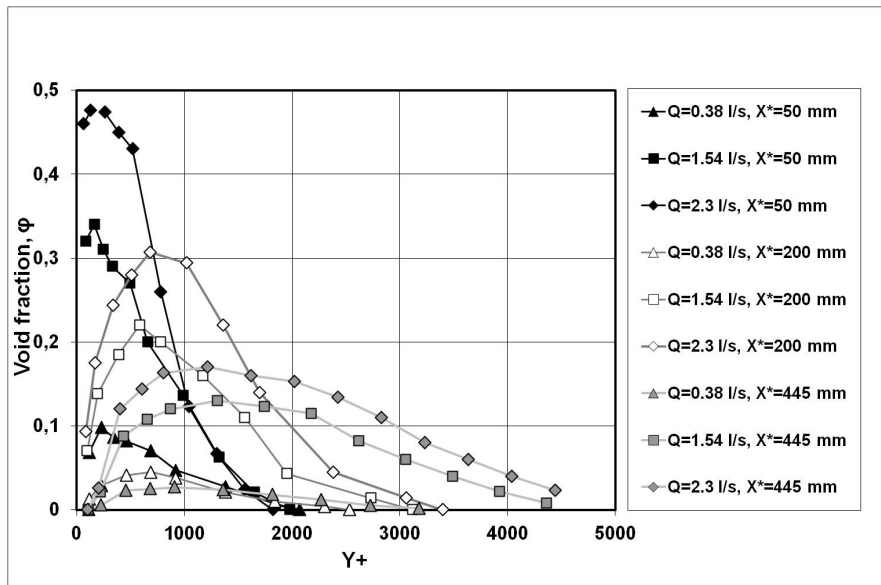


Рис. 1. Профили объемной концентрации газа по толщине газонасыщенного слоя жидкости в универсальных координатах на нижней (bottom) стенке канала при различных расходах газа, расстояниях вниз по потоку X^* и при скорости потока - $U = 6.3$ м/с

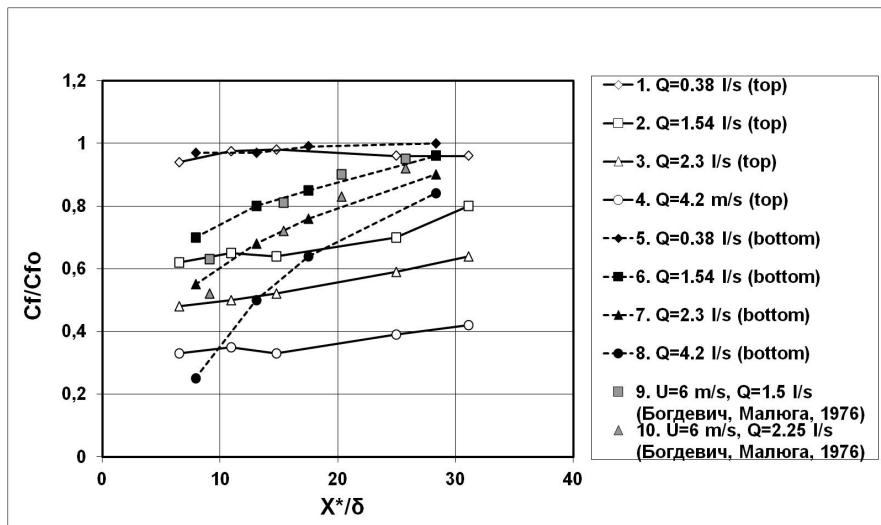


Рис. 2. Распределение относительного снижения трения за газогенератором на верхней (top, сплошные линии) и нижней (bottom, пунктирные линии) стенках канала при $U=6.3$ м/с

Литература

1. Evseev A.R., Maltsev L.I. Bases of the bubble method for turbulent friction reduction // Journal of International Scientific Publications: Materials, Method&Technologies. – 2012. - V. 6, Part 3. - P. 25-48. ISSN 1313-2539, Published at: <http://www.scientific-journals.eu>.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА
НА КРИВОЛИНЕЙНЫХ РЕБРАХ**

Марчук И.В.

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

Для интенсификация пленочной конденсации пара в конденсаторах традиционно используют оребренные поверхности. При этом улучшение теплообмена достигается как за счет увеличения площади поверхности, так и за счет действия капиллярных сил. Моделирование пленочной конденсации пара на ребрах и криволинейных поверхностях с учетом поверхностного натяжения было сделано в ряде работ [1-3], при этом сила тяжести не учитывалась. Были получены оптимизированные формы ребер и показано влияние поверхностного натяжения. Целью данной работы является численное моделирование пленочной конденсации пара на криволинейных ребрах с учетом силы тяжести и отсоса конденсата из межреберного пространства.

Рассматривается установившийся процесс пленочной конденсации движущегося пара на ребре, имеющем постоянную температуру T_w вдоль поверхности ребра. Форма ребра определяется функцией кривизны его образующей кривой $\kappa(s)$, где s длина этой кривой. Ребро симметрично. В работе использовались ребра постоянной кривизны, у которых выпуклые части и впадины это полуокружности одинакового радиуса. Основание ребра находится в горизонтальной плоскости. Эволюционное уравнение для толщины пленки жидкости – h , конденсирующейся на искривленной поверхности S имеет вид [4]:

$$h_t + \text{div}_s \left[-\frac{h^3}{3\mu} \text{grad}_s (p_0 + \rho g \vec{r} + \sigma \vec{H}) + \frac{h^2}{2\mu} \vec{\tau}_{sur} \right] - \frac{\lambda \Delta T}{\rho r_{lv} h} \sqrt{\det \tilde{g}_{ij}} + J_{suc} = 0$$

Это уравнение первого порядка по времени и четвертого по пространству. Здесь div_s и grad_s есть операторы поверхностных дивергенции и градиента, μ коэффициент динамической вязкости, p_0 давление в паровой фазе, ρ - плотность жидкости, g вектор силы тяжести, $\vec{r} = \vec{r} + h\vec{n}$ радиус-вектор поверхности жидкости, \vec{r} - радиус-вектор твердой поверхности, \vec{n} - вектор единичной нормали к твердой поверхности, σ - поверхностное натяжение, $\vec{H} = \nabla_s \vec{n} = \vec{\kappa}_1 + \vec{\kappa}_2 = 1/R_1 + 1/R_2$ удвоенная средняя кривизна поверхности пленки конденсата, $\vec{\tau}_{sur}$ тангенциальное касательное напряжение на поверхности, λ коэффициент теплопроводности, ΔT разность между температурой насыщения и температурой стенки, r_{lv} удельная теплота парообразования, \tilde{g}_{ij} - метрический тензор поверхности жидкости, J_{suc} - скорость отсоса конденсата, функция с носителем в межреберном пространстве. Для продольного ребра в двухмерном случае эволюционное уравнение конденсации имеет вид:

$$h_t + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{\rho h^3}{3\mu} (-\sigma \kappa'_{film}(s) + \rho g \sin(\theta(s) - \arctan h_s)) + \frac{h^2}{2\mu} \tau_{sur} \right] - \frac{\lambda \Delta T}{\rho r_{lv} h} + J_{suc} = 0 \quad (3)$$

где, s - координата вдоль образующей кривой ребра, κ_{film} - кривизна пленки жидкости, $\theta(s)$ - поворот образующей кривой ребра. Граничные условия следующие: на концах кривой, образующей поверхность пленки, на соседних вершинах ребер, задается условие симметрии $h'(0) = 0$, $h'(S) = 0$ и задается равный нулю расход конденсата $q(0) = 0$, $q(S) = 0$.

На Рис. 1 приведены рассчитанные распределения толщины пленки конденсата. Черная кривая – 10 секунд конденсации без отсоса. Синяя кривая с включенным отсосом через 10 секунд после включения, характерная скорость отсоса в центре канавки – 0.29 мм/с. Характерная скорость отсоса здесь рассчитывается в течение первых десяти секунд как высота заполнения канавки деленная на время. Профиль скорости отсоса параболический (Рис. 1) или ступенчатый (Рис. 2) и сосредоточен в секторе межреберной впадины с углом в 60°. Видно, что высота заполнения межреберной канавки после включения отсоса слегка увеличивается. Достигается стационарный процесс, Рис. 2. Такая система является устойчивой, так как заполнение межреберного пространства приводит к уменьшению зоны интенсивной конденсации и

снижению притока конденсата, поэтому наступает устойчивое равновесие между отсосом конденсата и притоком конденсата за счет конденсации. Исследовалось также влияние перепада температуры при постоянной скорости отсоса. При увеличении перепада температуры увеличивается высота заполнения межреберной канавки. Получено, что для фиксированного расхода отсоса имеется некоторый интервал температур, которому соответствует интервал стационарных высот заполнения межреберного пространства. Проанализировано влияние скорости отсоса конденсата. При увеличении скорости отсоса конденсата высота заполнения межреберной впадины сконденсировавшейся жидкостью уменьшается. Величина глубины заполнения канавки достаточно чувствительна к изменению скорости откачки конденсата.

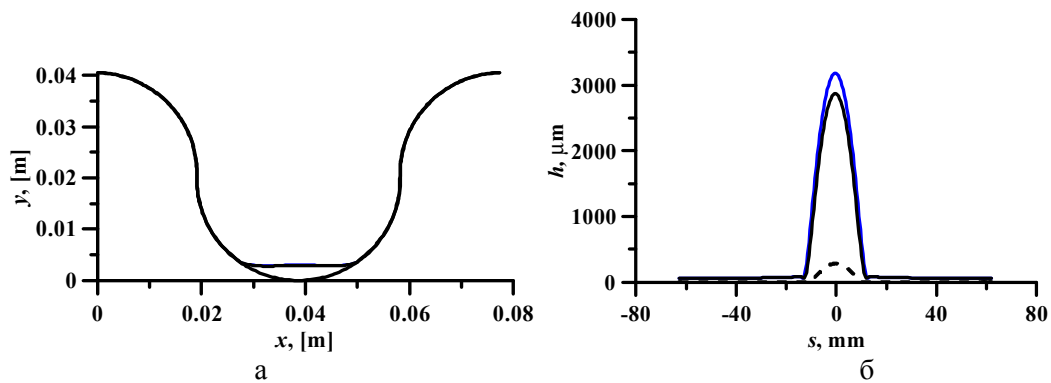


Рис. 1. Распределения толщины пленки конденсата. Черная кривая - 10 секунд конденсации без отсоса. Синяя кривая с включенным отсосом через 10 секунд после включения отсоса, скорость отсоса показан пунктиром в центре канавки, её максимум равен 0.29 м/с. Этанол при атмосферном давлении, $\Delta T = 10\text{K}$.

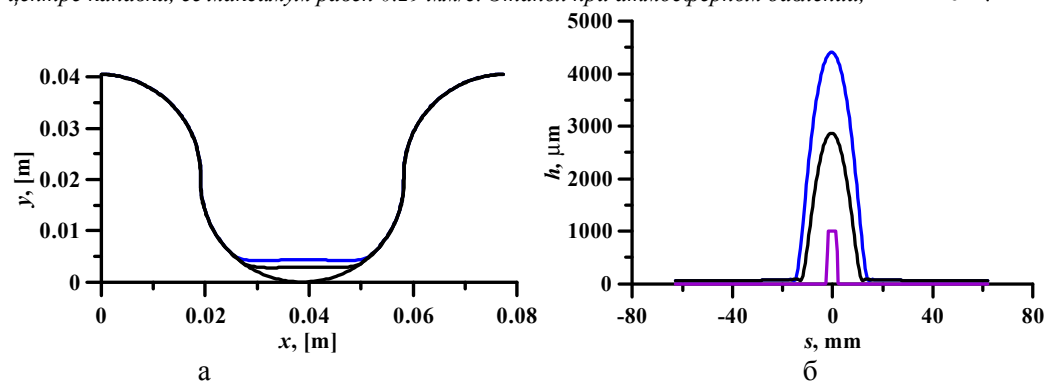


Рис. 2. Распределения толщины пленки конденсата. Черная кривая - 10 секунд конденсации без отсоса, шаг по времени 0.01 сек. Синяя кривая с включенным отсосом через 220 секунд после включения отсоса, шаг по времени 0.01 сек., скорость отсоса показана малиновой кривой, она равна 1. мм/с. Щель для отсоса расположена в центре межреберной канавки, её ширина равна 4 мм. Этанол при атмосферном давлении, $\Delta T = 10\text{K}$.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проект RFMEFI61614X0016).

Список литературы:

1. Gregorig R. Hautkondensation an feingewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen // Zeitschrift für angewandte Mathematik and Physik, 1954, Bd. 5, N 1, P. 36 - 49.
2. Adamek T. Bestimmung der Kondensationsgrößen auf feingewellten Oberflächen zur Auslegung optimaler Wandprofile. // Wärme - und Stoffübertragung, 1981, vol. 15, pp 255-270.
3. Marchuk I.V., Kabov O.A. A problem in the calculus of variations for film condensation on curvilinear fins // Journal of Engineering Thermophysics. 2003 Vol. 12, No 3, pp. 199-210.
4. Marchuk I. and Kabov O. Film Wise Vapor Condensation on Curvilinear Surfaces. Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow II: Special Topics and Applications. Editor John R. Thome, Vol. 3: Special Topics in Condensation, Imperial College Press, 2015, 46 P.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В СИСТЕМЕ С РАДИАЦИОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ

Ни А.Э.

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

Исследования основных закономерностей процесса сопряженной смешанной конвекции [1, 2] создает предпосылки для более эффективного проектирования теплообменных устройств [3]. В основе подхода [1, 2] лежит численное решение уравнений Навье - Стокса и энергии для газа и уравнения теплопроводности для твердых стенок. Исследования [1, 2] проведены для полуоткрытых систем с локальными источниками энергии, на поверхностях которых задавались постоянные во времени температуры. Особый интерес представляет анализ тепловых режимов прямоугольных областей, нагреваемых сфокусированным лучистым потоком [4].

Цель работы – численное моделирование процесса сопряженной смешанной конвекции в прямоугольной полости, заполненной газом и полуограниченной твердыми теплопроводными стенками конечной толщины, в условиях лучистого подвода энергии.

Решена краевая задача нестационарного сопряженного кондуктивно - конвективного теплопереноса. Область анализа представлена на рисунке 1. На внутренних границах раздела «газ – твердая стенка» задавались равенства температур и тепловых потоков. На внешних границах области решения, за исключением участков ввода и вывода, принимались условия теплоизоляции. Предполагалось, что лучистый поток, поступающий от ГИИ, равномерно распределен только по нижней горизонтальной границе раздела «газ – твердая стенка». На участке ввода воздушных масс задавалась постоянная скорость потока газа. На выходном участке принималось “мягкое” граничное условие [1]. Воздух считается вязкой и теплопроводной абсолютно прозрачной для теплового излучения жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска.

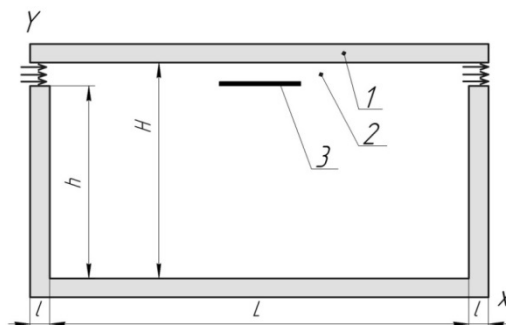
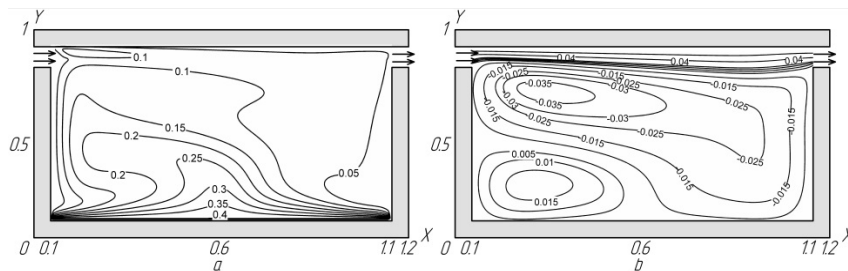


Рис. 1. Область решения: 1 – твердые стенки; 2 – воздух; 3 – газовый инфракрасный излучатель (условное обозначение)

Исследуемый процесс теплопереноса описывается системой нестационарных двумерных уравнений Навье-Стокса и энергии в преобразованных переменных для газа и уравнением теплопроводности для твердых стенок. Задача сформулирована в безразмерных переменных «вихрь скорости - функция тока - температура» и решена методом конечных разностей, аналогично [2].

На рисунке 2 представлены типичные результаты решения сформулированной выше краевой задачи.



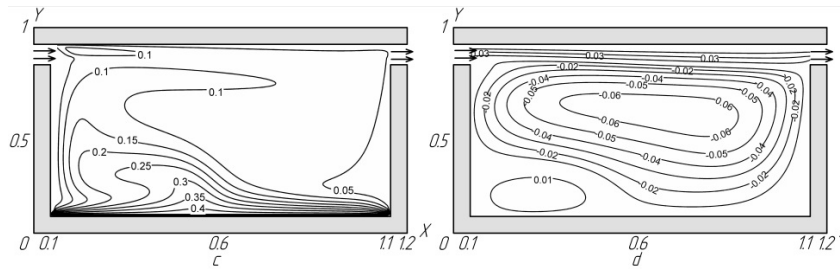


Рис. 2. Поля температур (а,с) и функций тока (b,d) при числах Рэлея $Ra = 10^6$ и Рейнольдса $Re = 700$:
а, б) безразмерное время $\tau = 100$; с, д) $\tau = 400$.

На рисунке 2 показано формирование основных термогидродинамических параметров в режиме смешанной конвекции с течением времени. При $\tau = 100$ лучистый поток, поступающей к нижней горизонтальной границе раздела «воздух – твердая стенка», инициирует повышение её температуры. В результате формируется прогретый слой воздуха у границы $Y=0,1$, $0,1 < X < 1,1$. Поток газа в зоне $0,8 < Y < 0,9$, $0 < X < 1,2$ приводит к образованию двух циркуляционных течений. Влияние вынужденной конвекции на формировании свободноконвективных течений в газовой полости отражается в смещении конвективного факела к левой стенке. С увеличением времени до $\tau = 400$ изотерма $\Theta = 0,1$ вытягивается по направлению движения потока и соответствует границе, условно разделяющей вынужденное и свободноконвективное течения. Конвективная ячейка в левом нижнем углу газовой полости уменьшается в размерах.

По результатам численного моделирования установлено, что процесс радиационного нагрева полуоткрытых прямоугольных областей, заполненных газом и полуограниченных твердыми теплопроводными стенками конечной толщины, имеет существенно нестационарный характер.

Научный руководитель: заведующий кафедрой Теоретической и Промышленной Теплотехники ЭНИИ НИ ТПУ, Кузнецов Г.В.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» №13.1339.2014/К (шифр Федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы

1. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Математическое моделирование сопряженной смешанной конвекции в прямоугольной области с источником тепла // Журнал Прикладной Механики и Технической Физики. 2008. Т.49. № 6. С. 69 – 81.
2. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Математическое моделирование теплопереноса в условиях смешанной конвекции в прямоугольной области с источником тепла и теплопроводными стенками // Теплофизика и Аэромеханика. 2008. Т.15. № 1. С. 107 – 120.
3. Кузнецов Г.В., Аль-Ани М.А., Шеремет М.А. Режимы смешанной конвекции в замкнутом двухфазном термосифоне цилиндрической формы // Известия Томского политехнического университета. 2011. Т. 318. № 4. С. 18 – 23.
4. Кузнецов Г.В., Нагорнова Т.А., Ни А.Э. Численное моделирование сопряженного теплопереноса в замкнутой прямоугольной области в условиях радиационного подвода теплоты к горизонтальной и вертикальным поверхностям ограждающих конструкций // Инженерно – физический журнал. 2015. № 1. С. 165 – 174.

ИЗМЕНЕНИЕ КРАЕВОГО УГЛА КАПЛИ ПРИ РАСТЕКАНИИ ПО ПОВЕРХНОСТЯМ СТАЛЬНЫХ ПОДЛОЖЕК

Орлова Е.Г.¹, Феоктистов Д.В.¹

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

Технологии нанесения покрытий, добыча нефти, печать, охлаждение нагретых поверхностей [1-3] основаны на процессе динамического смачивания, основной характеристикой которого является контактный угол. По значению последнего можно оценить поверхностную энергию твердого тела, смачиваемость поверхности. Известны [4, 5] работы по исследованию влияния скорости растекания, размера капли, свойств жидкости и поверхности на динамику растекания. Однако экспериментальных результатов не достаточно для верификации моделей [6] растекания капель.

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния скорости образования капли и степени шероховатости стальных поверхностей на характеристики процесса растекания жидкости (динамический контактный угол (ДКУ), скорость перемещения линии трехфазного контакта (ЛТФК)). Диапазон изменения скорости перемещения ЛТФК составлял от 0,08 до 3 мм/с, что соответствует значениям капиллярного числа $1,148 \cdot 10^{-7} < Ca < 3,233 \cdot 10^{-6}$.

Использовались подложки из нержавеющей стали, представляющие собой круглые диски диаметром 54 мм и толщиной 4 мм со сквозным отверстием (диаметр 1 мм), расположенным по центру. Микроструктура поверхностей двух подложек сформирована бомбардировкой частицами Al_2O_3 размерами 10 и 100 мкм (образцы №1, 2). Поверхность третьей не обрабатывалась (образец №3).

Исследования проведены на установке (рис.1), аналогичной [7]. Геометрические характеристики капли определялись экспериментально с использованием теневого метода (при освещении капли плоскопараллельным светом). Капля дистиллированной недеаэрированной воды объемом 0,3 мл формировалась на подложке 5 посредством нагнетания жидкости по пластиковой трубке, соединяющей шприцевой насос 9 и отверстие в центре подложки. Скорость образования капли контролировалась от 0,005 до 0,16 мл/с шприцевым электронным насосом.

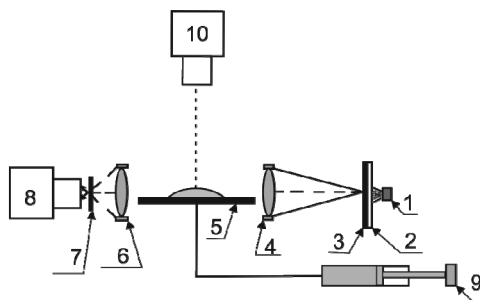


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – источник света; 2 – матовое стекло;
3 – щит с отверстием; 4 – коллимирующая линза; 5 – подложка; 6 – конденсирующая линза;
7 – непрозрачный щит с отверстием; 8, 10 – высокоскоростные камеры; 9 – шприцевой насос.

Для визуализации процесса формирования капли и контроля симметрии использовалась высокоскоростная камера Fastvideo 500M. Полученные теневые изображения обрабатывались в пакете программного обеспечения Drop Shape Analysis (компания KRUSS).

Эксперименты проведены при шести значениях скорости формирования капли дистиллированной воды (0,005; 0,01; 0,02; 0,04; 0,08; 0,16 мл/с) на подложках трех типов. По результатам исследований получены зависимости изменения контактного угла от диаметра основания капли и времени.

На протяжении временного интервала от 0,45 до 510 секунд зафиксировано торможение одного участка границы капли на микронеровности поверхности. Вследствие этого ЛТФК перемещалась неравномерно во всех направлениях. Установлено, что в начальный период процесса формирования капли ($t=0,45-200$ с) ее форма близка к сферическому сегменту. Далее капля «расплющивалась» под действием силы тяжести за счет увеличения собственной массы.

Похожие профили капель получены в условиях земной гравитации [8] на поверхности подложки с большим гистерезисом краевого угла ($\Delta\theta=34,5^\circ$, поливинилацетатное покрытие).

Условно выделены три стадии растекания капли дистиллированной воды по подложкам из нержавеющей стали в диапазоне изменения скорости формирования капли от 0,005 мл/с до 0,16 мл/с. На рис. 2 представлены зависимости изменения наступающего динамического контактного угла от диаметра. Цифрами отмечены выделенные стадии растекания.

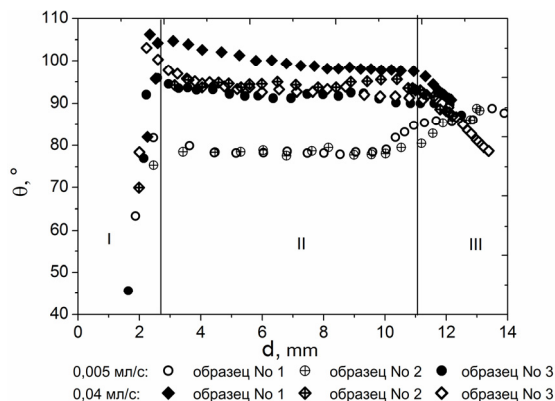


Рис. 2. Зависимость наступающего ДКУ от контактного диаметра при скоростях формирования капли 0,005 мл/с и 0,04 мл/с на подложках из нержавеющей стали. Цифрами 1, 2, 3 отмечены стадии растекания.

На первой стадии ДКУ натекания увеличивается “скачком”. На второй – наступающий ДКУ монотонно уменьшается. Исключением является увеличение ДКУ на бомбардированных поверхностях при скорости формирования капли 0,005мл/с. Причина такого роста, возможно, заключается в торможении контактной линии на микронеровностях. Для перемещения линии трехфазного контакта по поверхностям с хаотично расположенными впадинами и выступами ей необходимо преодолеть достаточно большой энергетический барьер [9], что неосуществимо при малой скорости формирования капли (0,005мл/с) и соответствующей ей средней скорости перемещения ЛТФК (1,15-1,31 мм/с). В третьем режиме формируется равновесный контактный угол, скорость перемещения ЛТФК уменьшается и в конце процесса растекания стремится к нулю.

Научный руководитель: Кузнецов Г.В., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой ТПТ ЭНИИ.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» №13.1339.2014/К (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Lyulin Y., Kabov O. Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear–stress gas flow// Int J Heat and mass transfer. 2014. V. 70. P. 599–609.
2. Nakoryakov V. E., Misyura S. Ya., Elistratov S. L. Features of water drop evaporation on a heated surface// Doklady Akademii Nauk. 2013. V. 448. No. 3. PP. 293–296.
3. Nakoryakov V. E., Misyura S. Ya., Elistratov S. L., Dekhtyar R. A. Two-phase nonisothermal flows of LiBr water solution in minichannels// Journal of Engineering Thermophysics. 2014. V. 23. No. 4. PP. 1–7.
4. Sadhal S. S., Ayyaswamy P. S., Chung J. N. Transport Phenomena with Drops and Bubbles, Springer, New York, 1997.
5. Sikalo S., Marengo M., Tropea C., Ganic E. N. Analysis of impact of droplets on horizontal surfaces// Exp. Therm. Fluid Sci. 2002. V. 25. PP. 503–510.
6. Sivakumar D., Katagiri K., Sato T., Nishiyama H. Spreading behavior of an impacting drop on a structured rough surface// Physics of fluids. 2005. V. 17. 100608.
7. Orlova E.G., Kuznetsov G. V., Feoktistov D. V. Investigation of drop dynamic contact angle on copper surface// EPJ Web of Conferences. 2015. V 82. 01053.
8. Kabov O.A., Zaitsev D.V. The effect of wetting hysteresis on drop spreading under gravity. Doklady Akademii Nauk. 2013. V. 451. No.1. PP. 37-40.
9. Cox R.G. The spreading of a liquids on a rough solid surface// J. Fluid Mech. 1983. V. 131. PP. 1-26.

**ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ
НА ПОВЕРХНОСТИ С СЕТЧАТЫМ ПОКРЫТИЕМ**

Печеркин Н.И.¹, Павленко А.Н.¹, Володин О.А.¹

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

Пленочные течения жидкости широко используются в различных технологических процессах (абсорбция, ректификация, выпаривание, тепловая защита, охлаждение и т.д.). Появляются новые приложения исследований, в частности, получение новых видов биотоплива при выпаривании растворов в пленочных аппаратах. Развиваются исследования кипения на поверхностях с нанорельефом, на структурированных поверхностях, а также на поверхностях с сетчатыми покрытиями. Установка сетки на поверхность теплообмена увеличивает эффективную площадь поверхности испарения и способствует стабилизации течения пленки и повышению критического теплового потока.

В работе приведены результаты экспериментального исследования теплообмена в пленках жидкости, стекающих по вертикальному цилиндру. В качестве рабочей жидкости использовалась смесь хладонов R114/R21. Число Рейнольдса пленки изменялось в диапазоне от 30 до 270. Рабочий участок представляет собой вертикальный цилиндр диаметром 50 мм, длиной 200 мм. Эксперименты проводились на поверхности с покрытием из металлических сеток из латуни №1 и №2 (ячейка 1.6×1.6 мм) и нержавеющей стали №3 (ячейка 3×3.3 мм).

В экспериментах измерялись расход жидкости в пленке, тепловой поток, давление, температура в жидкости и в паровом объеме, состав бинарной смеси, а также проводились визуальные наблюдения и высокоскоростная видеосъемка поверхности стекающей пленки [1].

Режим течения пленки по поверхности с сетчатым покрытием определяется расположением контактных точек узлов сетки со стенкой рабочего участка. На поверхности с ромбовидной формой ячеек №2 контактные точки расположены в шахматном порядке, поэтому жидкость стекает вниз, периодически изменяя направление течения. На поверхности с прямоугольной формой ячеек №1 и №3 жидкость в месте контакта сетки со стенкой натекает на горизонтально расположенную проволочку. Далее жидкость растекается в обе стороны и стекает в зазоры под проволочкой в контактных точках соседних ячеек. Различие в режимах течения жидкости в пленке в области контактных точек может влиять на интенсивность теплоотвода от стенки.

При малых расходах жидкости коэффициенты теплоотдачи для различных сетчатых покрытий в одинаковых условиях зависят от вида сетчатого покрытия, см. рис. 1а. Наибольшие коэффициенты теплоотдачи имеют место на сетке из нержавеющей стали с наибольшим размером ячейки №3. Наименьшие коэффициенты теплоотдачи получены на латунной сетке с наклонным расположением проволочек относительно течения пленки №2. При увеличении числа Рейнольдса разница в коэффициентах теплоотдачи на поверхности с различными типами сетчатого покрытия в режиме испарения уменьшается, см. рис. 1б.

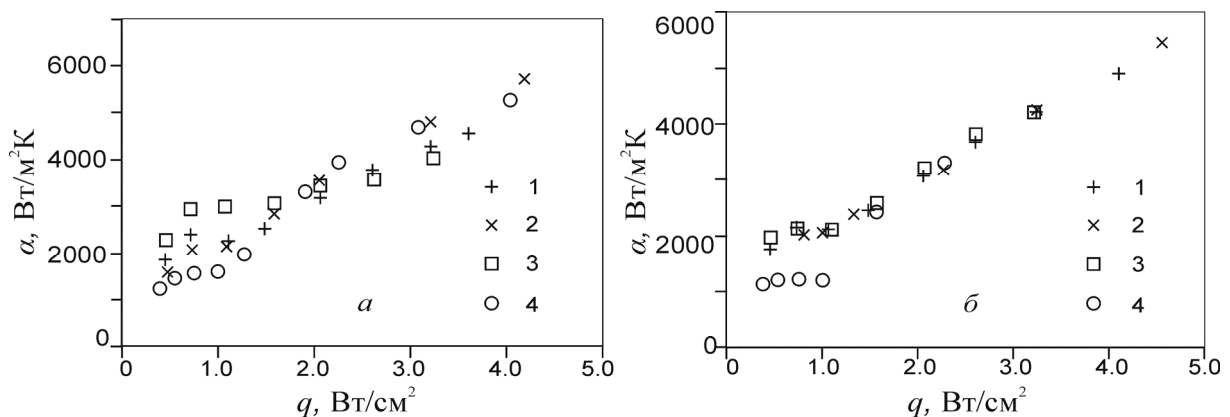


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока на поверхности с сетчатыми покрытиями. 1 – сетка №1; 2 – сетка №2; 3 – сетка №3; 4 – гладкая поверхность. а – $Re = 80$; б – $Re = 260$.

При увеличении расхода жидкость начинает перетекать через проволочки сетки, толщина пленки внутри ячеек также увеличивается. Увеличение коэффициентов теплоотдачи с увеличением размера ячейки вероятно обусловлено увеличением удельной поверхности с малой толщиной пленки внутри ячейки. Разница в коэффициентах теплоотдачи на сетке из одного материала с одинаковым размером ячеек, но с различной ориентацией проволочек к направлению течения пленки, обусловлена характером обтекания контактных точек узлов сетки со стенкой трубы. Обтекание горизонтальной проволочки может приводить к увеличению коэффициентов теплоотдачи.

Коэффициенты теплоотдачи на поверхности с сетчатым покрытием в режиме испарения увеличиваются в 1.5–2 раза по сравнению с гладкой поверхностью. Образование менисков вокруг проволочек приводит к увеличению поверхности испарения. Уменьшение толщины пленки внутри ячеек сетки снижает термическое сопротивление пленки жидкости. Эти два фактора являются основными причинами увеличения теплоотдачи по сравнению с гладкой поверхностью.

В режиме пузырькового кипения установка сетчатого покрытия практически не приводит к интенсификации теплообмена по сравнению с гладкой трубой. Опытные данные по кипению стекающей пленки смеси хладонов на поверхностях с сетчатым покрытием были обобщены по аналогии со структурированными поверхностями по модели Гогонина [2], см. рис. 2.

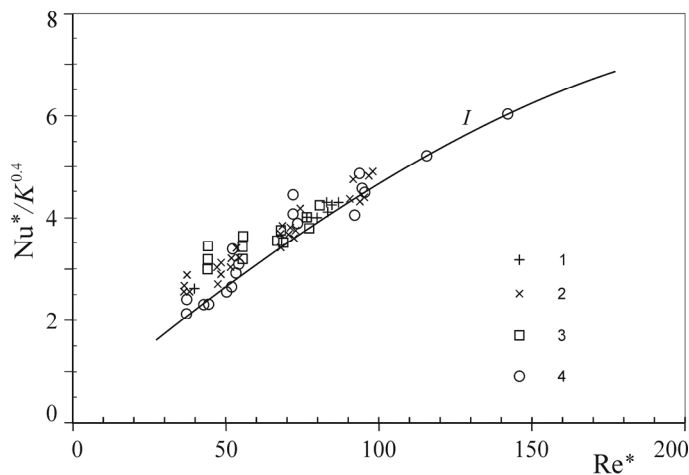


Рис. 2. Теплообмен при кипении на поверхности с сетчатыми покрытиями: 1 – сетка №1; 2 – сетка №2; 3 – сетка №3; 4 – гладкая поверхность. I – расчет по формуле [2].

Наибольшее отклонение от расчетной модели наблюдается при малых числах Рейнольдса Re^* , соответствующих неразвитому пузырьковому кипению. При больших тепловых потоках совпадение с расчетной моделью удовлетворительное. Наличие сетки на поверхности влияет на начало пузырькового кипения на поверхности, интенсивность отвода тепла при кипении не изменяется. Для интенсификации теплообмена в режиме пузырькового кипения стекающих пленок необходимо разрабатывать новые виды поверхностей со специальной структурой.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-49-00010: блок исследований по теплообмену на поверхности с ромбовидной формой ячеек сетки), и РФФИ (грант № 13-08-00527: блок исследований по теплообмену на поверхности с прямоугольной формой ячеек).

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 // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2015. V. 90. P. 149-158.
2. Гогонин И.И. Теплообмен при кипении жидкости в пленке, движущейся под действием силы тяжести // ИФЖ. 2010. Т. 83. № 4. С. 821-826.

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО КИПЕНИЮ НЕ-II ВНУТРИ ПОРИСТОГО ТЕЛА

*Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.**Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14*

На протяжении нескольких десятков лет на кафедре низких температур НИУ МЭИ коллективами авторов проводятся эксперименты по исследованию процессов теплопереноса при кипении сверхтекучего гелия [1, 2]. В настоящее время разрабатывается лабораторная база для исследования кипения гелия II на цилиндрическом нагревателе, расположенном внутри пористого тела [3].

Экспериментальный стенд включает в себя систему криостатирования, систему оптического наблюдения и цифровой видеозаписи, систему подачи тепловой нагрузки и измерения температуры. Криостат представляет собой стеклянную гелиевую пару: внутренний рабочий гелиевый диаметром 65 мм и внешний азотный с функцией защитного теплового экрана. Оба сосуда Дьюара имеют смотровые щели шириной около 20 мм. Это позволяет проводить наблюдение и видеосъемку процессов в экспериментальной ячейке, находящейся во внутреннем сосуде, на просвет. Давление во внутреннем сосуде контролируется как визуально с помощью присоединенного к внутреннему сосуду ртутного чашечного манометра МЧР-4, так и в автоматическом режиме емкостным датчиком давления «Баратрон» (модели 235).

Для видеофиксации процессов в экспериментальной ячейке используется видеомодуль Pixelink PL B954HU с оптической системой увеличения масштаба изображения Navitar 6000, которая обеспечивает 12-ти кратное увеличение.

Корпус ячейки представляет собой толстостенную оболочку длиной 50 мм и внутренним диаметром 38 мм, изготовленную из меди. В боковой поверхности оболочки просверлены отверстия диаметром 3,5 мм. Торцевые крышки, имеющие смотровые окна, выполненные из тонкого оргстекла (толщиной 1 мм), привинчиваются к корпусу. Расположенный по оси оболочки цилиндрический нагреватель крепится на Г-образном металлическом держателе (изогнутом стержне), который вставляется через отверстие в торцевой крышке. Держатель изолирован от корпуса эпоксидной смолой. Внутренняя резьба для крепления крышек нарезана непосредственно в теле корпуса ячейки. Пористая структура, помещенная внутрь корпуса и припаянная к нему, выполнена в виде оболочки толщиной 7 мм, которая получена путем наматывания десяти слоев тканой металлической сетки. Для герметизации ячейки используются прокладки из индиевой проволоки, которая закладывается при сборке в кольцевую канавку, выточенную в теле корпуса ячейки.

Нагреватель представляет собой цилиндрическую трубку, на которую намотана изолированная тонкая (50 мкм) медная проволока длиной несколько метров. Вследствие малой величины поперечного сечения и большой длины сопротивление нагревателя (не менее 2 Ом) при низких (азотных и гелиевых) температурах оказывается достаточным для получения требуемой тепловой нагрузки (до 50 кВт/м²). Греющий элемент нагревателя одновременно являлся и термометром сопротивления.

Питание измерительной схемы обеспечивается источниками постоянного тока Б5-43 и Б5-44. В качестве эталонного сопротивления применяется образцовая катушка P321 сопротивлением 0,1 Ом с классом точности 0,2. Падение напряжения на эталонном сопротивлении и на нагревателе измеряли с помощью АЦП ZET 210. Для записи показаний с нагревателя в режиме реального времени была разработана программа в среде графического программирования SCADZETView. Автоматическая система сбора и обработки параметров эксперимента позволяет анализировать экспериментальные данные непосредственно во время эксперимента.

При погружении экспериментальной ячейки в He-II на небольшую глубину (в том случае, если межфазная поверхность в сосуде Дьюара находится не более чем на 5 см выше оси нагревателя) He-II заполняет ячейку не полностью: в верхней части цилиндрической полости внутри пористой оболочки остается небольшой объем, заполненный паром. После включения нагревателя образующийся пар вытесняет из внутренней полости ячейки значительную часть жидкого гелия так, что паровой объем может занимать до половины объема этой

цилиндрической полости. Тогда нагреватель оказывается лишь частично погруженным ниже уровня жидкости, и паровая пленка сообщается со свободным объемом пара в ячейке. Такое пленочное кипение гелия-II аналогично пленочному кипению обычных недогретых жидкостей на частично погруженных греющих поверхностях. При этом вся ячейка находится в сверхтекучем гелии, заполняющем внутренний сосуд Дьюара. Если бы нагреватель располагался непосредственно в сосуде Дьюара, то паровая пленка сообщалась бы с паровым объемом над «зеркалом» жидкости, но в исследуемой ситуации пар проходил через пористую цилиндрическую оболочку.

На рис. 1 представлены кадры, полученные во время одного из сеансов включения нагревателя в первом эксперименте. Удельный тепловой поток для всех кадров составлял около 3658 Вт/м^2 , давление паров в сосуде Дьюара изменялось в пределах 3195–3232 Па, постепенно увеличиваясь, глубина погружения экспериментальной ячейки вначале составляла около 5 см (а) и медленно убывала с течением времени (б-в-г). Температура нагревателя по показаниям термометра сопровитвления составляла 37.4К и практически не менялась.

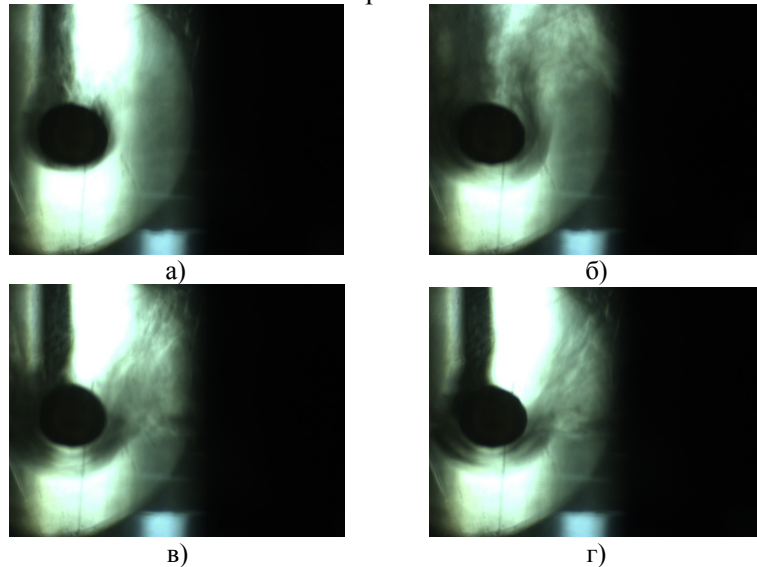


Рис. 1. Кадры кипения He-II внутри пористого тела.

Видно, что толщина паровой пленки росла по мере уменьшения глубины при переходе от (а) к (б), (в), (г), образующийся пар заполнял внутреннюю полость пористой структуры и вытеснял из нее жидкий гелий. При этом паровая пленка, имевшая вначале каплеобразное поперечное сечение и сообщавшаяся с паровым объемом в полости лишь тонкой «перемычкой» вверху, на двух последних кадрах фактически превратилась в часть парового объема, занимавшего полость внутри оболочки. Температура жидкого гелия в сосуде Дьюара несколько увеличивалась, так как давление насыщенных паров поднималось на 37 Па в этом эксперименте.

Проведенные при разных глубинах погружения ячейки с нагревателем в сверхтекучий гелий опыты показали, что характерная картина пленочного кипения с замкнутой паровой пленкой [1, 2] не наблюдалась. Пленка во всех опытах сообщалась с объемом пара, находившимся в верхней части внутренней полости экспериментальной ячейки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-08-00980).

Список литературы:

1. Аметистов Е.В. Григорьев В.А. Теплообмен с He-II – М: Энергоатомиздат, 1986 – 144с.
2. Крюков А.П., Медников А.Ф. Экспериментальное исследование кипения He-II на шаре» // Прикладная механика и техническая физика. – Н., 2006. № 6, Т. 47, С. 78.
3. Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия-II в условиях невесомости. // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ, 2012. – Т. 130, №.5 С.43-50.

**ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ МЕТОДОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ИК-ТЕРМОГРАФИИ****Суртаев А.С., Сердюков В.С., Мусеев М.И.***Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Кипение является одним из наиболее эффективных режимов теплообмена, поэтому широко используется в различных технологических и промышленных приложениях: энергетика, химическая промышленность, системы охлаждения электроники и т.д. В тоже время большинство используемых моделей для расчёта теплообмена при кипении жидкости являются полуэмпирическими, что связано со сложностью полного математического описания процесса [1]. Для построения новых теоретических моделей кипения, свободных от эмпирических параметров, а также для верификации этих моделей необходимы высококачественные экспериментальные данные по теплообмену и локальным характеристикам кипения, таким как плотность центров парообразования, частота зародышеобразования, интенсивность теплообмена в окрестности линии трёх фаз у основания парового пузыря. Целью настоящей работы является изучение локальных и интегральных характеристик теплообмена при кипении с использованием высокоскоростной ИК-съёмки и визуализации.

Эксперименты были проведены при кипении этилового спирта на линии насыщения при атмосферном давлении ($T_{нас} = 77.8$ °С). В работе в качестве нагревателя была использована проводящая плёнка оксида индия-олова (ИТО) размером 20×30 мм и толщиной 1 мкм, напылённая термовакuumным методом на сапфировую подложку толщиной 400 мкм. Дело в том, что ИТО-плёнка прозрачна в видимом диапазоне длин волн и непрозрачна в ИК-диапазоне, а сапфир имеет высокую пропускную оптическую способность в широком диапазоне электромагнитного излучения. Сочетание этих свойств позволяет одновременно измерять нестационарное поле температур нижней стороны плёнки ИТО с помощью тепловизора и визуально регистрировать процесс роста и отрыва паровых пузырей непосредственно на поверхности нагревателя с использованием высокоскоростной видеокамеры (рис. 1 а, б). Измерение температуры осуществлялось с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры Titanium HD 570M со спектральным диапазоном 3.7 – 4.8 мкм. Термографическая съёмка проводилась с частотой записи 1 кГц и пространственным разрешением 0.25 мм. Высокоскоростная визуализация осуществлялась с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры Phantom 7.0 с частотой записи 1 -5 кГц и разрешением 640×480 пикс. (1 пикс. \approx 0.1 мм). Для временной синхронизации термографической и высокоскоростной видеосъёмок была использована малоинерционная лампочка накаливания, расположенная под рабочим участком.

Термограммы поверхности, полученные в экспериментах, показали, что в процессе кипения на тепловыделяющей поверхности появляются “темные пятна” с более низкой температурой по сравнению с другими участками нагревателя. Как показал анализ данных синхронизированной высокоскоростной видеосъёмки, данные пятна возникают при появлении паровых пузырей на поверхности. Увеличение плотности теплового потока приводит к росту плотности центров парообразования. По результатам тепловизионной диагностики было определено количество активных центров парообразования и показано, что их плотность линейно растёт с увеличением теплового потока.

Высокие временное и пространственное разрешения термографической съёмки в экспериментах позволили проследить эволюцию поля температур поверхности под отдельными паровыми пузырями. Это дало возможность проанализировать временные характеристики и определить частоты зародышеобразования. Из рис.1в видно, что цикл отдельного парового пузыря состоит из времени его роста и отрыва t_p и времени ожидания повторного появления пузыря на поверхности нагревателя после его отрыва t_o . Было показано, что в области малых плотностей теплового потока ($q < 3$ Вт/см²) увеличение частоты связано, в первую очередь, с уменьшением времени ожидания t_o , которое в этих условиях много больше времени роста пузыря t_p . В области более высоких плотностей теплового потока ($q = 3-12$ Вт/см²) t_o и t_p становятся соизмеримы, и увеличение частоты связано с пропорциональным уменьшением обеих

характеристик. Также эти данные были использованы для оценки размера области микрослоевого испарения, а также интенсивности теплообмена в окрестности линии трёх фаз у основания парового пузыря.

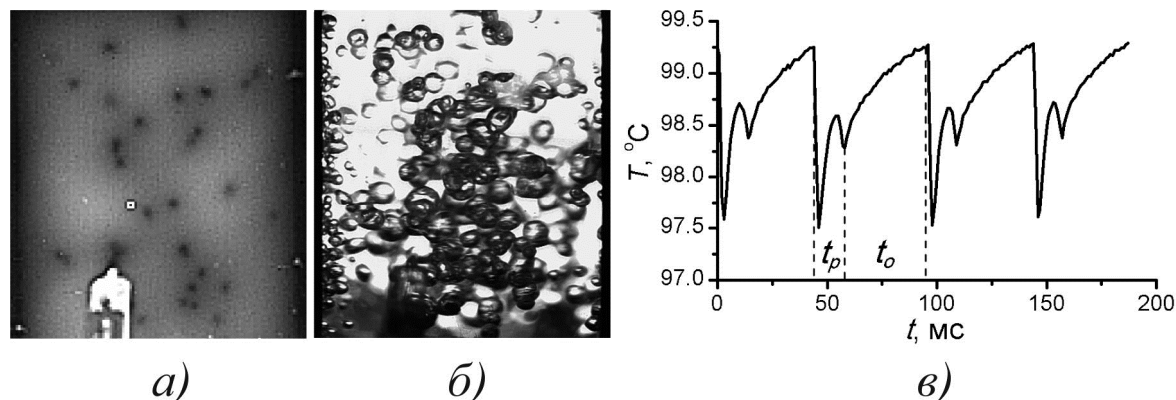


Рис. 1. Синхронизированные данные высокоскоростной ИК-термографии (а) и визуализации (б) кипения этилового спирта. Зависимость температуры в активном центре парообразования от времени (в).

С использованием синхронизированных термографической и цифровой видеокамер в работе была изучена динамика контактной линии пар-жидкость-нагреватель, а также получены данные по отрывному диаметру пузыря. Показано, что существует две стадии роста пузыря в области малых тепловых нагрузок. Первая стадия, на которой наблюдается увеличение диаметра пузыря, а также увеличения размера контактной линии и области микрослоевого испарения. На этой стадии опытные данные по размеру парового пузыря удовлетворительно описываются моделью [2]. На второй стадии до отрыва внешний диаметр пузыря практически не меняется, в то время как размер контактной линии значительно уменьшается. В работе были определены значения отрывного диаметра паровых пузырей ($D_{отр}$) при кипении насыщенного этилового спирта и проведено сравнение с данными других авторов и расчётными моделями. Анализ показал, что опытные данные согласуются с данными других авторов (например [3]), но не могут быть описаны в рамках существующих полуэмпирических зависимостей (например [4]).

Проведённые исследования показали высокую эффективность использования синхронизированных методов высокоскоростной визуализации и ИК-термографии для получения важнейших локальных и интегральных характеристик теплообмена при кипении жидкости на тонкоплёночном нагревательном элементе. В исследовании получены новые экспериментальные данные по микрохарактеристикам кипения, таким как плотность активных центров парообразования, эволюция температурного поля под отдельными паровыми пузырями, временные характеристики и частота зародышеобразования, отрывной диаметр пузыря. Полученные данные могут быть использованы для определения переноса тепла за счёт испарения микрослоя жидкости, а также выявления взаимосвязи локальных и интегральных характеристик теплообмена.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-08-00635)

Список литературы:

1. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М: Издательский дом МЭИ. 1994. 542 с.
2. Cooper M.G., Lloyd A.J.P. The microlayer in nucleate pool boiling // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1969. V. 12. №. 8. P. 895–913.
3. Dong L., Quan X., Cheng P. An experimental investigation of enhanced pool boiling heat transfer from surfaces with micro/nano-structures // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. V. 71. P. 189–196.
4. Кутателадзе С.С., Гогонин И.И. Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // Теплофизика высоких температур. 1979. Т. 17. №. 4. С. 792–797.

**ОДНОФАЗНАЯ ЗАДАЧА СТЕФАНА
С УЧЕТОМ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДОЙ**

Слепцов С.Д.¹, Рубцов Н.А.¹

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

Учет селективности излучения в задачах радиационно-кондуктивного теплообмена с фазовым переходом в приближении задачи Стефана является важным этапом учета реальных условий протекания сложных тепловых процессов.

С подобными задачами приходится сталкиваться как в области стекловарения, в технологиях роста полупрозрачных кристаллов и проблемах разработки эффективных методов тепловой защиты, так и в природных условиях при рассмотрении процессов таяния ледников и толщи льда в арктических озерах. В частности, представленная в работе модель плавления полупрозрачного слоя с серым покрытием, при определенных граничных условиях, моделирует процесс таяния льда арктического озера со снежным (серым) покрытием при солнечном облучении.

Строгий учет зависимости поглощательной способности объема среды от частоты излучения является сложной задачей. Для ее упрощения используют разные модели. Одной из самых простых и удобных является модель прямоугольных полос. В этом случае коэффициенты поглощения, а также другие оптические свойства, предполагаются постоянными в пределах определенной частотной полосы $\Delta\nu$. Необходимая точность достигается за счет увеличения числа полос и выбора соответствующих значений оптических коэффициентов внутри спектрального интервала.

Частотная область, представленная в таблице 1, учитывает высокую поглощательную способность среды в инфракрасной области, оставаясь прозрачной в видимой области.

j	$\nu_j, 10^{14}$ Гц	$\lambda_j, \text{мкм}$	$\alpha_j, \text{м}^{-1}$
1	0 – 0,6	$\infty - 5$	500
2	0,6 – 1,2	5 – 2,5	160
3	1,2 – 2,3	2,5 – 1,3	5
4	2,3 – 3,84	1,3 – 0,78	0,1
5	3,84 – 6	0,78 – 0,5	0,2

Таблица 1. Спектральные зависимости коэффициента поглощения

Температурное поле серой среды (рис. 1а) на этапе нагрева (пунктирные линии 1 и 2) заметно отличается в объеме среды, но при этом температуры на границах совпадают. В модели серой среды рост температуры в объеме выше, чем в селективной модели и объясняется разницей в оптических толщинах сред. На этапе фазового перехода (кривая 3) рост температуры в модели с селективным излучением выше, чем в модели серой среды и практически равен к концу фазового перехода. Самый процесс плавления в серой среде протекает примерно в 2 раза быстрее (рис. 1б).

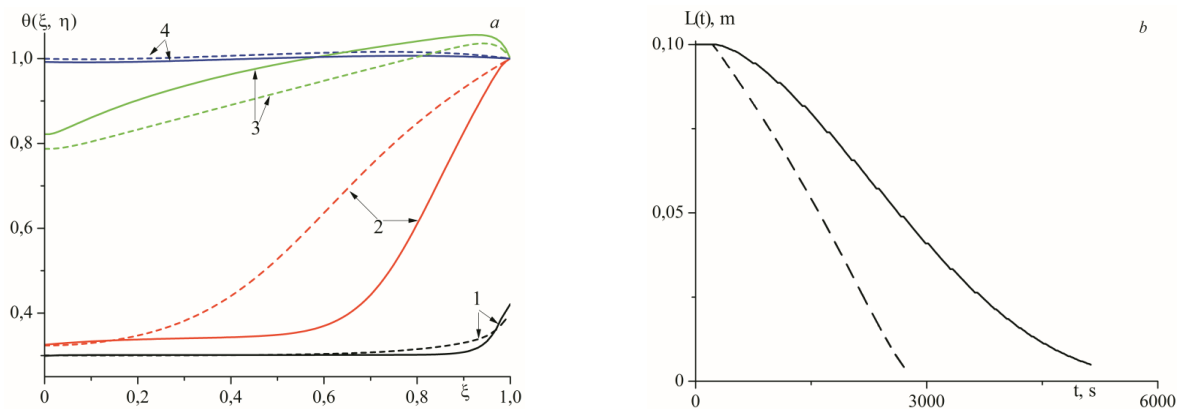


Рис. 1. Сравнение моделей селективно поглощающей среды (сплошная линия) и серой среды (пунктирная). Температурное поле (а) и развитие фронта плавления (б): 1 – $\theta(1,\eta)=0,4$; 2 – $\theta(1,\eta)=1,0$; 3 – $s(\eta)=0,3$; 4 – $s(\eta)=final$;

Учет селективных условий поглощения излучения, падающего на правую границу, принципиально важен в однофазных задачах Стефана, моделирующих процессы плавления полупрозрачных кристаллов. В этом случае, в условиях сопряжения Стефана учитывается поглощения излучения в полосах, обладающих высокой оптической толщиной. Сравнение с серой средой свидетельствует о важности учета селективности поглощения средой при сопоставлении численных результатов с экспериментом.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ КВЕНЧИНГА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКОЙ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Стародубцева И.П.¹

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

Квенчингом называют быстрое охлаждение экстремально перегретой поверхности. Физическая картина квенчинга чрезвычайно сложна: флуктуации, хаотические процессы в окрестности квенч фронта, межмолекулярные силы, неравновесные процессы, гидродинамическая неустойчивость на границе жидкость-пар, фазовые переходы, динамический контактный угол и т.д. В большинстве моделей квенчинга, развиваемых в последние 50 лет, при определении скорости квенч фронта используются коэффициенты теплоотдачи, измеренные в квазистационарных условиях, необходимо априори известное значение коэффициента теплоотдачи в смоченной области α_w и температуры на границе квенч фронта T_r в качестве входных параметров. Возможность аналитического решения задачи нахождения скорости фронта ограничена простейшими случаями по причине существенной нелинейности процесса. Оценочное соотношение для скорости фронта в одномерной постановке известно как модель Яманучи [1]:

$$V_{fr} = \sqrt{\alpha_w \lambda_h / \delta_h} / (c_h \rho_h) \times (T_r - T_l) / \sqrt{(T_0 - T_r)(T_0 - T_l)}, \quad (1)$$

здесь T_0 - начальная температура поверхности, T_l - температура жидкости, λ_h - коэффициент теплопроводности нагревателя, c_h - удельная теплоемкость, δ_h - толщина поверхности.

Когда жидкость контактирует с поверхностью, перегретой до температуры выше температуры Лейденфроста, происходит фазовый переход. Паровой слой, образующийся на поверхности, препятствует прямому контакту жидкости с поверхностью. Скорость отвода тепла в этом случае низкая, поскольку пар, имея низкую теплопроводность, действует как изолятор. В процессе остывания поверхности паровая пленка становится неустойчивой, коллапсирует. Восстанавливается контакт жидкости с поверхностью, что увеличивает существенно коэффициент теплоотдачи. При достижении пороговой температуры T_r начинается интенсивное пузырьковое кипение, что приводит к максимальной скорости охлаждения поверхности и быстрому продвижению квенч фронта. По-видимому, теплообмен, реализующийся во время квенчинга, значительно отличается от теплообмена в квазистационарных условиях по причине явлений, происходящих на границе трехфазной контактной линии.

Для исследования особенностей теплообмена, реализующегося во время квенчинга высокотемпературной медной пластины стекающей пленкой жидкого азота, была проведена серия численных экспериментов. Пространственные и временные изменения температурных полей в нагревателе описываются нестационарным дифференциальным уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T_h}{\partial \tau} = \frac{\lambda_h}{c_h \rho_h} \left(\frac{\partial^2 T_h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_h}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\delta_h c_h \rho_h} q_-(T_h). \quad (2)$$

Дополненное начальными ($T = T_0$ для $x = 0 \div L_x, y = 0 \div L_y$) и граничными условиями ($\partial T_h / \partial y = 0$ для $y = 0, y = L_y, x = 0 \div L_x$ и $\partial T_h / \partial x = 0$ для $x = 0, x = L_x, y = 0 \div L_y$) уравнение (2) позволяет моделировать эволюцию температурных полей во времени в двумерной расчетной области и получать, как следствие, динамическую картину перемещения квенч фронта. Задача решалась численно методом переменных направлений [2]. Функция стока тепла в жидкость $q_-(T_h)$ неизвестна, она была найдена методом проб и ошибок. При поиске зависимости $q_-(T_h)$ ставилось условие совпадения расчетных данных с экспериментальными данными [3] по скорости квенч фронта и по изменению во времени температуры в области локализации термпары.

Фрагменты высокоскоростной видеосъемки квенчинг эксперимента [3], схема численной модели и 2D температурные поля, полученные в настоящей работе, представлены на рис. 1.

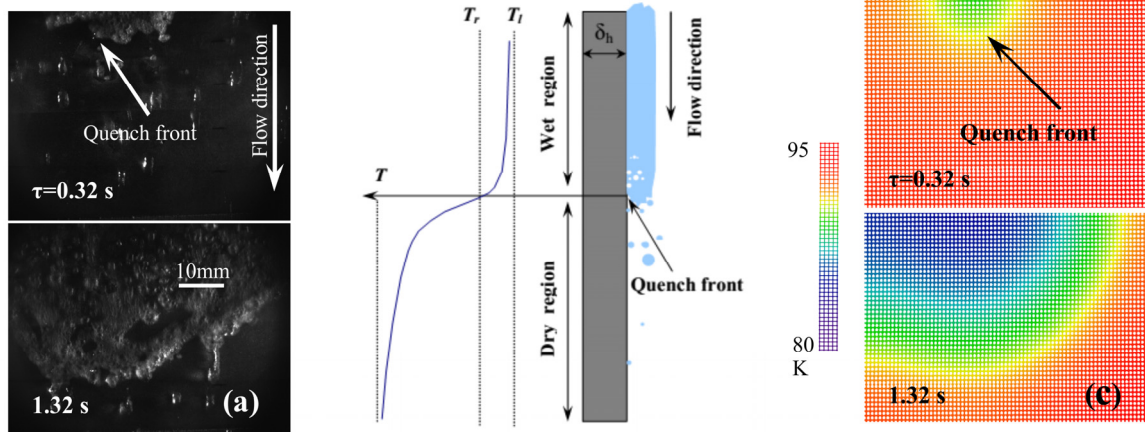


Рис. 1. Криогенный квенчинг эксперимент и моделирование. (a) Визуализация динамики квенчинга высокоскоростной видеосъемкой. (b) Схематичное представление модели квенчинга. (c) Результаты численного моделирования динамики продвижения квенч фронта. τ - время от старта быстрой температурной волны.

Обнаружено anomalous поведение теплообмена в окрестности квенч фронта. Максимальная плотность теплового потока, отводимого в жидкость, оказалась значительно выше, чем в квазистационарных условиях. Таким образом, использование данных для теплообмена, полученных при квазистационарных условиях, может привести к существенным ошибкам при определении скорости квенч фронта. Фундаментальные закономерности динамического теплообмена, реализующегося в процессе квенчинга, пока до конца не поняты.

Сравнение экспериментальной кривой охлаждения поверхности с аналитическим решением при свободной турбулентной конвекции показало, что инициализация квенч фронта происходит после снижения температуры поверхности до температуры, соответствующей термодинамическому пределу перегрева для жидкого азота T_{ils} . Предложена корреляция для определения времени стагнации квенч фронта.

В численном эксперименте удалось получить форму фронта в динамике (рис.1 c) и все стадии переходного процесса: стагнация фронта, медленная температурная волна, быстрая температурная волна и финальная стадия при отсутствии кипения. Достоверность полученных численно результатов подтверждена прямым сравнением с экспериментальными данными по динамике и геометрии квенч фронта, а также по изменению температуры во времени в области локализации термомпары.

Остается открытым вопрос о физических механизмах интенсификации теплообмена в окрестности квенч фронта. Можно предположить, что интенсификация теплообмена в области бегущего квенч фронта обусловлена наличием микро-слоев жидкости, быстро движущихся брызг и капель, взрывного испарения.

Автор благодарен д.ф.-м.н. А.Н. Павленко за полезные дискуссии и постоянный интерес к работе, к.ф.-м.н. А.С. Суртаеву за представленные для сравнения экспериментальные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-03221-а) и Программы Фундаментальных Исследований СО РАН (проект № III.18.2.3).

Список литературы:

1. Yamanouchi A. Effect of core spray cooling in transient state after loss-of-coolant accident// J. Nucl. Sci. Technol. 1968. V.5. P. 547-558.
2. Вычислительные методы в динамике жидкости. Том 1 / Флетчер К. Под ред. В.П. Шидловского. М.: Мир. 1991. 504 с.
3. Pavlenko A.N., Surtaev A.S., Tsoi A.N., Starodubtseva I.P., Serdyukov V.S.// High temperature. 2014. V. 52. No. 6. P. 861-868.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МИКРОПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

*Суртаев А.С.¹, Павленко А.Н.¹, Калита В.И.², Кузнецов Д.В.¹, Комлев Д.И.²,
Радюк А.А.², Иванников А.Ю.², Моисеев М.И.¹*

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,
119991, Москва, Россия, Ленинский пр. 49*

Одним из наиболее распространенных методов интенсификации теплообмена при кипении жидкости является использование различных структурированных поверхностей и пористых покрытий [1]. На данный момент активно разрабатываются и развиваются методы создания модифицированных поверхностей на микро и наномасштабе, например, химическое травление, фотолитография, лазерное структурирование, химическое осаждение, плазменные методы и т.д. Многие исследования показывают высокую эффективность применения полученных с использованием данных методов поверхностей для интенсификации теплообмена и увеличения критических тепловых потоков [2-3]. Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния трехмерных капиллярно – пористых покрытий, полученных с использованием метода плазменного напыления, на теплообмен при пузырьковом кипении жидкости.

Эксперименты по изучению теплообмена в условиях большого объема проводились на установках, детальное описание которых представлено в работах [4, 5]. В качестве рабочих жидкостей использовались фреон R21 и жидкий азот на линии насыщения. Рабочие участки представляли собой цилиндрические нагреватели из нержавеющей стали длиной 47 мм внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм. В экспериментах использовались нагреватели с различной толщиной покрытия от 100 до 500 мкм и пористостью 57 – 77 %. Покрытия на исходную рабочую поверхность наносились методом плазменного напыления бронзы [6]. Суть данного метода заключается в том, что в высокотемпературную плазменную струю подаётся порошок распыляемого материала, который нагревается, плавится и в виде двухфазного потока направляется на подложку под углом наклона оси конуса напыляемых частиц к поверхности подложки. Преимущество данного метода по сравнению с традиционными заключается в том, что он позволяет получать покрытия с максимальной открытой пористостью, высокими адгезией и степенью однородности. На рис. 1(а) представлена фотография рабочего участка с покрытием толщиной 500 мкм, полученная с использованием сканирующего электронного микроскопа. Нагрев рабочих участков производился пропусканием через них постоянного электрического тока заданной величины. Температура стенки нагревателя и рабочей жидкости измерялась платиновыми терморезисторами. Через оптические окна экспериментальной установки проводилась визуализация происходящих в эксперименте процессов с использованием высокоскоростной видеокамеры.

На рис. 1 (б) представлены результаты экспериментального исследования теплообмена при пузырьковом кипении фреона R21 для нагревателей без покрытия и с покрытием. Исследования проводились после предварительного кипячения рабочих участков на протяжении 3 – 4 часов. Как можно видеть, величина коэффициента теплоотдачи для капиллярно – пористого покрытия толщиной 500 мкм более чем в два раза превышает аналогичное значение для гладкой поверхности. В то время как кривые кипения рабочего участка с напылением в 100 мкм и гладкого нагревателя практически совпадают во всем диапазоне исследуемых тепловых нагрузок.

Анализ визуальных данных показал, что плотность центров парообразования для покрытия большей толщины существенно ниже, чем у поверхности с напылением 100 мкм при близких значениях величины теплового потока. Так как толщина покрытия слабо влияет на микрошероховатость поверхности, она не оказывает прямого воздействия на плотность активных центров парообразования. По этой причине эффект вызван меньшим перегревом

теплоотдающей поверхности, как видно из рис. 1 (б), для нагревателя с 500 мкм напылением при равных тепловых нагрузках.

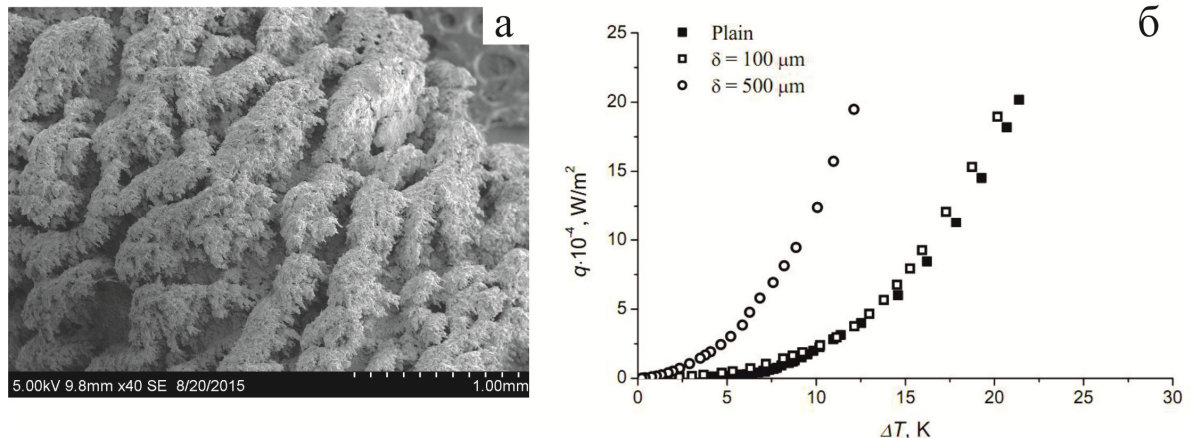


Рис. 1. SEM-изображение поверхности нагревателя с напылённым покрытием из бронзы толщиной 500 мкм (а). Кривые кипения для поверхностей без покрытия и с покрытиями различной толщины (б).

Детальный анализ видеоданных показывает, что отрыв и всплытие паровых пузырей для поверхности с меньшей толщиной покрытия происходит быстрее. Для покрытия с большей толщиной наблюдается задержка перемещения растущих паровых образований в каналах покрытия между гребнями. Это связано со слиянием мелких пузырей, образующихся в микропорах покрытия, и формированием более крупных паровых конгломератов у теплообменной поверхности. Наблюдаемое резкое увеличение времени роста крупных паровых образований до их отрыва от теплоотдающей поверхности приводит к формированию зон «макрослоя». Увеличение областей тонких менисков жидкости между паровой и твёрдой фазами в зонах «макрослоя» приводит к значительному увеличению доли тепла, передаваемого за счёт интенсивного испарения. Более высокая теплоотдача в зонах «макрослоя» сопровождается снижением локальной температуры теплоотдающей поверхности. Это приводит к подавлению действующих центров парообразования в окрестности зон макрослоя вследствие механизма продольной теплопроводности в теплоотдающей стенке. Этим можно объяснить отмеченное выше снижение плотности центров парообразования на нагревателе с большей толщиной капиллярно-пористого покрытия.

Результаты исследования показывают перспективность использования данного метода плазменного напыления для создания покрытий с целью интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-38-20982)

Список литературы:

1. Попов И.А., Махьянов Х.М., Гуреев В.М. Интенсификация теплообмена. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Казань: Центр инновац. технологий. 2009. 559 с.
2. Patil C. M., Kandlikar S. G. Review of the manufacturing techniques for porous surfaces used in enhanced pool boiling //Heat Transfer Engineering. 2014. V. 35. №. 10. P. 887-902.
3. Li Y. Y., Liu Z. H., Zheng B. C. Experimental study on the saturated pool boiling heat transfer on nano-scale modification surface //International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. V. 84. P. 550-561.
4. Pavlenko A.N., Tairov E.A., Zhukov V.E., Levin A.A., Moiseev M.I. // Journal of Eng. Therm. 2014. V. 23. N. 3. P. 173–193.
5. Павленко А.Н., Сургаев А.С., Цой А.Н., Стародубцева И.П., Сердюков В.С. // ТВТ. 2014. Т. 52. №. 6. С. 886.
6. Калита В.И., Гнедовец А.Г., Комлев Д.М. // Физика и химия обработки материалов. 2006. №. 6. С. 26–31.

СТРУКТУРА ПЛОСКИХ НЕДОРАСШИРЕННЫХ МИКРОСТРУЙ, ИСТЕКАЮЩИХ В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

Тимофеев И.В.^{1,2}, Анискин В.М.^{1,2}, Маслов А.А.^{1,2}, Миронов С.Г.^{1,2},

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, д. 2*

В связи со значительными прикладными возможностями микрожидкостных устройств возникает интерес к изучению течения газа на микромасштабах.

Работ по исследованию структуры сверхзвуковых двумерных микроструй нет, за исключением работы [1], где приведены некоторые данные только при одном числе Рейнольдса и одном давлении в форкамере.

Существует ряд работ рассматривающих структуру двумерных сверхзвуковых макроструй [2-4]. Однако данных по дальнобойности двумерных сверхзвуковых микроструй в доступной литературе нам найти не удалось.

В работе рассматривалась структура сверхзвуковых недорасширенных микроструй воздуха, истекающих из плоских микросопел с характерным размером от 34,5 до 175 мкм.

На рис 1 в качестве примера приведена фотография выходного сечения одного из сопел, с характерным размером 65,2 мкм.

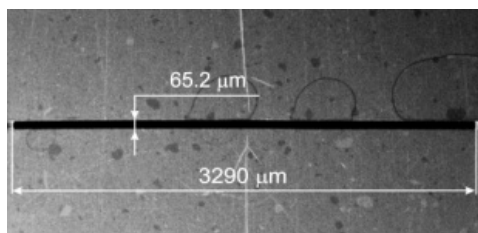


Рис.1. Фотография выходного сечения микросопела

Проведение экспериментов по исследованию структуры микроструй осуществлялось с использованием микротрубки Пито и путем визуализации течения микроструй прямотеневым методом.

На рис.2, в качестве примера, показана фотография визуализации течения струи, истекающей из сопла высотой 175 мкм. Пилообразная структура на фотографии – масштабный элемент.

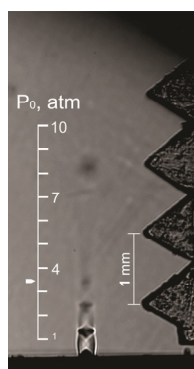


Рис.2. Визуализация течения микроструи

На фотографии отчетливо видна ударно-волновая структура сверхзвуковой струи.

По фотографиям визуализации течения и распределению давления вдоль струи были определены размеры первой бочки струй. Полученные данные приведены на рис.3.

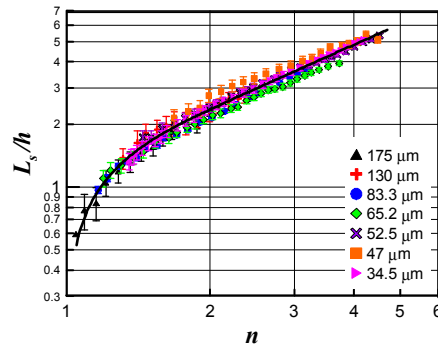


Рис.3. Размер первой бочки

По данным, приведенным на рис.3, были получены эмпирические зависимости: размер первой бочки:

$$L_s/h = 2.35\sqrt{n-1} \text{ при } n \leq 2$$

$$L_s/h = 1.23n - 0.1 \text{ при } n > 2$$

Видно, что размер бочек двумерных сверхзвуковых струй при $n > 2$ изменяется линейно.

Под дальностью струи понимается расстояние от среза сопла до точки на оси струи, в которой скорость достигает местной скорости звука. Дальность определялась по распределению давления на оси струи. На рис.4. приведены полученные данные. Начиная с высоты сопла $h=52,5$ мкм при $n < 1,1$ начинает проявляться увеличение дальности. С уменьшением высоты сопла эффект увеличения дальности проявляется ярче. Однако весь эффект происходит в небольшом диапазоне нерасчетности струи $1 < n < 1,8$. При $n > 1,8$ дальность всех исследованных струй хорошо согласуется друг с другом.

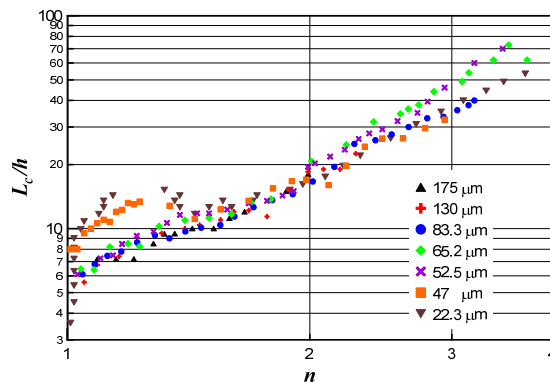


Рис. 4. Дальность двумерных сверхзвуковых микроструй

Список литературы:

1. Aniskin V.M., Mironov S.G., Maslov A.A. The structure of supersonic two-dimensional and axisymmetric microjets // Int. J. Microscale and Nanoscale Thermal and Fluid Transport Phenomena. 2012. V. 3, N. 1. P. 49-59.
2. Sheeran, W. J., and Dosanjh, S. Observations on Jet Flows from a Two-Dimensional, Underexpanded, Sonic Nozzle // AIAA Journal. 1968. V. 6. P. 540-542.
3. Werle, M. J., Shaffer, D. G., and Driftmyer, R. T. Freejet Terminal Shocks // AIAA Journal. 1970. V. 8. P. 2295-2297.
4. L. Addy Effects of Axisymmetric Sonic Nozzle Geometry on Mach Disk Characteristics. // AIAA Journal. 1981. V. 19, N. 1, P. 121-122.

**ПОДАВЛЕНИЕ РОСТА МИКРОКАПЕЛЬ ЛЕВИТИРУЮЩЕГО КАПЕЛЬНОГО
КЛАСТЕРА С ПОМОЩЬЮ ИНФРАКРАСНОГО ОБЛУЧЕНИЯ**

Федорец А.А.^{1,2}, Домбровский Л.А.³, Медведев Д.Н.¹, Смирнов А.М.⁴

¹ Тюменский государственный университет, 625003, Россия, Тюмень, ул. Семакова, 10

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

³ Объединенный институт высоких температур РАН,
125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13/2

⁴ ОАО «НПП «Пульсар», 105187, Россия, Москва, Окружной проезд, 27

Структура из микрокапель, левитирующих над горизонтальной межфазной поверхностью жидкость-газ, известная как «капельный кластер», впервые описана в [1]. Размер сферических капель кластера сопоставим с размером аэрозольных частиц. Подобно каплям тумана они взвешены в газовой среде. В то же время, кластер строго локализован в пространстве, что позволяет исследовать микромасштабные физические процессы (конденсационный рост капель, температуру их поверхности, коалесценцию капель со слоем жидкости и др.) в лабораторных условиях с высокой точностью [2-4]. Капельный кластер представляет интерес для изучения биохимических процессов в каплях атмосферного аэрозоля, но для этого следует добиться длительной устойчивой левитации кластера.

В работе исследуется изменение скорости конденсационного роста капель кластера над поверхностью воды под действием инфракрасного (ИК) облучения. Расчеты характеристик поглощения излучения каплями воды по методике, описанной в [5], показали, что инфракрасное излучение, включающее полосу поглощения воды на длине волны около 3 мкм, позволяет достаточно быстро нагревать капли кластера. В эксперименте использовались ИК источники с температурой излучающего элемента около 1000 °С, которые располагались по углам квадрата (кластер – в центре) и были направлены под углом 45° к оси кластера (рис. 1а). Нагрев воды, необходимый для формирования кластера, создавался сфокусированным на подложке лазерным лучом (схема эксперимента подробно описана в [4]). Для контроля параметров лазера и ИК источников применялся измеритель мощности излучения компании OPHIR. Поле температуры регистрировалось с помощью тепловизора Flir SC5600 (матрица 640x512 элементов, спектральный диапазон 2.5-5.1 мкм, NETD < 20 мК). Толщина слоя воды контролировалась с точностью ± 2 мкм при помощи лазерного триангуляционного датчика расстояния. Мощность P_L лазерного излучения варьировалась в диапазоне от 130 до 195 мВт. Интегральный (по спектру) поток ИК излучения, q_{IR} , варьировался от 0 до 12.2 мВт/мм². Поскольку диаметры кластера и пятна лазера примерно равны, в качестве энергетического параметра ИК воздействия использовалась мощность излучения $P_{IR} = \pi R^2 q_{IR}$, где R – радиус пятна лазера. Основным источником информации об изучаемых процессах были изображения капельного кластера, получаемые с помощью стереомикроскопа Zeiss Discovery V8.

Эксперименты проводились с дистиллированной водой, содержащей микропримеси поверхностно активных веществ, которые обеспечивали подавление термокапиллярных течений. Продолжительность каждой видеозаписи составляла 60 с: первые 20 с – при выключенных ИК источниках, в период $20 < t < 40$ с – при включенных ИК источниках, которые затем выключались еще на 20 с. Для получения стационарного распределения температуры в области локального нагрева воды лазер включался не менее чем за 2 мин до начала видеозаписи.

Конденсационный рост капель кластера подчиняется известной закономерности, согласно которой площадь поверхности капли, S , изменяется прямо пропорционально времени, что справедливо и в случае ИК воздействия на капли, по крайней мере, в первые несколько десятков секунд облучения. Скорость изменения площади поверхности капли, \dot{S} , снижается обратно пропорционально потоку ИК излучения и даже может быть отрицательной, когда капли начинают уменьшаться (рис. 1б). Линейная интерполяция экспериментальных данных позволяет определить мощность ИК источника $P_{IR}(0)$, при которой размер капель остается неизменным с течением времени. Чем интенсивнее лазерный нагрев, тем выше $P_{IR}(0)$, но отношение $P_L/P_{IR}(0)$

остается почти постоянным. В условиях эксперимента это отношение составляло около 6 %. При этом инфракрасный нагрев обеспечивал динамический баланс испарения и конденсации пара на поверхности капель.

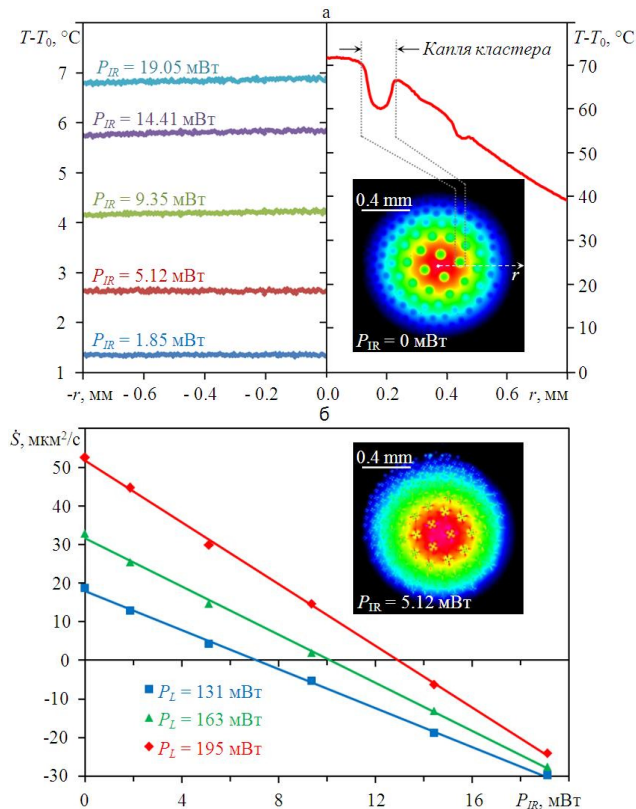


Рис. 1. (а) Радиальное распределение температуры поверхности слоя воды в области капельного кластера ($r = 0$ соответствует центру источника тепла). Слева – нагрев, создаваемый ИК источниками (лазер выключен), справа – создаваемое лазером поле яркостной температуры воды, на фоне которого видны более холодные капли кластера; (б) Скорость изменения площади поверхности капли в зависимости от мощности ИК излучения. На вставке приведена термограмма при включенных ИК источниках, отраженное излучение которых дает характерные искажения

Таким образом, воздействуя на кластер ИК излучением, можно управлять размером капель, значительно увеличивая время устойчивой левитации кластера. Полученный результат открывает качественно новые возможности для исследований физических и химических процессов в микрокаплях аэрозоля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-00248-а).

Список литературы

1. Федорец А.А. Капельный кластер // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. № 8. С. 457-459.
2. Fedorets A.A., Dombrovsky L.A., and Smirnov A.M. The use of infrared self-emission measurements to retrieve surface temperature of levitating water droplets // Infrared Physics & Technology. 2015. V. 69. P. 238-243.
3. Федорец А.А., Марчук И.В., Кабов О.А. О роли капиллярных волн в механизме коалесценции капельного кластера // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. № 5. С. 307- 310.
4. Федорец А.А., Домбровский Л.А., Медведев Д.Н. Влияние инфракрасного облучения на подавление конденсационного роста капель воды в левитирующем капельном кластере // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. № 7. (в печати)
5. Dombrovsky L.A. and Baillis D. Thermal Radiation in Disperse Systems: An Engineering Approach // Begell House, New York, 2010.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ РАСПАДА СТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНОВОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ

Чернявский А.Н., Павленко А.Н.

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

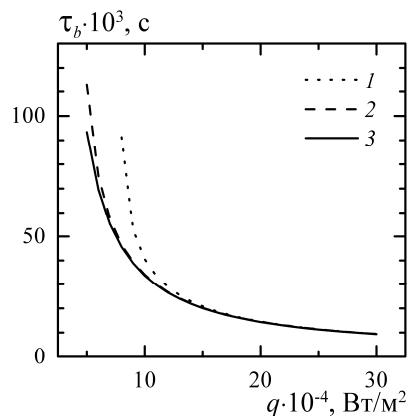
Стекающие пленки жидкости широко применяются в различных технологических процессах для интенсификации теплообмена. Область высокоэффективного теплообмена при пленочном течении жидкости ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения. Достижение критических условий приводит 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 расчеты волновых характеристик и времен ожидания вскипания в пленках жидкости при различных входных числах Рейнольдса, плотностях теплового потока и параметрах нагревателя.

В рамках данной работы был проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкого азота от плотности теплового потока при различных входных числах Рейнольдса.

В области высоких тепловых потоков расчетные зависимости практически идентичны для всех рассмотренных входных чисел Рейнольдса, что свидетельствует о слабом влиянии интенсивности орошения нагревательной поверхности на время ожидания вскипания в данном диапазоне тепловых нагрузок. В области низких тепловых потоков наблюдается расхождение расчетных кривых, которое может быть объяснено существенным влиянием испарения на развитие теплообмена при данных параметрах задачи (рис. 1).



*Рис. 1. Расчетные времена ожидания вскипания, $\Delta T=26\text{К}$:
1 — $Re_{in}=38$; 2 — $Re_{in}=230$; 3 — $Re_{in}=630$.*

Также в рамках данной работы было выполнено сравнение расчетных времен ожидания вскипания с экспериментальными данными [1]. Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента как в области низких, так и в области высоких тепловых потоков (рис. 2).

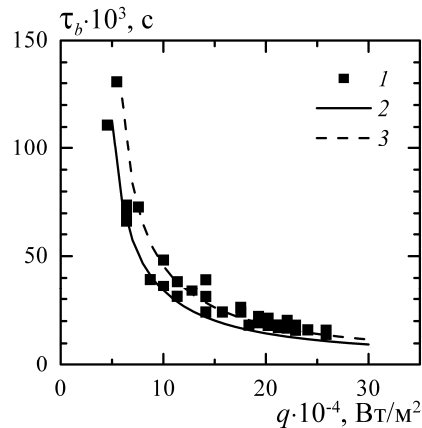


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных времен ожидания вскипания, $Re_{ex}=230$: 1 — Эксперимент; 2 — $\Delta T=26K$; 3 — $\Delta T=32K$.

Построены зависимости критических плотностей тепловых потоков подавления вскипания и полного локального испарения от входного числа Рейнольдса (рис. 5). Кривые 1 и 2 образуют карту режимов распада пленочного течения и делят пространство $(Re_{in}; q)$ на три области. Область I соответствует стабильному теплообмену без развития кризисных явлений. В области II преобладающим механизмом распада пленочного течения является полное локальное испарение пленки жидкости, сопровождающееся образованием и дальнейшим ростом сухих пятен на поверхности тепловыделяющего элемента. В области III распад пленочного течения осуществляется посредством развития кипения пленки на нагревательной поверхности.

Расчетные критические плотности тепловых потоков подавления полного локального испарения (кривые 2 и 3) удовлетворительно согласуются с расчетной зависимостью, представленной в работе [2], описывающей плотности критических тепловых потоков в режиме стационарного тепловыделения — кривая 4. Данный факт говорит об отсутствии влияния нестационарности тепловыделения на критические плотности тепловых потоков подавления полного локального испарения.

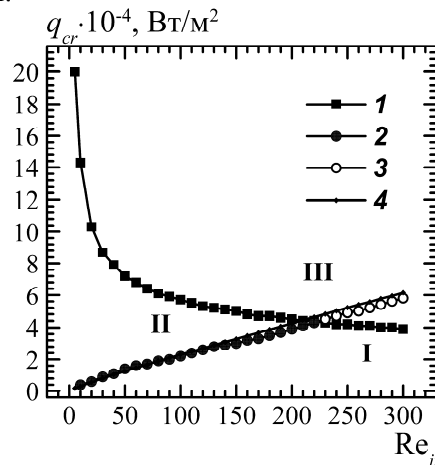


Рис. 3. Критические плотности тепловых потоков: 1 — распад стекающей пленки при вскипании жидкости, $\Delta T=26K$; 2 — осушение поверхности в режиме испарения при нестационарном тепловыделении; 3 — экстраполяция расчетных данных (2) по локальному испарению остаточного слоя; 4 — расчет критического теплового потока в режиме испарения при стационарном тепловыделении по модели (Павленко, Лель, 1997).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №15-08-03221).

Список литературы:

1. Павленко А.Н., Суртаев А.С., Мацех А.М. Переходные процессы в стекающих пленках жидкости при нестационарном тепловыделении // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 905-916.
2. Pavlenko A.N., Lel' V.V. Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // Russian Journal of Engineering Thermophysics. 1997. V. 7. N. 3-4. P. 177-210.

РАЗРЫВ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН С ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫМИ СТРУКТУРАМИ*Шатский Е.Н.^{1,2}, Сорочихина Ю.А.², Чиннов Е.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*

Пленочные течения жидкости широко применяются для охлаждения тепловыделяющих поверхностей в различных технологических приложениях: теплообменниках, конденсаторах, испарителях, в криогенном оборудовании, выпарных аппаратах и т.д. [1]. Актуальной является проблема создания эффективных компактных пленочных систем охлаждения микроэлектронного оборудования, высокопроизводительных процессоров, быстродействие и долговечность которых в существенной мере зависят от эффективности отвода рассеиваемой мощности.

Гидродинамические двумерные волны в изотермических пленках жидкости неустойчивы к трехмерным возмущениям. Установлено, что длина волны неустойчивости к поперечным трехмерным возмущениям убывает с ростом числа Рейнольдса. При распаде двумерных волн на трехмерные в работах [2,3] выделяют синхронные волны, когда отсутствует фазовое смещение волн в поперечном направлении, и субгармонические волны, когда фазовое смещение имеет место.

При пленочном течении жидкости по нагреваемой поверхности, кроме гидродинамической неустойчивости, приводящей к развитию трехмерных волн, имеют место также термокапиллярные неустойчивости, следствием которых является возникновение на поверхности пленки системы стационарных трехмерных структур в виде ряда струй с тонкой пленкой между ними. В зависимости от условий нагрева и величин градиентов температуры на поверхности пленки жидкости выделяют два типа термокапиллярных структур [4].

Исследования естественной эволюции развитых трехмерных волн в термокапиллярно-волновые струи при нагреве вертикально стекающей пленки воды в условиях малых градиентов температуры выполнены в [5]. Зарегистрирован факт деформации подковообразных гидродинамических волн, при их прохождении через нагреваемую область. Измерены расстояния между трехмерными волнами и струями в зависимости от плотности теплового потока.

В работе [6] получены обобщающие соотношения разрыва пленки жидкости для условий близких к постоянному тепловому потоку на нагревателе. При этом величина градиентов температуры на поверхности пленки жидкости, как правило, не превышала 1 К/мм. Однако существуют режимы течения нагреваемых пленок жидкости, когда возможна реализация двух типов термокапиллярных структур. Для этого необходимо создать достаточно высокие градиенты температуры более 10 К/мм на поверхности пленки жидкости в области верхней кромки нагревателя [7]. Разрыв пленки жидкости в таких условиях не исследовался, хотя увеличение интенсивности волнового движения при взаимодействии с термокапиллярными структурами должно было приводить к удалению сухих пятен.

Целью данной работы является экспериментальное исследование взаимодействия гидродинамических волн и термокапиллярных структур разных типов, определение критического теплового потока соответствующего разрыву пленки.

Экспериментальный стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур. Рабочий участок состоял из несущей плиты, на которую устанавливался пленкоформирователь, термостабилизатор и нагреватель. Рабочая жидкость (вода с растворенным родамином 6Ж в качестве красителя) с помощью насоса подавалась в пленкоформирователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью. Жидкость стекала по пластине и по соединительным каналам под действием гравитации возвращалась в резервуар с электронасосом. Расстояние от пленкоформирователя до нагревателя составляло 263 мм, что соответствовало зоне развитого трехмерного волнового течения. Фронт

поступающей на нагреватель волны, в процессе движения по нагревателю, деформировался под действием термокапиллярных сил и в нижней части нагревателя течение переходило в струйное с тонкой пленкой между струями. При этом было зафиксировано, что при значении плотности теплового потока $q > 2 \text{ Вт/см}^2$ движение и деформация фронта волны резко отличаются от случая $q < 2 \text{ Вт/см}^2$.

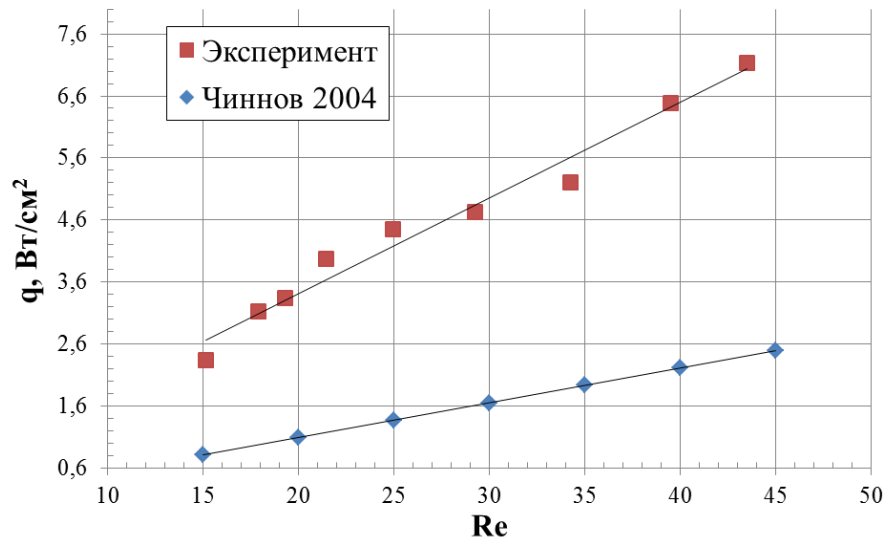


Рис. 1 Зависимость критического теплового потока от пленочного числа Рейнольдса.

В отличие от случая $q = \text{const}$ [5] деформация фронта в данном случае происходит на начальном участке нагревателя на расстоянии 20-30 мм от передней кромки. Этому способствуют как высокие градиенты температуры, так и термокапиллярные структуры, образующиеся на передней кромке нагревателя. На рис.1. представлена зависимость плотности теплового потока, необходимого для появления первого устойчивого сухого пятна в окрестности вертикальной оси симметрии нагревателя. Представлены результаты данной работы и результаты обобщения по разрыву пленки из [6]. Видно, что значение критического теплового потока, полученные в данной работе, в несколько раз больше расчетных. Это является следствием сложного взаимодействия волн с термокапиллярными структурами, образующимися в остаточном слое на передней кромке нагревателя. Вследствие этого взаимодействия происходит постоянное перемещение струй в направлении поперек потока, что способствует затягиванию кризиса теплообмена.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-01-04320 А)

Список литературы:

1. Surtaev A., Pavlenko A. Observation of boiling heat transfer and crisis phenomena in falling water film at transient heating // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. Т. 74. С. 342-352.
2. Joo S. W., Davis S.H. Instabilities of Three-Dimensional Viscous Falling Films // J. Fluid Mech. 1992. V. 242. P. 529-547.
3. Liu J., Schneider J. B., Golub J.P. Three-dimensional Instabilities of Film Flows // Phys. Fluids. 1995. V. 7. N 1. P. 55-67.
4. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 5. С. 128 – 137.
5. Е.А Чиннов, Е.Н. Шатский, О.А. Кабов Эволюция температурного поля на фронте трехмерной волны в нагреваемой пленке жидкости // Теплофизика высоких температур, 2012, Т.50, № 1, с.1-8
6. Чиннов Е.А. Гидродинамика и теплообмен в капиллярных течениях с естественной циркуляцией / Дисс. докт. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2004. 347 с.
7. Чиннов Е.А., Шатский Е.Н., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Кабов О.А. Синхронное измерение полей толщин и температур в стекающей нагреваемой пленке жидкости // Сб. трудов РНКТ-6, Москва, 27-31 октября 2014 г.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДОНА 141В В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОГО ТЕЧЕНИЯ

Шамирзаев А.С.¹

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

Исследования процессов теплообмена в микросистемах с фазовыми превращениями активно развиваются в последнее время. Это связано с ростом технологических приложений, которые требуют передачи больших потоков тепла в ограниченном объеме, в том числе в компактных парогенераторах/конденсаторах энергетических и криогенных устройств, системах охлаждения микропроцессоров. При уменьшении масштаба течения возникает широкий спектр явлений, которые не типичны на большом масштабе и слабо изучены. Несмотря на большое количество опубликованных методов расчета теплоотдачи основанных на модификации моделей, созданных для кипения в обычных трубах или специально разработанных корреляциях для расчета теплообмена в микроканалах, применение этих методов требует верификации, и задача расчета теплоотдачи для различных режимов теплообмена при кипении в микроканалах, как отмечено в [1], остаётся актуальной.

Целью данной работы является экспериментальное исследование характеристик теплообмена при кипении хладона 141b в системе микроканалов в условиях вынужденной конвекции. Микроканалы изготовлены прецизионным фрезерованием на медной микроканальной пластине, содержащей 21 микроканал размером 335x930 мкм. Длина микроканальной пластины 40мм, ширина 20 мм. Микроканальная пластина впаяна в корпус из нержавеющей стали с участком ввода и вывода потока и отверстиями для термопар. Схема экспериментального участка показана на рис.1. Эксперименты проведены при приведенном давлении 0.05 и массовой скорости 400 кг/м²с в диапазоне тепловых потоков от 100 до 600 кВт/м² через внешнюю поверхность теплообменника.

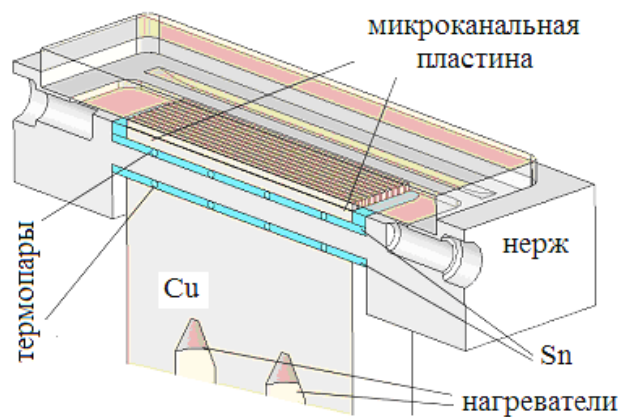


Рис. 1. Схема экспериментального участка.

На рис 2. представлена зависимость коэффициентов теплоотдачи от теплового потока на внутренней поверхности микроканалов. Эксперименты проведены в условиях, когда на вход в теплообменник подаётся жидкость с относительной энтальпией потока близкой к нулю и паросодержание потока для представленных данных варьируется от 0.05 до 0.3. Так же на рис 2 представлено сравнение коэффициентов теплоотдачи при кипении хладона 141в с расчётом по известным моделям теплоотдачи при паросодержании потока 0.15.

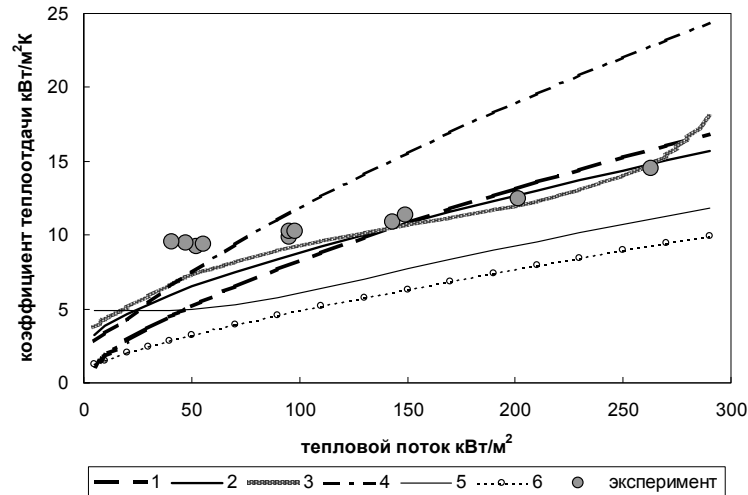


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока. Точки эксперимент линии расчёт по: 1- кипение в большом объёме [7]; 2- [2]; 3- [3]; 4- [4]; 5- [5]; 6- [6]

Верификация различных моделей теплоотдачи показала, что в области низких тепловых потоков, до 100 кВт/м^2 , в области преобладающего влияния конвективного испарения, существующие методы расчёта недостаточно хорошо описывают теплообмен при кипении в условиях вынужденного течения. Наилучшее соответствие экспериментальным данным показывает модель представленная в работе Кузнецова и Шамирзаева [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 15-08-07506 А.

Список литературы:

1. Bertsch S.S, Groll E.A, Garimella S.V. Composite Heat Transfer Correlation for Saturated Flow Boiling in Small Channels // Inter-national Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. pp. 2110–2118.
2. Liu Z, Winterton R.H.S. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1991. Vol. 34. P. 2759–2766.
3. Kuznetsov V.V., Shamirzaev A.S. Flow boiling heat transfer of refrigerant R-134a in copper microchannel heat sink //4th Micro and Nano Flows Conference UCL, London, 2014
4. Kandlikar S.G. Similarities and Differences Between Flow Boiling in Microchannels and Pool Boiling // Heat Transfer Eng. 2010. Vol. 31, No. 3. P. 159–167.
5. Ягов В.В., Минко М.В. Теплообмен в двухфазном потоке при высоких приведённых давлениях // Теплоэнергетика. 2011. № 4. С. 13–23
6. Thome, J.R., Dupont, V., Jacobi, A.M., Heat Transfer Model for Evaporation in Microchannels. Part I: Presentation of the Model // Int. J. Heat Mass Transfer vol. 47, pp. 3375-3385, 2004
7. Cooper M.G., Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling - a wide ranging examination using reduced properties / Advances in Heat Transfer, 1984. Vol. 16, P. 157–239,

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСПАРЕНИЕ ВОДНОГО РАСТВОРА ЭТАНОЛА С ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ ТЕЛ

Макаров М.С.^{1,2}, Макарова С.Н.¹, Шибанов А.А.^{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

При проектировании энергоустановок необходимо учитывать особенности протекания тепло- и массообменных процессов с фазовыми и химическими превращениями. На сегодняшний день накоплена подробная информация о тепломассопереносе при испарении чистых (однокомпонентных) жидкостей с плоских, цилиндрических и сферических поверхностей. Современное состояние проблемы изложено в ряде обзоров и монографий [1, 2]. Процессы тепломассообмена при испарении бинарных жидкостей изучены в меньшей степени, но вызывают всё больший интерес в связи с развитием энергетического и химического оборудования на смесевых теплоносителях. В этом случае задача существенно усложняется, поскольку необходим учёт отклонения от идеальности смеси, азеотропии, взаимной смешиваемости жидких компонентов – параметров, которые, в свою очередь, имеют сложную зависимость от температуры, давления, состава жидкости и внешнего парогазового потока. Кроме того, при испарении двухкомпонентных жидкостей, различные компоненты испаряются с разной скоростью, что приводит к появлению градиентов концентраций и диффузионных потоков в жидкой фазе [3].

В данной работе проведены экспериментальные и теоретические исследования температуры поверхности испарения водного раствора этанола с цилиндрических и сферических пористых тел в близких к адиабатическим условиям. На рис.1 представлена схема рабочего участка экспериментальной установки. Объекты исследования изготавливались из материала ТЗМК-10

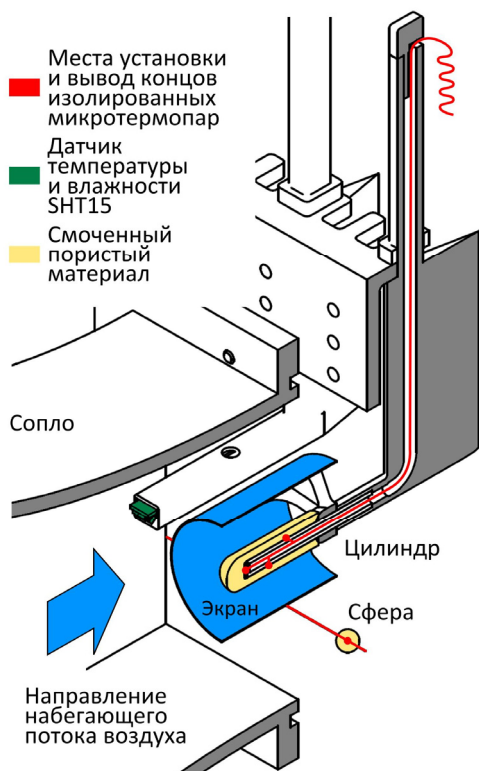


Рис. 1. Схема рабочего участка экспериментального стенда.

(сверхчистое аморфное кварцевое волокно) с пористостью 90...95% и коэффициентом теплопроводности 0,05 Вт/м·град. Адиабатическое испарение со сферы достигалось за счёт её малых размеров 5,5...6,5 мм, использования микротермопары с диаметром спая 0,2 мм, теплоизоляции концов термопары при максимально близком её расположении к регистрирующей аппаратуре. При испарении с поверхности цилиндра Ø11,5x36 мм концы микротермопар располагались внутри консольно-закреплённого фторопластового стержня диаметром 5,8 мм, а спаи выводились на внешнюю поверхность под слой пористого материала (см. рис.1). Снаружи закреплялся экран из алюминиевой фольги на пластиковом каркасе, который в процессе эксперимента обдувался набегающим потоком воздуха. Абсолютное давление, температура и влажность воздуха контролировались интегральными датчиками BMP180 и SHT15. Погрешность измерения давления не превышала 17 Па, температуры – 0,3 °С, относительной влажности – 2%. Скорость набегающего потока контролировалась по перепаду давления на сопле, поддерживалась постоянной и равной 2 м/с на протяжении всего эксперимента. Предварительно измеренная методом ЛДА степень турбулентности при указанной скорости потока на срезе сопла не превышала 2%. Средние

турбулентности при указанной скорости потока на срезе сопла не превышала 2%. Средние

значения полученных в ходе экспериментов параметров воздушного потока указаны на рис. 2. Состав водного раствора этанола определялся весовым методом с использованием высокоточных лабораторных весов Vibra АН-4200. Опыты проведены при массовой концентрации этанола в растворе от 0 до 93,1%. Верхний предел концентрации ограничен точкой азеотропы раствора при комнатных условиях.

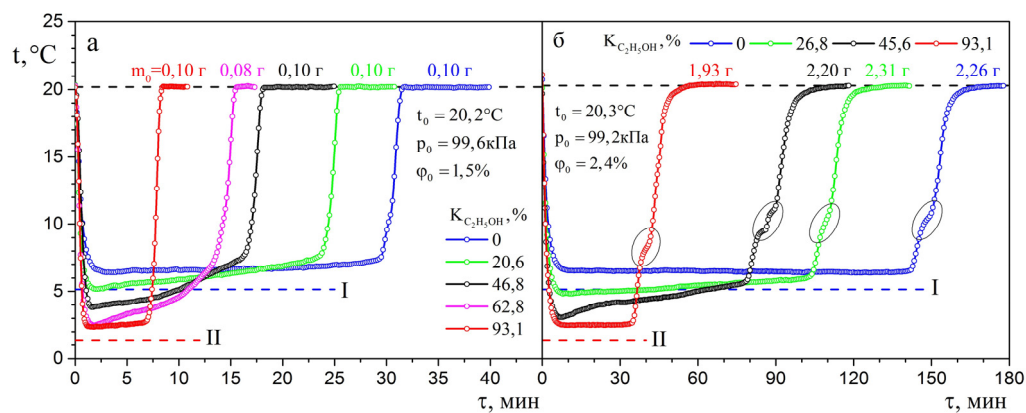


Рис. 2. Термограммы процесса испарения водного раствора этанола с пористой сферы (а) и цилиндра (б) при различных массовых концентрациях этанола: пунктирными линиями представлены результаты расчёта адиабатной температуры испарения воды (I) и азеотропного раствора этанол-вода (II), основанные на подобии процессов тепло- и массообмена для каждого компонента раствора.

Полученные в результате экспериментов термограммы представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, весь процесс последовательно состоит из охлаждения жидкости от начальной комнатной температуры до некоторой равновесной температуры, испарения (при этой температуре) основной массы раствора с изменением состава жидкости, прогрева пористого каркаса с остаточной сорбированной массой раствора (возможно, воды), десорбции остаточной жидкости и прогрева сухого пористого каркаса до температуры набегающего потока воздуха. Стоит отметить, что равновесная температура близка к теоретическим оценкам адиабатной температуры испарения, основанным на использовании подобия процессов тепло- и массообмена в ламинарном пограничном слое. Для чистой (дистиллированной) воды и раствора азеотропного состава эта температура остаётся постоянной на протяжении всего эксперимента. Для растворов с промежуточными составами температура жидкости растёт со временем и этот рост по характеру близок к линейному. На термограммах испарения растворов со сферы можно отчётливо различить два участка линейного роста температуры с разным темпом. Можно предположить, что изменение темпа прогрева жидкости связано с полным испарением легколетучего компонента раствора. На термограммах испарения с поверхности цилиндра видно, что при прогреве пористого каркаса на небольшом промежутке времени (3...6 минут) темп прогрева снижается (отмечено овалами на рис. 2б), что, как мы полагаем, связано с процессами десорбции остаточной жидкости с поверхности пор материала. Следует отметить, что эффект десорбции становится заметен на крупных объектах, что связано с большей площадью пор, сорбировавших жидкость. В данных экспериментах объём сферы в 20 раз меньше объёма пористого цилиндра, поэтому в опытах на сфере этот эффект не наблюдается. Полученные данные могут быть использованы для верификации численных моделей испарения бинарных смесей с поверхности пористых тел.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-08-31116 мол_а.

Список литературы:

1. Erbil H.Y. Evaporation of pure liquid sessile and spherical suspended drops: a review// *Advances in Colloid and Interface Science*. 2012. V. 170. P. 67-86.
2. Шпаковский Р.П. Тепломассоперенос при испарении в газовый поток. Н. Новгород: НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 2013. 256 с.
3. Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Температура поверхности испаряющихся капель бинарных растворов// *Ползуновский вестник*. 2010. № 1. С. 55-59.

ДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ЗА ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ТРУБЫ

Лобанов П.Д., Воробьев М.А., Курдюмов А.С.

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

Исследование турбулентной структуры пузырьковых газожидкостных потоков важно для различных приложений химической и атомной промышленности, приготовления пищи и медикаментов и многих других областях техники и энергетики. Кроме хорошо исследованного движения потоков в вертикальных трубах встречаются потоки в каналах более сложной геометрии: пучках труб, кольцевых каналах, трубах с внезапным расширением или сужением, коленах. Экспериментальная информация о гидродинамике газожидкостных потоков в каналах сложной геометрии ограничена.

Задачей данной работы являлось экспериментальное исследование динамики газовых пузырей в трубе с внезапным расширением. Рабочий участок установки состоял из двух соосных труб с внутренними диаметрами 15 и 42 мм. Поток жидкости в установке создавался при помощи центробежного насоса. Газ поступал через одиночный капилляр, расположенный выше по течению от места расширения трубы. Расход газа задавался при помощи контроллера расхода газа производства Brounkhurst.

В качестве основного метода эксперимента использовалась стробоскопическая фотосъемка потока. Для получения изображений использовалась теневая подсветка, осуществляемая при помощи двух скоростных светодиодных матриц. Свет, получаемый от матриц, проходил через светофильтры красного для первой из матриц и зеленого для второй из них цвета. Источники света включались через определенный, задаваемый интервал времени относительно друг друга таким образом, чтобы вспышки попали в один кадр фотокамеры. Синхронизация измерительной системы осуществлялась при помощи программируемого контроллера. Пример получаемого изображения приведен на рисунке. Полученное изображение обрабатывалось на компьютере, где производилась разбивка изображения по цветовым каналам, позволяющая определять форму и смещение пузырей в различных областях трубы. Таким образом, получены зависимости скоростей и размеров пузырей в отрывной зоне потока при течении газожидкостной смеси в трубе с внезапным расширением.

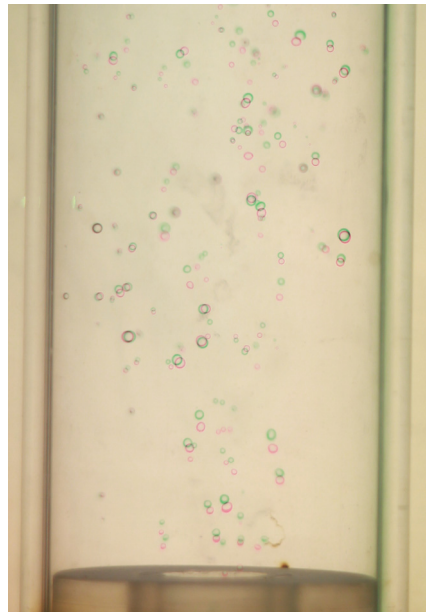


Рис. 1. Пузырьковое течение в трубе с внезапным расширением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках научного проекта № 14-08-00520

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ В СУХОМ ВОЗДУХЕ И ПАРОВАЗОВОЙ СМЕСИ

Бочкарева Е.М., Терехов В.В.

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

Процессы испарения капель жидкости представляют большой практический интерес, поскольку широко распространены в теплоэнергетике и химических технологиях. Знание закономерностей теплообмена при испарении и конденсации жидкостей необходимо для эффективной организации процессов генерации пара, сушки, горения жидких топлив и многих других приложений.

Известно [1], что при достижении определенной температуры, называется температурой инверсии, испарение в перегретый пар происходит интенсивнее, чем в сухой воздух. Это обусловлено более высокой теплоемкостью паров по сравнению с воздухом, влияние которой начинает превалировать в общем балансе над более высоким диффузионным сопротивлением парогазовой смеси.

Изучению явления инверсии потоков посвящено ограниченное количество работ, например [2-4], однако работы применимые к задачам теплообмена на каплях авторам не известны. Отметим, что одним из важнейших факторов, определяющих температуру инверсии, является интенсивность теплообмена на поверхности, поэтому ожидалось, что значения этой температуры для капель будут отличаться от полученных ранее результатов для каналов и пограничного слоя на пластине.

В настоящей работе исследовалось испарение капель воды, обтекаемых потоком воздуха. Было проведено моделирование влияния размеров и скорости набегающего потока на температуру инверсии в паро-воздушных смесях с различным паросодержанием.

Математическая модель для исследования испарения капель жидкости основана на одномерном, сферически-симметричном приближении, интегральных законах тепло- и массообмена, законе равновесия жидкость-пар и базе данных теплофизических свойств смесей паров, газов и жидкостей.

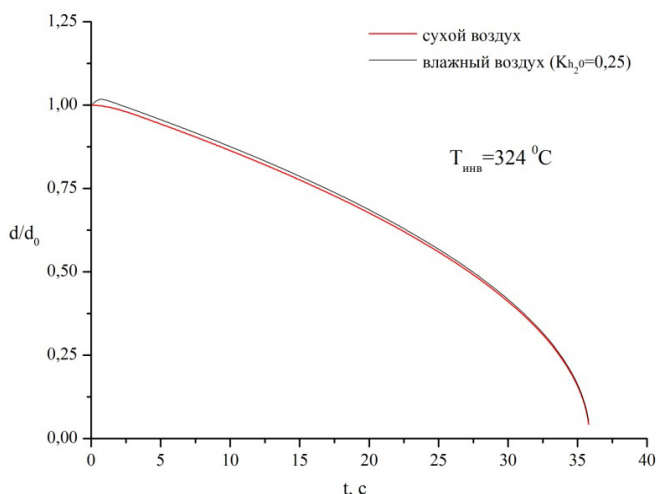


Рис. 1. Изменение относительного диаметра капли при испарении в сухой воздух и паровоздушную смесь.

На рис. 1 представлены временные зависимости относительного диаметра капли воды ($d_0=1\text{mm}$) с начальной температурой $20 \text{ }^\circ\text{C}$, помещенной в неподвижный сухой воздух и в паровоздушную смесь (содержание пара - 25% по массе). Температуры газовой фазы в обоих случаях одинаковы. Можно видеть, что на начальном этапе в сухом воздухе происходит постепенное испарение капли, тогда как в смеси с паром, наоборот, происходит конденсация пара. Затем процесс конденсации сменяется испарением, которое, как видно из рисунка, проходит более интенсивно, чем в сухом воздухе, так, что капля испаряется полностью в сухом воздухе и

паровоздушной смеси за одинаковое время. Таким образом определяется температура инверсии для данных условий.

На рис. 2 представлено изменение диаметра капли от времени отнесенного к времени полного испарения для различных диаметров капли. Можно сделать вывод, что температура инверсии практически не зависит от начального размера капли.

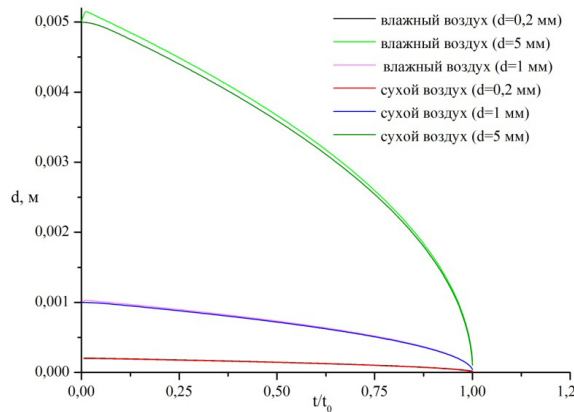


Рис. 2. Изменение диаметра капли по времени. Влияние начального размера.

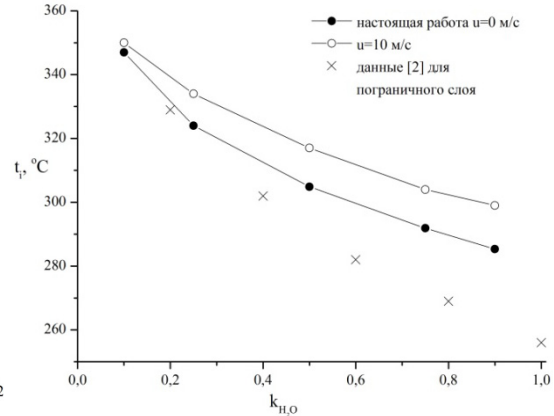


Рис. 3. Зависимость температуры инверсии при испарении капель воды от содержания пара в газовой фазе.

Распределение температуры инверсии в зависимости от паросодержания в газовой фазе для капель воды представлены на рис. 3. Обращает на себя внимание снижение температуры, при которой наступает инверсия потоков от содержания пара в смеси, кроме того, полученные данные для капель оказались в достаточно близком количественном соответствии с данными работы [2], в которой температура инверсии была определена при испарении в пограничном слое на плоской поверхности. Также, следует отметить, что в случае движения капли температура инверсии увеличивается. Это, в определенном смысле, качественно согласуется с возрастанием наблюдаемой температуры инверсии при росте коэффициента теплоотдачи (переходе от ламинарного режима течения к турбулентному) [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 14-19-00402.

Список литературы:

1. Chu J. C., Lane A. M., Conking D. Evaporation of liquids into their superheated vapors// Ind. Engng. 1953. Vol. 45. № 7. P. 1586-1591.
2. Волчков Э.П., Леонтьев А.И., Макарова С.Н. Температура инверсии при адиабатическом испарении жидкости в паровоздушную смесь// Теплофизика и аэромеханика. 2007. 14. №4, С. 521-533.
3. Sheikholesami R., Watkinson A.P. Rate of evaporation of water into superheated steam and humidified air// Int. J. Heat Mass Trans., 1992, 35, №7, 1743-1751.
4. Schwartze J.P., Brocker S. The evaporation of water into air of different humidities and the inversion phenomenon// Int. J. Heat Mass Trans., 2000, 43, №10, 1791-1800.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ ИМПУЛЬСНЫМ ГАЗОКАПЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ

Карнов П.Н.¹, Назаров А.Д.,¹ Серов А.Ф.^{1,2}, Терехов В.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*

Будущие электронные системы и многие промышленные приложения требуют возможность удаления высоких тепловых потоков. Эти задачи актуальны в охлаждении все более быстродействующих электронных компонентов и мощных лазеров. Такие потребности не будут достигнуты при ограниченных возможностях обычных методов охлаждения, таких как вынужденная конвекция и гравитационное течение. Технологии теплопередачи, которые предусматривают фазовый переход, вероятно, будут играть важную роль, поскольку они используют относительно большие значения скрытого тепла. Охлаждение импульсным спреем характеризуется высоким отбором тепла при низких массовых расходах охлаждающей жидкости [1]. Считается, что сформировавшаяся пленка жидкости на тепловой поверхности играет важную роль в процессах отвода тепла, так как большинство механизмов переноса тепла таких как столкновение капли, нагрев пленки и испарение, пузырьковое кипение, рост пузырька, включены в пленку жидкости. М. Pais и др. [2] предполагали, что оптимальный теплообмен может быть достигнут при самой тонкой пленки жидкости. Механизм образования пристенного течения и влияние многоструйного широкого импактного воздушного потока на теплообмен с большой низкотемпературной изотермической поверхностью остается не до конца изученным.

В представленной работе рассматриваются особенности гидродинамики и теплообмена пленки на теплообменной поверхности (140x140)мм, образованной в результате подачи на слабо нагретую изотермическую поверхность капельных импульсных струй в спутном импактном газовом потоке ($V_g = 10 \text{ м/с}$). На рис. 1 приведена общая схема стенда для регистрации основных параметров процесса теплообмена в динамическом режиме работы импульсной системы охлаждения [3].

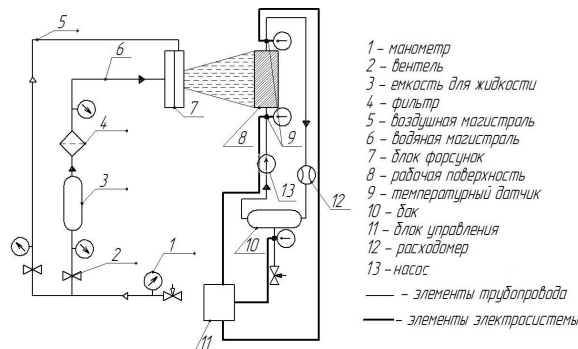


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Для изучения процесса формирования течения пристенной пленки, ручейков, капель, остаточного слоя жидкости и амплитуды волн в работе применялся традиционный оптический метод, который был дополнен данными с многоканального диэлькометрического регистратора о толщине пленки, амплитуде и скорости волн. Измерение толщины выполнялось с частотой 1 кГц в интервале $T = 10 \text{ с}$. Зонды регистратора разнесены с шагом $dL = 5 \text{ мм}$ по вертикали. Данные о толщине и амплитуде волн получены по прямым показаниям регистратора, скорость и направление определялись по задержке набега волны на второй датчик и расстоянию между ними ($L_{1-4} = 15 \text{ мм}$).

На рисунке 2 приведен график изменения толщины пленки в зоне зонда 1 и зонда 4 для двух режимов: $Q = 2$ (рис. 2а), что соответствует режимам «толстой» пленки средней толщиной H_{max}

= 0,92 мм и $Q = 8$ (рис. 2б) «тонкой» пленки с разрывами средней толщиной $H_{\min} = 0,02$ мм и амплитудой волн $H_{\max} \sim 0,05$ мм. Для толстой пленки характерно два типа волн. Наведенные волны образуются под воздействием импульса капель и их частота равна частоте воздействия $F=5$ Гц. Медленные волны связаны с гидродинамическими условиями течения.

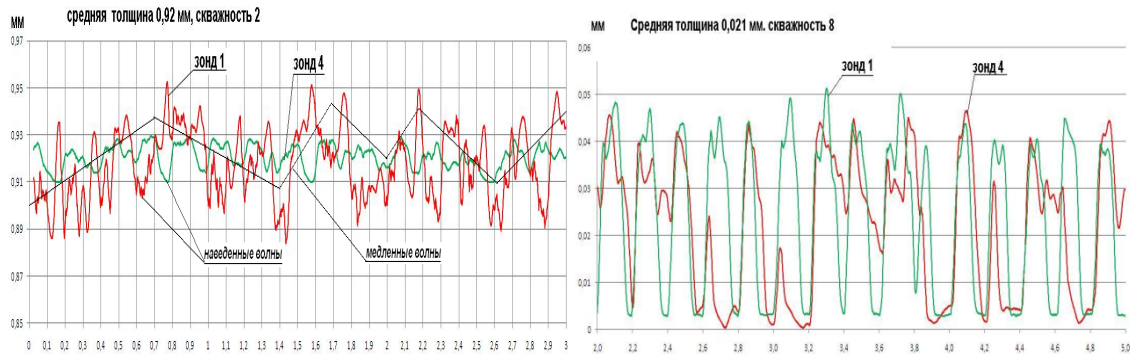


Рис.2 Локальная толщина «толстой» и «тонкой» пленки

С увеличением скважности наступает режим обедненной подачи охлаждающей жидкости, который приводит к образованию «островковой» пленки, пленка в промежутке между импульсами капель частично или полностью уходит с поверхности зонда. Для тонкой пленки характерны только наведенные волны, их частота равна частоте возбуждения и амплитуда зависит от импульсного расхода и слияния соседних пленочных образований. На рисунке 2б приведен график изменения толщины пленки при скважности $Q = 8$. На графике зонда 1 наблюдается максимальная толщина пленки в течении импульса спрея ($T_{\text{и}} = 0,1$), которая к окончанию паузы ($T_{\text{п}} - T_{\text{и}} = 0,1$ с) утекает со скоростью $V = 0,05$ м/с на зонд 4, который расположен ниже на 15 мм, что приводит к заполнению паузы зонда 4 жидкостью с выше стоящего зонда 1.

Ниже приведены основные данные о процессе теплопередачи для 5 режимов по скважности.

Скважность, длительность, с	V , м/с	δ , м	ν , м ² /с	Re	W , Вт/м ² *К
2; 0,1	0.010	9.20E-04	6.58E-07	13.98	2596
4; 0,05	0.021	1.56E-04	5.08E-07	6.45	1801
8; 0,025	0.050	7.20E-05	4.18E-07	8.61	1348
25; 0,008	0.010	5.20E-05	4.18E-07	1.24	1012
50; 0,004	0.010	4.00E-05	4.18E-07	0.96	849

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 14-09-00402).

Список литературы:

1. Z. Zhang, P.-X. Jiang, Y.-T. Hu & J. Li Experimental Investigation of Continualand Intermittent-Spray Cooling. - Experimental Heat Transfer. – 2013. - № 26. –P. 453–469.
2. M. Pais, D. Tilton, L. Chow, E. Mahefky, High heat flux, low superheat evaporative spray cooling, in: Proceedings of the 27th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, 1989.
3. Назаров А.Д., Серов А.Ф., Бодров М.В. Интенсификация охлаждения импульсным газок капельным потоком. Аппаратура, параметры, результаты. – ЖТФ. – 2010. – Т.80, №5. – С.132-135.



Секция 4

Процессы переноса
при физико-химических
превращениях

**ПОЛУЧЕНИЕ ГАЗОГИДРАТА ФРЕОНА R134A МЕТОДОМ ВЗРЫВНОГО
ВСКИПАНИЯ ЖИДКОГО АЗОТА ПОД ВОДОЙ***Накоряков В.Е., Мезенцев И.В., Мелешкин А.В., Елистратов Д.С.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Для проведения экспериментальных исследований и одновременной оптической регистрацией процессов по получению газогидратов ударно-волновым методом была создана экспериментальная установка с возможностью введения под поверхность воды импульсным образом ожиженных газов, вплоть до метана. Данная установка обеспечивает возможность исследовать гидродинамические процессы при высоких давлениях (диапазон рабочих давлений от 1 до 100 бар) и низких температурах (до -5 °С). Ввод жидкого азота в рабочий участок осуществляется подачей струи через инжектор. Рабочий участок представлял собой параллелепипед длиной 740 мм (сечение 150×150 мм), изготовленный нержавеющей стали с толщиной стенки 15 мм. Наличие двух смотровых окон в рабочем участке, позволяли фиксировать происходящие процессы при подаче струи жидкого азота в воду, а именно проводить высокоскоростные оптические измерения. Для измерения давления предусмотрено наличие семи датчиков давления (по всей высоте рабочего участка установки). При этом один из датчиков находится в газовой полости. Для фиксации изменения температуры установлено шесть термопар (по всей высоте рабочего участка установки) с возможностью перемещения в горизонтальной плоскости. В комплексе предусмотрена замена сменных насадок генератора пузырьков для обеспечения ввода пузырьков малого размера исследуемого газа со дна установки. Применение оригинальной конструкции крышки, заключающейся в быстром и надежном запирании инжектора в рабочем участке. Данная конструкция обеспечит безопасную работу при высоких давлениях.

Ввод жидкого азота в рабочий участок осуществляется подачей струи через инжектор. Методика проведения эксперимента была следующей. В рабочий участок, находящийся под атмосферным давлением и заполненный водой с температурой $2 \div 6$ °С, через генератор пузырьков, находящийся в нижней части установки, подавался гидратообразующий газ. Во вспомогательном криостате в капсулу инжектора заливался жидкий азот через узел ввода, который потом герметично запырал капсулу, а выводной конец инжектора, также герметично, закрывался мембраной. Далее инжектор помещался над рабочим участком. Через капилляр от баллона с гелием в инжектор подавался гелий. Использование гелия не приводит к конденсации при контакте с любой криогенной жидкостью. Гелий создавал в капсуле поверх жидкого азота давление достаточное для разрыва мембраны и последующего быстрого выхода струи жидкого азота в воду.

В ходе экспериментальных исследований измерялась амплитуда давления при вскипании жидкого азота в воде с пузырьками фреона, максимальная величина которой составила 0,42 МПа. Данный скачок давления позволил довольно глубоко зайти в метастабильную зону равновесия газогидрата фреона R134a.

На рис. 1 приведена раскадровка полученной высокоскоростной съемки инжектирования жидкого азота в насыщенную пузырьками гидратообразующего газа воду. На первом кадре отчетливо виден насыщенный пузырьками фреона R134a рабочий участок, далее на втором кадре происходит ввод жидкого азота. На третьем и на четвертом кадре видно бурное перемешивание рабочего участка в следствии кипения жидкого азота под водой. На пятом и шестом кадре представлен рабочий участок уже после кипения жидкого азота. На них отчетливо видны желеобразные газогидратные хлопья, скорость образования которых составляет примерно 0,5 с., что на позволяет ударно-волновому методу на порядок выигрывать все известные аналоги.

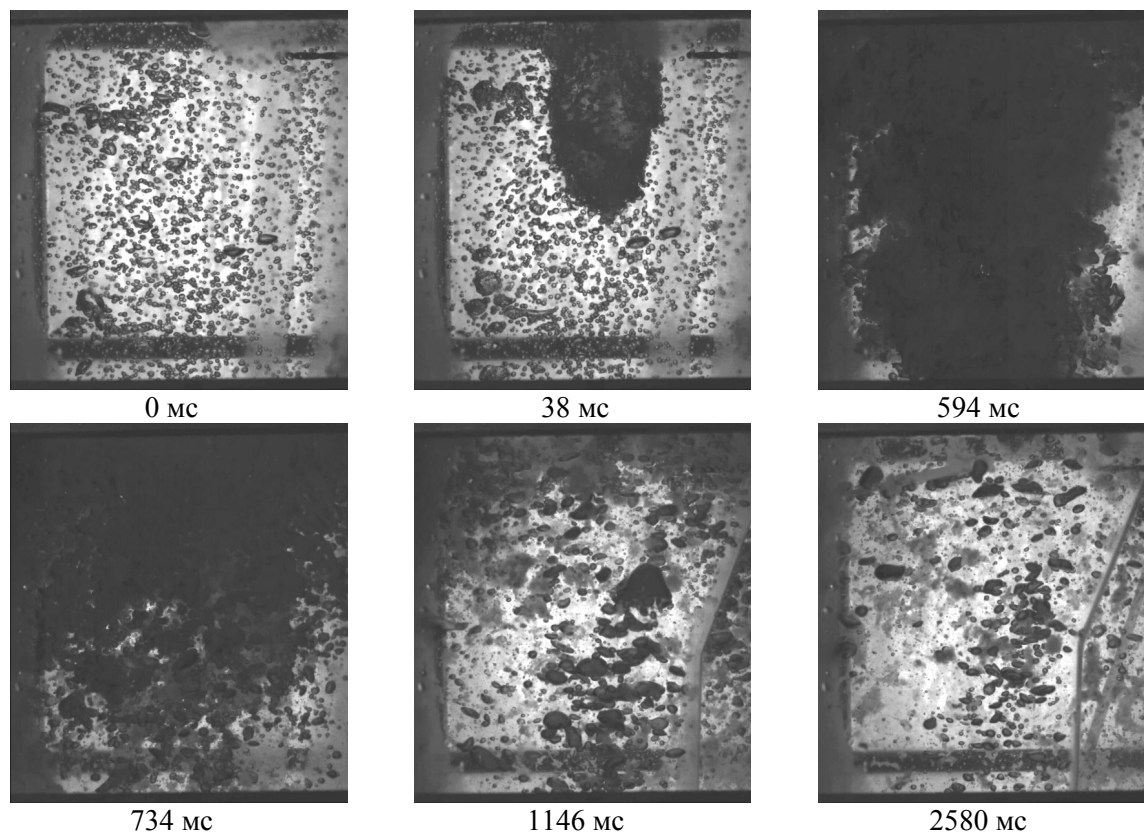


Рис. 1 Кадры скоростной съемки процесса инжектирования жидкого азота (1 000 к/с).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований проводимых под руководством ведущих ученых № 14.В25.31.0030 (ведущий ученый – Й. Кавазое – Y. Kawazoe, ФГБУН Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН) и гранта РФФИ № 14-08-31620-мол_а.

Список литературы

1. Makagon Y.F. Hydrates of Hydrocarbons. Tulsa, Oklahoma. Pennwell publishing company. 1997.
2. Sloan E.D., Koh C.A. Clathrate hydrates of natural gases. Chemical industries series: 3rd ed. 2008. p.721.
3. Донцов В.Е., Накоряков В.Е., Чернов А.А. Ударные волны в воде с пузырьками фреона 12 с образованием гидрата газа // ПМТФ. 2007. - Т. 48, № 3. - С. 58-75.
4. Nakoryakov V.E, Tsoi A.N., Mezentsev I.V. and Meleshkin A.V. Explosive Boiling of Liquid Nitrogen Jet in Water // Journal of Engineering Thermophysics. 2014. - Vol. 23. № 1. P. 1-8.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИНИ И МИКРОКАНАЛАХ

Анискин В.М.^{1,2}, Рудяк В.Я.³

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, 2*

³ *Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113*

Вопрос теплоотдачи в микроканалах является важным с точки зрения возможности увеличения эффективности охлаждающих систем принимая во внимание развитие микрожидкостных систем и появления нового типа теплоносителя - наножидкостей. С целью изучения теплоотдачи в микроканалах при прокачке через них наножидкостей был изготовлен вакуумный стенд и проведены тестовые эксперименты с использованием воды в качестве теплоносителя.

Вакуумная емкость выполнена из нержавеющей стали и имела объем 13 дм³. Объем откачивался вакуумным насосом до давления $2 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст., что вполне достаточно для исключения влияния конвективного теплообмена. В боковой стенке стенд имеет отверстия для откачки воздуха, измерения вакуума, подачи и отвода рабочей жидкости, а также снабжен 6-ю вакуумными разъемами по 7 контактов в каждом.

Для получения достоверных данных необходимо было на входе в рабочий участок канала иметь профиль скорости, соответствующий развитому течению. С этой целью миниканал был выполнен составным и имел подготовительный и рабочий участки.

Подготовительный участок состоял из двух частей: медной трубки диаметром 1,5 длиной 20 мм, и трубки, выполненной из медицинской иглы, диаметром 358 мкм и длиной 27 мм. Трубки соединялись при помощи фотополимера таким образом, что получался плавный профиль сопряжения внутренних диаметров трубок.

Рабочий участок был выполнен из медицинской иглы (материал – нержавеющая сталь) диаметром 358 мкм и длиной 27 мм. Нагреваемый участок составлял 24,3 мм. По длине нагреваемого участка располагалось 12 термопар L типа, изготовленных из проводов диаметром 25 мкм. На рис.1 приведена фотография экспериментального стенда.

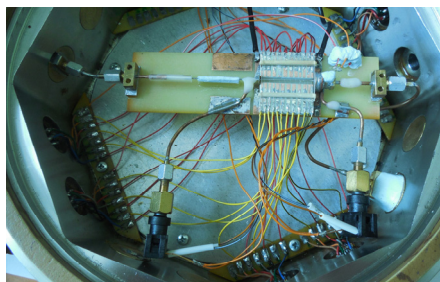


Рис.1. Экспериментальный стенд

Нагрев миниканала осуществлялся путем пропускания через миниканал электрического тока. В качестве источника напряжения использовалось напряжение сети и система понижающих трансформаторов. Нагрев током соответствует реализации постоянного теплового потока от стенки канала в жидкость. Электрическое сопротивление нагреваемого участка составляло 0,5 Ом. Мощность, подаваемая на миниканал, варьировалась от 0,5 до 2,4 Вт.

В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная деионизированная вода. Для прокачки воды использовался поршневой насос Gilson 305. Расход жидкости менялся от 3 до 10 мл/мин. Диапазон чисел Рейнольдса, рассчитанных по средней скорости потока, составлял от 180 до 600, что соответствует ламинарному режиму течения.

В экспериментах определялся местный коэффициент теплоотдачи.

В качестве примера на рис.2 приведено распределение температуры вдоль канала при различном подаваемом на нагреваемый участок напряжении при расходе жидкости 5 мл/мин.

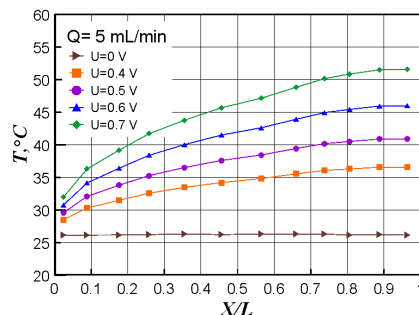


Рис. 2. Распределение температуры вдоль канала

На рис.3 приведено распределение местных коэффициентов теплоотдачи. При всех подаваемых напряжениях измеренные данные с высокой точностью совпадают и хорошо согласуются с известной корреляцией [1].

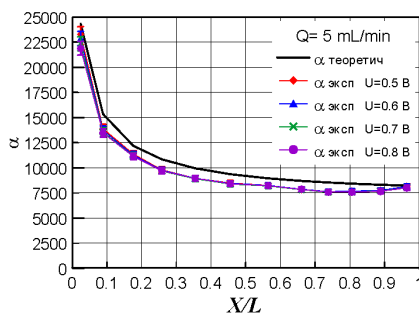


Рис. 3. Распределение местных коэффициентов теплоотдачи

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (грант № 14-19-00312).

Список литературы:

1. Петухов Б.С. теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М: Энергия, 1967.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХОЛОДНОГО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО НАПЫЛЕНИЯ
ПОРОШКОВЫХ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ**

Желнина А.С., Клинков С.В., Шикалов В.С., Косарев В.Ф.

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

В области изучения холодного газодинамического напыления (ХГН) [1] множество проведённых исследований посвящены напылению однокомпонентных покрытий (состоящих из порошка одного материала). Однако большой интерес также представляет применение ХГН для напыления покрытий с уникальными свойствами, состоящих из смесей однокомпонентных порошков.

Целью данной работы является измерение коэффициента напыления двухкомпонентной смеси меди и алюминия, а также отдельно каждого из компонентов в напыляемых покрытиях.

Распределение частиц порошка по размеру является одним из важнейших параметров, определяющих возможность применения порошка в ХГН и качество получаемых покрытий [1]. Анализ частиц по размерам проводился на лазерном микроанализаторе LS 13 320 (Beckman Coulter). Средний диаметр частиц, вычисленный по объёмному распределению, для алюминия – 32,1 мкм, для меди – 59,5 мкм.

В качестве подложек для напыления использовались стальные шлифованные пластины размером 70 × 30 × 3 мм. Массовые концентрации c_p алюминия в напыляемых смесях и его остаточное содержание c_r в покрытиях представлены в табл. 1.

Таблица 1. Исходные массовые концентрации и остаточное содержание алюминия в покрытиях.

№ смеси	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
c_{pAl}	–	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
c_{rAl}	–	0,06	0,085	0,036	0,059	0,164	0,473	0,68	0,856	0,9	1,0

При напылении использовалась схема экспериментальной установки, основными узлами которой являются: камера напыления с системой вытяжной вентиляции, нагреватель рабочего газа (воздуха), дозатор порошка барабанного типа и форкамерно-сопловой блок.

В экспериментах использовалось сверхзвуковое эжекторное сопло [2] (рис. 1) с диаметром выходного сечения 5 мм и длиной сверхзвуковой части 80 мм. Сопло и нагреватель были смонтированы на промышленный 6-осевой робот KUKA KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH).

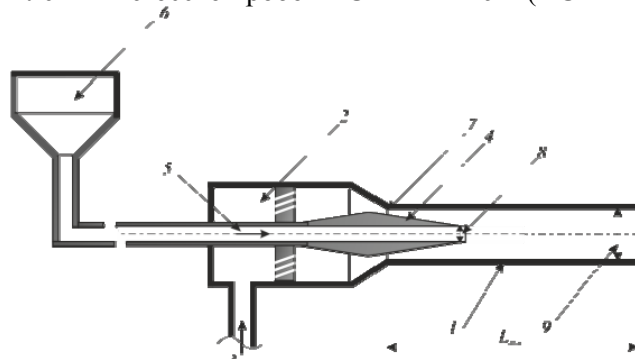


Рис. 1. Схема реализации ХГН с помощью эжекторного сопла:

1 – сопло, 2 – форкамера, 3 – подача газа, 4 – центральное тело, 5 – подача порошка, 6 – дозатор, 7 – критическое сечение сопла, 8 – вход частиц, 9 – выходное сечение сопла.

Эжектирующий (рабочий) газ подавался в форкамеру с заданным давлением $p_0 = 1,6$ МПа и температурой торможения $T_0 = 500$ К, давление эжектируемого газа $p_{ej} = 0,098$ МПа. Оборудование позволяет поддерживать параметры эксперимента с высокой точностью (1 К по температуре и 0,01 МПа по давлению). Сопло двигалось относительно подложки со скоростью $u_{sc} = 5$ мм/с, дистанция напыления была постоянной $z_{ns} = 30$ мм.

Коэффициент напыления определяется как отношение массы полученного покрытия к массе израсходованного порошка. Методика определения коэффициента напыления смеси, использованная в данной работе, заключается во взвешивании порции порошка, засыпаемой в дозатор (в экспериментах она составляла примерно 5 г.) и образца до и после напыления. Разность масс определяет массу полученного покрытия (точность взвешивания 10^{-5} г.). Коэффициенты напыления отдельно меди и алюминия в покрытии вычислялись по результатам анализа элементного состава образцов на электронном микроскопе EVO MA15 (Zeiss). Важно отметить, что анализ проводился непосредственно на поверхности покрытия (сканируемая площадь $\sim 1 \text{ мм}^2$).

На рис. 2 представлен график зависимости массовых коэффициентов напыления смеси, только алюминия и только меди от массовой концентрации алюминия в исходной смеси.

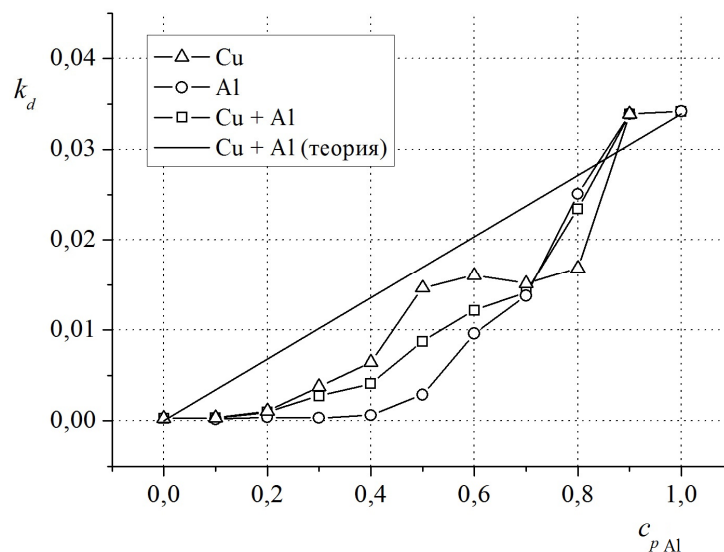


Рис. 2. Зависимости массовых коэффициентов напыления смеси и отдельно её компонентов от массовой концентрации алюминия в исходной смеси. Сплошная линия – вычисленные коэффициенты напыления смеси по линейной теории.

Согласно линейной теории, если порошки не влияют друг на друга, то их коэффициенты напыления остаются одинаковыми независимо от того в какой пропорции они смешаны. Видно, что в данном случае предположение, что компоненты не влияют друг на друга необоснованно, поскольку наблюдаются существенные различия между расчётом по линейной теории и экспериментальными результатами (рис. 2).

Полученные данные по остаточному содержанию компонентов в покрытии (табл. 1) позволяют выбрать состав исходного порошка необходимый для получения заданного содержания компонентов в покрытии.

Из данного исследования можно сделать вывод, что в процессе напыления компоненты смеси влияют друг на друга. Предположительно механизм взаимодействия компонентов заключается в том, что компоненты с разной вероятностью закрепляются на поверхности, состоящей из разных материалов (т.е. вероятность закрепления медных частиц на поверхности из алюминиевых частиц выше, чем вероятность закрепления медных частиц на поверхности из стали или самих медных частиц).

Список литературы:

1. Алхимов А.П., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Фомин В.М. Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика // М.: Изд-во Физматлит, 2010.
2. Клинков С.В., Косарев В.Ф., Сова А.А. Исследование эжекторной схемы формирования гетерогенных сверхзвуковых потоков в условиях холодного газодинамического напыления // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ УЧАСТКА ТЕПЛОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ В ЭЛЕМЕНТЕ МИКРОКАНАЛЬНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Кожухова Е.А.¹, Коновалов Д.А.¹, Кожухов Н.Н.¹, Шматов Д.П.¹

¹ Воронежский государственный технический университет,
394026, Россия, Воронеж, Московский проспект, 14

Одним из способов повышения эффективности энергетических установок и систем охлаждения радиоэлектронных компонентов является интенсификация процессов теплопереноса за счет увеличения площади поверхности теплообмена. Для надежной и бесперебойной работы подобных систем используют активные системы тепловой защиты наряду с пористыми или микроканальными теплообменными элементами [1], которые являются наиболее подходящими при чрезвычайно высоких тепловых потоках, больших температурных напорах, сложной конструкции или малой доступности поверхности.

На процесс теплопереноса оказывает влияние не только конвективная составляющая, но и теплофизические свойства самого теплоотводящего элемента, а также термическое сопротивление между «горячей» поверхностью и охладителем. Так, при диапазоне коэффициента внутрипорового теплообмена от 10^9 до 10^{11} Вт/(м³·К), эффективный коэффициент теплопроводности медной матрицы составляет 160 Вт/(м·К), а удельное термическое сопротивление между нагретой поверхностью и теплообменником составляет порядка от 10^{-3} до 10^{-2} (м·К)/Вт, что сводит к нулю эффективность пористого охлаждения. Поэтому применение микроканальных элементов на основе монокристаллов кремния позволяет снизить или даже исключить термическое сопротивление между основанием и теплообменными элементами [2].

Для исследования разработаны модели теплообменных элементов микроканального теплообменника (см. рис. 1) в виде матрицы нитевидных кристаллов кремния, которые выращены на подложке полупроводника и образуют развитую поверхность теплообмена с системой коллекторов и проницаемых перегородок. Элементы охлаждения образуют монолитную конструкцию вместе с тепловыделяющим элементом, при этом исключается термическое сопротивление, которое присутствует в варианте при раздельном исполнении теплообменника и тепловыделяющего элемента.

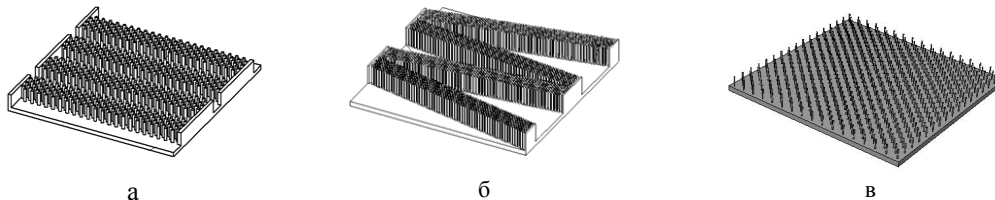


Рис. 1. Микроканальные теплоотводящие элементы на основе матрицы нитевидных монокристаллов кремния: а - с зигзагообразным прямоугольным расположением; б - с зигзагообразным клиновидным расположением; в - со сплошным расположением

Одной из задач при расчете и проектировании таких элементов является исследование участка тепловой стабилизации при различных режимах работы теплообменного аппарата как по длине канала, так и по высоте шипов. Оптимальная конструкция наряду с точно установленными расходами охладителя приведет к более низким затратам на материал и изготовление подобных элементов и обеспечит наиболее эффективную работу теплообменников на их основе.

В работе рассмотрен вариант матрицы, изображенный на рис. 1в. Моделью области течения охладителя является 1/5 часть теплоотводящего элемента (рис. 2а). Геометрические размеры одного «шипованного» ребра составили 20×4 мм. Высота шипов была принята 1 мм. Тепловой поток составил 100 Вт/см². Исследуемый диапазон расходов охладителя составил от $3,0 \cdot 10^{-4}$ кг/с до $12,0 \cdot 10^{-4}$ кг/с. Геометрические размеры и схема расположения монокристаллов кремния на подложке одного из ребер представлены на рис. 2б.

Для проведения математического моделирования использовался специализированный расчетный комплекс Ansys Fluent. На входе в расчетную область задавался постоянный расход и температура 25 °С, степень начальной турбулентности 5 %, в конце 10 %. Подвод тепла был задан

граничными условиями второго рода (удельный тепловой поток) на нижней поверхности расчетной модели (см. рис. 2а). На выходе из расчетной области задаются «мягкие» граничные условия (условие продолжения решения). На остальных поверхностях задаются условия прилипания и адиабатности. В качестве охладителя выбрана вода. Расчет производился для различных режимов работы, характеризующихся различными расходами охладителя.

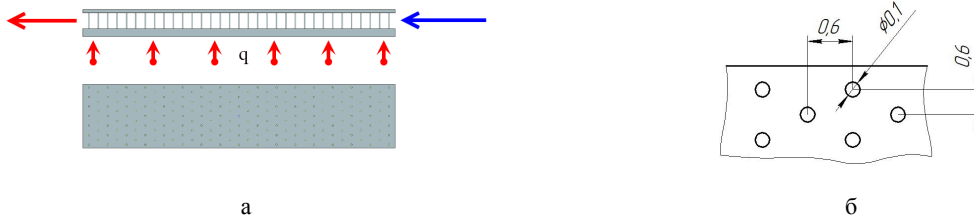


Рис. 2. Модель области течения

Результаты расчета показывают, что наблюдается симметричное течение охладителя относительно стенок, а температура шипов существенно отличается от температуры охладителя, что может приводить к локальному перегреву. Для оценки тепловой стабилизации шипов и с целью дальнейшей оптимизации их высоты были взяты отдельно выбранные шипы. Распределение температур вдоль центральной оси шипа для одного из режимов работы (расход охладителя 0,00035 кг/с) представлено на рис. 3.

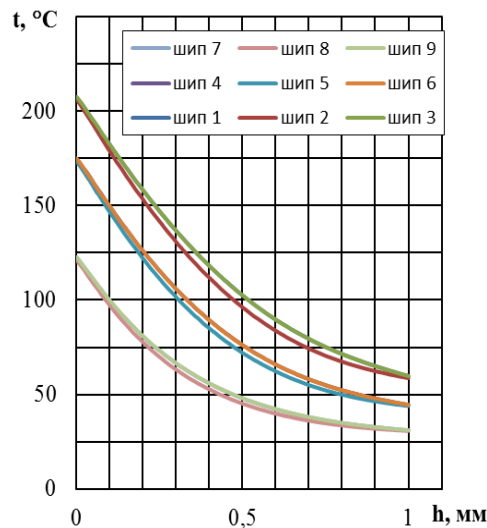


Рис. 3. Зависимость температуры шипов от высоты

Полученные данные показывают, что увеличение расхода охладителя не всегда ведет к эффективному охлаждению теплонапряженных поверхностей теплообменника, т.к. прогрев теплоносителя идет только в нижней его части, что создает предпосылки для дальнейшего исследования участка тепловой стабилизации, в том числе применение переменного шага шипов на различных участках. Большая высота теплоотводящих элементов с увеличением расхода охладителя не всегда повышает эффективность охлаждения, а зачастую приводит к дополнительным затратам на транспортировку охладителя через матрицу монокристаллов кремния.

Список литературы:

1. Коновалов Д.А., Дроздов И.Г., Шматов Д.П., Дахин С.В., Кожухов Н.Н. Разработка и моделирование микроканальных систем охлаждения: монография / Д.А. Коновалов, И.Г. Дроздов, Д.П. Шматов, С.В. Дахин, Н.Н. Кожухов. – Воронеж: Воронеж. гос. техн. ун-т, 2013. – 222 с.
2. Пат. 2440641 РФ. МПК H01L23/34. Устройство отвода теплоты от кристалла полупроводниковой микросхемы / Савинков А.Ю., Дроздов И.Г., Шматов Д.П., Дахин С.В., Коновалов Д.А., Кожухов Н.Н., Небольсин В.А.: Закрытое акционерное общество «КОДОФОН». – 12 с.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ВО ФТОРПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

Сафонов А.И.¹, Старинский С.В.¹, Суляева В.С.², Тимошенко Н.И.¹

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

Нанесение на поверхность СЭ наночастиц металла, позволяет расширить рабочую спектральную полосу в длинноволновую область спектра за счет эффектов, вызванных поверхностным плазмонным резонансом (ППР) [1,2]. Интенсивность и ширина области поглощения света существенно зависят от материала, размера, формы и концентрации наночастиц в покрытии [3]. Широкому внедрению препятствует их нестабильность (коагуляция наночастиц и неустойчивость при взаимодействии с окружающей средой). Решением этих проблем может стать защита наночастиц матрицей диэлектрика, например, фторполимера, который обладает высокой химической инертностью и является хорошим диэлектриком.

В представленной работе изучены возможности получения покрытий с плазмонными свойствами, состоящих из наночастиц серебра покрытых фторполимерной матрицей. В начале были осаждены наночастицы серебра заданного размера вакуумным газоструйным методом и исследованы их оптические свойства. Далее получены образцы композитов состоящих из наночастиц серебра покрытых тонкой фторполимерной пленкой и определены их оптические свойства.

Формирование наночастиц серебра осуществлялось путем агрегации паров металла в атмосфере потока инертного газа, истекающего в вакуум [4] при температуре тигля 900° – 980°С, давлении газовой смеси в тигле - 4 Торра. При этом диаметр критического сечения источника 3 мм, расход инертного газа в источнике 85 – 90 ст. см³/мин, время осаждения - 8 мин., расстояние подложка источник - 55 мм.

Фторполимерная плёнка толщиной 40 нм осаждена методом HWCVD (Hot-Wire Chemical Vapor Deposition) [5]. В качестве предшественника фторполимерных плёнок использовалась окись гексафторпропилена (C₃F₆O) с активацией горячим проволочным катализатором. Параметры процесса: давление в камере 0,5 Торра, температура нити активатора 550°С, диаметр нихромовой нити 0,5 мм, температура подложки 30°С, расход газа предшественника 22 ст. см³/мин, расстояние активатор-подложка 50 мм, время осаждения 70 с.

Средний размер осаждённых наночастиц серебра был определён из анализа СЭМ микрографии образцов с помощью графического редактора Image J. Типичное СЭМ изображение наночастиц представлено на Рис. 1. Варьируя условия, на поверхности стекла были получены наночастицы со средним размером 18, 27 и 32 нм.

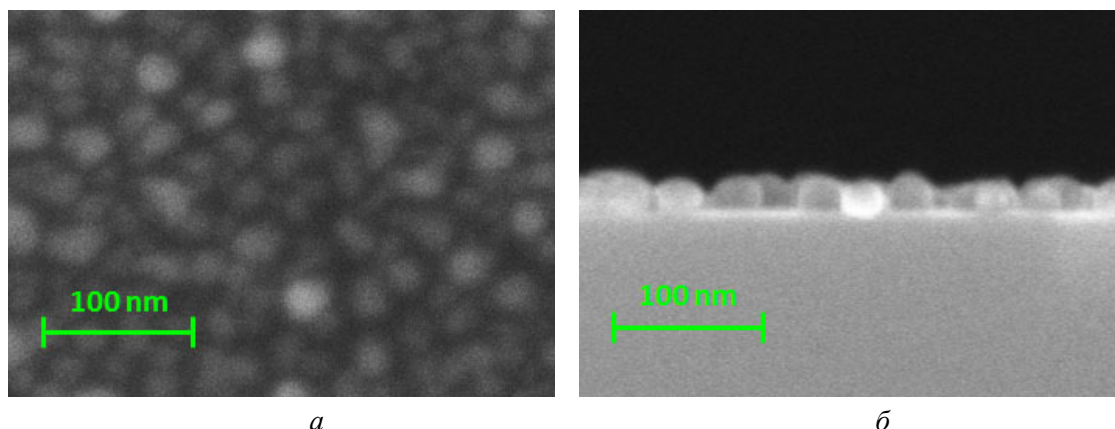


Рис. 1. СЭМ изображение наночастиц Ag на кремнии:
(а) вид сверху, (б) поперечное сечение.

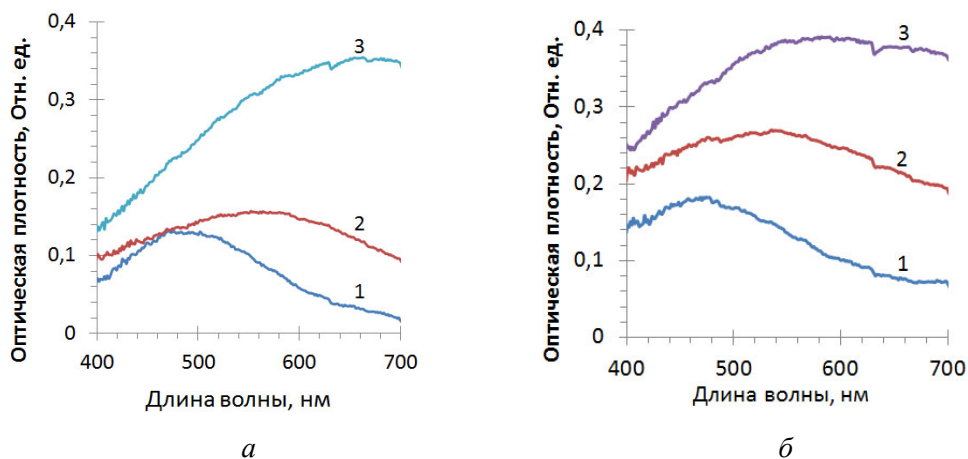


Рис. 2. Спектры оптической плотности полученных образцов на стекле: наночастиц Ag (а), композитов (б). Средний размер наночастиц Ag: 1 – 18 нм, 2 – 27 нм, 3 – 32 нм.

На рис. 2а представлены спектры оптической плотности покрытий из наночастиц серебра на поверхности стекла. На представленных спектрах наблюдаются пики ППР в диапазоне от 450 до 650 нм. Рост среднего размера наночастиц приводит к смещению положения пика ППР в ИК область спектра не зависимо от выбора материала подложки.

На Рис. 2б представлены спектры оптической плотности полученных образцов наночастиц серебра во фторполимерной плёнке. Наблюдается смещение пика ППР в коротковолновую область относительно положения пика, характерного для наночастиц серебра непокрытых фторполимерной пленкой. Такое поведение резонансного отклика может быть обусловлено заполнением пространства между наночастицами. Известно, что близко расположенные частицы способны возбуждать дополнительные колебания электронов проводимости друг друга, что может быть причиной смещения положения пика ППР. При заполнении пространства между частицами фторполимером их взаимодействие ослабляется, поскольку диэлектрическая проницаемость фторполимера $\epsilon \sim 2$ выше, чем воздуха ($\epsilon = 1$), что обуславливает смещение резонансного пика поглощения в ультрафиолетовую область.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-38-20411А.

Список литературы:

1. Jiang W., Mangham S.C., Weaver B.D. Surface plasmon enhanced intermediate band based quantum dots solar cell. // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 2012. V. 102. P. 44–49.
2. Pillai S., Catchpole K.R., Green M.A. Surface plasmon enhanced silicon solar cells. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 093105.
3. Maier S. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer. 2007. 224 P.
4. Andreev M.N., Rebrov A.K., Safonov A.I., Timoshenko N.I. The Gas Jet Synthesis of Silver Nanoparticles. // Nanotechnologies in Russia. 2011. V. 6. P. 587–592.
5. Lau K., Caulfield J., Gleason K. Structure and Morphology of Fluorocarbon Films Grown by Hot Filament Chemical Vapor Deposition. // Chem. Mater. 2000. V. 12. P. 3032–3037.

**ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА
ПЕРЕМЕННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ**

Архипов В.А.¹, Кузнецов В.Т.¹, Тимошенский С.Д.²

¹*Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36*

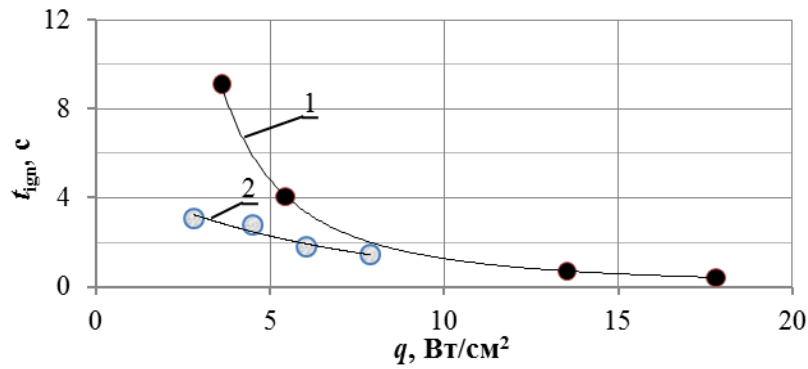
²*Томский государственный университет. 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36*

Изучение процесса зажигания конденсированных веществ (КВ) обычно проводят в условиях постоянства температуры T или плотности ρ теплового потока q на поверхности исследуемого образца КВ [1]. В реальных условиях зажигание КВ происходит, как правило, при переменных во времени, значениях этих параметров. При этом формирование прогретого слоя существенно зависит от режима изменения $T(t)$ или $q(t)$, что влияет на время задержки зажигания t_{ign} [2].

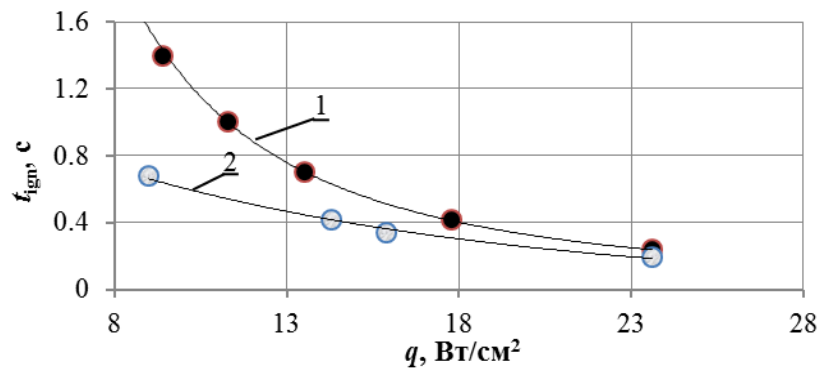
В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процесса зажигания КВ при возрастающем и убывающем тепловом потоке. В качестве КВ выбран пироксилин, как наиболее изученное вещество с известными теплофизическими и кинетическими характеристиками. Эксперименты проводили с использованием оптической печи «Уран-1», с ксеноновой лампой ДКСР-10000 в качестве источника излучения [3]. Динамический режим зажигания обеспечивали перемещением исследуемого образца в период его нагрева. Плотность теплового потока измеряли с помощью микрокалориметра, установленного вместо исследуемого образца, с погрешностью $\approx 6\%$. Момент зажигания определяли по появлению пламени. Эксперименты проводили в среде воздуха при атмосферном давлении. Результаты исследования зажигания КВ при возрастающем и убывающем потоке приведены на рисунке. Здесь же нанесены опытные данные по зажиганию пироксилина в статических условиях ($q=\text{const}$) [4,5] Для описания динамического режима нагрева использовали среднее значение теплового потока за индукционный период зажигания

$$\tilde{q} = \frac{1}{t_{ign}} \int_0^{t_{ign}} q(t) dt .$$

В качестве функции $q(t)$ использовали аппроксимацию опытных данных по измерению тепловых потоков на различных участках движения исследуемого образца. Из приведенных данных видно что в условиях динамического нагрева при относительно низких тепловых потоках зажигание пироксилина происходит значительно быстрее, чем при постоянном потоке. Однако степень зависимости времени задержки от теплового потока для динамического режима практически вдвое ниже, чем для $q=\text{const}$, то есть следует ожидать, что при потоке порядка $q=12$ Вт/см² (возрастающий поток) и $q=23$ Вт/см² (убывающий поток) разница во времени задержки может оказаться в пределах ошибки эксперимента. Характерно, что при одном и том же тепловом потоке (в данных опытах при $q \approx 9$ Вт/см²) самое низкое значение времени задержки ($t_{ign}=0.68$ с) наблюдается при убывающем тепловом потоке, а самое высокое ($t_{ign}=1.55$ с) при постоянном потоке. По-видимому, это объясняется достаточно высокой скоростью нагрева поверхности образца в начальный момент воздействия теплового излучения.



а



б

Рис. Зажигание пироксилина при возрастающем (а) и убывающем (б) тепловом потоке (1-статический режим, 2- динамический режим).

Работа выполнена в рамках научного проекта № 8.2.46.2015, выполнена при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета имени Д.И. Менделеева» в 2015 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kulkarni A.K., Kumar M., Kuo K.K. Review of solid - Propellant ignition studies // AIAA Journal. – 1982. – Vol. 20, № 2. – Pp. 234-270.
2. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Рычков А.Д. Зажигание и горение гомогенных энергетических материалов световым импульсом // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 1. – С. 80-88.
3. Лопатина Г.Г., Сасоров В.П., Спицын Б.В., Федосеев Д. В. Оптические печи. – М: Металлургия, 1969. – 216 с.
4. Михеев В.Ф., Хлевной С.С. О зажигании пироксилина // Физика горения и взрыва. – 1970. – Т.6, № 2. – С. 176-181.
5. Вилюнов В.Н., Кузнецов В.Т., Скорик А.И. Воспламенение пироксилина световым потоком высокой интенсивности // Горение и взрыв – М.: Наука, 1977. – С. 278-281.

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ НАУГЛЕРОЖЕННОГО ОСТАТКА УГЛЯ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ ФЛЮИДЕ $\text{H}_2\text{O}/\text{O}_2$

Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Федяева О.Н., Сокол М.Я., Шишкин А.В.

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

Одна из перспективных, экологически чистых и энергоэффективных технологий, позволяющих получать жидкое и газовое топливо, – конверсия углей в сверхкритической воде (СКВ) и СКВ/ O_2 флюиде. Образующийся при СКВ-конверсии науглероженный остаток угля (НОУ) [1, 2] может быть окислен СКВ/ O_2 [1, 3] или СКВ/ NH_4NO_3 [4] флюидами. В докладе представлены результаты работы, в которой впервые реализован автотермический режим частичного окисления НОУ в потоке СКВ/ O_2 флюида. Обнаружено протекание сопряженных процессов окисления НОУ и образования горючих газов, вызванного участием молекул H_2O в окислительно-восстановительных реакциях.

В работе использован НОУ, полученный при СКВ-конверсии бурого угля ($\text{CH}_{0,96}\text{N}_{0,01}\text{S}_{0,002}\text{O}_{0,31}$), подаваемого в реактор в виде водоугольной суспензии с размером частиц ≤ 315 мкм [2]. Согласно данным технического и элементного анализа, зольность НОУ в расчете на сухую массу равна $A^d = 6,8$ %, а органической массе (ОМ) соответствует брутто-формула $\text{CH}_{0,94}\text{N}_{0,01}\text{S}_{0,002}\text{O}_{0,24}$.

Эксперименты проведены на стенде, описанном в [2]. Образец НОУ помещали в нижней части реактора (высота слоя 29 см). По высоте реактора с помощью двух независимых омических нагревателей и термопрограмматора устанавливали градиент температуры от 823 до 923 К сверху вниз. Давление в реакторе поддерживали на уровне 30 МПа сбросом реактантов из верхней части реактора в сменные коллекторы.

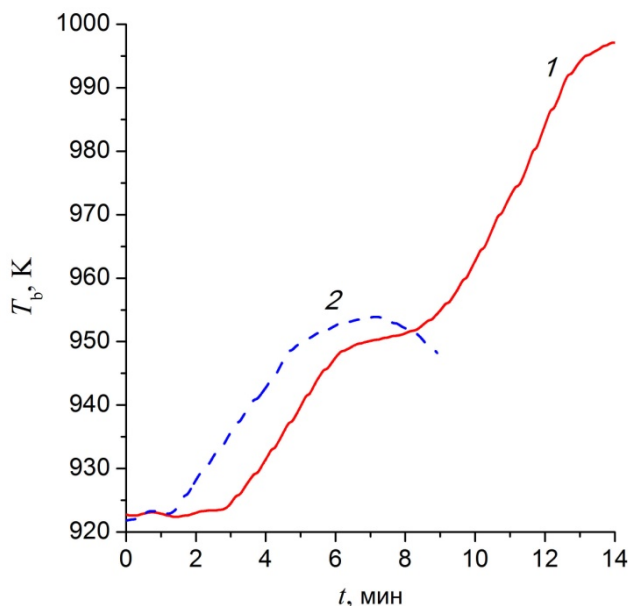


Рис. 1. Временные зависимости изменения температуры нижней части реактора при стоке реактантов в коллекторы 1 и 2 соответственно.

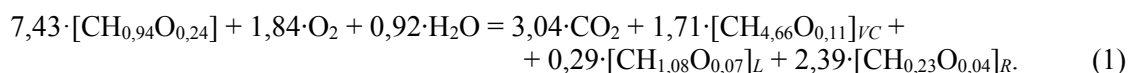
СКВ/ O_2 флюид, нагретый до 923 К, подавали через нижний торец реактора с расходом: СКВ $G_{\text{СКВ}} = 6$ г/мин, кислорода $G_{\text{O}_2} = 3$ г/мин при стоке реактантов в коллектор 1 в течение 14 мин, и $G_{\text{СКВ}} = 8$ г/мин, $G_{\text{O}_2} = 1,9$ г/мин при стоке реактантов в коллектор 2 в течение 9 мин. Прекращение расхода СКВ/ O_2 флюида в первом случае было связано со значительным увеличением температуры нижней части реактора T_b (см. рис. 1, кривая 1). Во втором случае подачу СКВ/ O_2 флюида прекратили в момент заметного уменьшения T_b (см. рис. 1, кривая 2), и отключили нагрев реактора. Время, когда $T_b > 923$ К (см. рис. 1), соответствует нулевой мощности нижнего нагревателя. На 12-й минуте (см. рис. 1, кривая 1) мощность верхнего нагревателя также снизилась до нуля. Оставшийся после эксперимента НОУ (R) занимал по высоте реактора ≈ 8 см.

Согласно данным технического анализа, зольность остатка R равна $A^d = 22,6$ %. Состав ОМ остатка R соответствует брутто-формуле $\text{CH}_{0,23}\text{N}_{0,01}\text{S}_{0,003}\text{O}_{0,04}$.

Состав летучих продуктов определяли по методике, описанной в [2]. Кислород в коллекторах не обнаружен, т.е. он успевал полностью прореагировать с НОУ. Основную долю летучих горючих (V_C) продуктов составили H_2 , CH_4 и CO . Суммарно по коллекторам выход V_C -продуктов составил 25,1 % мас., а жидких (L) – 3,4 % мас.

Баланс основных элементов в исходном НОУ и в продуктах, включая R , показал совпадение (до 0,4 %) количества углерода до и после конверсии и прирост водорода ΔH и кислорода ΔO в продуктах с атомным отношением $\Delta\text{H}/\Delta\text{O} = 2,04$. Прирост ΔH и ΔO является результатом превышения количества воды, разложившейся при реакциях парового риформинга и водяного газа [5, 6], над количеством воды, образовавшейся при горении. Можно предположить, что значительная часть молекул H_2O , образовавшихся при гетерогенном горении, активно участвовала в реакциях парового риформинга с образованием H_2 и CH_4 . Разница между разложившейся и образовавшейся водой составила ≈ 10 % воды, поданной в реактор.

Исходя из данных о составе и количестве продуктов, брутто-реакцию конверсии НОУ ($\text{CH}_{0,94}\text{O}_{0,24}$) в СКВ/ O_2 флюиде (без учета вклада элементов N и S из-за их малого содержания) можно записать в следующем виде:



Тепловой эффект реакции (1) $\Delta H = -0,69$ МДж и сравним с затратами тепла на нагрев воды, поданной в реактор, от 293 до 923 К (0,55 МДж; $\approx 3,5$ МДж/кг [7]).

Таким образом, в работе реализованы не только условия автотермичности, но и получен высокий выход углеводородов и H_2 . Количество H_2 , выделившегося при реакции (1), составило 26% от количества водорода в исходном НОУ. Несмотря на выгорание части H_2 в СКВ/ O_2 флюиде эта величина оказалась лишь незначительно меньше величин, полученных в [8, 9] при СКВ-конверсии угля. Особенностью частичного окисления НОУ в СКВ/ O_2 флюиде при умеренных температурах является отсутствие спекания, сажи, оксидов NO_x и SO_2 , а также участие молекул H_2O , образовавшихся при гетерогенном горении, в окислительно-восстановительных реакциях с образованием H_2 и углеводородов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №14-19-00801).

Список литературы:

1. Vostrikov A.A., Fedyaeva O.N., Dubov D.Yu. et al. Conversion of brown coal in supercritical water without and with addition of oxygen at continuous supply of coal-water slurry // Energy. 2011. V. 36. P. 1948-1955.
2. Fedyaeva O.N., Vostrikov A.A., Shishkin A.V. et al. Hydrothermolysis of brown coal in cyclic pressurization-depressurization mode // J. Supercrit. Fluids. 2012. V. 62. P. 155-164.
3. Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Псаров С.А., Сокол М.Я. Окисление частицы угля в потоке сверхкритического водного флюида // ФГВ. 2008. Т. 44. №2. С. 23-31.
4. Востриков А.А., Федяева О.Н., Шишкин А.В. и др. Сжигание науглероженного остатка угля в смеси нитрат аммония – сверхкритическая вода // ФГВ. 2014. Т. 50. №2. С. 132-134.
5. Huttinger K.J., Merdes W.F. The carbon-steam reaction at elevated pressure: Formations of product gases and hydrogen inhibitions // Carbon. 1992. V. 30. No. 6. P. 883-894.
6. Johnson J.L. Fundamentals of coal gasification. Chapter 23. In: Chemistry of Coal Utilization. Second Suppl. Vol. / Ed. By M.A. Elliot. - New York: John Wiley & Sons Inc., 1981. P. 1491-1598.
7. Lemmon E.W., McLinden M.O., Freid D.G. Thermophysical Properties of Fluid Systems. NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database No 69 / Eds. P.J. Linstrom, W.G. Mallard. - Gaithersburg MD: NIST. 20899. <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.
8. Li Y., Guo L., Zhang X. et al. Hydrogen production from coal gasification in supercritical water with a continuous flowing system // Int. J. Hydrogen Energy. 2010. V. 35. P. 3036-3045.
9. Zhang R., Jiang W., Cheng L. et al. Hydrogen production from lignite via supercritical water in flow reactor // Int. J. Hydrogen Energy. 2010. V. 35. P. 11810-11815.

ТРЕХМЕРНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ И ПЛАМЕНИ

Дулин В.М., Абдуракипов С.С., Токарев М.П., Маркович Д.М.

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

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

Стабилизация пламени с использованием закрутки потока часто реализована в горелочных устройствах. Закрутка обеспечивает благоприятные условия для поджига пламени и устойчивое горение в компактной области. Как правило, это обусловлено присутствием в потоке центральной зоны рециркуляции, формирующейся в результате центробежной неустойчивости и распада вихревого ядра закрученного потока. Развитие современных панорамных методов измерения открывает новые перспективы для более глубокого понимания структуры закрученных течений и их динамики, а также влияния горения на их характеристики и на условия распада вихревого ядра.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований закрученных струй и газовых пламен с использованием метода панорамной анемометрии по изображениям частиц (particle image velocimetry, PIV). Акцент в исследовании сделан на анализе спиральных структур в потоке с умеренной и сильной закруткой. В случае сильной закрутки имел место выраженный распад вихревого ядра. Для выделения когерентной составляющей в ансамбле измеренных полей мгновенной скорости были использованы автоматические процедуры тройной декомпозиции.

В работе сделан вывод, что в приосевой зоне торможения потока, формирующейся при истечении турбулентной закрученной струи из сопла, вихревое ядро принимает форму спирали. В случае сильной закрутки потока, S , зона торможения трансформируется в зону рециркуляции. В таком случае существенный вклад в турбулентные пульсации скорости потока начинает вносить автоколебательная мода - когерентная структура, состоящая из прецессирующего спиралевидного вихревого ядра и двух вторичных спиральных вихрей. Один спиральный вихрь присутствует во внешнем слое смешения струи, другой опоясывает область возвратных токов. Подобная пространственная структура когерентной составляющей пульсаций скорости турбулентного течения сохраняется после поджига пламени. Измерения трехмерных полей мгновенной скорости томографическим PIV методом подтверждают выводы о спиральной форме когерентных структур в закрученных струях и пламени.

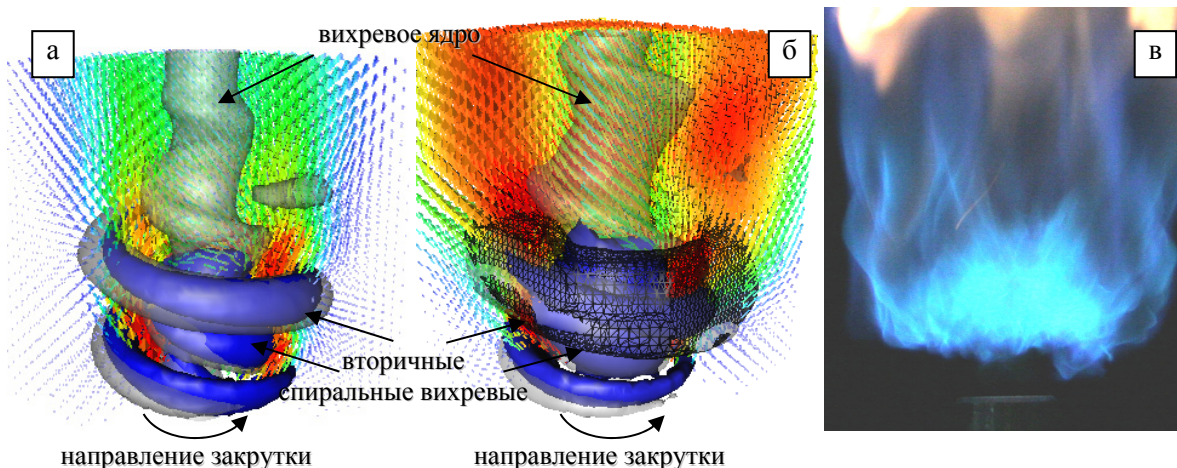


Рис. 1. Фазово-осредненное поле скорости в (а) сильно закрученной струе ($Re = 4\,400$, $S = 1.0$) и (б) пропановоздушном пламени (коэффициент избытка воздуха $\alpha = 0.4$). Крупные вихри визуализированы гладкими поверхностями. Область наиболее интенсивного наибольших значений градиента плотности, определенная из уравнения неразрывности, визуализирована линиями. (в) Фотография пламени

ГОРЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ С БИМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ГОРЮЧИМ ПРИ СУБАТМОСФЕРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Архипов В.А., Савельева Л.А., Золоторев Н.Н.

*Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Национального исследовательского Томского государственного университета
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27*

Одним из основных компонентов высокоэнергетических материалов (ВЭМ) является металлическое горючее. Традиционным металлическим горючим является алюминий, эффективность влияния которого на закон скорости горения ВЭМ изучен в широком диапазоне давлений в различных активных средах для порошков различной дисперсности [1].

В настоящей работе представлены результаты термодинамического расчета характеристик продуктов сгорания высокоэнергетических материалов содержащих смеси алюминий-бор, а также результаты измерения скорости горения данных композиций при субатмосферных давлениях. Приведены экспериментальные данные по скорости горения ВЭМ в интервале давлений (0.03÷0.1) МПа. В экспериментах варьировались дисперсность и состав металлического горючего.

Были рассмотрены составы ВЭМ на основе перхлората аммония (ПХА), органического горючего связующего (СКДМ-80), содержащие 15 мас. % металлических порошков алюминия микронного размера марки (АСД-4), ультрадисперсного алюминия марки Alex, бора и их механические смеси.

Определение влияния природы смешанного металлического горючего на термодинамические характеристики ВЭМ проведено путем расчетов по программе «Астра-4» [2]. Результаты расчетов адиабатической температуры горения $T_{ад.}$, удельного импульса $I_{уд.}$, содержания конденсированных продуктов сгорания и хлористого водорода HCl приведены в табл. 1.

Таблица 1. Термодинамические характеристики ВЭМ

Металлическое горючее	$T_{ад.}$, К.	$I_{уд.}$, с.	к-фаза		HCl	
			моль/кг	%	моль/кг	%
Al	3074	264	2.8 Al ₂ O ₃	28.3	6.5	25.1
Al/B	2919	267	1.8 Al ₂ O ₃ , 1.0 B ₂ O ₃	25.4	6.0	23.2

Анализ результатов показал, что введение бора в состав металлического горючего, при прочих равных условиях, приводит к незначительному повышению единичного импульса ВЭМ при одновременном снижении содержания конденсированных веществ и хлористого водорода в продуктах сгорания.

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена в [3]. Экспериментальная установка предназначена для изучения процесса горения в диапазоне субатмосферных давлений. Исследования проводили под вакуумной оболочкой. Поджигание образца осуществляли электрической спиралью. Необходимое разрежение в системе создавалось с использованием вакуумного насоса. Давление в системе регистрировалось вакуумметром.

В табл. 2 приведены экспериментальные данные по скорости горения ВЭМ в интервале давлений (0.03÷0.1) МПа, осредненные по трем дублирующим опытам.

Таблица 2. Скорость горения ВЭМ

Давление, МПа	Скорость горения составов, мм/с			
	АСД-4	АСД-4/В	Alex	Alex/В
0.1	1.14	1.43	2.13	2.22
0.05	0.72	1.28	1.65	1.81
0.04	0.56	–	1.26	–
0.03	0.37	0.97	0.96	1.06
v	0.88	0.78	0.6	0.54

Одновременно с изменением скорости горения изменяется и показатель степени в законе скорости горения. Закон скорости горения ВЭМ, содержащих в металлическом горючем алюминий марки АСД-4, характеризуется большей зависимостью от давления, чем аналогичные составы, содержащие Alex.

Следует отметить, что независимо от состава модифицированного металлического горючего эффективность его влияния на скорость горения исследованных систем возрастает по мере снижения субатмосферного давления. Наибольшее влияние на скорость горения ВЭМ оказывает полная замена алюминия марки АСД-4 на алюминий марки Alex.

Введение бора в состав смешанного металлического горючего оказывает заметное влияние на скорость горения ВЭМ при использовании алюминия марки АСД-4.

Горение ВЭМ, содержащих модифицированное металлическое горючее, характеризуется снижением значения показателя степени в законе скорости горения в рассмотренном диапазоне субатмосферных давлений.

Замена части алюминия на бор в соотношении 2:1 приводит к росту скорости горения ВЭМ, содержащих металлическое горючее АСД-4/В, и практически не влияет на скорость горения систем, содержащих металлическое горючее Alex/В.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI157814X0034.

Список литературы:

1. Сакович Г.В., Архипов В.А., Ворожцов А.Б. Исследование процессов горения ВЭМ с нанопорошками алюминия // Российские нанотехнологии. – 2010. Т. 5, № 1-2. С. 89–101
2. Трусов Б.Г. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах “Астра 4”. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1991. – 68 с. .
3. Архипов В.А., Горбенко М.В., Горбенко Т.И., Савельева Л.А., Влияние ультрадисперсного алюминия на горение смесевых твердых топлив при субатмосферных давлениях. // Физика горения и взрыва, – 2009. Т.45, № 01. С. 47-55.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ БЕДНОЙ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЩЕЛЕВОЙ ГОРЕЛКЕ С ВНУТРЕННЕЙ ПЕРЕГОРОДКОЙ*Крайнов А.Ю.¹, Моисеева К.М.¹**¹ Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36*

Одним из методов сокращения тепловых потерь и поддержания устойчивого горения газа в миниатюрных горелках является организация горения с тепловой рекуперацией. В этом случае часть выделившегося от химического процесса тепла идет на подогрев свежей смеси, что позволяет организовать условия для устойчивого сжигания топлива. Задача горения газовых смесей в устройствах с рекуперацией тепла, в частности, решалась в [1 – 4]. В [1] решена задача по горению газовой смеси в U-образном канале. Постановка задачи основывалась на допущении, что химические реакции происходят на перегоревшей трубке. В [2] проведено экспериментальное исследование горения газовой смеси в U-трубке при внешнем электрическом нагреве. В работах [3 – 4] разработана физико-математическая модель горения газовой смеси в U-образном канале прямоугольного сечения с инертной внутренней вставкой. В отличие от [1] математическая постановка задачи учитывала химический процесс вдоль всей протяженности канала. Была использована двухтемпературная математическая модель в безразмерных переменных, учитывающая теплообмен газа с окружающей средой и инертной вставкой, химическую кинетику первого порядка [3]. В [4] математическая модель [3] была расширена на тепловое расширение. Результаты параметрических исследований [3 – 4] показали возможность реализации устойчивого высокотемпературного или колебательного режимов горения в зависимости от безразмерных параметров течения и теплообмена смеси на боковой поверхности канала. Из сравнения [3] и [4] показано влияние теплового расширения на устанавливающиеся режимы работы.

Физико-математическая постановка задачи в [3] основывалась на классической тепло-диффузионной модели, в которой не учитывается зависимость коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры. В [5] показано, что учет температурной зависимости коэффициентов теплопроводности и диффузии может оказать существенное влияние на результаты расчетов. Выполненные в [3 – 4] параметрические исследования проводились для широкого диапазона значений коэффициента теплообмена. В то же время для заданной конструкции горелочного устройства с фиксированными геометрическими и теплофизическими характеристиками величина теплового потока от газа в стенку определяется параметрами течения. В этом случае варьирование безразмерных параметров теплообмена в широких пределах может привести к противоречиям. В [6] на основе физико-математической модели [3 – 4] решена задача горения бедной метано-воздушной смеси (МВС) в щелевой горелке с инертной внутренней перегородкой. Постановка задачи учитывала зависимость коэффициентов диффузии, теплопроводности и теплообмена от температуры, а так же тепловое расширение газа. В [6] исследовано влияние скорости подачи газа на устойчивость горения и показано, что малое изменение скорости подачи газа на входе в горелку приводит к срыву горения.

В настоящей работе на основе модели [6] проведено исследование режимов горения МВС в щелевой горелке с внутренней вставкой. Целью работы являлось определение областей устойчивого горения бедной МВС в зависимости от расхода газа, стехиометрического состава смеси, начальных условий и условий теплообмена с окружающей средой. Математическая постановка задачи определяется уравнениями энергии для инертной перегородки и газа, уравнениями баланса массы, неразрывности и состояния идеального газа. Задача решалась в размерной постановке, параметры расчета соответствовали работе [6].

На первом этапе была рассчитана задача в одномерном приближении. Математическая постановка задачи ставилась для допущений постоянства давления и расхода газа в горелке. Экзотермические химические реакции определялись законом Аррениуса с первым порядком реакции. Учитывались распределения температуры газа и выгорания горючей компоненты только вдоль направления движения смеси. Температура инертной перегородки в поперечном направлении считалась однородной. Зависимость коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры задавалась аналогично [5], тепловое расширение учитывалось согласно [4], коэффициент теплообмена газа со стенками горелки и внутренней перегородкой задавался согласно справочнику [7]. Начальные условия соответствовали тому, что до начала процесса горелка была заполнена разогретым газом, плотность которого определялась по температуре газа. Были проведены две серии расчетов. В первой серии расчетов рассматривалась

щелевая горелка с адиабатическими внешними стенками. Была получена граница области устойчивого горения бедной МВС в зависимости от скорости подачи газа и стехиометрического состава смеси. Результаты работы показали возможность сжигания бедной метано-воздушной смеси с содержанием метана выше 2.5 %. Вторая серия расчетов проводилась для щелевой горелки с неадиабатическими внешними стенками при горении 6 % метано-воздушной смеси (МВС). Коэффициент теплообмена между газом и окружающей средой через боковую поверхность горелки учитывал сложный механизм теплоотдачи, состоящий из конвективного теплоотвода от газа во внешние стенки горелки, теплопереноса через стенки и излучения разогретых боковых стенок. Из результатов расчета определены границы устойчивости горения 6 % МВС в зависимости от скорости подачи газа на входе, температуры окружающей среды и ширины проходного сечения.

На втором этапе расчетов решалась задача горения бедной МВС в щелевой горелке в двухмерной постановке задачи. Расчеты проводились при помощи прикладного коммерческого пакета Ansys Fluent. Математическая постановка задачи соответствовала постановке задачи в одномерном приближении. Задача ставилась для адиабатических внешних стенок горелки. На границе между газом и внутренней вставкой задавался идеальный тепловой контакт, решалась сопряженная задача теплообмена. При постановке задачи полагалось, что внутренняя перегородка разогрета до начала процесса и способна инициировать горение. В первой серии расчетов была получена граница области устойчивого горения 6 % МВС в зависимости от начальной температуры внутренней перегородки и величины расхода газа на входе в горелку. Во второй серии расчетов получена граница устойчивого горения бедной МВС в зависимости от стехиометрического состава смеси и расхода газа на входе в горелку. Результаты расчета задачи в двухмерном приближении были сопоставлены с результатами расчета по одномерной модели. Определено, что граница области устойчивого горения для одномерного приближения выше, чем граница области устойчивости для исследования в двухмерной постановке. Максимальный расход газа для одномерного приближения выше максимального расхода газа для двухмерной постановки в 1.5~2 раза. Это может быть объяснено влиянием двухмерных эффектов, таких как влияние пограничного слоя на движение и теплообмен газа, а также учет области поворота.

Выводы. Рассмотрена задача горения бедной МВС в щелевой горелке с инертной внутренней перегородкой при учете теплового расширения газа и зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры. Показано влияние величины расхода газа, начальных условий и стехиометрического состава смеси на устойчивость горения газовой смеси. Проведено сопоставление между результатами расчета в одномерном и двухмерном приближении, показано влияние двухмерных эффектов. Показана возможность сжигания метано-воздушных смесей с содержанием метана не ниже 2.5 %. Полученный концентрационный предел по горению бедных МВС ниже предела, определенного экспериментально для обычных условий (5.6 %).

Статья написана в рамках научного проекта, выполненного при поддержке программы «Научный фонд ТГУ им. Д.И. Менделеева» № 8.1.70.2015 в 2015 г.

Список литературы:

1. Ronney P. D. Analysis of non-adiabatic heat-recirculating combustors//Combustion and Flame. 2003. V. 135. № 4. P. 421 – 439.
2. Maruta K., Parc J. K., Oh K. C., Fujimori T., Minaev S. S., Fursenko R. V. Characteristics of microscale combustion in a narrow heated channel// Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2004. V. 40, №. 5. P. 516–523.
3. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Режимы горения бедной метано-воздушной смеси в U-образной горелке// Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2014. №2(28). С. 69- 76.
4. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Колебательные режимы горения бедной метано-воздушной смеси в U-образной горелке// XXXI Сибирский теплофизический семинар, посвященный 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе. Доклады. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН. 2014. С.207-210.
5. Шкадинский К.Г., Барзыкин В.В. Закономерности зажигания газов накаливаемой поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики. Физика горения и взрыва. 1968. Т.4, № 2. С.176-181.
6. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Влияние скорости подачи газа на устойчивость горения метановоздушной смеси в щелевой горелке с внутренней вставкой. Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2015. №1(33). С. 63 – 71.
7. Справочник по теплообменникам: в 2 т. Т.1/ Пер. с англ., под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987.

ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ПЕРСПЕКТИВНОГО СРЕДНЕОБОРОТНОГО ДИЗЕЛЯ

Онищенко Д.О.¹, Панкратов С.А.¹

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

В работе проводилось математическое моделирование рабочего процесса перспективного российского среднеоборотного двигателя Д500 (ЧН26.5/31), разрабатываемого ОАО «Коломенский завод». Основные параметры дизеля: частота вращения на номинальном режиме: 1000 мин⁻¹, номинальная цилиндрическая мощность: 331 кВт, степень сжатия: 15,5.

Моделирование проводилось в трёхмерной нестационарной постановке методом контрольных объёмов в программном комплексе Fire австрийской фирмы AVL [1]. Моделировался сектор камеры сгорания для одной струи топлива. Расчёт проводился для сжатия и сгорания при закрытых клапанах. Сетка преимущественно гексагональная, максимальный размер ячейки: 2 мм. Модель турбулентности: $k-\zeta-f$. Начальные условия и параметры расчёта приняты по данным завода-изготовителя и по рекомендациям [1, 2]. В качестве расчётного выбран номинальный режим.

Для верификации математической модели использовались результаты испытаний одноцилиндрового отсека, проводившихся на ОАО «Коломенский завод». Верификация проводилась по индикаторной диаграмме и выбросам оксидов азота.

Для верификации модели сгорания были проведены расчёты с использованием модели когерентного пламени (ECFM-3Z для параметра Mixing model parameter 0.6, 0.8, 1, 1.2) и модели Магнуссена-Хартагера (для параметра A равного 3 и 25). Наиболее соответствует эксперименту модель сгорания ECFM-3Z.

Для верификации модели образования оксидов азота были проведены расчёты с различными моделями образования оксидов азота. Наиболее соответствует эксперименту расширенная модель Зельдовича с константами Хейвуда и учётом флуктуаций температуры (Heywood+temperature fluctuation).

Целью оптимизации являлось снижение выбросов оксидов азота при ограничении максимального давления сгорания $p_z < 195$ кгс/см².

Были проведены расчёты для двух камер сгорания (см. рис. 1). Угол опережения впрыска и цикловая подача были подобраны для сохранения мощности и выполнения условия $p_z < 195$ кгс/см². Оптимизация формы камеры сгорания позволила снизить оксиды азота с 0,18 г/цикл до 0,15 г/цикл практически без увеличения расхода топлива.

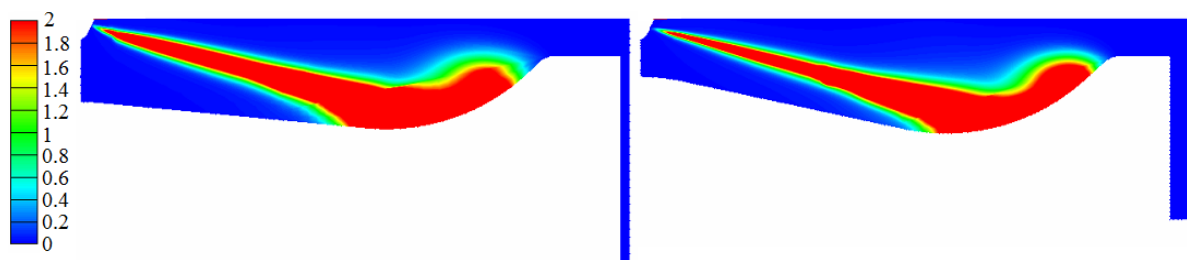


Рис. 1. Распределение топлива в ВМТ (1/а) для исходного (слева) и оптимизированного (справа) поршня.

Список литературы:

1. FIRE. Users Manual Version 2013. AVL List GmbH Graz, Austria, 2013. (License Agreement for Use of the Simulation Software AVL FIRE between Moscow State Technical Univ. n.a. N.E. Bauman and AVL List GmbH, 2015).
2. Кавтарадзе Р.З., Онищенко Д.О., Зеленцов А.А. Трёхмерное моделирование нестационарных теплофизических процессов в поршневых двигателях. Специальные главы. М: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. 85 с.
3. Кавтарадзе Р.З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы. М: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. 720 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ ЗОЛОВЫХ ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕССЫ ОСАЖДЕНИЯ И ШЛАКОВАНИЯ

Чернецкий М.Ю.¹, Дектерев А.А.¹, Алехнович А.С.²

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

² Уральская теплотехническая лаборатория², 454084,
Россия, Челябинск, ул. Набережная, 5

Формирование отложений на поверхностях нагрева в процессе сжигания пылеугольного топлива – это взаимодействие частиц летучей золы с поверхностью. Интенсивность данного взаимодействия определяется совокупностью физико-химических процессов, протекающих в топочной камере. Наиболее информативным способом оценки взаимного влияния химического состава минеральной части топлива и конструктивно-режимных параметров работы котла на шлакование является численное моделирование, достоверность описания которого определяется математической моделью. В данной работе представлены результаты оценки влияния размеров частиц на процессы осаждения и шлакования с использованием математической модели, основанной на описании движения несущей фазы на основе RANS подхода, где для замыкания уравнений Рейнольдса использовалась $k-\epsilon$ модель турбулентности, перенос излучения на основе P1 метода, движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение в газовой фазе на основе гибридной модели, горение угольных частиц в диффузионно-кинетическом приближении. Для оценки налипания золовой частицы на поверхность использовался параметр – температура начала шлакования, $t_{\text{шл}}$. Значения данного параметра рассчитались на основе эмпирических выражений, с учетом состава золы. Как показали расчетные исследования, модель закрепления золовых частиц, основанная на эмпирических выражений и условий закрепления золовых частиц в зависимости от $t_{\text{шл}}$, описанных в работе [1] являются единственно возможными для правильного описания поведения расплавов с высоким содержанием щелочно-земельных металлов, к которым относится расплавы золы ряда углей Канско-Ачинского бассейна.

Корректность описания, взаимодействия золных частиц характерных размеров с поверхностью, с используемой в расчетах моделью, на основе RANS подхода, подтверждается как исследованиями авторов [2], так и другими работами [3]. Влияние размера частиц на процессы загрязнения поверхностей нагрева, на примере топочной камеры П-67, представлено на рис. 1. Можно видеть, что частицы с размерами менее 100 мкм (преобладающие по массе в аэросмеси горелок) в основном следуют по линиям тока и демонстрируют характерную картину шлакования у нечетного блока горелок. С угрублением пыли увеличивается сепарация в холодную воронку, которая также наблюдается на реальном котле с образованием монолитных отложений, сползающих в шнеки холодной воронки.

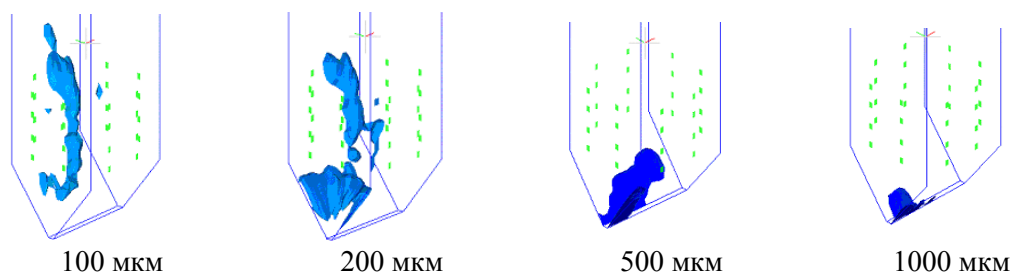


Рис. 1 Зоны максимальной сепарации частиц топочной камеры котла П-67

Размер частиц определяет траекторию частиц, а в случае частиц золы так же и их химический состав. Так в таблице 1 приведены экспериментальные данные, которые показывают зависимость химического состава от размера частиц золы.

Как показали результаты расчета, учет данной зависимости играет важную роль в правильности оценки образования шлаковых отложений на поверхностях нагрева. На рисунке 2 представлена расчетная зависимость температуры начала шлакования для березовского угля, с учетом зависимости минерального состава золовой частицы от размера, а на рисунке 3 –

результаты расчета интенсивности шлакования по высоте топочной камеры, с учетом осредненного минерального состава золы и учетом зависимости минерального состава золовой частицы от размера.

Таблица 1. Химический состав озоленных фракций уноса берёзовского угля по данным УралВТИ

фракция (d, мкм)	химический состав, масс. %								t _{ref} °C	t _{шл} ^{расч} °C
	SiO ₂	Al ₂ O ₃	TiO ₂	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	K ₂ O	Na ₂ O		
> 200	39,22	13,74	0,77	19,3	23,76	2,41	0,4	0,4	740	965
160-200	32,29	12,18	0,69	19,27	32,46	2,56	0,3	0,25	680	980
100-160	21,85	10,95	0,54	12,17	48,59	5,2	0,19	0,5	1185	1025
63-100	17,6	9,89	0,49	10,06	54,86	6,51	0,15	0,44	1240	1055
50-63	18,03	10,07	0,52	9,09	54,97	6,69	0,16	0,47	1255	1055
40-50	18,34	10,44	0,59	7,34	57,65	5,21	0,17	0,26	1295	1055
0-40	14,17	12,42	0,65	6,88	57,57	7,63	0,22	0,46	1230	1065
средневзвешенные	15,45	11,63	0,62	7,36	57,88	6,41	0,21	0,42	1250	1060
исходный унос	16,87	7,63	0,38	9,42	60,17	4,94	0,16	0,43	1280	1080

Анализируя распределение интенсивности шлакования (рис. 3), первое, что можно отметить, это общее количество отложений. Для варианта с осредненной золой количество шлаковых отложений значительно выше. Из рисунка видно, что там, где шлакование определяется

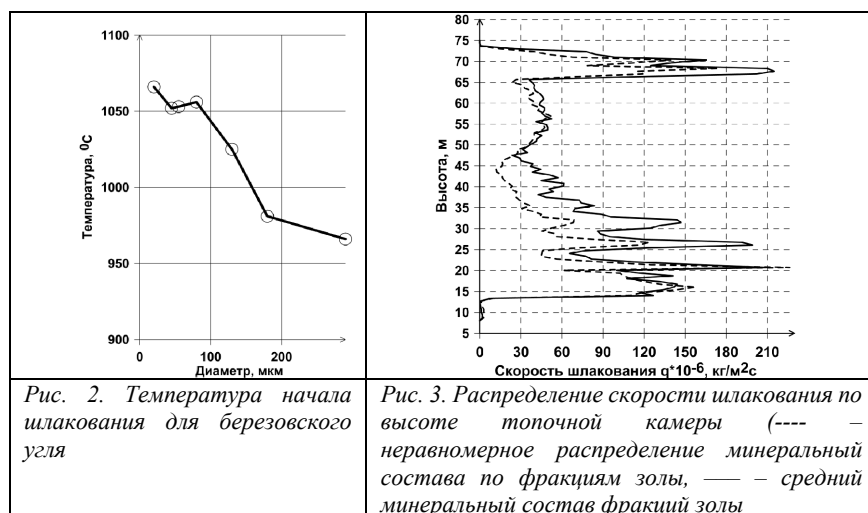


Рис. 2. Температура начала шлакования для березовского угля

Рис. 3. Распределение скорости шлакования по высоте топочной камеры (---- – неравномерное распределение минеральный состава по фракциям золы, — – средний минеральный состав фракций золы)

крупными золовыми частицами (скаты холодной воронки), учет зависимости $T_{шл}$ от минерального состава по размерам дает одинаковый и даже немного больший темп шлакования. Это объясняется более низкими реальными температурами шлакования для больших частиц золы березовского угля (рис. 2). В области

наибольшего влияния тонкой фракции золы на процесс шлакования (на уровне горелок) количество образовавшихся отложений ниже, что объясняется высокой температурой плавления тонкой фракции. Инерционный вынос летучей золы достаточно крупных фракций (исходные размеры угольных частиц 200-400 мкм) выше зоны активного горения определяет шлакование в данной области. Учитывая, что состав данных золовых частиц близок к среднему, в данной области наблюдается примерно равная интенсивность шлакования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-06422 а

Список литературы:

1. Алехнович А.Н. Шлакование энергетических котлов / А.Н. АлехновичЖ. Челябинск, ЧФПЭИпк, 2006 г.129 с.
2. Чернецкий М.Ю., Дектерев А.А. Шлакование поверхностей нагрева в котле// IV Международная научно-техническая конференция: “Достижения и перспективы развития энергетики Сибири”. 20-21 октября 2005г., Красноярск, Сборник докладов. С. 387-394
3. R. Weber, N. Schaffel-Mancini, M. Mancini, T. Kupka Fly ash deposition modelling: Requirements for accurate predictions of particle impaction on tubes using RANS-based computational fluid dynamics// Fuel. 2003. 108 P. 586–596



Секция 5

Теплофизические свойства
веществ и лучистый
теплообмен

**РАСЧЕТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ C_{94}
ПРИ НАГРЕВАНИИ В СРЕДЕ АРГОНА**

Дан В.П.,¹ Барбин Н.М.,^{1,2} Терентьев Д.И.,¹ Алексеев С.Г.¹

¹*Уральский институт ГПС МЧС России,
620062, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 22*

²*Уральский государственный аграрный университет,
620072, Россия, Екатеринбург, ул. Карла Либкнехта, 42*

Наночастицы, содержащие большое количество атомов углерода (фуллерены, нанотрубки), применяются в качестве различных наполнителей и добавок. Одной из наиболее распространенных наночастиц углерода является C_{94} .

В работе изучено поведение углеродных наночастиц C_{94} при нагревании в атмосфере аргона. Были рассчитаны теплофизические характеристики системы C_{94} -Ar с помощью программного комплекса TERRA, представляющего собой этап дальнейшего развития пакета программ ASTRA [1]. Термодинамическое моделирование успешно использовалось для изучения неорганических веществ при высоких температурах в материаловедении и физике [2, 3].

Удельный объем системы C_{94} -Ar в температурном интервале от 474 К до 3573 К увеличивается линейно без отклонений от 0,00084 до 0,065 м³/кг·атом. При дальнейшем повышении температуры от 3573К до 4073 К удельный объем увеличивается с 0,065 до 0,096 м³/кг·атом.

В температурном диапазоне от 473 К до 3373 К удельная энтропия системы C_{94} -Ar плавно возрастает от 0,037 до 0,055 кДж/кг·К·атом. Дальнейшее нагревание системы с 3373 К до 4073 К сопровождается более стремительным увеличением удельной энтропии с 0,055 до 0,067 кДж/кг·К·атом.

Полная удельная энтальпия системы в температурном диапазоне от 473 К до 3373 К линейно, без отклонений, возрастает с 1,129 до 29,409 кДж/кг·атом. При увеличении температуры с 3373 К до 4073 К полная удельная энтальпия резко возрастает до 86,638 кДж/кг·атом.

Полная удельная внутренняя энергия системы C_{94} -Ar в температурном диапазоне от 473 К до 3373 К линейно, без отклонений, возрастает с 0,082 до 23,928 кДж/кг·атом. При увеличении температуры с 3373 К до 4073 К полная удельная внутренняя энергия резко возрастает до 77,772 кДж/кг·атом.

Удельная равновесная теплоемкость системы линейно возрастает в температурном интервале с 473 К до 3073 К с 0,007 до 0,010 кДж/кг·К·атом. При нагревании с 3073 К до 4073 К удельная равновесная теплоемкость резко возрастает до 0,214 кДж/кг·К·атом.

В температурном интервале с 473 К до 3073 К удельная молярная масса газовой фазы остается неизменной и составляет 0,425 г/моль·атом. При увеличении температуры от 3073 К до 3573 К происходит плавное уменьшение удельной молярной массы газовой фазы до 0,423 г/моль, а при дальнейшем увеличении температуры до 4073 К – до 0,400 г/моль·атом.

Список литературы:

1. Моисеев Г.К., Вяткин Г.П., Барбин Н.М. Применение термодинамического моделирования для изучения взаимодействия с участием ионных расплавов. Челябинск: изд-во ЮУрГУ, 2002. 116 с.
2. Дан В.П., Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г. Нагревание наноуглеродной частицы C_{94} при атмосферном давлении в среде аргона. Техносферная безопасность. 2015. №1. С. 19-22. URL: <http://uigps.ru/content/nauchnyy-zhurnal>
3. Kolbin T.S., Barbin N.M., Terentev D.I., Alekseev S.G. The behavior of Eu, Pu, Am radionuclide at burning radioactive graphite in an oxygen atmosphere. Computer experiment. EPJ Web of Conferences 82, 01013 (2015). DOI: 10.1051/eplconf/20158201013

**ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ НАНОЖИДКОСТЕЙ
С ЧАСТИЦАМИ ОКСИДА КРЕМНИЯ***Димов С.В.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Суспензию с размером частиц меньше 100 нм принято называть наножидкостью. Большой интерес к таким дисперсным системам вызван тем, что их физические свойства, в том числе вязкость и теплопроводность, значительно отличаются от свойств суспензий с частицами микронного размера [1]. Наножидкости находят широкое применение в химической промышленности, медицине, строительстве, лакокрасочной промышленности и т.д. Данные суспензии с наночастицами оксида кремния могут проявлять нелинейную зависимость касательного напряжения от скорости сдвига [2]. Приведенные данные [3] по коэффициенту вязкости такой суспензии с наночастицами оксида кремния, произведенными методом испарения с последующей конденсацией его паров [4] указывают на существенное превышение полученных значений над теоретическими.

В данной работе проведены исследования вязкости суспензии с наночастицами пирогенного оксида кремния Aerosil (A90, A200, A380, R202). В качестве базовой жидкости были использованы этиленгликоль, углеводородная жидкость (солярка). Данные частицы получены высокотемпературным гидролизом на фирме Evonik. Фото частиц Аэросила, полученные на просвечивающем электронном микроскопе приведены на рис. 1. Характерные размеры частиц приведены фирмой изготовителем, как и удельная поверхность по БЭТ.

При приготовлении наножидкости к известной массе жидкости добавлялась необходимое количество частиц оксида кремния, и смесь на длительное время помещалась в ультразвуковую ванну. В результате был получен однородный раствор, в котором в течении нескольких дней не наблюдалось выпадения осадка. Объемная концентрация наночастиц определялась, используя табличные данные плотности жидкости и аморфного кремния (2.2 г/см³). Реологические свойства полученной суспензии определялись при разных скоростях сдвига на ротационном вискозиметре Брукфилда с системой термостатирования.

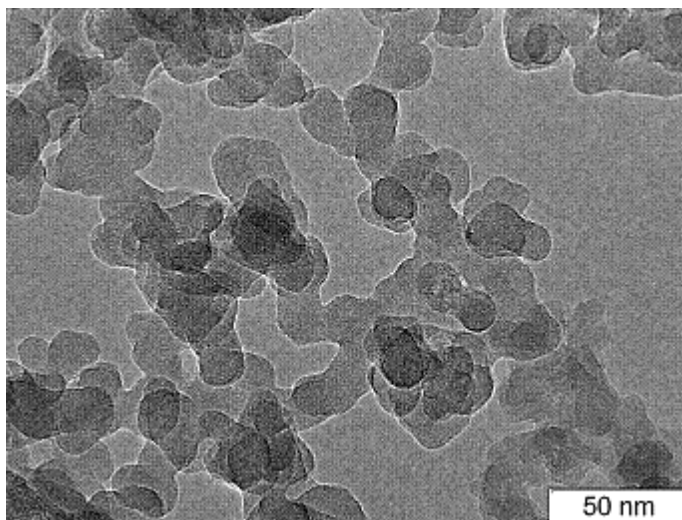


Рис. 1. Фото наночастиц диоксида кремния: (Аэросил R202).

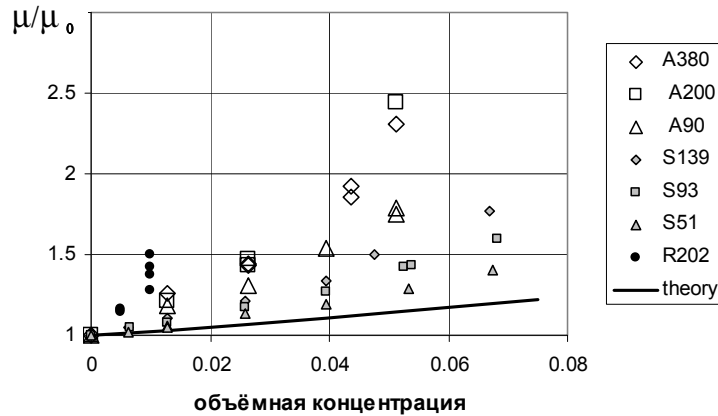


Рис. 2. Нормализованный коэффициент вязкости наножидкости: этиленгликоль диоксид кремния (Аэросил А380, А200, А90, конденсированный кремнезем $S_{уд}=51, 93, 139 \text{ м}^2/\text{г}$), солярка Аэросил R202 в зависимости от объемной концентрации твердой фазы при $T=25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Проведенные измерения показали изменение эффективной вязкости от скорости сдвига для исследованных концентраций. Неньютоновское поведение таких суспензий наиболее ярко проявляется при больших концентрациях оксида кремния. С увеличением концентрации твердой фазы наблюдается существенное увеличение вязкости, которое существенно превышает предсказываемую классической теорией значения. На рис.2 приведены данные по нормализованному коэффициенту вязкости наножидкости от объемной концентрации твердой фазы для разных типов порошков оксида кремния. Эти значения получены при максимально возможной скорости сдвига вискозиметра. Линией на рисунке приведено изменение коэффициента вязкости согласно классической теории. Для системы этиленгликоль оксид кремния наблюдается увеличение вязкости с увеличением удельной поверхности используемого порошка. В отличие от данных полученных ранее в [2] увеличение вязкости с уменьшением размера частиц наблюдается только при изменении среднего размера до 12 нм (А200 $S_{уд}=200 \text{ м}^2/\text{г}$). Дальнейшее уменьшение размера до 7 нм (А380) не приводит к увеличению вязкости. Более значительное увеличение вязкости наблюдается для системы солярка гидрофобный аэросил R202. Наиболее стабильную суспензию была получена только для объемной концентрации твердой фазы 0.5%. Для 1% суспензии наблюдается увеличение вязкости с течением времени.

Список литературы:

1. Mahbubul I.M., Saidur R., Amalina M.A. Latest developments on the viscosity of nanofluids // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 874–885.
2. Namburu P.K., Kulkarni D.P, Dandekar A. and. Das D.K. Experimental investigation of viscosity and specific heat of silicon dioxide nanofluids // Micro & Nano Letters. 2007. Vol. 2, No 3. P. 67–71.
3. Рудяк В.Я., Димов С.В., Кузнецов В.В., Бардаханов С.П. Измерение коэффициента вязкости наножидкости на основе этиленгликоля с частицами двуокиси кремния // ДАН. 2013. Т. 450, № 1. С. 43–46.
4. Бардаханов С.П., Корчагин А.И., Куксанов Н.К., Лаврухин А.В., Салимов Р.А., Фадеев С.Н., Черепков В.В. Получение нанопорошков испарением исходных веществ на ускорителе электронов при атмосферном давлении// ДАН. 2006. Т. 409, №3. С. 320–323.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ЗАКОНА АВОГАДРО
В УСЛОВИЯХ ТЕХНИЧЕСКОГО ВАКУУМА**

Иванов М.Я., Лунатов А.А., Мамаев В.К., Цветков И.В.

*Центральный Институт Авиационного Моторостроения им. П.И. Баранова
111116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2*

Выполнено экспериментальное исследование изменения давления в герметичном металлическом сосуде в условиях технического вакуума (0.02 – 10 миллибар) при изменении температуры в диапазоне от 290 К до 1530 К. Показано наличие трех характерных областей изменения давления: увеличение давления в соответствии с законом Авогадро в диапазоне роста температуры от 290 К до ~700-800 К; падение давления в диапазоне роста температуры от ~800 К до ~1300 К и вновь интенсивного увеличения давления в диапазоне роста температуры от ~1300 К до 1530 К. Проанализированы возможные причины зарегистрированного характера изменения давления в сосуде с ростом температуры и последующим охлаждением сосуда до начального состояния. При охлаждении сосуда характер изменения давления повторяется.

В настоящей работе реализуется следующая методология установления достоверности закона Авогадро в условиях низкого и среднего (технического) вакуума. Регистрируется изменение суммарного давления среды в герметичном предварительно тщательно вакуумированном металлическом сосуде при достаточно медленном его нагреве и дальнейшем охлаждении в широком диапазоне изменения температуры (от 290 К до 1530 К). При этом обеспечивается отсутствие нежелательных эффектов внутри сосуда (диссоциации, ионизации и др.). Тепловое излучение рассматривается в приближении совершенного газа [1,2]. Давление p внутри сосуда моделируется как сумма двух парциальных давлений – давления оставшейся воздушной среды p_g и давления теплового излучения p_f . При обеспечении равенства температур этих компонент можно записать для любого значения температуры смеси двух совершенных газов

$$p = p_g + p_f = (n_g + n_f) kT \quad (1)$$

Вакуумирование сосуда выполнялось двухступенчатым вакуумным насосом VE225N до максимально низкого значения остаточного давления (менее 5 Па). Для замера величины давления использованы два типа датчиков: емкостной вакуумный датчик серии VCC200 для точного измерения абсолютного давления в диапазоне от 200 до 0.1 мбар (150-0.1 мм.рт.ст.) и вакуумный манометр Setra Systems (the Model 730, 0-10 torr, со стандартной точностью 0.5% измеряемой величины). В процессе нагрева аккуратно регистрировались давление и температура внутри сосуда и проверялась справедливость выполнения соотношения (1).

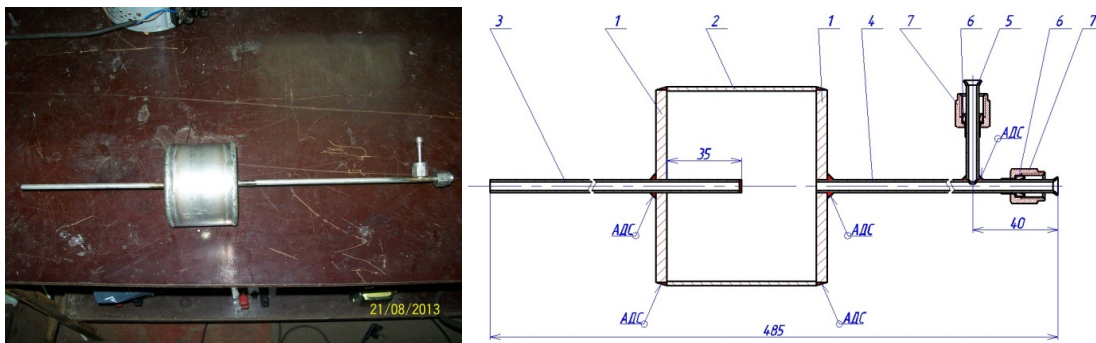


Рис. 1. Фотография и чертёж модели.

Исследуемая модель имеет форму цилиндра (рис.1) [3]. Боковая поверхность (цифра 2) изготовлена из материала ВЖ-98 толщиной 2мм, торцевые поверхности (цифра 1) - из ВЖ-98 толщиной 5мм. К торцевым поверхностям модели были вварены корпус воздушной термпары (цифра 3) и трубка отбора давления (цифра 4), совмещенная через тройник с трубкой для отбора воздуха (цифра 5). Отношение "холодного" и "горячего" объемов модели составляло 0.4%. В процессе проведения эксперимента измерялись температура наружной стенки модели в 5 точках

(3-на цилиндрической поверхности и по одной на каждом из торцов) и температура среды внутри модели.

На рис. 2, 3 представлены характерные результаты выполненного эксперимента, на рис.4 фотография раскаленной модели при 1530 К. Следует, прежде всего, отметить наличие трех характерных участков изменения давления с ростом температуры. Первый участок в диапазоне температур от 290 К до ~700 К с хорошей точностью демонстрирует справедливость закона Авогадро. Затем следует участок с существенным уменьшением концентрации, находящейся в сосуде газообразной среды от $n = 1.46 \cdot 10^{22} \text{ 1/м}^3$ до $n = 1.81 \cdot 10^{21} \text{ 1/м}^3$ в диапазоне нагрева от ~700К до 1300К. Третий характерный участок показывает интенсивное увеличение концентрации среды внутри сосуда (при $T > 1300\text{К}$). При охлаждении модели вновь регистрируется последовательное изменение давления и фактическое повторение картины изменения, которая фиксировалась при нагреве.

Была сделана попытка свести влияние обычной (барионной) газообразной материи до нуля. При справедливости этого обстоятельства результаты экспериментов подтвердили выполнение закона Авогадро для теплового излучения в том же диапазоне температур (от 290 К до ~800 К). При дальнейшем нагреве находящейся в сосуде среды наблюдается интенсивное уменьшение концентрации среды, что может быть объяснено адсорбцией среды металлическими стенками сосуда. Явление адсорбции в случае доминирования излучения имеет место и для фотонов теплового излучения. Заключительный третий из зарегистрированных диапазонов интенсивного роста концентрации может быть объяснен частичным «испарением» вещества с поверхности металлических стенок.

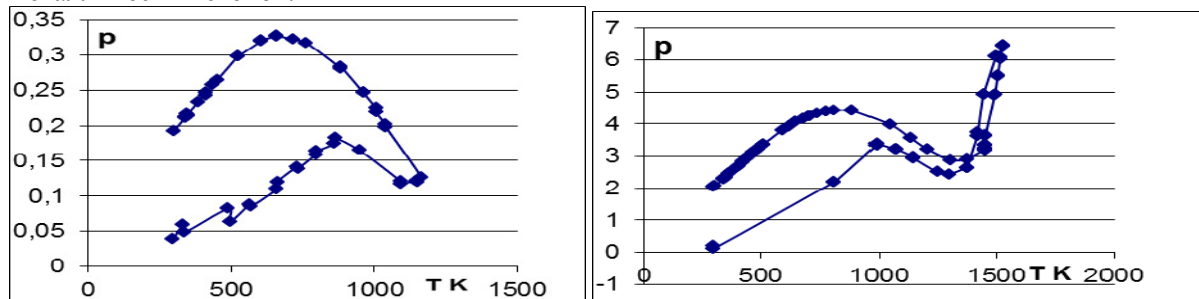


Рис.2. Изменение давления от температуры при $p_0=0.03$ мбар и $p_0=0.11$ мбар (манометр Setra 730).

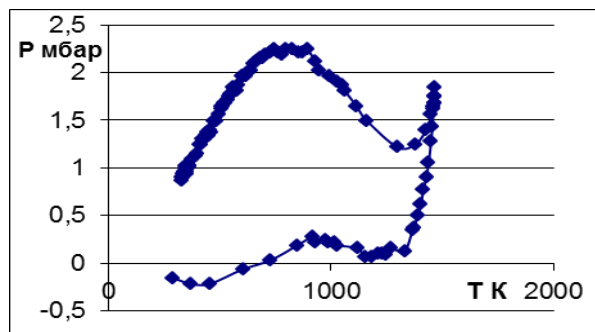


Рис.3. Изменение давления при $p_0 \sim 0$ (датчик VCC200).



Рис.4. Фотография модели при 1530 К

Авторы признательны Г.Б. Жесткову за помощь в работе и полезные обсуждения.

Список литературы:

1. Иванов М.Я. Замкнутая система термодинамически согласованных законов сохранения механики излучающего теплопроводного газа. Проблемы и достижения прикладной математики и механики. РАН, Новосибирск, 2010, с.216-222.
2. Иванов М.Я. Термодинамически согласованные законы сохранения в модели излучающего теплопроводного газа. ЖВМ и МФ, 2011, т.51, №1, с.142-151.
3. Ivanov M.Ja., Mamaev V.K., Tsvetkov I.V., Zhestkov G.B. Experimental Confirmation of Avogadro's Law for Thermal Radiation. J. of ADVANCES IN PHYSICS, Vol.7, No.2, p.1386-1392.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СМЕСЕВЫХ ХЛАДАГЕНТОВ В ПАРОВОЙ ФАЗЕ И НА ЛИНИИ КОНДЕНСАЦИИ

Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.¹

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

Смесевые хладагенты на основе предельных галогенсодержащих (и прежде всего фторированных) углеводородов метанового, этанового и пропанового рядов находят широкое применение в качестве рабочих тел холодильного, теплонасосного и энергетического оборудования. Номенклатура зарегистрированных марок хладагентов чрезвычайно высока (более 340 наименований), однако поиск новых составов не прекращается. Это связано с возможностью оптимизировать эксплуатационные характеристики хладагентов под конкретные условия работы оборудования с целью повышения его эффективности и экологической безопасности. Расчеты термодинамических циклов и процессов в теплообменных устройствах, а также оптимизации рабочих тел требует знания теплофизических свойств последних. Провести измерения свойств всех хладагентов не представляется возможным из-за их многообразия и трудоемкости теплофизического эксперимента, что делает актуальным разработку методов прогнозирования свойств. В настоящее время решение этой задачи из "первых принципов" не представляется возможным из-за неполноты знаний, недостаточной адекватности моделей и огромных математических трудностей при их использовании. Поэтому широкое распространение получили подходы основанные на теории подобия.

В данном докладе представлены результаты такой работы по предсказанию теплопроводности смесевых хладагентов в широком интервале температур паровой фазы и на линии конденсации. Исходной информацией являлись экспериментальные данные по теплопроводности смесей R-404a, R-406a, R-407c, R-409a, R-410a, R-415a, R-507a, R1 (61.5 мас.% R-227ea/38.5 мас.% R-134a), R2 (88.8/11.2), R3 (45/55), полученные в лаборатории за последние годы с погрешностью 1.5 – 2.5 %.

Традиционно, вне критической области, теплопроводность газов $\lambda(T, p)$ представляется в виде:

$$\lambda(T, p) = \lambda_0(T) + \Delta\lambda(p), \quad (1)$$

где T – температура, p – давление, λ_0 – идеально-газовая теплопроводность (теплопроводность при $p = 0.101325$ МПа), $\Delta\lambda(p)$ – избыточная теплопроводность зависящая от давления или плотности ρ . На рис. 1 приведены все экспериментальные данные по λ_0 в приведенных координатах.

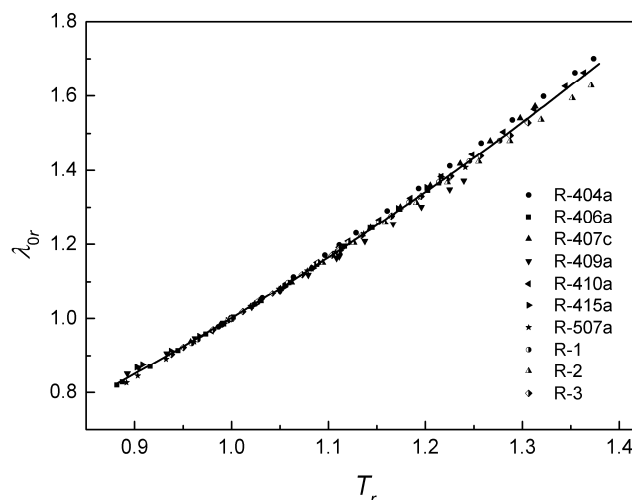


Рис. 1. Идеально-газовая теплопроводность хладагентов.

Здесь $T_r = T/T_m$, $T_m = 0.9 T_c$, T_c – критическая температура, $\lambda_{0r} = \lambda_0(T)/\lambda_0(T_m)$. Данные для всех хладагентов укладываются на одну аппроксимационную зависимость:

$$\lambda_{0r} = 0.0307 + 0.366 \cdot T_r + 0.605 \cdot T_r^2 \quad (2)$$

со среднеквадратичным отклонением в 0.85%. Аналогично данные для теплопроводности на линии конденсации λ_d описываются уравнением:

$$\lambda_{dr} = 3.188 - 7.033 \cdot T_r + 4.846 \cdot T_r^2 \quad (3)$$

со среднеквадратичным отклонением в 1.5%, где $\lambda_{dr} = \lambda_d(T)/\lambda_d(T_m)$.

Избыточная теплопроводность хладагентов представлена на рис. 2.

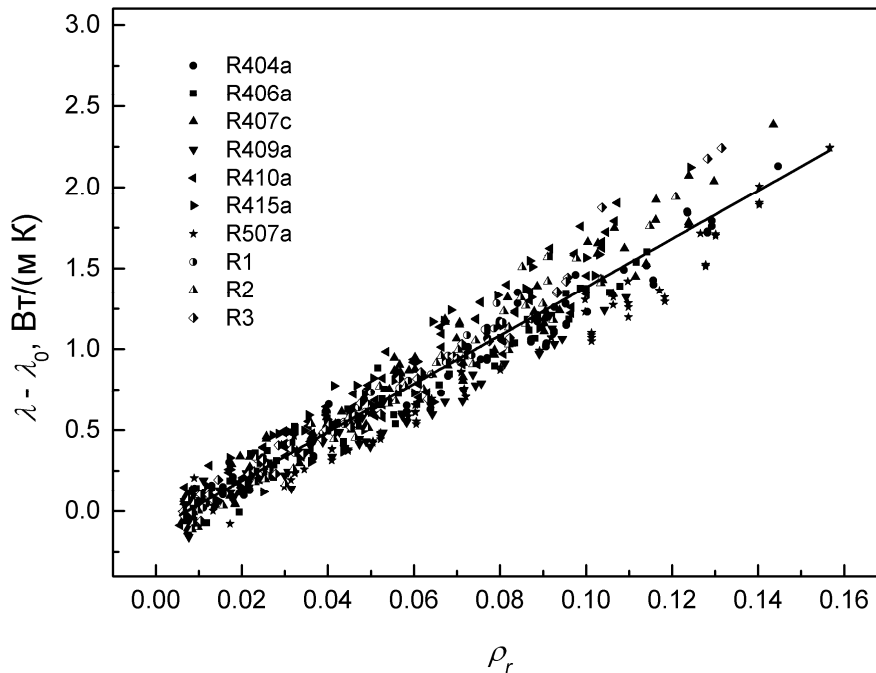


Рис. 2. Избыточная теплопроводность хладагентов.

Со среднеквадратичным отклонением в 0.75% (относительно λ) данные для всех хладагентов во всем интервале измерений описываются уравнением:

$$\lambda(T, p) - \lambda_0(T) = -0.109 + 14.92 \cdot \rho_r, \quad (4)$$

где приведенная плотность определена как $\rho_r(T, p) = \rho(T, p)/\rho_c$, ρ_c - критическая плотность.

При получении обобщающих зависимостей величины критических параметров хладагентов рассчитывались по данным для чистых компонентов в критической точке, используя правила смешения Ли и Кеслера, а плотность паровой фазы – на основе теории термодинамического подобия по уравнению состояния Бенедикта-Вебба-Рубина в модификации Ли-Кеслера.

Сопоставление результатов расчетов по уравнениям (1) – (4) с экспериментальными данными показало, что среднеквадратичное отклонение для всех хладагентов лежит в пределах 0.4 – 2.1%, что не превышает оцениваемых погрешностей измерений. Таким образом, полученные обобщающие зависимости позволяют оценивать теплопроводность паровой фазы смесевых хладагентов в широком интервале параметров состояния и на линии конденсации с высокой точностью при использовании только экспериментальных данных по критическим параметрам и факторам ацентричности (или температурам кипения) чистых компонентов и результатам измерений теплопроводности хладагента для одной температуры при давлении 0.101325 МПа.

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАССИВНЫЙ КАЛОРИМЕТР
СМЕШЕНИЯ С ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ***Савченко И.В., Яцук О.С., Станкус С.В.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

В последнее время широкое распространение получили динамические методы определения тепловых свойств веществ и материалов. Обладая высокой производительностью и возможностями исследования комплекса теплофизических свойств, динамические измерительные приборы практически вытеснили классические калориметры. Однако, динамические методы не свободны от недостатков, нуждаются в абсолютной привязке экспериментальных данных, не отличаются высокой точностью, чувствительны к форме и состоянию поверхности образцов.

Метод смешения позволяет выполнять высокоточные абсолютные измерения энтальпии в широком интервале температур конденсированного состояния. Он основан на определении количества тепла, которое выделилось в теле с известной теплоемкостью, после его теплового контакта с объектом исследования. Этот метод не чувствителен к форме образцов и состоянию их поверхности, обеспечивает максимально высокую точность измерений, многие данные полученные таким способом в настоящий момент используются как справочные или эталонные [1]. Основным недостатком метода смешения является его крайне низкая производительность, от нескольких экспериментальных точек в месяц, до нескольких точек в сутки.

В 80-е годы прошлого века в ИТ СО РАН был спроектирован, построен и запущен в эксплуатацию высокотемпературный массивный изотермический калориметр, конструкция которого подробно описана в [2]. Основной задачей, которую ставили перед собой создатели установки, было обеспечение высоких метрологических характеристик при работе в широком диапазоне температур, а также повышение производительности калориметра путем реализации новых конструктивных и методических решений. Первую часть поставленной задачи удалось решить за счет применения схемы классического массивного калориметра с изотермической оболочкой, снабженного высокотемпературной электропечью, позволяющей нагревать образцы до 2500 К. Задача повышения производительности была решена как за счет высокой степени автоматизации измерительной установки, так и за счет применения оригинальных конструкций калориметрического блока, механического замка для подвеса образцов и газо-вакуумной системы. Описанная установка активно эксплуатировалась в 80-е годы прошлого века, с ее помощью исследованы калорические свойства различных материалов, проведена большая работа по прецизионному измерению энтальпии редкоземельных элементов и их фторидов в широком интервале температур конденсированного состояния. К середине 90-х годов установка была законсервирована на хранение и находилась в таком состоянии до последнего времени. Попытка возобновить измерения на массивном калориметре выявила необходимость в его масштабной ревизии, ремонте и модернизации. В процессе реконструкции калориметра были внесены изменения во все его основные узлы.

Существенно изменена конструкция электропечи, основной нагреватель диаметром 70 мм изготовлен из двух молибденовых пластин, нижняя часть которых прикреплена к «горячим» молибденовым токоподводам, а верхняя соединена кольцом из того же материала. Внутри нагревателя размещен выравнивающий блок, представляющий из себя массивную трубу из молибдена с внутренним диаметром 30 мм и толщиной стенок 9,5 мм. Для лучшего выравнивания температурного поля предусмотрены два охранных нагревателя выполненные из молибденовой проволоки, расположенные в верхней и нижней частях выравнивающего блока. Температурное поле в выравнивающем блоке контролируется четырьмя вольфрамиевыми термопарами (BP5/20).

Конструкция шлюзовой камеры изменена, по большей части для удобства ремонта и эксплуатации. В крышке манипулятора помимо электромагнита, открывающего замок, появился медный термостатируемый блок для холодных спаев термопары образца. В калориметрической части появился детектор пролета ампулы, состоящий из светодиода и расположенного напротив него фототранзистора. Пролетающая ампула перекрывает луч света, разрывая электрическую

цепь, в которую включен фототранзистор. Полностью переработана схема автоматизации калориметра. Система управления калориметром и сбора экспериментальных данных создана с использованием современных компонентов на базе крейта LTR-EU-8 [3]. Регистрация сигналов термопар производится посредством прецизионного 24 разрядного АЦП с 16 дифференциальными каналами [4]. Регулировка мощности нагревателей печи, и термостата калориметра осуществляется симисторными исполнительными устройствами, управляемыми компьютером посредством многоканального ЦАП [5]. Система сброса ампулы в калориметрический блок так же полностью автоматизирована. При открытии отсекаателя, автоматически открываются крышки калориметрического блока и замок, сбрасывающий ампулу. Детектор пролета фиксирует сброс ампулы в калориметрический блок и закрывает крышки. Для управления замком и крышками использованы твердотельные реле и универсальный модуль асинхронного цифрового ввода/вывода [6]. Автоматизация этого процесса позволила реализовать одинаковое время, когда открыты крышки калориметра при сбросе ампулы в основном и калибровочном экспериментах. Теперь погрешность, связанная с излучением из печи в калориметрический блок при открытых крышках калориметра, не зависит от действий экспериментатора и может быть корректно учтена.

Установка поверялась в экспериментах с лейкосапфиром $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Проводились контрольные измерения энтальпии в температурном интервале 500 – 1200 К. Максимальное отклонение от эталонных значений [1] не превосходило 0,4 %

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-08-00602).

Список литературы

1. Ditmars D.A., Douglas T.B. Measurement of the relative enthalpy of pure $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, (NBS heat capacity and enthalpy standard reference material N 720) from 273 to 1173 K // J. of standards A. Phys. and Chem. 1971, V.75A, № 5. P. 401-420.
2. Багинский А.В., Станкус С.В. Высокотемпературный массивный изотермический калориметр // Теплофизические свойства растворов, расплавов и композитов: Сб. науч. тр. Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1991. С. 123-139.
3. <http://www.lcard.ru/products/ltr/ltr-eu-8>
4. <http://www.lcard.ru/products/ltr/ltr114>
5. <http://www.lcard.ru/products/ltr/ltr34>
6. <http://www.lcard.ru/products/ltr/ltr43>

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИКЕЛИДА ТИТАНА В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В.

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

Работа посвящена экспериментальному исследованию теплофизических свойств никелида титана (56,6 мас. % Ni, 43,4 мас. % Ti) в широком интервале температур твердого состояния, включая области фазовых превращений. Перед авторами работы стояла задача получить новые данные по термическим, калорическим и транспортным свойствам никелида титана; изучить влияние термической истории на свойства исследуемого материала; определить температуры, а также изменения плотности, теплоёмкости, коэффициента линейного расширения, теплопроводности и температуропроводности при фазовых превращениях.

Термический коэффициент линейного расширения TiNi измерен на dilatометре DIL-402 С в интервале температур 293–870 К с использованием кварцевого держателя и толкателя в статической атмосфере гелия при скорости нагрева-охлаждения образцов 2 К/мин. Температуропроводность исследовалась методом лазерной вспышки на установке LFA-427. Измерения проводились в атмосфере аргона в интервале 298–920 К. Измерения удельной теплоемкости проводилось методом дифференциальной сканирующей калориметрии на установке DSC-404 F1. Эксперименты осуществлялись в проточной атмосфере аргона со скоростью нагрева-охлаждения 20 К/мин в интервале температур 310–960 К. Все установки ранее были апробированы на веществах с хорошо исследованными свойствами, систематическая погрешность проведенных измерений не превышает 3%.

Проведенные эксперименты показали, что в высокотемпературной области на перечисленных выше свойствах регистрируется их аномальное изменение, по всей видимости, связанное с термоупругим мартенситным превращением, протекающим в никелиде титана [1].

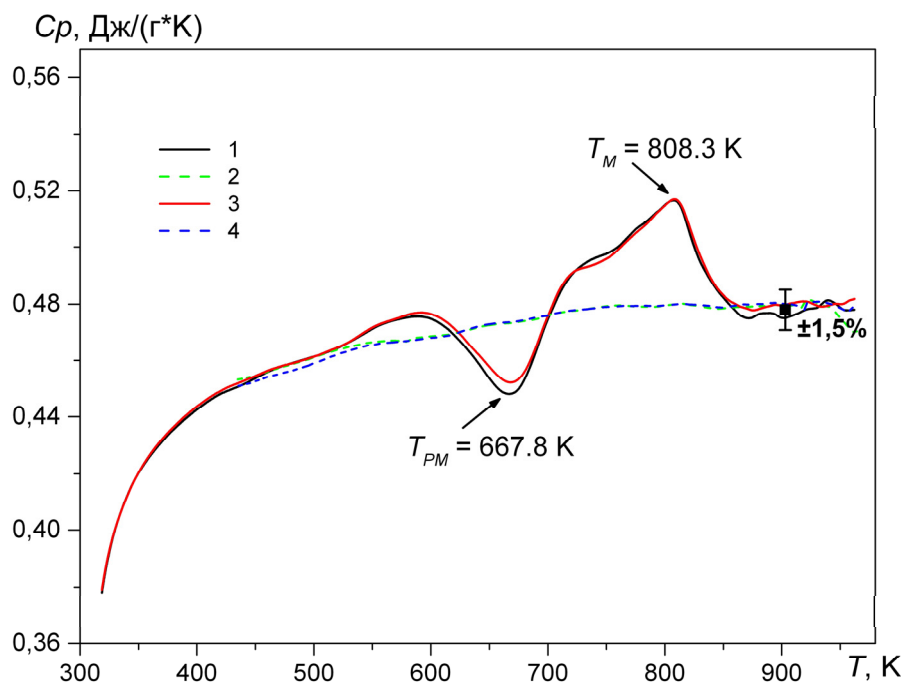


Рис. 1. Зависимость удельной теплоемкости никелида титана (56,6 мас. % Ni) от температуры:
1 – первый нагрев; 2 – первое охлаждение;
3 – второй нагрев; 4 – второе охлаждение.

Как видно из рис. 1, в циклах нагрева-охлаждения наблюдается гистерезис удельной теплоемкости никелида титана, причем, аномальное изменение $C_p(T)$ проявляется только при

нагреве образца. Как можно заметить, в области 540–740 К теплоемкость уменьшается (с минимумом при $T_{PM} = 667.8$ К), а в области 750–875 К возрастает (с максимумом в точке $T_M = 808.3$ К). Очевидно, что выше 540 К теплоемкость принимает эффективное значение, которое отражает собственную теплоемкость фаз и теплоту фазового перехода.

На рис. 2 приведены усредненные результаты измерений истинного термического коэффициента линейного расширения (ИТКЛР) никелида титана. Видно, что в интервале 680–850 К значение ИТКЛР имеет ярко выраженный максимум (11%), температура которого $T_M = 810.0$ К совпадает с данными по теплоемкости в пределах оцениваемых погрешностей.

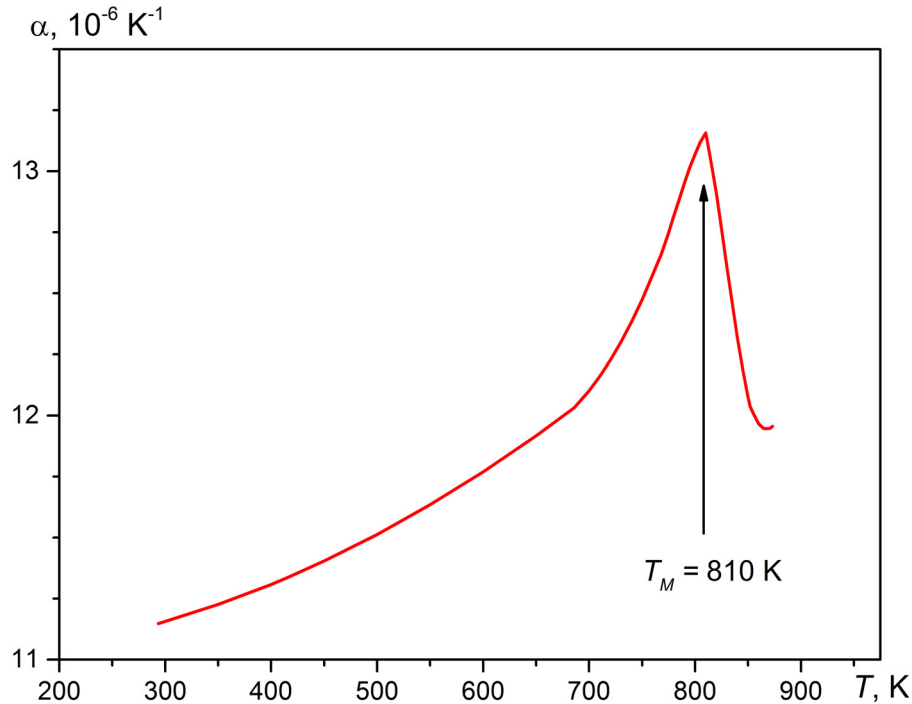


Рис. 2. Зависимость истинного термического коэффициента линейного расширения никелида титана (56,6 мас. % Ni) от температуры.

По результатам проведенных измерений были составлены таблицы справочных данных по удельной теплоемкости, коэффициентам температуропроводности, теплопроводности и линейного расширения для научного и практического использования.

Список литературы:

1. Пушин В.Г. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч. I. Структура, фазовые превращения и свойства. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 438 с.

ВЗАИМОСВЯЗЬ «ПЛАВКОСТЬ-ТВЕРДОСТЬ-ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ» ДЛЯ ОКСИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Каплун А.Б., Кидяров Б.И., Мешалкин А.Б.

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

Большинство физических свойств твердотельных материалов и кристаллов взаимосвязаны с их составом и структурой, знание которых необходимо в создании разнообразных устройств прикладной физики и техники. Сложные взаимные корреляции ряда механических и термических свойства кристаллов уже частично выявлены среди некоторых фрагментарных классов материалов, и кардинально различаются для низких или высоких температур, для металлов и неметаллов [1]. Поэтому установление взаимосвязи твердости (H_s) и теплопроводности (k) кристаллов с их температурой плавления (T_m) также целесообразно проводить в определенной области температур и в выбранном классе материалов, включая оптическую керамику. Здесь мы рассмотрим эмпирическую взаимосвязь твердости и теплопроводности оксидных кристаллов, измеренных в основном при комнатной температуре, с их температурой плавления. Трудоемкость измерения теплопроводности твердых тел, необходимость получения образцов с высоким кристаллическим совершенством, а для керамических образцов – зависимость теплопроводности от пористости ограничивают число надежных экспериментальных данных. Однако за последние 25 лет наблюдалось быстрое развитие методов измерения величины теплопроводности твердотельных материалов, включая laser flash method, а также методов получения кристаллов новых тугоплавких оксидов и оптической керамики. Это позволило существенно расширить совокупную выборку данных и сократить лакуны, ранее возникающие при построении корреляций $H_s = f(T_m)$, $k = f(T_m)$. Исходные данные по этим величинам взяты из обобщающих монографий [2-5] и других, а также из литературных источников «Web of science 1980-2015», прежде всего, для простых и бинарных нелегированных оксидных кристаллов [6-10].

Несмотря на заметный разброс совокупности значений H_s и k , их верхние огибающие имеют четкие немонотонные границы (см. рис.). Здесь при наличии анизотропии физических свойств взяты максимальные значения твердости и теплопроводности. Видно, что функции $H_s = f(T_m)$, $k = f(T_m)$ являются в определенной мере нечеткими и симбатными, а также в основном возрастающими в интервале температур 273- 2068 К. При этом наиболее тугоплавкие кристаллы

оксидов не являются наиболее твердыми и теплопроводными.

Функция $H_s = f(T_m)$ имеет верхнюю «полку» (максимум) при $H_s \sim 9$ в интервале температур плавления 2320 – 2843 °С (Al_2O_3 – BeO , см. рис.). Наиболее твердый простой оксид Cr_2O_3 в природе образует минерал эсколаит, $T_m=2300$ °С, $H_s \sim 9.1$. На верхней "полке" и вблизи нее располагаются также кристаллы

многих оксидов редкоземельных элементов (Rz_2O_3), иттрия, скандия и галлия, выращенные и изученные только в течение последних 20 лет [6-10]. Кристаллы наиболее твердых оксидов имеют различную точечную симметрию: ромбическую D_{3d} , кубическую O_h , или T_h . Однако твердый и наиболее

теплопроводный кристалл оксида BeO имеет НЦС структуры симметрии C_{6v} . Этот оксид встречается в природе в виде минерала бромеллита и является самым легким среди прочных

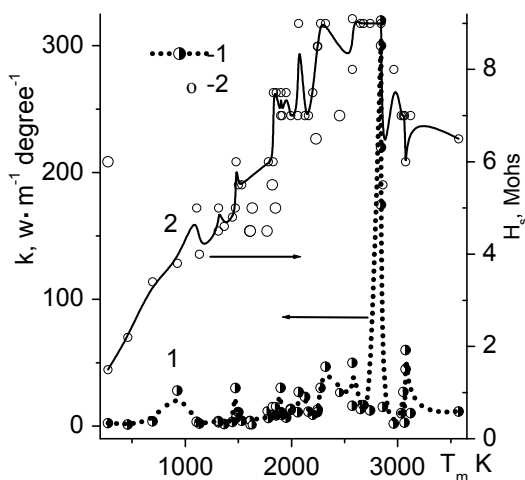


Рис. 1 Корреляция между величинами $\{k - T_m\}$, $\{H_s - T_m\}$ для кристаллов простых, и бинарных оксидов, кривые 1 и 2 соответственно.

оксидов, в то время как наиболее тяжелым таким оксидом является HfO_2 (D_{4h} , $H_s = 8.5$, $\rho \sim 10 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$), являющийся спутником минерала бадделеита ZrO_2 , C_{2h} . Наиболее тугоплавкий оксид ThO_2 , минерал торанит, $T_m = 3573 \text{ К}$, $H_s = 6.5$, $k \sim 11.5$. Локальный максимум « k » при 925 К соответствует моноклинному (C_2) кристаллу U_2O_3 ($k=28 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$), а при $T_m = 3573$ - кубическому MgO , минерал периклаз ($k = 60 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$). Тригональные Cr_2O_3 и Al_2O_3 , и оксиды редкоземельных элементов имеют $k \approx 40\text{-}50$ - $\text{Вт/м}\cdot\text{К}$.

Теплопроводность BeO на полпорядка выше величины теплопроводности кристаллов всех других оксидов, и сопоставима с величиной теплопроводности ограниченного числа кристаллов тугоплавких неоксидных соединений: карбида кремния, бета – нитрида кремния Si_3N_4 , нитрида алюминия, нитрида галлия ($k = 230 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$), алмаза ($H_s = 10$, $k = 1000 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $T_m \approx 4000 \text{ }^\circ\text{C}$), а также меди [11]. Отметим, что малотеплопроводные, но тугоплавкие соединения $\text{La}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ ($T_m = 2533 \text{ К}$), $\text{La}_2\text{Ce}_2\text{O}_7$ и другие легированные оксидами редкоземельных элементов и иттрием, имеют большое значение в технике как теплозащитные покрытия ответственных деталей реактивных двигателей и турбин [12]. Поэтому для высокотемпературного материаловедения все еще актуальны исследования диаграмм состояния всех систем с тугоплавкими оксидами ZrO_2 , HfO_2 , ThO_2 , Sc_2O_3 , Y_2O_3 и Rz_2O_3 [13]. Бинарные оксиды, образуемые простыми оксидами, как правило, имеют температуру плавления несколько, или заметно ниже, чем исходные простые оксиды [14]. Однако уже выявлено, что оксидные соединения из оксидов гафния, циркония с оксидами скандия, иттербия, лютеция неожиданно имеют температуру плавления несколько выше, чем простые исходные оксиды [13, 14]. При этом их кристаллы должны вполне легироваться лазерно-активными ионами редкоземельных элементов. Поэтому твердые, тугоплавкие и теплопроводные кристаллы простых, бинарных и тройных оксидов и их твердые растворы являются основой для дальнейшего развития мощных твердотельных фемтосекундных и перестраиваемых лазеров и других высокотемпературных устройств нового поколения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №14-08-00527а.

Список литературы:

1. Палчаев Д.К. О связи фоновой теплопроводности с коэффициентом теплового расширения // Теплофизические свойства веществ. Труды VIII Всесоюзной конференции. Под ред ак. В.Е. Накорякова. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН СССР. 1989. Часть II. С. 152-156.
2. Фекличев В.Г. Диагностические константы минералов. Справочник. М.: Недра. 1989. 179 с.
3. Самсонов Г.В., Буланкова Т.Г., Бурькина А.Л. и др. Физико- химические свойства окислов. Справочник. М. Металлургия. 1969. 455 с.
4. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В., Чкалова В.В. и др., Акустические кристаллы. Справочник. М.П. Шаскольская (Ред.). М.: Наука. 1982. 632 с.
5. Охотин А.С., Боровикова Р.П., Нечаева Т.В., Пушкарский А.С. Теплопроводность твердых тел. Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1984. 320 с.
6. Alombert-Goget, G.; Guyot, Y.; Guzik, M.; et al. Nd^{3+} -doped Lu_2O_3 transparent sesquioxide ceramics elaborated by the Spark Plasma Sintering (SPS) method. Part I: Structural, thermal conductivity and spectroscopic characterization // Optical Materials. 2015. V.41. Special Issue: SI. P.3 - 11.
7. Guzik M., Pejchal J., Yoshikawa A., Ito A., Goto T., Siczek M., Lis T., and Boulon G. Structural Investigations of Lu_2O_3 as Single Crystal and Polycrystalline Transparent Ceramic // Crystal Growth & Design. 2014. V.14. № 7. P.3327-3334
8. Petermann K., Huber G., Fornasiero L., Kuch S., Mix E., Peters V., Basun S.A. Rare-earth-doped sesquioxides // Journal of Luminescence // 2000. V.87-89. P. 973–975.
9. Peters, V; Bolz, A; Petermann, K; et al. Growth of high-melting sesquioxides by the heat exchanger method // Journal Crystal Growth V.237. P.879-883
10. Guo Zh.; Verma A. Wu X. et al. Anisotropic thermal conductivity in single crystal beta-gallium oxide // Applied Physics Letters 2015. V.106. № 11. Article Number: 111909.
11. Watari, K. High thermal conductivity non-oxide ceramics // J. Ceramic Society of Japan. 2001 V.109 № 1 P. S7-S16
12. Zhang H., Wei Y., Li G., Chen X., Wang X. Investigation about thermal conductivities of $\text{La}_2\text{Ce}_2\text{O}_7$ doped with calcium or magnesium for thermal barrier coatings // J. Alloys and Compounds. 2012. V. 537. P. 141–146.
13. Андриевская Е.Р. Фазовые равновесия в системах из оксидов гафния, циркония и иттрия с редкоземельными элементами. Киев. Наукова думка. 2010. 470 с.
14. Торопов Н.А., Барзаковский В.П., Лапман В.В. Курценва Н.Н. Диаграммы состояния силикатных систем. Справочник Наука. Л.О. 1969.. 822 с.
15. Шевченко А.В., Лопато Л.М., Кирьянова И.Е. Взаимодействие HfO_2 с оксидами Y_2O_3 , Ho_2O_3 , Er_2O_3 , Tm_2O_3 , Yb_2O_3 и Lu_2O_3 при высоких температурах // Неорганические материалы. 1984. Т.20, №12. С.1991-1997.

ПРОСТОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ АРГОНА

Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С.

*Институт теплофизики СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск,
проспект ак. Лаврентьева, 1. E-mail: kaplun@itp.nsc.ru*

Современное состояние кинетической теории (см., например, [1], [2]) не позволяет надеяться на получение сравнительно простых уравнений для описания коэффициента вязкости с малым количеством подгоночных коэффициентов в достаточно широкой области параметров состояния. В связи с этим для описания вязкости флюидов широко используются модельные теории и эмпирические уравнения.

Ранее нами было показано [3], что избыточная вязкость $\Delta\eta$ в широком интервале параметров состояния является однозначной функцией плотности внутренней энергии взаимодействия $\Delta U/V$ (см. рис. 1), $\Delta\eta = f(x = \Delta U/V)$. Эта зависимость была аппроксимирована нами в [3] эмпирическим уравнением

$$\Delta\eta = Ax \exp\left(\alpha \frac{x_0}{x_0 - x}\right), \quad (1)$$

$$\Delta\eta = \eta(T, P) - \eta_{en}; \quad \eta(T, P) = \eta_{en} + \Delta\eta. \quad (2)$$

Здесь P, V, T - давление, удельный объем и температура системы; $\eta(P, T)$ - вязкость системы в заданном состоянии; $\Delta\eta = \eta(P, T) - \eta_{en}(T, \rho)$ - избыточная вязкость; $\eta_0(T)$ - вязкость разреженного газа; $\eta_{en}(T, \rho) = \eta_0(T)\Psi(b\rho)$ - вязкость системы твердых сфер по Энскогу; $\rho = 1/V$ - плотность вещества; $x = \Delta U/V$ - плотность энергии взаимодействия; $\Delta U = U_{ig}(T) - U(P, T)$ - энергия взаимодействия; $U_{ig}(T)$ - внутренняя энергия идеального газа; $U(P, T)$ - внутренняя энергия системы; $x_0 = H_0^0/V_0$, $V_0 = \lim_{T \rightarrow 0, P \rightarrow 0} (V(T, P))$ - гипотетический объем переохлажденной до абсолютного нуля жидкости, $H_0^0 = U_{ig}(0) - U(0, 0)$ - энтальпия испарения при абсолютном нуле температуры и давлении, равном нулю, $U(0, 0)$ - внутренняя энергия тела при абсолютном нуле температуры и нулевом давлении; A, α, b - индивидуальные константы вещества. Описание экспериментальных данных, близкое к оптимальному, достигается при $b = V_0$. При этом мы исходили из того, что вязкость гипотетической переохлажденной до абсолютного нуля температуры жидкости стремится к бесконечности. Для хорошо изученных веществ, таких как инертные газы, диоксид углерода и др., физические параметры V_0 и H_0^0 обычно приводятся в таблицах термодинамических свойств веществ. В этом случае уравнения для вязкости (1) и (2) содержат всего лишь 2 эмпирические константы - A и α , так же, как и известное уравнение Аррениуса. В работе [4] было показано, что ряд известных уравнений для вязкости (Эйринга, Френкеля, Андраде и др.) являются частными случаями уравнений (1) и (2).

Ранее в работе [5] с помощью предложенных в [6] термического и калорического уравнений состояния реальных газов по (1), (1a) получено уравнение для расчета коэффициента вязкости реальных газов при температурах до 1000 К, давлениях до 100 МПа и плотностях до $1,5\rho_c$. В работе [7] расчет вязкости диоксида углерода проведен по (1), (2) в диапазоне до 1000 К и 100 МПа с привлечением нового единого уравнения состояния жидкости, газа и флюида [8].

Как показал анализ (см. [3], [5] [7]), уравнения (1), (2) вполне удовлетворительно описывают экспериментальные и табличные данные по вязкости жидкости, газа и флюида в широком диапазоне параметров состояния, в основном в пределах погрешности исходных данных.

Однако были отмечены и незначительные систематические расхождения между рассчитанными и экспериментальными данными по вязкости разных веществ.

Полученное в результате детального анализа уравнение для расчета коэффициента вязкости нормальных веществ в широком диапазоне параметров состояния имеет вид

$$\Delta\eta = Ash\alpha \frac{x}{x_0 - x}. \quad (3)$$

Результаты расчета коэффициента вязкости аргона по уравнению (3) с привлечением уравнения единого уравнения состояния [8] показаны в качестве примера на рис. 2 и рис. 3. Уравнение (3) описывает вязкость аргона при температурах до 1000К и давлениях до 100 МПа в пределах погрешности исходных экспериментальных и табличных данных.

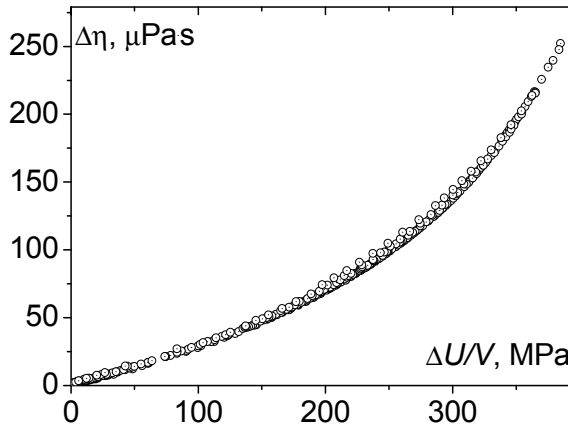


Рис. 1. Избыточная вязкость $\Delta\eta$ аргона по [3] как функция плотности энергии взаимодействия $\Delta U/V$ при $T=220\dots 1000$ К и $P=0,1\dots 100$ МПа.

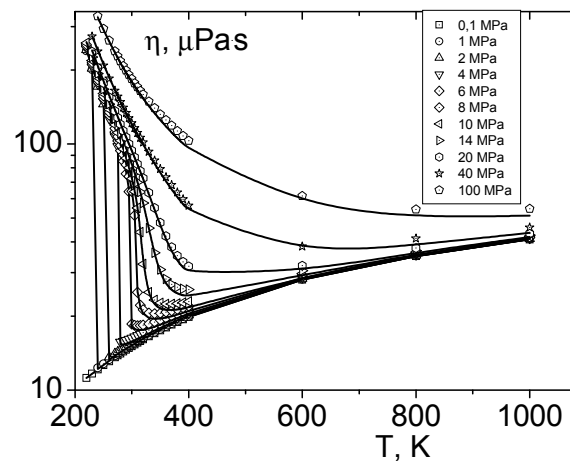


Рис.2. Сравнение табличных значений вязкости (символы) с расчетом по (3) (линии) для аргона при плотностях от 0 до ρ_{cr} .

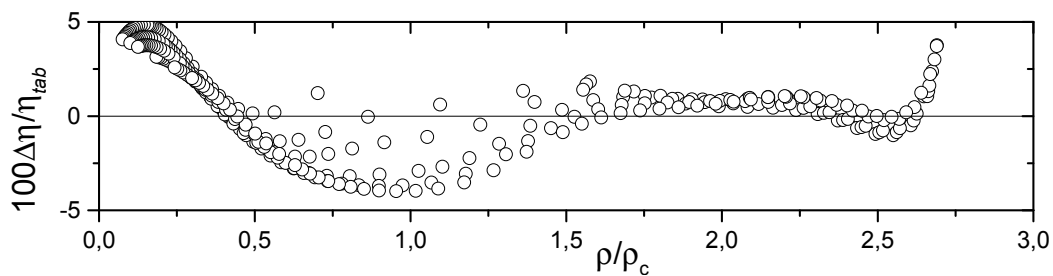


Рис.3. Отклонение рассчитанных по (3) значений вязкости $\Delta\eta/\eta$, % от табличных данных для аргона (Леммон, 2004), в области давлений до 25 МПа и температуры до 700 К.

Литература

1. J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, and R. B. Bird. *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Wiley, New York, 1954.
2. H.N.V. Temperley, J.S. Rowlinson, and G.S. Rushbrooke, Eds. *Physics of simple liquids*. North-Holland, Amsterdam, 1968.
3. А.Б. Каплун. *ТВТ*. **27**, №5 (1989). 884.
4. А.В. Каплун and А.В. Meshalkin, *High Temp. High Press.*, **31** (1999). 253.
5. А.В. Каплун, А.В. Meshalkin. *J. Mol. Liquid*. **120** (2005). 103.
6. А.Б.Каплун, А.Б. Мешалкин. *ДАН*. **48** (2003). 490.
7. А.Б.Каплун, А.Б. Мешалкин. *Вестник КазГТУ*. Т. 17, №22. (2014).108
8. А.Б.Каплун, А.Б. Мешалкин. *ЖФХ*. **87**, №8. (2013). 1294.



Секция 6

Неравновесные процессы
в разреженных газах и плазме

НАНЕСЕНИЕ ФТОРПОЛИМЕРНЫХ ГИДРОФОБНЫХ ПОКРЫТИЙ В ВАКУУМЕ

**Кириченко Е.О.¹, Кубрак К.В.¹, Сафонов А.И.¹, Семенов А.А.¹,
Суляева В.С.², Тимошенко Н.И.¹**

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*

Придание поверхности гидрофильных и гидрофобных свойств необходимо при использовании в различных устройствах и процессах, в частности, для интенсификации теплоотдачи [1,2]. Для создания супергидрофобных свойств поверхности необходимо придать материалу низкую поверхностную энергию и нано или микромасштабную шероховатость [3].

Зависимость смачиваемости поверхности от шероховатости следует из закона Кассье [4], который определяет эффективное значение угла контакта θ_c с жидкостью в случае неоднородной поверхности:

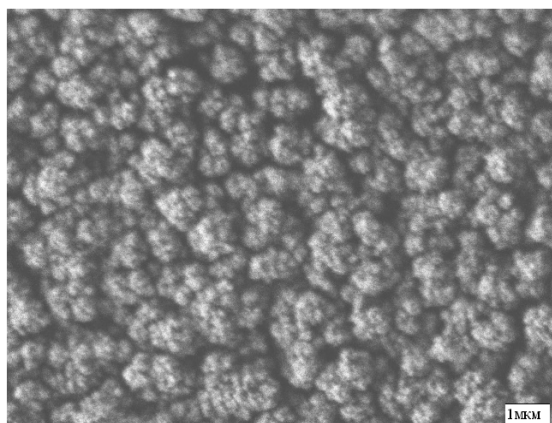
$$\cos\theta_c = \gamma_1 \cdot \cos\theta_1 + \gamma_2 \cdot \cos\theta_2$$

где θ_1 - угол контакта компонента 1, с долей площади поверхности γ_1 , а θ_2 - угол контакта компонента 2 с долей площади поверхности γ_2 . Уравнение для двухкомпонентной системы, когда вторым компонентом является воздух с углом контакта 180° , при подстановке $\cos(180^\circ) = -1$ упрощается:

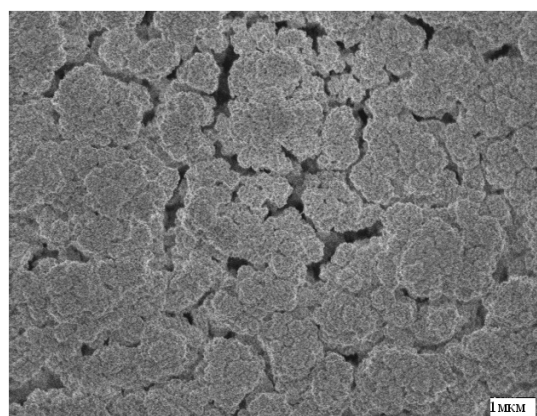
$$\cos\theta_c = \gamma_1 \cdot (\cos\theta_1 + 1) - 1$$

Очевидно, что при малых γ_1 и больших θ_1 возможно создание поверхности с очень большим углом контакта. Таким образом, шероховатость усиливает гидрофильность поверхности за счет капиллярного эффекта, а гидрофобную поверхность делает еще более гидрофобной.

Основной целью данного исследования являлось получение гидрофобного покрытия с различной микро- и наноструктурой. В работе пленка гидрофобного материала (фторполимера) наносилась на поверхность методом каталитической активации на горячих проволочках газопредшественника C_3F_6O в вакуумной камере [5, 6]. Пленки были получены на кремниевых и медных подложках при различных режимах осаждения. Методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) определена морфология поверхности и толщина покрытия. Взвешиванием образцов до и после осаждения определена масса материала пленки и, соответственно, плотность. Краевой угол смачивания полученного покрытия с водой измерен с помощью прибора DSA-100E KRUSS.



а



б

*Рис. 1. Морфология поверхности фторполимерного покрытия при заданной температуре нити активатора:
(а) 730 °С, краевой угол смачивания 157°, скорость осаждения 55 нм/мин
(б) 810 °С, краевой угол смачивания 171°, скорость осаждения 774 нм/мин*

На рис.1 приведены характерные электронные микрофотографии полученных фторполимерных покрытий в зависимости от температуры нихромовой нити активатора. Изменение структуры приводит к изменению свойств полученных покрытий, в том числе смачиваемости. В зависимости от режима осаждения фторполимера меняются: его плотность от 0,8 до 2,4 г/см³, краевой угол смачивания водой от 90° до 174°, и скорости осаждения от 55 до ~ 770 нм/мин.

В качестве иллюстрации гидрофобных свойств полученных покрытий на рис. 2 представлена капля воды на поверхности кремния до и после осаждения фторполимерного покрытия. Краевой угол смачивания меняется от 55° для чистого полированного кремния до 171° для фторполимерного покрытия.

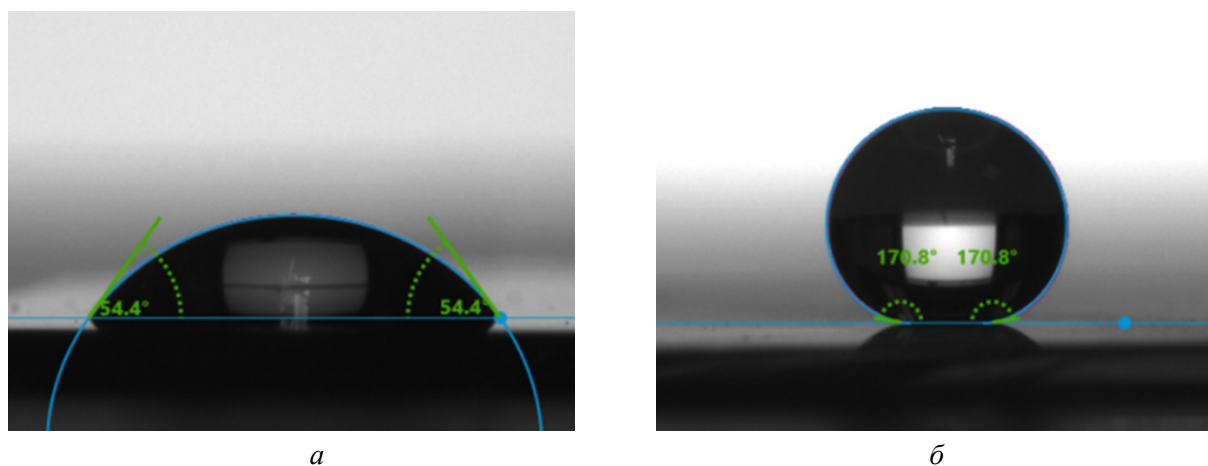


Рис. 2. Фотография капли воды на поверхности образца во время измерения краевого угла смачивания: (а) до и (б) после осаждения фторполимерного покрытия.

В результате проделанной работы были получены тонкие фторполимерные покрытия с различной морфологией. Полученные покрытия обладают различными гидрофобными свойствами. Контактный угол смачивания у полученных покрытий изменяется в диапазоне от 90° до 174° для кремниевых подложек и от 90° до 172° для медных.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-38-20411А.

Список литературы:

1. Гогонин И.И. Влияние краевого угла смачивания на теплоотдачу при кипении. // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т.17. №2. С. 261-267.
2. Кабов О.А., Гатапова Е.Я., Чиннов Е.А., Зайцев Д.В., Семенов А.А. Способ интенсификации теплообмена при кипении на гладкой поверхности. Патент РФ. №2 542 253. 2015.
3. Бойнович Л.Б., Емельяненко А.М. Гидрофобные материалы и покрытия: принципы создания, свойства и применение. // Успехи химии. 2008. 77(7). С. 619-638.
4. Cassie A.B.D., Baxter S. Wettability of porous surfaces. // Trans. Faraday Soc. 1944. № 40. P. 546.
5. Ребров А.К., Сафонов А.И., Тимошенко Н.И. Осаждение пленок из сверхзвукового потока тетрафторэтилена, активированного взаимодействием с горячей проволочной преградой. // ПМТФ. 2009. Т.35. В. 9. С. 11-16.
6. Kenneth K.S.L., Mao Y., Lewis H.G., Murthy S.K., Olsen B.D., Loo L.S., Gleason K.K. Polymeric nanocoatings by hot-wire chemical vapor deposition (HWCVD). // Thin Solid Films. 2006. № 501. P. 211 – 215.

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТ БИНАРНОЙ
СМЕСИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ИСПАРЕНИИ В ВАКУУМ**

Миронова М.Л., Морозов А.А.

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

Исследование импульсного испарения представляет интерес применительно к лазерной абляции вещества. Процесс лазерной абляции твердых материалов широко используется в современных технологиях, связанных с напылением пленок, обработкой поверхности, получением кластеров и т.д. [1, 2]. В результате газодинамических процессов во время разлета происходит перераспределение энергии и меняется конфигурация и состав облака, что важно учитывать при анализе экспериментальных данных [3]. При абляции многокомпонентных материалов рассмотрения газодинамических процессов становится еще более важным, поскольку имеет место перенос энергии между компонентами. В настоящее время теория газодинамических процессов при лазерной абляции многокомпонентных веществ слабо разработана, что обуславливает актуальность соответствующих теоретических исследований.

Особое внимание в данной работе уделяется анализу времяпролетных распределений, поскольку они являются одним из основных инструментов для анализа динамики и механизмов лазерной абляции. В настоящий момент теория времяпролетных распределений слабо разработана. Анализ разделения компонент смеси может быть использован для расшифровки времяпролетных распределений с целью определения условий абляции.

В данной работе представлены результаты по разделению компонент бинарной смеси газов на основе прямого статистического моделирования [4] разлета газа при импульсном испарении в вакуум. Проведены одномерные расчеты для широкого диапазона определяющих параметров: отношение масс частиц $M/m = 1 \div 1000$, число испаренных монослоев $\Theta = 0.1 \div 500$, отношение начальных концентраций компонент $D = 0.01 \div 100$. Показано, что отношение кинетических энергий тяжелой и легкой компонент смеси на времяпролетном детекторе слабо зависит от начальной концентрации компонент. Получены универсальные зависимости отношений энергий и состава смеси на времяпролетном детекторе от числа испаренных монослоев.

Полученные данные могут быть использованы для определения условий абляции (количества испаренного вещества и температуры поверхности) из экспериментальных времяпролетных распределений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00604).

Список литературы:

1. Laser Processing and Chemistry. / D. Bauerle. Berlin: Springer, 2011.
2. Pulsed Laser Deposition of Thin Films./ B. Chrisey and C. K. Hubler (Eds.). New York: Wiley, 1994.
3. A. A. Morozov, A. B. Evtushenko, and A. V. Bulgakov. Gas-dynamic acceleration of laser-ablation plumes: Hyperthermal particle energies under thermal vaporization// Appl. Phys. Lett. 106 (2015) 054107.
4. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation Monte Carlo Method. / G. A. Bird. Oxford: Clarendon Press, 1994.

**ИМПУЛЬСНАЯ ФАЗА ТЕПЛООВОГО НАГРЕВА ВСПЛЫВАЮЩИХ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНУЮ АТМОСФЕРУ**

Алексенко С.В., Романов К.В., Романов Д.В., Романов В.А.

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

Среди диссипативных процессов, вносящих существенный вклад в динамику движения магнитных полей в конвективной зоне и атмосфере Солнца наиболее важным является тепловой прогрев всплывающего потока газа [1]. При наличии магнитных полей с высокими значениями напряжённости коэффициент теплопроводности имеет сильную анизотропию: тепловые потоки направлены в основном вдоль силовых магнитных линий [2]. Система уравнений движения магнитной трубки в массовых лагранжевых переменных с учётом теплового прогрева [3]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\vec{\ell} \cdot (\vec{\ell}, \vec{f})}{\rho_i} + \frac{\vec{f} - \vec{\ell} \cdot (\vec{\ell}, \vec{f})}{\rho_i + \kappa \cdot \rho_e} \\ \vec{f} = \frac{H \cdot \sigma \cdot \rho_i}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\partial (H \cdot \vec{\ell})}{\partial s} + (\rho_i - \rho_e) \cdot \vec{g} \\ \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = \vec{v} \\ H \cdot \sigma = const \\ \frac{\rho_i^\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{p_i}{\rho_i^\gamma} \right) = -\text{div} \vec{W} \\ \vec{W} = -k \cdot \vec{\nabla} T \\ p_i + \frac{H^2}{8 \cdot \pi} = p_e \\ p_i = \frac{R}{\mu} \cdot \rho_i \cdot T_i \\ \vec{\ell} = \sigma \cdot \rho_i \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial s} \\ (\vec{\ell}, \vec{\ell}) = 1 \end{array} \right. \quad (1)$$

где \vec{W} – вектор плотности теплового потока.

В работе исследуется временная динамика продольных тепловых потоков в магнитной трубке с начальными данными развития неустойчивости Паркера [4]: $H_{cr} = 2 \cdot 10^5$ Гс – начальная напряжённость магнитного поля, глубина развития неустойчивости Паркера $h = -216616$ км (рис. 1). Исследуется медленная мода колебаний с волновым числом $m = 3$.

Реализуется симметричный двухарочный выброс магнитного поля (в северное и южной полушария). При подъёме трубки в боковых частях арочной магнитной структуры увеличиваются градиенты температуры вдоль оси и формируются мощные тепловые потоки (рис. 2). Процесс теплопроводности формируется главным образом свободными электронами. Степень ионизации плазмы нелинейно падает с уменьшением температуры.

Подпитка теплом из нижних слоёв конвективной зоны имеет ярко выраженный импульсный характер: начальную (более мощную) импульсную фазу, вызванную формированием арочной структуры магнитного поля, и фазу релаксации на стадии подъёма сформировавшейся арочной структуры в солнечную атмосферу.

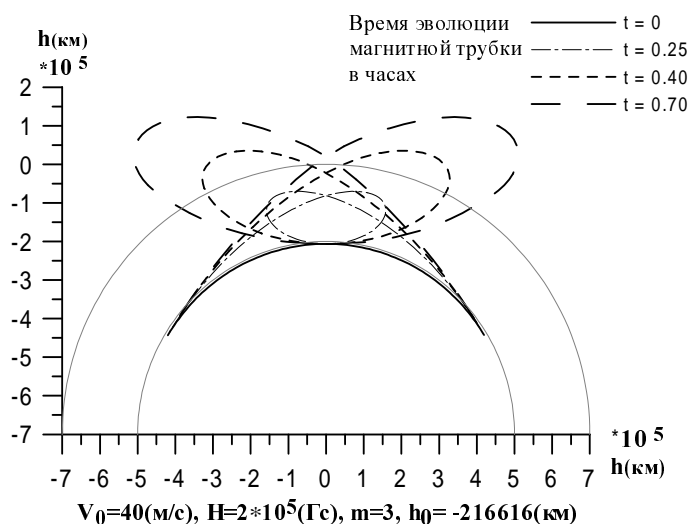


Рис.1 Форма трубки в различные моменты времени.

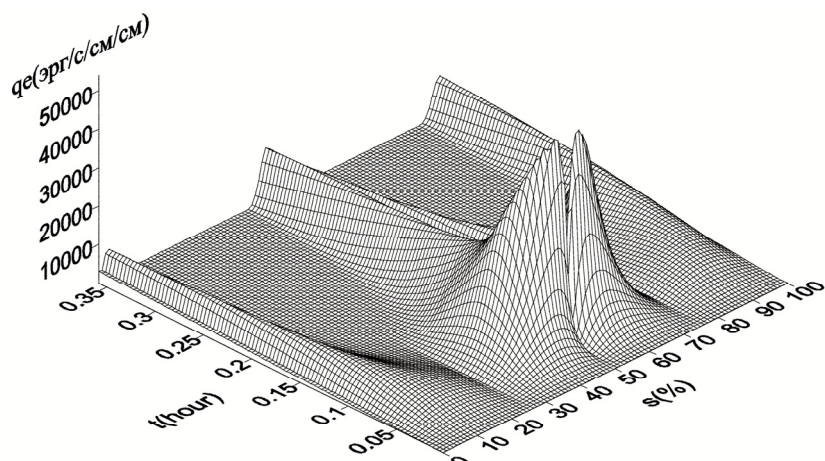


Рис.2. Распределение плотности теплового потока в зависимости от времени

Эффект импульсного теплового разогрева усиливается при развитии неустойчивости Паркера в высокочастотном спектральном диапазоне ($m > 20$). Продольный тепловой прогрев существенным образом ускоряет подъем магнитного поля в солнечную атмосферу и играет важную роль в формировании корональных выбросов массы на Солнце [5].

Литература

1. Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V.. Acoustic wave heating of the Solar atmosphere // *Rus. J. Eng. Thermophys.*. 1998. V.8. №1-4. P.95-108.
2. Куликовский А.Г., Любимов Г.А.. Магнитная гидродинамика // М.: Физматгиз. 1962. 248 с..
3. Романов Д.В., Романов К.В.. Численное моделирование развития неустойчивости медленной волны тонкой магнитной трубки в конвективной зоне Солнца // *Выч. технологии*. 2001. Т.6. №6. С.81–92.
4. Parker E.N.. The instability of a horizontal magnetic field in an atmosphere stable against convection // *Astrophysics and Space Science*. 1979. V.62. P.135–142.
5. Eselevich V.G., Eselevich M.V.. Common characteristics of CMEs and BLOBs: a new view of their possible origin // *Solar Phys.*. 2001. V.203. P.165–178.



Секция 7

Теплофизические
проблемы энергетики;
энергоэффективность
и энергосбережение



ВОЗМОЖНОСТИ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ КОСВЕННО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ТИПА

Терехов В.И.¹, Кхафаджи Х.К.², Горбачев М.В.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*

Испарительное охлаждение является одним из наиболее эффективных и простых способов охлаждения потоков воздуха. При прямом испарительном охлаждении в канале, поток воздуха, находящийся в непосредственном контакте с пленкой воды, охлаждается за счет адиабатического испарения [1]. Такой способ испарительного охлаждения основан на термодинамической неравновесности атмосферного воздуха и психрометрической разности температур сухого и мокрого термометров, которая является возобновляемым энергетическим ресурсом. Минимальная температура, которая может быть получена в этом процессе в адиабатических условиях, ограничена температурой мокрого термометра (адиабатического насыщения). При этом необходимо учитывать, что влажность воздуха на выходе из канала также повышается до состояния насыщения и в ряде технических устройств это может являться негативным фактором.

Этого недостатка лишены схемы косвенно-испарительного охлаждения. В этом случае (рис. 1, а–б), испарительная ячейка представляет собой два плоскопараллельных канала (сухой и влажный), в которых происходит процесс теплопередачи, сопровождаемый фазовым переходом во влажном канале. Однако, как и для одного канала, предельное значение температуры не может быть ниже, чем у мокрого термометра.

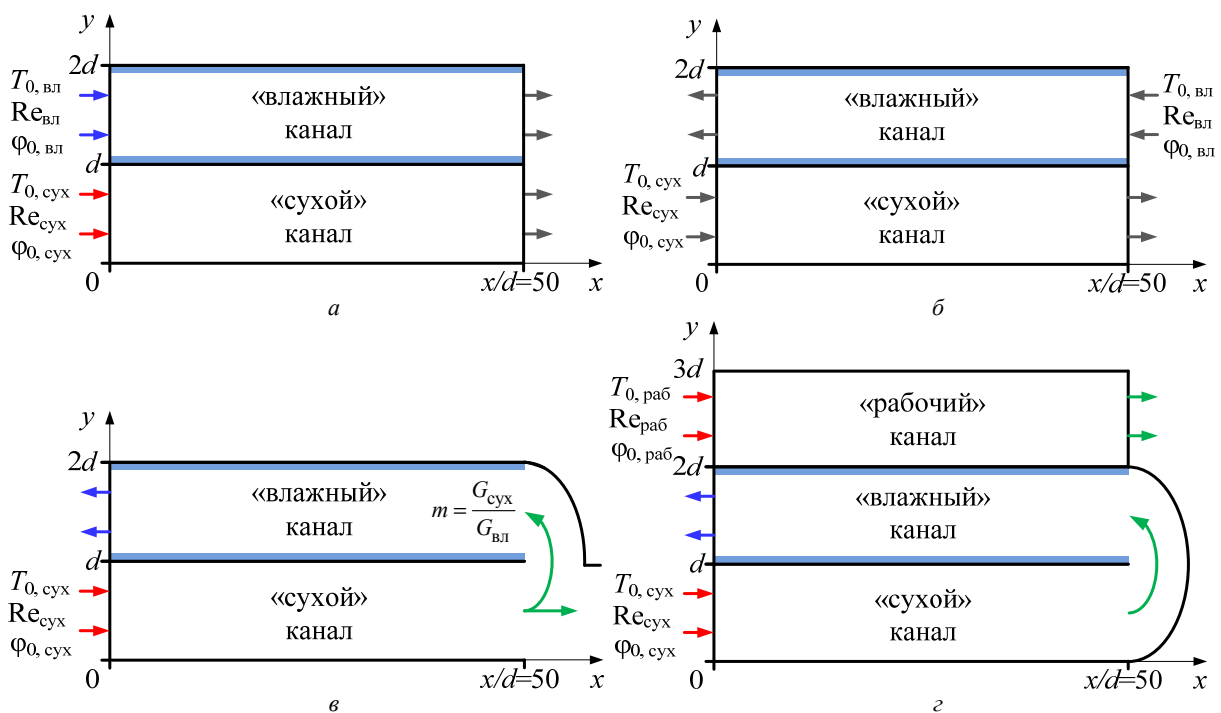


Рис. 1. Расчетные схемы ячеек косвенно-испарительного охлаждения

В настоящее время в ряде работ [2-6] рассмотрены схемы (рис. 1, в–г) теплообменных аппаратов, которые позволяют получить температуру на выходе из рабочего тракта ниже температуры мокрого термометра. Пределом охлаждения таких схем является достижение температуры «точки росы».

Для моделирования процессов, протекающих в рассматриваемых испарительных ячейках в данной работе решается система уравнений Навье-Стокса для сухого и влажного каналов при

ламинарном режиме течения. На основе численных расчетов выявлены зависимости основных параметров теплоносителей, к которым относятся как температурно-влажностные, так и зависимости изменения локальных значений удельных тепловых и массовых потоков от исходных параметров [1].

На рис. 2 показаны графические зависимости изменения температуры в рабочем тракте теплообменного аппарата (рис. 2, а), а также тепловой эффективности (рис. 2, б). Тепловая эффективность теплообменного аппарата (по температуре мокрого термометра) оценивается выражением:

$$\varepsilon_{\text{м.т.}} = \frac{t_{0,\text{сyx}} - t_m}{t_{0,\text{сyx}} - t_{\text{м.т.}}},$$

где t_m – среднemasсовая температура; $t_{\text{м.т.}}$ – температура мокрого термометра, соответствующая параметрам потока на входе в сухой канал.

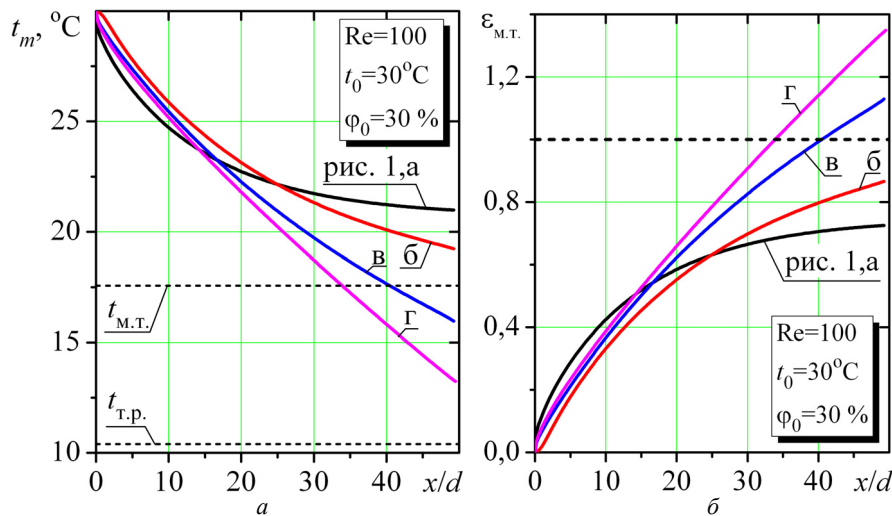


Рис. 2. Результаты численных экспериментов

Из приведенных графических зависимостей следует, что минимальную выходную температуру, а, следовательно, наибольшую тепловую эффективность, имеет схема косвенно-испарительного аппарата с тремя каналами (рис. 1, г) – теплообменный аппарат Майсоценко (M-cycle) [7].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 14-19-00402).

Список литературы:

1. Khafaji H.Q., Ekaid A.L., Terekhov V.I. A Numerical Study of Direct Evaporative Air Cooler Forced Laminar Convection between Parallel-Plates Channel with Wetted Walls// J. of Eng. Therm., 2015, Vol. 24, No. 2, pp. 113–122.
2. Anisimov S., Pandelidis D. Numerical study of the Maisotsenko cycle heat and mass exchanger, Int. J. Heat and Mass Transfer, 2014, Vol. 75, pp. 75–96.
3. Duan Z. etc. Indirect Evaporative Cooling: Past, Present and Future Potentials, Renew. Sust. Energy, 2012, Vol. 16, pp. 6823–6850.
4. Shah R.K., London A.L. Laminar flow forced convection in ducts. Academic Press, New York, USA, 1978.
5. Hasan A. Indirect evaporative cooling of air to a sub-wet bulb temperature. Applied Thermal Engineering 2010, Vol. 30(16), pp. 2460–2468.
6. Anisimov S., Pandelidis D., Danielewicz J. Numerical study and optimization of the combined indirect evaporative air cooler for air-conditioning systems. Energy 2015, Vol. 80, pp. 452-464.
7. Maisotsenko V., Gillan L., Kozlov A. The Maisotsenko cycle for power generation, waster energy recovery and water reclamation. Proc. of Clean Energy Supercluster Forum, Fort Collins, CO, IDALEX Inc. USA. -2010, 41 p.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ К ЗАСЫПКЕ ГРАНУЛ ПРИ БОЛЬШИХ РАСХОДАХ ГАЗА

Кузнецов В.В., Димов С.В.

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

Трубчатые каталитические реакторы с неподвижным зернистым слоем широко используются в промышленности для производства различных химических соединений (синтез-газ, формальдегид и др.) [1]. При эндотермическом каталитическом синтезе необходимо подводить большие количества тепла к засыпке. Геометрическая форма и размеры зерен катализатора, расход газа являются главными параметрами, определяющими эффективность работы трубчатых аппаратов, т.е. влияют на степень использования катализатора, и, как следствие, на активность и селективность процесса, скорость тепловыделения, интенсивность радиального тепло- и массопереноса в неподвижном зернистом слое и гидравлическое сопротивление трубчатого реактора.

Целью работы является измерение коэффициента теплопередачи от нагреваемой трубы к газу, протекающему внутри трубы через уплотненные засыпки разных гранул, определение коэффициента эффективной поперечной теплопроводности и теплового сопротивления вблизи стенки при больших расходах газа.

Опыты выполнялись на установке, представляющей собой контур открытого типа. Воздух поступает от трубы высокого давления, проходит через вихревой расходомер, затем через хоникомб, выравнивающий поток, поступает в рабочий участок. Рабочий участок представляет тонкостенную медную трубу ($D_i=0.1\text{ м}$) внутри которой располагается засыпка гранул. На внешней поверхности трубы рабочего участка отфрезерованы пазы, в которых уложены термопары, которые зачеканены в местах измерения температуры. На участок трубы, где находилась засыпка, намотан нагреватель. Длина обогреваемого участка составляет 0.6 м. Нагреватель изолирован от трубы высокотеплопроводными изолирующими прокладками. С внешней стороны нагревателя находится теплоизолирующий слой. Рабочий участок подключался к воздушной линии через теплоизолирующие прокладки из оргстекла для уменьшения тепловых потерь. На выходе из рабочего участка подключался смеситель для определения среднерасходной выходной температуры воздуха после рабочего участка для контроля теплового баланса. Температура воздуха измерялась до и после рабочего участка. Для измерения локальной температуры в потоке газа 10 медь - константановых термопар были размещены в двух сечениях в объеме засыпки нагреваемой трубы от ее оси к стенке (по радиусу трубы). Короткие отрезки термопар с термопарным спаем обращены вверх по потоку. Измерения термоэдс термопар выполняется АЦП и записывается в компьютер. Перепады давления в газе на длине засыпки определялись дифференциальным датчиком давления. Опыты выполнялись при разных расходах газа и тепловых нагрузках. На рис. 1 приведено распределение температур газа внутри засыпки монодисперсных шаров по оси трубы при расходе газа, соответствующее числу Рейнольдса 9960 ($Re_b=Gd_b/\mu$, G -массовая скорость,

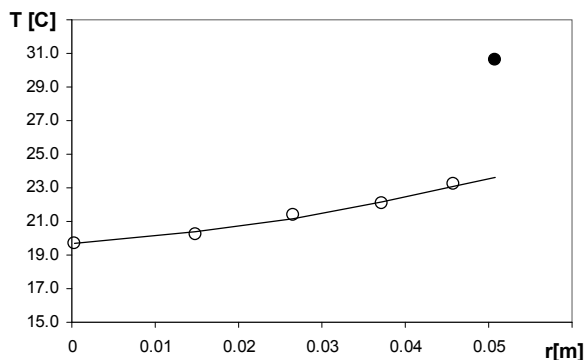


Рис. 1. Зависимость температуры газа внутри засыпки шаров при $Re_b=9960$, $q_w=2530\text{ W/m}^2$, $\lambda_r=16$.

d_b - размер шаров засыпки(15.9 мм) , μ –вязкость газа). Линией показана аппроксимационная квадратичная зависимость температуры газа внутри засыпки $T(r)-T_{G,m} = \frac{q_w R}{4\lambda_m} (1-2(\frac{r}{R})^2)$, где q_w

тепловой поток, $T(r)$ измеренная температура газа внутри засыпки на расстоянии r , R - радиус трубы, $T_{G,m}$ –среднемассовая температура газа, λ_r - эффективная радиальная теплопроводность. Темной точкой выделена температура стенки в данном сечении. На рис. 2 приведен общий коэффициент теплопередачи от нагреваемой трубы газу, протекающему через засыпку шаров для разных расходов газа. Он определялся по формуле $h = \frac{q_w}{(T_w(x) - T_{air}(x))}$, где T_w температура

стенки, $T_{air}(x) = T_{air}(0) + \frac{(Q_{el} - Q_l)}{MC_p} \frac{x}{L}$ температура газа, M - массовый расход газа, C_p –

теплоемкость газа, Q_{el} –электрическая мощность, Q_l - тепловые потери. С увеличением расхода газа наблюдается увеличение коэффициента теплообмена.

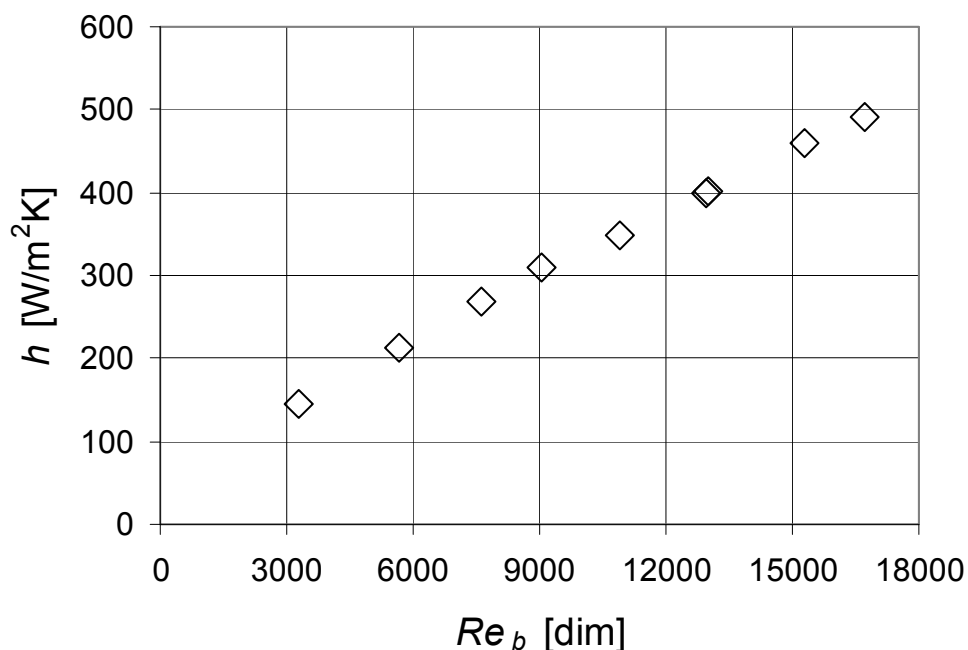


Рис. 2. Коэффициент теплопередачи от нагреваемой трубы газу, протекающему через засыпку шаров при разных расходах газа.

На основе измеренных значений температур определены коэффициенты поперечной теплопроводности, тепловое сопротивление засыпки вблизи стенки. В работе выполнено сравнение с эмпирическими зависимостями других авторов [2]. Также для засыпок измерены гидравлические потери при течении газа через засыпку.

Список литературы:

1. Dixon A.G. Fixed Bed Catalytic Reactor Modelling—the Radial Heat Transfer Problem // Can.Jour.Chem.Eng. 2012. V.90. P.507–527.
2. Smirnov, E. I., A. V. Muzykantov, V. A. Kuzmin, A. E. Kronberg and I. A. Zolotarskii Radial Heat Transfer in Packed Beds of Spheres, Cylinders and Rashig Rings. Verification of Model with a Linear Variation of er in the Vicinity of the Wall // Chem. Eng. J. 2003. V. 91, pp. 243–248.

**ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА
НА РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ
ЕГО ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ КОНВЕРСИИ**

Донской И.Г.^{1,2}, Козлов А.Н.², Свищев Д.А.²

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

² *Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130*

Создание надежных и универсальных вычислительных инструментов для расчета процесса термохимической конверсии твердых топлив (пиролиз, газификация, горение) является важной задачей. Помимо вопросов, связанных с выбором структуры математической модели и особенностей вычислительных алгоритмов, существует также проблема адекватного наполнения моделей исходной информацией. Если состав и технические свойства топлив, как правило, могут быть получены стандартными методами, то некоторые важные физические свойства, такие как теплоемкость, теплопроводность, пористость и т.д. часто оцениваются с использованием упрощенных методик. В некоторых работах исследуется вопрос о чувствительности математической модели газификации биомассы к изменению некоторых параметров, однако точные их значения редко бывают известны. Оценке вносимой таким образом погрешности для случая теплоемкости твердого топлива посвящена настоящая работа.

Расчеты проводили для обращенного процесса газификации древесины. В серии расчетов меняли зависимость коэффициента теплоемкости от состава топлива и температуры. Результаты, полученные при использовании рекомендованных формул для теплоемкости, сравнивали с результатами расчетов с использованием экспериментально измеренных коэффициентов, а также с экспериментальными данными, полученными на лабораторном стенде.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты
№ 13-08-00281а и №14-08-31666мол_а).*

*Результаты получены с помощью материально-технической базы
Байкальского аналитического центра ИИЦ СО РАН*

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЩЕННОГО ПРОЦЕССА
ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ВТОРИЧНОГО ПАРОВОГО ДУТЬЯ**

Донской И.Г.¹, Козлов А.Н.², Свищев Д.А.²

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

² *Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН,
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130*

Газификация твердых топлив позволяет получать газообразное топливо, использование которого в ряде случаев оказывается более эффективным (технически и экономически) по сравнению с исходным твердым топливом. Оптимизация этих процессов для различных условий (разное топливо, разное назначение газа) представляет собой важную научно-техническую задачу. В связи с этим представляет интерес применение математического моделирования к исследованию подобных процессов и поиска условий, при которых проведение процесса газификации становится наиболее рациональным. Особенно это важно моделирование на стадии проектирования энергетических установок и систем на базе газогенераторов. Такие модели должны включать реалистические представления о процессе физико-химических превращений и, по крайней мере, качественно отражать поведение искомых переменных (таких как температура, состав и расход генераторного газа) при изменении внешних параметров (в первую очередь такими параметрами являются составы топлива и дутья).

В работе исследуется вопрос об оптимальных условиях подачи водяного пара в слой топлива при паровоздушной газификации. Для этого проводятся варианты расчеты обращенного процесса газификации для разных топлив, составов дутья и места его подачи. Полученные результаты могут быть использованы как рекомендации при постановке соответствующих экспериментальных работ по повышению эффективности слоевых процессов конверсии твердых топлив.

*Работа выполнена в ИТ СО РАН при поддержке Российского научного фонда
(проект № 15-19-10025, исп. И.Г. Донской)*

ЕДИНАЯ ТЕПЛОФИЗИКА ВРД, НЭЯР И КОСМИЧЕСКОЙ МАТЕРИИ

Иванов М.Я.

Центральный Институт Авиационного Моторостроения им. П.И. Баранова
11116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2

Использованные в заголовке доклада аббревиатуры ВРД и НЭЯР в настоящее время можно считать общепринятыми. Они составлены из первых букв словосочетаний: воздушно реактивные двигатели и низкоэнергетические ядерные реакции. ВРД реализуют известный теплофизический цикл Брайтона. При достаточно высоких температурах (порядка 2000 К и выше) разрабатываемые современные ВРД нуждаются в длительной и дорогостоящей доводке (в качестве характерных примеров приведем практику создания двигателей X-51A и F-135). Теплофизические процессы НЭЯР существенно отличаются от традиционного ядерного синтеза элементов, так как происходят при достаточно низких значениях температуры и энергии протекающих ядерных реакций. К большому сожалению, сегодня отсутствует общепризнанное теоретическое объяснение теплофизики НЭЯР. Теплофизика третьей содержательной составляющей заголовка – космической материи также вызывает сегодня много вопросов и неразрывно связана, прежде всего, с загадочной темной материей, составляющей 96% от всего количества вещества во Вселенной. В представленном докладе на основе классической физики и современных экспериментальных данных продемонстрирована единая природа теплофизических процессов ВРД, НЭЯР и космической материи.

В докладе мы будем исходить из основ физики начала XX века, а именно из плодотворных идей М. Планка, А. Эйнштейна и Л. Де Бройля. Запишем известное соотношение

$$E = mc^2 = hv \approx kT, \quad (1)$$

считая его справедливым для нашей Вселенной (по крайней мере, в окрестности Земли). Замеренная достаточно аккуратно температура космического пространства $T = 2.73 \text{ K}$ (температура космического микроволнового излучения) позволяет с помощью (1) определить массу частицы космической среды $m \approx kT/c^2$. Умножим (1) на величину концентрации n космической среды

$$n \cdot mc^2 \approx n \cdot kT$$

и придем к уравнению состояния совершенного газа

$$p \approx \rho c^2 \approx nkT. \quad (2)$$

Здесь $\rho = n \cdot m$ – плотность, p – давление. Соотношение (2) суть математическая форма известного закона Авогадро. Таким образом, мы продемонстрировали, что при конечной (ненулевой) температуре рекомендации М. Планка, А. Эйнштейна и Л. Де Бройля, выраженные с помощью соотношений (1), приводят к закону Авогадро (2) и дают «нижнюю» оценку энергии E при температуре $T = 2.73 \text{ K}$. При этом определяется также масса частицы космической среды (вышеуказанной загадочной темной материи).

Основываясь на традиционных законах сохранения массы, импульса и энергии с учетом соотношений (1) и (2) в первой части нашего доклада детально проанализированы особенности рабочего цикла современных высокотемпературных ВРД [1,2]. Представлены характерные примеры для ряда современных двигателей и объяснена физика реализующегося теплового процесса [3,4].

Во второй части доклада рассмотрена теплофизика НЭЯР. Насколько нам известно, возможность таких низкоэнергетических реакций экспериментально была продемонстрирована И.С. Филимоновом в 50-х годах прошлого столетия. На созданной под его руководством опытной термоэмиссионной гидролизной установке происходил электролиз тяжелой воды при использовании металлического катода, содержащего палладий. Установка генерировала избыточное тепло, причем было подтверждено отсутствие при ее работе вредной радиации. Достаточно полный обзор (с 1989 г.) работ по тематике НЭЯР можно найти в статье А.Г. Пархомова [5] и на сайте <http://lenr.seplm.ru>. Здесь мы только отметим выдающиеся последние достижения в этом направлении – экспериментальный теплогенератор А. Росси [6,7] и его аналог, созданный А.Г. Пархомовым [8]. Два последних теплогенератора НЭЯР используют в

качестве топлива порошок никеля Ni (порядка 1г), смешанный с порошком алюмогидрида лития LiAlH₄ (порядка 0,1 г). Следует особо подчеркнуть, что работоспособность теплогенератора А. Росси была подтверждена в 2014 г. специальной комиссией, подготовившей и опубликовавшей в октябре прошлого года соответствующий отчет [9,10]. В настоящей работе предложена физическая интегродифференциальная модель процесса НЭЯР, основанная на экспериментально зарегистрированном изменении изотопного состава исходных и конечных продуктов протекающей реакции. Наша модель всецело опирается на основы классической ядерной физики. Важной особенностью предложенной модели является возможность выполнить оценку количества выделяемой в протекающем процессе энергии и дать рекомендации по возможным составам других топлив.

В третьей части работы изложена теплофизика космической материи (прежде всего загадочной темной материи и темной энергии, составляющих, как уже было отмечено, около 96% всего вещества во Вселенной). Следуя идеям С.К. Годунова [11,12] выписана замкнутая система термодинамически согласованных законов сохранения для 100% всей космической материи [13,14]. В качестве характерных примеров приведены результаты расчетов космических струй, распространяющихся из центров квазаров и активных галактик, и интенсивных гамма всплесков, регистрируемых в земных условиях. В заключительной части доклада на основе тех же теплофизических позиций представлены некоторые возможности моделирования интеллекта [15,16].

Список литературы:

1. Иванов М.Я. Замкнутая система термодинамически согласованных законов сохранения механики излучающего теплопроводного газа. Проблемы и достижения прикладной математики и механики. РАН, Новосибирск, 2010, с.216-222.
2. Иванов М.Я. Термодинамически согласованные законы сохранения в модели излучающего теплопроводного газа. ЖВМ и МФ, 2011, т.51, №1, с.142-151.
3. Иванов М.Я., Нигматуллин Р.З. Высокоуровневое моделирование рабочего процесса в газовых турбинах. – В сб. «Высокотемпературныегазовыетурбины» М.: Торус-Пресс, 2010, с. 11-56.
4. Ivanov M. Ja., Mamaev V.K. and G.B. Zhestkov. Thermodynamically compatible theory of high temperature turbojet engines. Proc. 29th ICAS, 7-14 Sept. 2014, St.-Petersburg.
5. Пархомов А.Г. Холодная трансмутация ядер: странные результаты и попытки их объяснения. ЖФНН, 1(1):71–77, 2013.
6. Focardi S., Rossi A. A new energy source from nuclear fusion. J. of Nuclear Physics. com, 28 Feb. 2010.
7. Cook N.D., Rossi A. On the Nuclear Mechanisms Underlying the Heat Production by the “E-Cat”. Journal of Nuclear Physics.com, 04 Apr 2015.
8. Пархомов А.Г. Исследование аналога высокотемпературного теплогенератора Росси. ЖФНН, 7 (3):68–72,2015.
9. Levi G., E. Foschi, B. Hoistad, R.Pettersson, L.Tegner, H.Essen. Observation of abundant heat production from a reactor device and of isotopic changes in the fuel. <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wpcontent/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.
10. Пархомов А.Г. Отчет международной комиссии об испытании высокотемпературного теплогенератора Росси. ЖФНН, 6 (2): 57-63, 2014.
11. Годунов С.К., Гордиенко В.М. “Простейшие галилеево-инвариантные и термодинамически согласованные законы сохранения”, ПМТФ, 43:1 (2002), 3–16.
12. Годунов С.К. Галилеево-инвариантная и термодинамически согласованная модель составной изотропной среды”, ПМТФ, 45:5 (2004), 3–12.
13. Ivanov M.Ja., Mamaev V.K. Hidden mass boson. Journal Modern Physics 2012; 3, No.8,
14. Ivanov M.Ja. Solution of Modern Thermo Physical Problems of Applied External and Internal Aerodynamics with Dark Matter-Energy Simulation. Journal of Energy and Power Engineering, 2014, Vol. 3, No. 6, pp.68-79.
15. M. Ja. Ivanov. Space Energy. In “Energy Conservation”. InTech, 2012, pp. 1-54. DOI: 10-5772/52493.
16. Ivanov M.Ja., Mamaev V.K. United conservation laws for aerospace propulsion processes, dark matter motion and some intellect background with experimental confirmation and practice applications. Proceeding of the 6th EUCASS, No. 400, Poland, Krakov, 28 June – 3 July, 2015.

ЭНТРОПИЯ, СТРЕЛА ВРЕМЕНИ И КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ*Иванов М.Я., Мамаев В.К.**Центральный Институт Авиационного Моторостроения им. П.И. Баранова*

Выполнен углубленный анализ связи природы роста энтропии и стрелы времени (т.е. необратимости во времени). При рассмотрении этого вопроса важным является выбор основных законов, описывающих динамику движения среды. Нами в качестве основы к описанию среды выбран традиционный феноменологический подход термодинамики и газовой динамики с использованием законов сохранения массы, импульса и энергии. В случае выбора в качестве основы обратимых по времени динамических уравнений как раз и возникает вопрос происхождения «стрелы времени».

Известно, что элементарные законы механики, законы электродинамики и квантовой механики обратимы во времени. Замена знака у независимой переменной t на $-t$ не изменяет уравнений движения, выражающих эти законы. Сказанное фактически означает, что любой элементарный физический процесс, описывающийся этими законами, может быть осуществлен как в прямом направлении течения времени (от прошедшего к будущему), так и в обратном. Для подобных элементарных физических процессов с одинаковым правом может быть выбрано как прямое, так и обратное течение времени.

В то же время направление течения времени строго выделяется для необратимых физических процессов. Уравнения, включающие описание диффузии вещества, диссипации количества движения, теплопроводности и любых энергетических потерь, являются необратимыми во времени. Замена знака у времени t на $-t$ приводит к иным уравнениям движения с иными знаками коэффициентов диффузии, вязкости и теплопроводности. Таким образом, с диссипативными процессами связано определенное необратимое течение времени.

В наиболее общем виде направленность во времени необратимых процессов выражается законом возрастания энтропии. Процессы диффузии, вязкой диссипации, теплопроводности и другие аналогичные процессы сопровождаются возрастанием энтропии. Следовательно, закон возрастания энтропии, будучи общим физическим законом, обуславливает качественное отличие будущих событий от прошедших, т.е. определяет однозначное направление «стрелы времени».

В настоящем докладе математически проанализированы эффекты возрастания энтропии, следующие из закона сохранения энергии, и показана связь роста энтропии с потерями полного давления при движении среды. Инвариантность уравнений движения относительно преобразования Галилея обеспечивает традиционную однонаправленную («вертикально» в будущее) ориентацию стрелы времени. В то же время преобразования Лоренца, справедливые для обратимых волновых уравнений, позволяют стреле времени изменять направление («наклоняться») и с этим эффектом связаны, в частности, «парадокс близнецов» и лоренцево сокращение длины. Инвариантность уравнений относительно преобразований Лоренца дает возможность математически вводить в рассмотрение эффекты «нетрадиционной ориентации» стрелы времени.

Объединение времени и пространственных координат в единое 4-х мерное пространство (пространство Минковского) позволяет использовать эффекты наклона стрелы времени и в математических преобразованиях. Так, операция калибровочного преобразования сводится к умножению волновой функции на $\exp(i\alpha)$, т.е. к преобразованию вращения, включающему и изменение наклона стрелы времени. Подчеркнем, что требования инвариантности лагранжиана относительно локальных калибровочных преобразований является исходным принципом построения всех современных теорий микромира. В нашем докладе подробно рассмотрен вопрос калибровочных преобразований, возникновения электромагнитного поля как компенсирующего поля, обеспечивающего инвариантность калибровочных заряженных полей относительно локальной группы преобразования вращения, а также вопросы математического введения поля Хиггса и бозона Хиггса. При этом естественно все калибровочные преобразования широко используют возможности указанного наклона стрелы времени.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ДРЕВЕСНОЙ БИОМАССЫ И ОБРАЗЦОВ РАЗНОЙ СТЕПЕНИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

Козлов А.Н., Донской И.Г., Свищев Д.А.¹

¹*Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова 130*

Разработка моделей термохимической конверсии твердых топлив требует описание теплообмена, как с окружающей средой, так и внутри частицы топлива в процессе пиролиза. Описание такого теплообмена требует знание тепловых свойств исходного твердого топлива и по ходу его конверсии. Одним из тепловых свойств топлива является теплоемкость. В литературе достаточно много сведений о значении теплоемкостей различных видов твердого топлива. Однако практически отсутствуют данные о теплоемкостях образцов разной степени термического превращения (огарки). Это связано с тем, что при измерении теплоемкости используют два метода определения – адиабатическую калориметрию и дифференциально-сканирующую калориметрию. Принято считать, что при использовании адиабатической калориметрии значения теплоемкости получаются неточными, за счет большого разброса параллельных измерений. Определение теплоемкости дифференциально-сканирующей калориметрией является точным, но при этом используются очень маленькие навески несколько миллиграмм, при этом исследуемые образцы имеют разную насыпную плотность, и получаемый тепловой поток имеет малую интенсивность, что приводит к искажению результатов. Кроме того, очень часто трудно приготовить несколько представительных проб, т.к. как исходное топливо, так и образцы разной степени термического превращения имеют неоднородный состав. Поэтому в моделирование используют единственное значение или среднее значения для всех исследуемых огарков, независимо от условий получения. Когда как огарки, полученные в разных условиях, имеют разные свойства, т.к. у них разный состав и морфология. Распространена также практика, которая предлагает, что теплоемкость огарков аппроксимируется теплоемкостью чистого графита, либо же используют значения теплоемкости, полученные на угле, т.к. уголь имеет сходство с огарками особенно при высоких степенях конверсии.

Основываясь на выше сказанном, при термодинамическом моделировании термохимической конверсии имеет смысл использовать теплоемкости, полученные для исследуемого топлива и его огарков, что и является целью данной работы. Для достижения поставленной цели необходимо решить несколько задач:

1. Получение древесных огарков разной степени конверсии;
2. Определение их теплоемкости;
3. Использование найденных значений теплоемкости в термодинамическом моделировании слоевого обращенного газогенератора.

Образцы топлива различной степени термического превращения были получены на лабораторном стенде газификации мощностью 12 кВт по топливу. Лабораторный стенд включает слоевой обращенный реактор, систему охлаждения, очистки и анализа газов, узлы подачи топлива и удаления золы, контрольно-измерительные приборы.

В качестве исходного материала была взята древесная биомасса (щепа осиновая – 1×1 см). Древесная биомасса выбрана в качестве материала для исследования, т.к. в процессе газификации выделяется большое количество летучих соединений, поэтому быстро и значительно меняются состав и теплофизические свойства. Соответственно, наиболее выражены эффекты, связанные с неоднородностью этих характеристик по ходу горения. Огарки были отсортированы по цвету и форме. Эти характеристики позволяют визуально определить степень термического превращения. Численные значения степеней конверсии образцов рассчитывались с учетом содержания золы после полного сжигания исследуемого материала, согласно уравнению:

$$\xi_i = \left(\frac{1 - \frac{A_0}{A_i} - A_0}{(100 - A_0)} \right) \times 100$$

где ξ_i - степень конверсии i -го огарка, %; A_0 - зольность исходного материала, %; A_i - зольность i -го огарка, %.

В дальнейшем для исследуемых образцов были определены зависимости изменения теплоемкости от температуры. Начальная температура определяется температурой окончания процесса сушки (105°C), конечная температурой начала разложения (220 – 240°C). Используемый температурный интервал позволяет избежать переходов первого рода. Теплоемкости определяли комбинацией двух методов: метода сравнения и метода, описанного в стандарте DIN 51007. Данные методы отличаются методикой проведения эксперимента. В качестве стандарта и проверки точности результатов использовались графит и сапфир. Графит также был взят в качестве образца со степенью термического превращения 100%.

В таблице приведены уравнения полиномов изменения теплоемкости от температуры и величина достоверности аппроксимации (R^2) для исходной древесины и образцов разной степени превращения.

Таблица Уравнения полиномов изменения теплоемкости от температуры.

Степень термического превращения, %	Уравнения полинома	R^2
0	$0.0027x+0.9215$	0.9896
25	$0.0028x+0.9335$	0.9506
34	$0.0028x+0.7567$	0.9684
51	$0.0033x+1.2179$	0.9694
73	$0.0043x+0.8429$	0.9857
87	$0.0035x+0.8667$	0.9597
92	$0.0023x+0.7959$	0.8695
100	$0.0014x+0.6583$	0.9971

На рис.1 отражена зависимость теплоемкости от степени конверсии термического превращения. Теплоемкость выражена коэффициентом полинома, зависящего от температуры.

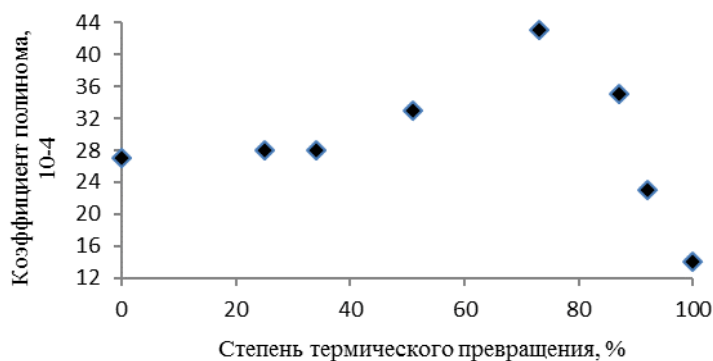


Рис.1 Зависимость теплоемкости от степени термического превращения

Из рис.1 видно, что зависимость проходит через максимум, который скорее всего обусловлен тем, что при достижении степени термического превращения 70% горение частица идет как с поверхности, так и с глубины частицы.

Полученные уравнения полиномов были применены в термодинамических моделях газификации древесной биомассы в слоевых обращенных газогенераторах. Ими были заданы изменения теплофизических свойств исходной древесины и огарков разной степени термического превращения по ходу его термохимической конверсии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-08-00281).

Результаты настоящего исследования получены с использованием материально-технической базы Байкальского центра коллективного пользования СО РАН.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ СО СТУПЕНЧАТЫМ СЖАТИЕМ НА НЕАЗЕОТРОПНЫХ ХЛАДАГЕНТАХ

Мезенцева Н.Н., Мезенцев И.В.

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

В развитых странах в качестве эффективной энергосберегающей технологии рассматривают тепловые насосы. Основные преимущества теплонасосных технологий проявляются через экономию ископаемых видов топлива. Мировые тенденции в области разработки и внедрения теплонасосной техники направлены на увеличение выпуска и модернизацию существующих тепловых насосов, на замену фреонов на экологически безопасные рабочие тела, имеющие низкие уровни воздействия на озоновый слой Земли и инициирование парникового эффекта.

В последние годы, особенно в зарубежных публикациях, большое внимание уделяется неазеотропным смесям хладагентов. Результаты экспериментальных исследований, выполненных за рубежом, показывают, что при использовании смесей, таких как R32/R152a, R32/R290, R32/R134a, термодинамический цикл теплового насоса обладает более высоким коэффициентом трансформации, чем при использовании чистых компонентов, входящих в смесь. В других работах рассматриваются процессы кипения и конденсации неазеотропных хладагентов в теплообменниках теплового насоса.

Большой интерес представляют теплонасосные установки (ТНУ) со ступенчатым сжатием, а также последовательной и каскадной схемами включения ТНУ. Последовательная и каскадная схемы включения ТНУ на озонобезопасных хладагентах рассмотрены в работах *Огуречникова Л.А., Петина Ю.М. и др.* В работах *Бродянского В.М., Янговского Е.И.* указывается на перспективность создания теплонасосных установок с двухступенчатым сжатием. Такие циклы были исследованы в работах *Редько А.А., Харламиди Д.Х.* В работе *Елистратова С.Л.* показано влияние ступенчатого сжатия и промежуточного дросселирования на эффективность термодинамических циклов пароконденсационных термотрансформаторов.

В настоящей работе представлены результаты исследования циклов с одно- и двухступенчатым сжатием и с промежуточным дросселированием в пароконденсационных тепловых насосах на озонобезопасных неазеотропных хладагентах. В качестве неазеотропных хладагентов были рассмотрены смеси R32/R152a (30/70%), R32/R134a (30/70%) и R407C (R32/R125/R134a 23/25/52%). Показано преимущество циклов с двухступенчатым сжатием над одноступенчатыми процессами (рис. 1).

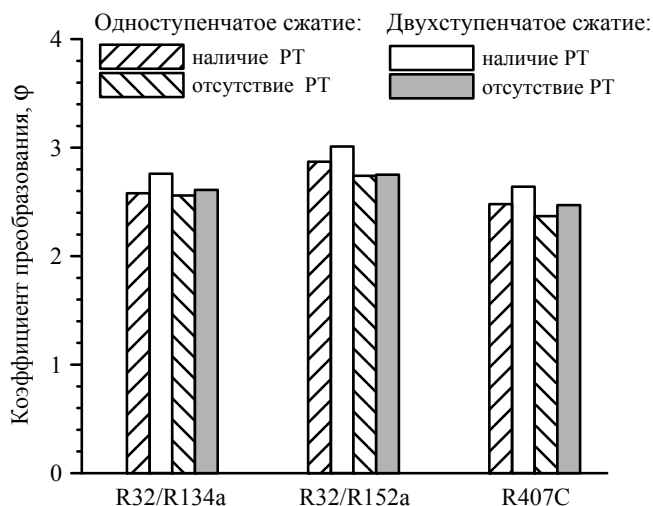


Рис. 1. Изменение коэффициента преобразования в циклах с одно- и двухступенчатым сжатием.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 14-08-31621.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ
СМЕСЕЙ ПРИ ДИСТИЛЛЯЦИИ НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКЕ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИНАМИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМОГО
РАСПРЕДЕЛИТЕЛЯ ЖИДКОСТИ**

*Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Серов А.Ф.,
Миськив Н.Б., Li X., Jiang B., Sui H., Li H., Gao X.*

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

Развитие крупномасштабных неравномерностей распределения параметров потока (локальных расходов, концентраций жидкости и пара) по сечению приводит к существенному снижению эффективности разделения смесей на структурированных насадках в дистилляционных колоннах большого диаметра [1, 2].

В работе предлагается фундаментально новый подход для повышения эффективности разделения смеси в дистилляционной колонне, который заключается в разрушении устойчивых структур неравномерностей распределения жидкости и пара путем динамического орошения структурированной насадки (по поперечному сечению колонны) с использованием управляемого распределителя жидкости.

Модифицированный жидкостный распределитель состоит из 128 электромагнитных клапанов, открытие/закрытие которых осуществляется индивидуально по программе, задаваемой экспериментатором на компьютере. Система контроля жидкостного распределителя позволяет задавать зоны и продолжительность периодического орошения каждой из них по сечению колонны. Рис. 1 демонстрирует структуры точек орошения и фотографии орошающего потока верхнего сечения насадки при периодическом переключении клапанов в управляемом распределителе жидкости. На рис. 1а показана структура 1, где черными точками отмечены клапаны в открытом положении продолжительностью t_1 . Рис. 1б демонстрирует фотографию потока, соответствующую структуре точек орошения 1, на рис. 1в, 1г – представлены структура точек орошения 2 с продолжительностью открытия t_2 и фотография потока, соответствующая этой структуре. Полный период орошения распределителем *period* t равен сумме продолжительностей полупериодов t_1 и t_2 : $period\ t = t_1 + t_2$.

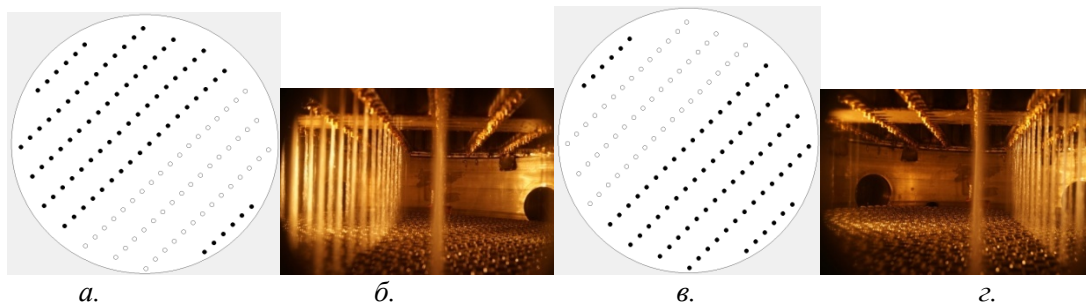


Рис. 1. Структура точек орошения при периодическом переключении клапанов в управляемом распределителе жидкости. а – полупериод t_1 , б – фотография потока орошения для структуры 1, в – полупериод t_2 , г – фотография для потока структуры 2.

На рис. 2 представлено распределение температуры по сечению структурированной насадки в верхней (рис. 2а) и нижней (рис. 2б) частях колонны при периодическом орошении управляемым распределителем жидкости при значении приведенной скорости пара $K_v = 0.022$ м/с.

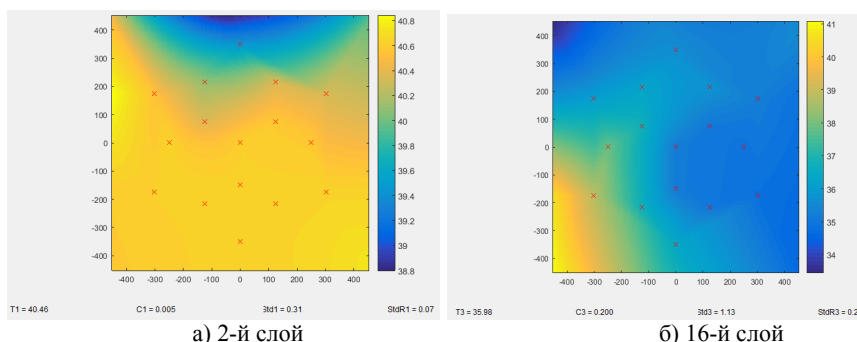


Рис. 2. Распределение температуры по сечению структурированной насадки в верхней (а) и нижней (б) частях колонны при периодическом орошении управляемым распределителем жидкости.

На рисунке 3 приведена зависимость высоты единицы переноса HTU от времени полного периода переключения клапанов в управляемом распределителе жидкости $period t$. Квадратные точки соответствуют периодическому орошению, точки в виде ромба – равномерному стационарному режиму орошения. Следует отметить, что количество точек орошения в распределителе одинаково для периодического и стационарного режимов. Из данных, приведенных на рисунке видно, что при периодическом орошении по сечению насадки, эффективность разделения смеси выше, чем при стационарном орошении насадки. Максимальная эффективность разделения, при которой достигается снижение величины HTU примерно на 20 % - 30 %, соответствует значению $period t = 110$ секунд.

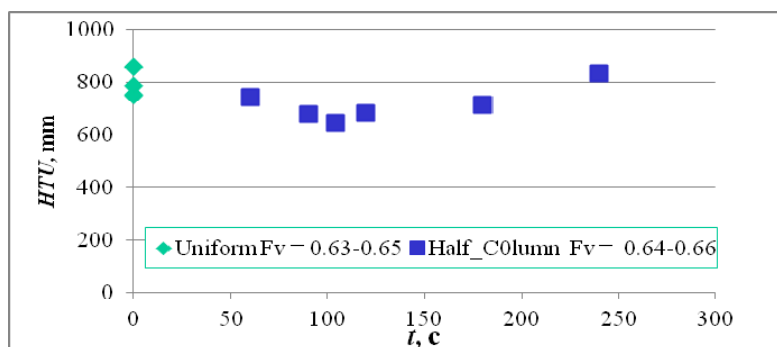


Рис. 3. Зависимость высоты единицы переноса от периода переключения клапанов в распределителе жидкости.

Первые результаты исследований наглядно демонстрируют положительный эффект использования метода динамического орошения регулярной насадки на эффективность разделения смеси. Последующие серии опытов будут направлены на поиск оптимальных параметров динамического управления структурами точек орошения распределителя для широкого диапазона расходов жидкости и пара, их соотношения в структурированных насадках различной высоты.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010)

Список литературы:

1. Pavlenko A.N., Pecherkin N.I., Chekovich V.Yu., Zhukov V.E., Sunder S., Houghton P., Serov A.Ф., Nazarov A.D. Large industrial-scale model of structured packing distillation column // Journal of engineering thermophysics. 2005. Vol. 13. No.1. P. 1-18.
2. Pavlenko A. N., Zhukov V. E., Pecherkin N. I., Chekovich V. Yu., Volodin O. A., Shilkin A., Grossmann C. Investigation of flow parameters and efficiency of mixture separation on a structured packing // AIChE J. 2014. Vol. 60. Is. 2. P. 690-705.

**ВЛИЯНИЕ СЕЛЕКТИВНОСТИ ПОРИСТОЙ МЕМБРАНЫ
НА РАЗДЕЛЕНИЕ ГЕЛИЙ-МЕТАНОВОЙ СМЕСИ**

Наумкин В.С.

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

В данной работе рассматривалось разделение гелий-метановой смеси в канале плоского мембранного модуля (рис. 1). Считалось, что стенки канала были изготовлены из пористой селективно-проницаемой мембраны. В канал подавалась бинарная газовая смесь (гелий - метан). Через стенки канала осуществляется отвод компонентов газовой смеси с различной скоростью. Длина канала составляла $L=5$ м, высота - $h=2$ мм.

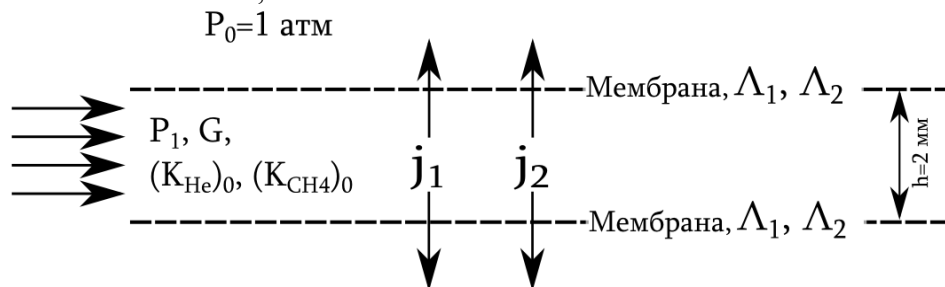


Рис. 1. Схема течения

Поскольку канал тонкий, то течение в нём можно описать уравнениями пограничного слоя. Для моделирования диффузионных потоков компонентов смеси внутри газовой фазы использовалась модель Вилке.

Коэффициенты проницаемости мембраны для каждого компонента смеси задавались постоянными в каждом расчёте исходя из того, что селективность $\alpha = \Lambda_1 / \Lambda_2$ современных газоразделительных мембран по паре гелий - метан может достигать ≈ 150 [1]. Это означает, что коэффициент проницаемости мембраны по гелию может быть на два порядка выше коэффициента проницаемости по метану.

Для пористого стекла "Викор" известна эмпирическая зависимость для коэффициента проницаемости [2, 3]. Так при температуре $T=300$ К коэффициенты проницаемости равны: $\Lambda_{He} = 1.037 \times 10^{-12}$, $\Lambda_{CH_4} = 3.495 \times 10^{-13}$. Варьирование коэффициентов проницаемости в расчётах осуществлялось, опираясь на полученные значения Λ_i для стекла "Викор".

Термодинамические и переносные свойства отдельных компонентов и газовой смеси моделировались по полиномиальным зависимостям, предложенным в работе [4]. Плотность смеси определялась по закону идеального газа.

Потоки компонентов газовой смеси через мембрану определялись по следующей формуле

$$j_{im} = \frac{\Lambda_i \cdot \Delta P_i}{\delta_m}$$

здесь ΔP_i - разница парциальных давлений i -ого компонента снаружи и внутри канала, $\delta_m = 3$ мм - толщина мембраны.

Граничные условия: на селективно-проницаемых стенках выполнялось условие прилипания и закон сохранения массы: потоки компонентов газовой смеси на стенке внутри и снаружи канала равнялись между собой.

Начальные условия: массовые доли компонентов в канале равны $(K_{He})_0 = 0.1\%$, $(K_{CH_4})_0 = 99.9\%$ (данный состав смеси соответствует богатой гелием залежи природного газа). Массовый расход газа в канале равнялся $G = 10^{-2}$ кг/с. Температура смеси составляла 300 К. Давление вне канала принималось равным $P_0 = 1$ атм. Внутри канала давление составляло 10 атм.

Решение поставленной задачи получено методом численного интегрирования уравнений пограничного слоя в физических координатах по неявной схеме на неравномерной прямоугольной сетке со сжатием вблизи больших градиентов скорости и концентрации. Нелинейность дифференциальных уравнений устранялась методом простых итераций на каждом

шаге интегрирования с точностью 10^{-5} . Количество узлов расчётной сетки в поперечном направлении составляло 400. Шаг интегрирования в продольном направлении менялся в зависимости от толщины пограничного слоя, но не превышал 10^{-3} м.

Результаты моделирования

На рис. 2 слева представлено изменение среднемассовой концентрации гелия внутри канала при различных значениях селективности мембраны по паре газов гелий/метан. Видно, что при фиксированной проницаемости мембраны по гелию уменьшение проницаемости мембраны по метану, ниже чем для стекла Викор, не приводит к улучшению разделения смеси внутри канала. Среднемассовая концентрация гелия уменьшается во всех случаях, когда $\Lambda_{He} > 3 \cdot \Lambda_{CH_4}$, практически одинаково. Уменьшение проницаемости мембраны по метану приводит к уменьшению скорости отвода метана через мембрану (расход газа внутри канала начинает медленнее изменяться), и как следствие, вне мембранного модуля получается более чистый гелиевый концентрат (рис. 2 справа). Увеличение селективности мембраны более чем в 10 раз приводит к уменьшению расхода газа на длине мембранного модуля равной 5 м на 10%. Это может говорить о том, что для разделения смеси He/CH₄ можно не применять мембраны с селективностью больше 10 по паре гелий/метан.

Интересно отметить, что при $\Lambda_{He} = \Lambda_{CH_4} / 4$ разделение смеси не наблюдается. Этот случай соответствует однородному отсосу газовой смеси. Однородный отсос осуществляется при данной селективности, поскольку в результирующий поток компонентов газовой смеси через мембрану входят их массы, которые отличаются в 4 раза. Следовательно при $\Lambda_{He} = \Lambda_{CH_4} / 4$ потоки гелия и метана равны. При дальнейшем увеличении проницаемости мембраны по метану в канале будет увеличиваться среднемассовая концентрация гелия, поскольку через стенки канала будет отводиться преимущественно метан.

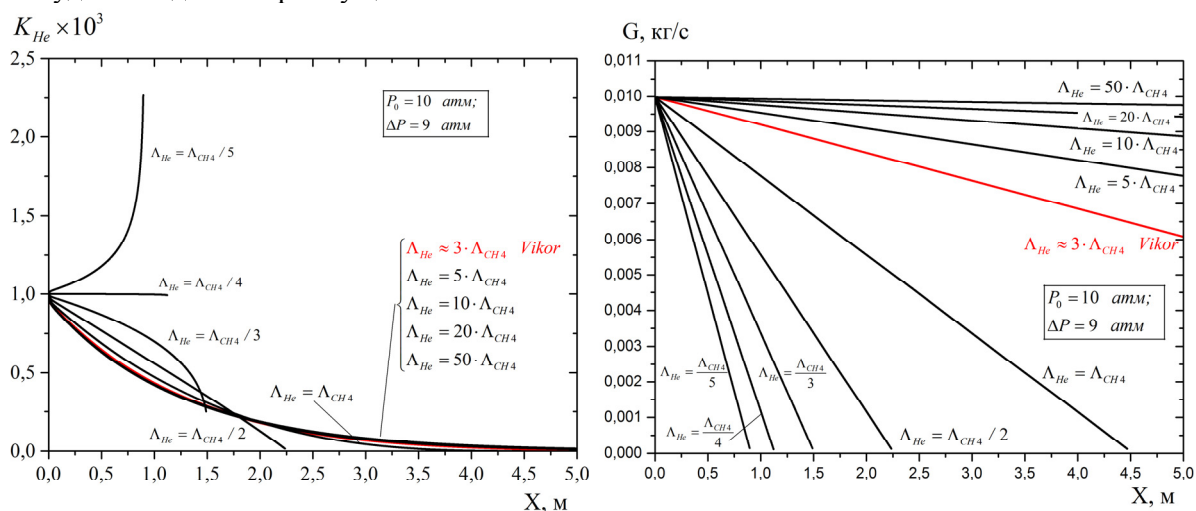


Рис. 2. Изменение концентрации гелия по длине канала в зависимости от коэффициента проницаемости метана через мембрану (слева), изменение расхода газовой смеси по длине канала (справа).

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента РФ - № СП-1276.2015.1

Список литературы:

1. <http://www.findpatent.ru/patent/202/2026727.html>
2. Yuji Shindo, Toshikatsu Hakuta, Hiroshi Yoshitome, Hakuai Inoue Gas diffusion in microporous media in Knudsen's regime, Journal of chemical engineering of Japan.-1983.-V.16, №2. pp. 120-126.
3. Yuji Shindo, Toshikatsu Hakuta, Hiroshi Yoshitome, Hakuai Inoue A dimensionless equation for gas diffusion in microporous media in Knudsen's regime, Journal of chemical engineering of Japan. -1983.-V.16, №6, pp.521-523.
4. Gordon S., McBride B.J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. I. Analysis - Washington, NASA RP1311, 1994. - Vol. 1. - 58 p.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕГРЕВА ТОКОВОЙ КАТУШКИ В ГРОМКОГОВОРИТЕЛЕ

Ильин В.П.¹, Гладких В.С.¹, Петухов А.В.¹

*¹ Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6*

Целью работы является демонстрация современных вычислительных методов и технологий решения классического уравнения теплопроводности в осесимметричной и трехмерной постановках. Задача является актуальной в силу случающегося перегорания токовой катушки и выхода дорогого оборудования из строя. Расчеты проводятся с учетом реальной геометрии и материальных свойств фрагментом устройства с учетом возможных дефектов катушки изолированных проводов и наличия воздушных зазоров. Рассматриваются режимы гармонической зависимости тока от времени, а также переходные процессы в периоды включения или выключения. Численное решение строится методом конечных объемов на неструктурированной сетке с помощью поэлементных технологий на основе вычисления локальных матриц баланса и сборки глобальной матрицы. Система линейных алгебраических уравнений при использовании неявных аппроксимаций решается с помощью предобусловленных итерационных методов в подпространствах Крылова. Высокая точность и быстродействие алгоритмов иллюстрируется результатами расчета методических и практических примеров.

ТЕПЛОВИЗИОННЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ СТАЦИОНАРНЫХ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

Слесарева Е.Ю.¹, Елистратов С.Л.^{1,2}, Овчинников В.В.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630070, Россия, Новосибирск, пр. К.Маркса, 20

При проведении экспериментов по теплообмену на начальных участках течения смесей газов в коротких каналах различной формы возникает необходимость оценки распределения температур непосредственно на выходе из каналов.

На рис.1 представлена принципиальная схема экспериментальной установки по изучению неизоэтермического течения газов в круглом канале, с использованием тепловизионного метода диагностики.

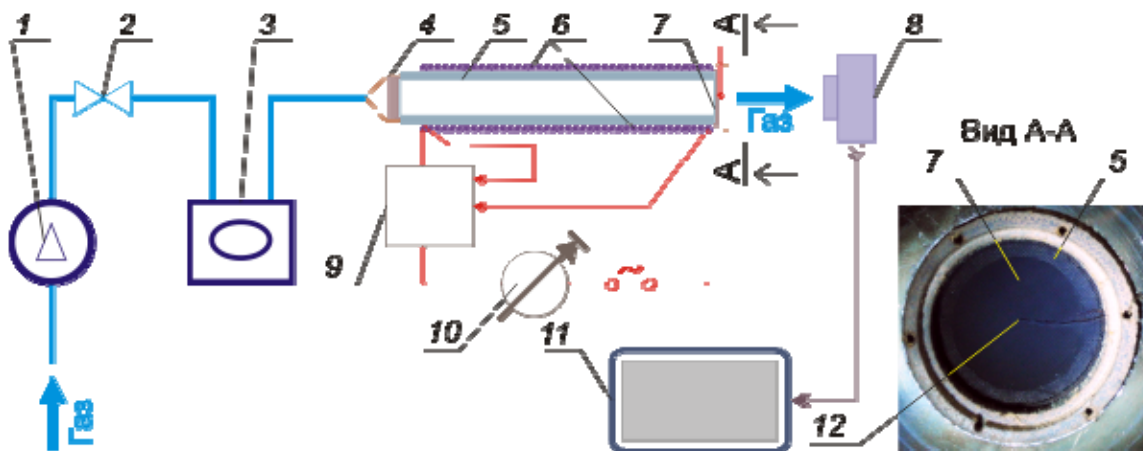


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Необходимый расход атмосферного воздуха обеспечивался компрессором 1 марки АВN R-Меко-720, регулировался вентилем 2 и измерялся с помощью газового счетчика 3 марки Тритон-газ СГМ-4. Проходя через плотную сборку 4 из трех латунных сеток с размером ячеек $2 \cdot 10^{-4}$ м, воздух поступал в кварцевую трубку 5 общей длиной 0,505 м с внутренним диаметром 0,019 м. Нагрев газа в трубке производился с помощью нихромовой проволоки 6 диаметром $3 \cdot 10^{-4}$ м с общим омическим сопротивлением 430 Ом. Длина обогреваемого участка трубки составляла 0,459 м. Величина нагрева ступенчато регулировалась с помощью ЛАТРа 10 и измерялась ваттметром 9 марки АСМ-8003. Вплотную к плоским торцевым поверхностям трубки 5 перпендикулярно газовому потоку размещалась латунная сетка 7 с размером ячеек $2 \cdot 10^{-4}$ м и диаметром нитей $8 \cdot 10^{-5}$ м.

На расстоянии 60 мм от выхода газа из трубки размещался тепловизор 8 марки NEC с макронасадкой, с помощью которого определялись термограммы нагреваемой газовой потоком сетки. В текущем режиме термограммы передавались на монитор 11. В центре потока на расстоянии 0,1 мм от сетки находился рабочий спай медь-константановой термопары 12, по показаниям которой с помощью программы MicroSpek корректировалось значение показателя радиационного излучения материала сетки.

Результаты исследований представлены на рис.2. Обработка данных производилась в соответствии с методикой, изложенной в работе [1].

Отметим, что распределение температур на термограммах отражает совместное действие вязкостных и инерционных сил.

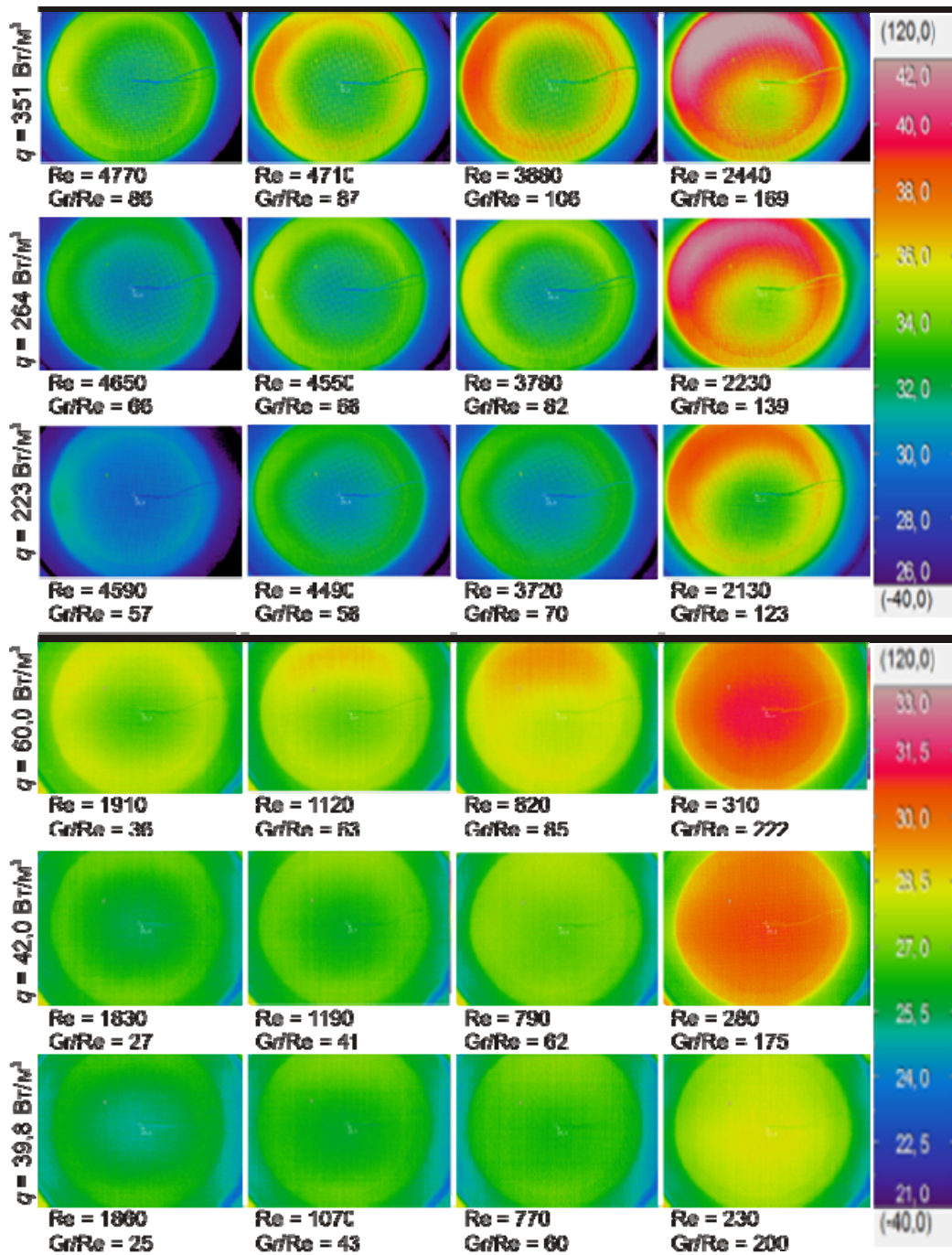


Рис. 2. Температурные профили потока воздуха на выходе из круглого канала

Таким образом, рассмотренный тепловизионный метод исследования полей температур газовых потоков на выходе из каналов теплообменных устройств на основе анализа термограмм сетчатых термоприемников может быть рекомендован для определения эффективности канальных теплообменников и современных реакторных установок на миниканальных структурах, со смесями газов, например, He-Xe.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 14-19-00352.

Литература:

1. S.L. Elistratov, E.Yu. Slesareva. Thermographic study of gas flows.//EPJ Web of Conferences.- 2015.-Vol.82.-Art.01060 (4p).

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЦЕНТРАЛИЗОВАННЫХ СИСТЕМ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ ПУТЕМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Даминов А.З., Соломин И.Н.

Казанский научный центр РАН,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Анализируя современное состояние теплоснабжающего сектора энергетики можно отметить тот факт, что городские системы централизованного теплоснабжения работают в неоптимальных режимах, что ведет к увеличению относительных потерь тепловой энергии в системах теплоснабжения. Это обстоятельство отрицательно сказывается на энергетической и экономической эффективности систем, снижает их конкурентоспособность по отношению к децентрализованным источникам теплоснабжения и создаёт тенденцию к экономически необоснованным тарифам на тепловую энергию для потребителей [1-2].

Среди основных причин такого положения с потерями в теплосетях:

- несовершенство и износ теплоизоляции теплопроводов;
- утечки теплоносителя в тепловых сетях;
- недоиспользование пропускной способности трубопроводов вследствие завышения расчётных тепловых нагрузок потребителей;
- излишняя централизация теплоснабжения в случаях подключения к системам теплоснабжения микрорайонов с малоэтажной жилой застройкой, имеющих низкую плотность тепловых нагрузок.

Важной задачей с точки зрения наладки и эксплуатации действующих систем является оптимизация расходов на участках сети и их диаметров. Так, при увеличении расхода теплоносителя, возрастают удельные затраты на перекачку теплоносителя, но уменьшается доля тепловых потерь, и наоборот. При увеличении диаметров затраты на перекачку уменьшаются вследствие снижения величины гидравлического сопротивления, а плотность теплового потока через изоляцию увеличивается из-за увеличения площади поверхности теплообмена. Поэтому для каждого участка сети существуют конкретные значения расхода и диаметра, при которых потери и затраты на нем минимальны. При определении оптимальных параметров системы теплоснабжения необходимо также учитывать значения тарифов на энергоресурсы и, с учетом этого, определять резервы и издержки для их экономии. Соответственно максимальная экономия энергоресурсов будет зависеть не только от их сэкономленного количества, но и от цены. При введении в зависимости определения оптимальных диаметров участков тепловой сети и расходов теплоносителя коэффициента соотношения тарифов добавляется некоторое условие перераспределения долей затрат той или иной энергии в зависимости от их установленных тарифов.

При определении оптимальных параметров системы теплоснабжения необходимо учитывать значения тарифов на энергоресурсы и с учетом этого определять резервы и издержки для их экономии. Соответственно максимальная экономия энергоресурсов будет зависеть не только от сэкономленного количества, но и от цены.

Выражение оптимального диаметра участка тепловой сети:

$$d_{\text{опт}} = \sqrt[6,25]{\frac{5,25k_{\text{ц}}A_{\text{т}}G_i^3(l_i + l_{\text{эКВ}})}{3600l_i\beta_i\eta_{\text{сн}}}}. \quad (1)$$

Для оптимального расхода выражение имеет вид:

$$G_{\text{опт}} = \sqrt[3]{\frac{3600(ad_i + b)l_i\beta_i\eta_{\text{сн}}d_i^{5,25}}{2k_{\text{ц}}A_{\text{т}}(l_i + l_{\text{эКВ}})}}, \quad (2)$$

где a и b – коэффициенты аппроксимации функции фактических значений тепловых потерь.

При правильном определении данных параметров возможно достижение минимальных значений потерь и, следовательно, эксплуатационных затрат в тепловой сети (рис. 1-2).

Таким образом, применяя зависимости для определения оптимальных значений расходов и диаметров при условии минимума удельных затрат, необходимо учитывать разность в тарифах

на энергоресурсы, т.к. данное условие позволяет скорректировать данные значения в зависимости от ценности и стоимости тепловой и электроэнергии для теплоснабжающей организации.

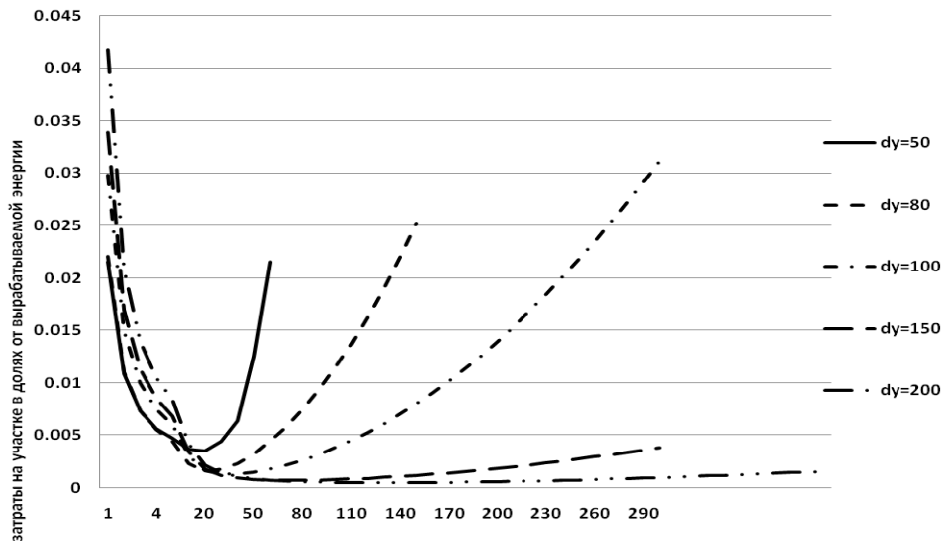


Рис. 1. Зависимость потерь на участке тепловой сети длиной 200 м от величины расхода теплоносителя.

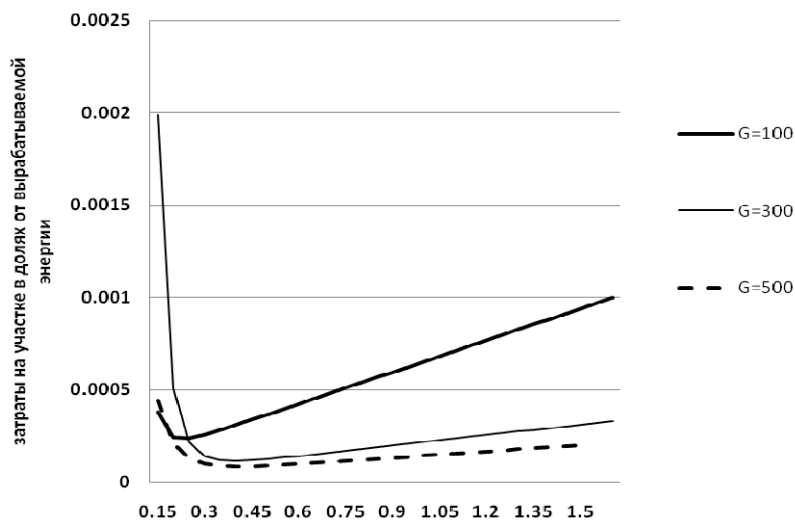


Рис. 2. Зависимость потерь на участке тепловой сети длиной 200 м от выбора диаметра участка.

С учетом анализа коэффициента соотношения тарифов проведен расчет оптимальных значений диаметров участков, расходов теплоносителя на них, а также удельных затрат в тепловой сети для действующей системы теплоснабжения от котельной Сыртлановой, 27 г.Казани. Результаты от проведения расчетов по минимизации удельных затрат позволили повысить энергетический КПД системы теплоснабжения на 6,9 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта №15-48-02051.

Список литературы:

1. Трутаев В.И., Сыропушинский В.М. Сверхнормативные потери теплоэнергии в теплосетях: вопросы учёта и распределения // Энергия и менеджмент. 2011. № 5. С. 2-10.
2. Авсюкевич А.Д. Энергоэффективность и энергосбережение в системах теплоснабжения // Строительство уникальных зданий и сооружений. 2013. № 2. С. 40-54.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ КОТЕЛЬНОЙ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

Садыков Р.А.¹, Даминов А.З.², Соломин И.Н.²

¹ *Казанский государственный архитектурно-строительный университет, 420043, Россия, Казань, ул. Зеленая, 1*

² *Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31*

В результате наладочных испытаний котлоагрегатов определено, что максимальный КПД котла достигается при нагрузке близкой или соответствующей номинальной. При постоянном поддержании данной нагрузки возникает избыток низкопотенциальной тепловой энергии, который возможно использовать для производства электроэнергии в термоэлектрической установке (ТЭУ) на базе детандера, работающей по органическому циклу Ренкина (ОЦР-установка).

Предложен вариант подключения данной установки в технологическую схему котельной г.Казани ОАО «Казэнерго» электрической мощностью 350 кВт и работающей по температурному графику 130/70 °С. В котельной установлены котлы марки КВГМ суммарной мощностью 58,18 МВт. Максимальный КПД котлов достигается в номинальном режиме, что соответствует температуре теплоносителя на выходе из котла, близкой к расчетной. Однако присоединенная тепловая нагрузка – величина переменная и зависит от температуры наружного воздуха. При понижении нагрузки котлов с целью снижения температуры теплоносителя КПД котлов падает и повышается удельный расход топлива на выработку тепловой энергии. С целью поддержания номинального режима котлов с максимальным КПД, а также производства электрической энергии за счет избыточной в номинальном режиме тепловой энергии была разработана схема котельной с использованием ТЭУ с детандером, применяемом в газовой отрасли (рис. 1).

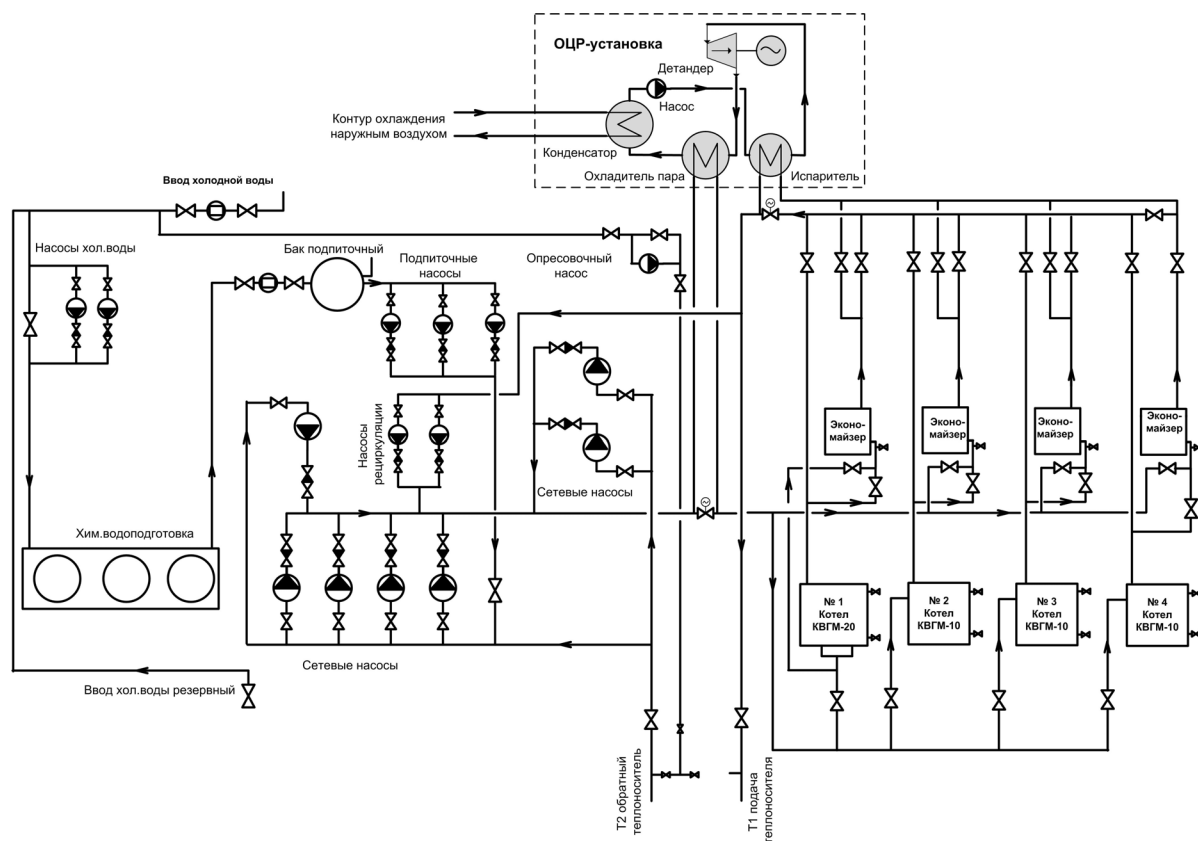


Рис. 1. Схема котельной с термоэлектрической установкой (ОЦР-установкой)

Разработка детандера является наиболее ответственной и дорогой частью работы в процессе проектирования всей ТЭУ. Для установок, работающих по ОЦР, используются различные виды оборудования, преобразующие энергию рабочего тела в механическую работу. Цель данного оборудования заключается в преобразовании внутренней энергии рабочего тела в механическую работу с максимальным КПД. Это достигается путем выбора оптимального рабочего тела, подходящего для температур греющего и охлаждающего теплоносителей, а также конструкцией машины, в которой совершается полезная работа. В результате анализа литературы [1-2] и действующего оборудования определено, что для достижения максимального эффекта использования турбомашин в диапазоне мощности 300÷1000 кВт наиболее эффективны в применении турбомашин с осерадиальным типом колес.

Параллельно с расчетом детандера производится подбор рабочего тела, удовлетворяющего оптимальным параметрам протекающих процессов. При подборе рабочего тела необходимо учитывать параметры критической точки, а также характеристику кривой насыщения пара, с целью соблюдения условия перегретости пара при прохождении через детандер. Из анализа литературы [3-4] и опытных данных разработки и эксплуатации холодильных установок предлагается хладагент R245fa, который имеет наиболее подходящие характеристики для использования на источниках тепловой энергии малой энергетики, таких как котельные, с расчетной температурой отпускаемого теплоносителя 130 °С.

При разработке детандера применялась методика расчета детандеров газовой отрасли [5-6], а также эксплуатационные данные центробежных компрессоров. Детандер рассчитан на параметры входа и выхода, полученные из расчета термодинамического цикла ОЦР - установки. Промежуточные параметры хладагента перед сопловым аппаратом, перед рабочим колесом и на выходе из рабочего колеса определялись на основе диаграммы состояния и уравнения сохранения энергии. При расчете рабочего колеса детандера применены рекомендации по оптимальным углам входа и выхода потока [6-7]. В результате расчета определены основные геометрические параметры рабочего колеса полуоткрытого типа. Используя геометрические параметры, полученные при термогазодинамическом расчете детандера, и кривые второго порядка рассчитаны координаты профиля лопатки и меридианального контура рабочего колеса.

Результаты технико-экономического расчета за календарный год: общие затраты тепловой энергии на выработку электроэнергии – 4094,044 МДж; расход газа на затрачиваемую тепловую энергию – 488665 м³; затраты на газ – 2,248 млн. руб.; количество выработанной электроэнергии – 1839,6 МВт·ч; экономия от выработанной электроэнергии – 5,887 млн. руб.; общая экономия – 3,369 млн. руб.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках реализации ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (Соглашение №14.574.21.0013, уникальный идентификатор RFMEFI57414X0013).

Список литературы:

1. Кудинов А.А., Усов С.В. Использование детандер-генераторного агрегата в тепловой схеме Сызранской ТЭЦ // Энергетик. 2013. № 2. С. 57-60.
2. Газодинамический расчет турбин транспортных газотурбинных и комбинированных двигателей / Чумаков Ю.А. М.: МГТУ «МАМИ», 2001. 80 с.
3. Quoilin S. Techno-economic survey of Organic Rankine Cycle (ORC) systems / Quoilin S., Broek M. V. D., Declaye S., Dewallef P., Lemort V. // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2013. V 22. P. 168-186.
4. Thermal conductivity of HFC-245fa from 243 to 413 K / Wang, Y., Wu, J., Xue, Z., Liu, Z. // Journal of chemical and engineering data. 2006. № 51. P. 1424-1428.
5. Низкотемпературные радиальные турбодетандеры / Епифанова В.И. М.: Машиностроение, 1974. 448 с.
6. Расчет центро- стремительного радиального холодильного детандера / Коротков В.А., Татаренко Ю.В., Данилов М.М. СПб.: НИУ ИТМО, 2014. 35 с.

РАЗРАБОТКА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫХ МЕТОДОВ СЖИГАНИЯ
ГАЗОВ В ЖИДКОСТИ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ*Тесленко В.С., Дрожжин А.П.**Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090,
Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15 teslenko@hydro.nsc.ru*

Аннотация В работе представлены результаты разработки методов сжигания горючих газов непосредственно в жидкости с целями улучшения энергоэффективности использования углеводородных топлив для создания принципиально новых энергетических устройств и систем. На примере импульсных методов сжигания газовых смесей в открытых камерах сгорания затопленных в воду показаны возможности разработки новых технологий для создания принципиально новых водных движителей и тепловых генераторов.

Экспериментально показано, что за один цикл сжигания стехиометрической пропан-кислородной смеси в цилиндрической и конической камерах сгорания генерируются два-три импульса силы на тяговую стенку, что и обеспечивает удельный импульс до 10^5 сек.

Введение В современных энергетических установках водного транспорта используются двигатели внутреннего сгорания (ДВС) или турбины, в которых с помощью разнообразных трансмиссий приводят во вращение гребные винты. Главными недостатками энергетических установок водного транспорта является наличие значительного количества трущихся механических деталей в цепи передачи механической энергии от камеры сгорания к гребному винту. В этих устройствах заложены технологическая сложность и высокая стоимость изготовления и значительные эксплуатационные расходы. Потери энергии на всех системах передачи механического импульса значительны [1]. Перспективными для водных средств являются системы с непосредственной передачей механической энергии от продуктов сгорания в импульсы тяги, например, гидрореактивные движители [2]. Однако существующие гидрореактивные движители на основе сжигания специальных топлив, для которых окислителем является вода, не приемлемы для широкого использования по условиям норм экологической безопасности. Поэтому особый интерес для водного транспорта могут представлять системы с широко доступными топливами, к таким топливам относится природный газ.

Важным вектором в разработке методов сжигания газов в жидкости является метод отдельной подачи непосредственно в жидкость горючего газа и окислителя. Методы отдельной подачи в жидкость горючего и окислителя в импульсно-циклических режимах предусматривают безопасность эксплуатации разрабатываемых систем и устройств. Этот метод опробован экспериментально и представлен в работе [3].

В настоящей работе рассматриваются возможности применения методов импульсного сжигания горючих газов непосредственно в воде с целью создания научных основ для разработки пульсирующих гидрореактивных движителей и тепловых генераторов. Представлены результаты исследования сжигания пропан-кислородной смеси на открытой твердой стенке, в цилиндрических и конических камерах погруженных в воду.

Постановки экспериментов На Рис. 1 представлены принципиальные схемы постановки экспериментов: **а)** для вариантов расположения газовых зарядов на торце глухого цилиндра (1) погруженного в воду (2), что соответствует сжиганию газа на открытой жесткой стенке; **б)** для вариантов с цилиндрической (и конической) камерой сгорания (1) погруженной в воду (2). Газовые заряды (3) поджигались высоковольтной искрой. При сжигании заданных порций газовой смеси происходило выталкивание столба воды из ствола, что обеспечивало генерацию импульсов силы на тяговую стенку (4), с передачей силы на динамометр (5). Динамометр крепился на горизонтальной жесткой балке (6). Регистрация импульсов силы на стенку осуществлялась с помощью динамометра, выполненного на базе пьезокерамики из цирконат-титаната свинца с диаметром 40 мм и высотой 15 мм, с акустической развязкой вдоль оси. Электрический сигнал от динамометра поступал на эмиттерный повторитель, с постоянной составляющей времени $\theta \approx 10$ сек, и записывался на цифровой осциллограф TDS-210. Киносъемка гидродинамических процессов осуществлялась при помощи цифровой камеры MotionXtra HG-LE. Дополнительно ставились эксперименты без упора (6), со свободным перемещением цилиндрического ствола. Эксперименты проводились с газовыми зарядами из стехиометрической пропан-кислородной смеси ($C_3H_8 + 5 \cdot O_2$) с объемами $V_g = 0,5 - 20$ мл.

Результаты Из результатов обработки киносъемок и измерения импульсов силы на тяговую стенку следует, что для различных объемов сжигаемого газа на тяговой стенке генерируется один (Рис. 2а) или несколько импульсов силы (Рис. 2б) за один цикл сжигания газовой смеси. На Рис. 2 представлены примеры осциллограмм импульсов силы, полученных при сжигании 3 мл стехиометрической пропан-

кислородной смеси в стволе: а) с внутренним диаметром $d=29$ мм, длиной $h=47$ мм и б) с внутренним диаметром $d=29$ мм, $h=108$ мм.

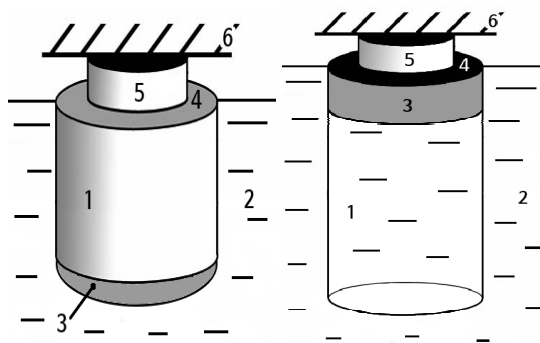


Рис. 1а Рис. 1б

Первый импульс соответствует расширению пузыря после сгорания газа в пузыре, а последующие импульсы соответствуют гидродинамическим процессам при последующих пульсациях пузыря в стволе (T_2, T_3, \dots) и вне ствола. Сигнал на Рис. 2а соответствует случаю, когда пузырь вылетает из ствола. А сигнал на Рис. 2б соответствует случаю пульсаций пузыря внутри ствола.

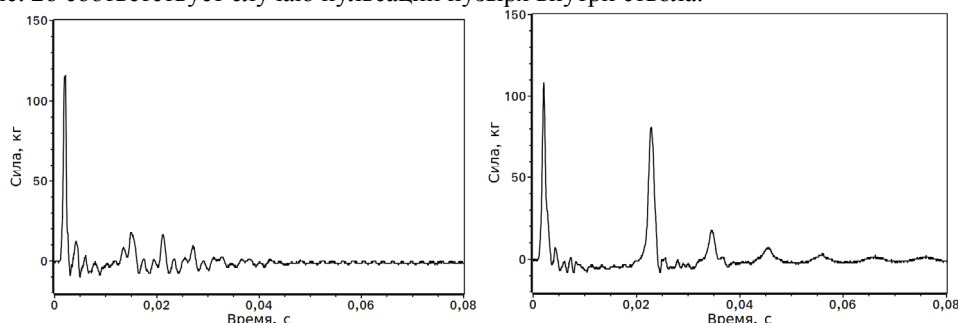


Рис. 2а Рис. 2б

В работе [4] было показано, что время между первым и вторым импульсами силы соответствует первому периоду пульсации пузыря в стволе - T_1 и удовлетворяет зависимости:

$$T_1 = \sqrt{2\rho} \int_{l_0}^{l_{\max}} \frac{\sqrt{h-l}}{\sqrt{\frac{P_0 l_0}{\gamma-1} - \frac{P_0}{\gamma-1} \frac{l_0^\gamma}{l^{\gamma-1}} - (l-l_0)P_a}} dl$$

здесь: P_0 – начальное давление внутри пузыря, P_a – давление в окружающей жидкости ($P_0 > P_a$), ρ – плотность жидкости, γ – показатель адиабаты, l, l_{\max} – текущий и максимальный размер пузыря ($l_{\max} < h$), l_0 – начальный размер пузыря.

Важными особенностями генерируемых импульсов силы являются факты наличия последующих импульсов. Последующие импульсы наблюдаются только при условии, если максимальный объем образованного пузыря (V_b) не превышает объема используемого ствола (V_c). Если $V_b > V_c$, то пузырь «вылетает» из ствола и регистрируется только первый импульс, последующие импульсы незначительны по амплитуде со стохастической структурой (Рис. 2а). Такие же одиночные импульсы регистрируются при сжигании газовых зарядов на открытой жесткой поверхности (постановка Рис. 1а). Однако если сформировать на поверхности кольцевой газовой заряд, то генерируется второй импульс силы [3]. Для рассмотренных камер сгорания регистрируемые импульсы силы позволяют судить о значениях давления внутри пузыря. Оценки и расчеты показали, что начальное давление внутри в пузыре находится в интервале 15–25 атм, что близко к режимам дефлаграционного горения при постоянном объеме [5].

Если принимать, что значения начального давления в пузыре зафиксированы, то для увеличения силы тяги необходимо увеличивать сечения камеры сгорания, что соответствует увеличению сечения начального пузыря с газовой смесью.

На Рис. 3 представлены экспериментальные результаты измерений максимальных амплитуд первого импульса силы (F_1) в зависимости от объема стехометрической пропан-кислородной смеси газового заряда для конической камеры сгорания. Такая камера сгорания позволяет осуществлять увеличение импульса силы при увеличении объема газового заряда.

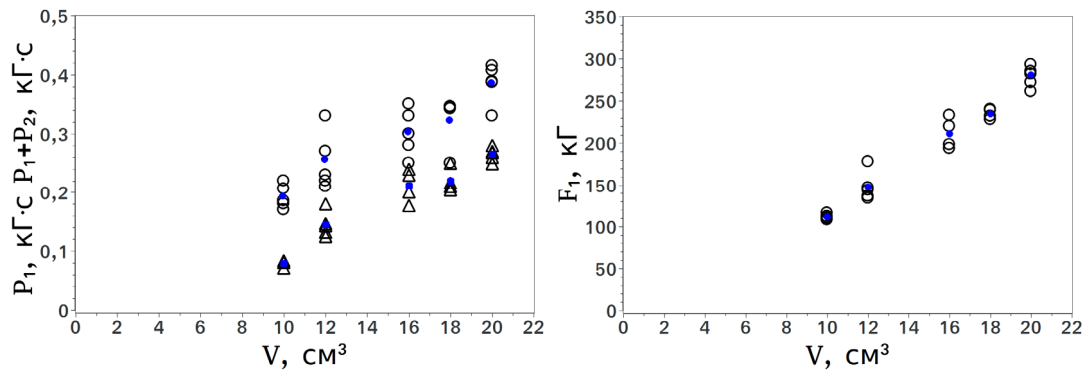


Рис. 3. Рис. 4.

На Рис. 4 представлены результаты расчетов для первых импульсов $p_1 = \int F_1 dt$ (в интервале $\frac{1}{2} T_1$) – треугольники, и для суммы импульсов $p_{12} = \int F dt$ с интегрированием в интервале времени $(T_1 + \frac{1}{2} T_2)$ – кружки при генерации двух импульсов (p_1, p_2) в зависимости от объема газового заряда пропан-кислородной смеси для конической камеры сгорания. Заштрихованные значки – осреднение по серии.

Важным параметром для оценки различных двигателей является параметр удельной тяги:

$$P_{y0} = \int F dt / m,$$

где F – функция величина силы, m – масса топлива.

Обработки импульсов силы и расчеты удельных импульсов для данной серии экспериментов показали, что, с учетом используемых и измеряемых параметров, суммарный удельный импульс находится в интервале $P_{y0} = 10^4 - 10^5$ сек. Диапазон значений удельных импульсов зависит от выбора соотношений высоты газового заряда и параметров камеры сгорания.

ВЫВОДЫ

1. Впервые проведены экспериментальные исследования гидродинамических процессов по сжиганию стехиометрической пропан-кислородной смеси в воде на границе модельной тяговой стенки с измерениями импульсов силы для открытой стенки и для различных камер сгорания: цилиндрической, конической, кольцевой.
2. Показано, что сжигание газа на открытой жесткой стенке приводит к вихревому разрушению «горячего» пузыря на мелкие в направлении нормали к стенке, что обеспечивает эффективную теплопередачу жидкости, с минимальными импульсами силы на стенку.
3. Показано, что для рассматриваемого типа двигателей при условиях, когда максимальный объем образовавшегося пузыря (V_b) не превышает объем камеры сгорания (V_c), т. е. при $V_b / V_c < 1$ генерируется два-три импульса силы с суммарным удельным импульсом $P_{уд} = 10^5$ сек, а при $V_b / V_c > 1$ последующие импульсы исчезают, что приводит к уменьшению величины удельного импульса за один цикл сжигания газа.
4. Полученные критерии являются основными для проектирования энергетически эффективных водных двигателей рассматриваемого типа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № № 13-08-00838, 14-08-00226.

Литература:

1. Платонов А.В. Подводные лодки. СПб.: Полигон, 2002. 256 с., http://www.e-reading.biz/bookreader.php/132935/Podvodnye_lodki.pdf
2. Башкатов В.А., Орлов П.П., Федосов М.И. Гидрореактивные пропульсивные установки. «Судостроение», Ленинград 1977 г, 296 с.
3. Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н., Батраев И.С. Сжигание газов в воде в линейных и кольцевых пузырях // Теплофизика и аэромеханика, 2014. Т. 21. № 4. С. 497-507, <http://swsl.hydro.nsc.ru/publ/TiA2014.pdf>
4. Тесленко В. С., Дрожжин А. П., Медведев Р.Н. Генерация импульсов силы и вихревых потоков при импульсном сжигании газа в воде // Труды всероссийской конференции «XXXI Сибирский теплофизический семинар» (ISBN 978-5-89017-039-2), Новосибирск, Институт теплофизики СО РАН, 2014г, с. 234-236, <http://swsl.hydro.nsc.ru/publ/Teslenko-STS31.pdf>
5. Васильев А.А. Энергетические аспекты инициирования бытовых газов // Физика горения и взрыва, 2008. Т. 45. № 1. С. 96-101.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ
КОНСОЛИДИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ***Пахомов М.А.¹, Усанина А.С.²*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*

Закономерности движения частиц дисперсной фазы (твердых частиц, капель и пузырьков) в двухфазном потоке представляют интерес при решении ряда технологических и технических задач. В частности, при прогнозировании загрязнения окружающей среды токсичными жидко-капельными компонентами гарантийного запаса жидкого ракетного топлива при разделении ступеней ракет-носителей требуется иметь представление об общей картине движения жидко-капельного облака. Для обеспечения эффективной очистки водоемов от угольных частиц, необходимо знать величину оптимальной концентрации осаждаемых частиц. Для оптимизации технологических процессов в энергетике важно определить принципы движения гетерогенных потоков в установках и оборудовании.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процесса гравитационного осаждения совокупности твердых сферических частиц в вязкой жидкости в диапазоне чисел Рейнольдса $Re=7 \cdot 10^{-2} \div 1$. Исследование проводилось на установке, состоящей из вертикально установленной прозрачной кюветы с плоскопараллельными стенками, наполненной жидкостью, устройства для создания облака частиц и системы визуализации процесса осаждения группы частиц в поле силы тяжести. Подробное описание экспериментальной установки приведено в [1].

Для исследования динамики движения консолидированной системы твердых сферических частиц в экспериментах использовался глицерин; в качестве твердых частиц применялись стальные шарики диаметром $d=0.2$ мм, $d=0.7$ мм, $d=1.3$ мм.

Для получения облака равномерно распределенных частиц с различной начальной объемной концентрацией в экспериментах использованы два способа создания облака частиц. Первый способ получения консолидированной системы частиц с начальной концентрацией $C_1 > 0.03$ заключается в том, что предварительно взвешенная на весах масса частиц смачивалась исследуемой жидкостью и помещалась на плоскую горизонтальную алюминиевую подложку диаметром 3, 5 или 7 см. Затем данная подложка со сформированным слоем частиц опускалась в кювету с жидкостью. При соприкосновении частиц с жидкостью происходит их равномерный отрыв от поверхности подложки и формируется равномерное облако частиц. Второй способ, предназначенный для создания облака частиц с начальной объемной концентрацией $C_1 < 0.03$, предполагает создание с помощью сверла отверстий на поверхности алюминиевой подложки. Поверхность с отверстиями смачивается исследуемой жидкостью и в каждое отверстие помещается твердая частица. Затем, аналогично первому способу, данная подложка с помещенными на ней частицами опускается в кювету с жидкостью.

Анализ экспериментальных данных показал, что процесс движения консолидированной системы частиц можно разделить на четыре стадии: стадия движения шара, стадия формирования и движения сфероида, стадия деформации сфероида и стадия распада сфероида.

На первой стадии гравитационного осаждения совокупности твердых сферических частиц наблюдается движение изначально сферического облака, сопровождающееся циркуляцией периферийных частиц в направлении, противоположном движению облака частиц.

На второй стадии происходит формирование и движение сфероидального облака с сохранением циркуляции периферийных частиц. В процессе движения происходит постепенное расширение облака в двух диаметральных направлениях сфероида.

Третья стадия характеризуется деформацией сфероидального облака. Нарушается процесс циркуляции периферийных частиц, в результате чего частицы, не вовлеченные в процесс циркуляции, отстают от облака, образуя «хвост» с одной или двух сторон сфероида. Затем эти частицы вновь увлекаются облаком и сфероидальная форма совокупности частиц

восстанавливается. Данная стадия отставания и вновь увлечения в облако частиц наблюдается редко и, в большинстве случаев, характерна для частиц малого размера ($d \leq 0.2$ мм). В большинстве проведенных экспериментов сразу после формирования и движения сфероида наступала четвертая стадия движения группы частиц.

На четвертой, заключительной, стадии происходит распад облака на 2÷4 фрагмента. При этом разрушение происходит из центра масс облака таким образом, что система приобретает куполообразную форму. В каждом из вторичных фрагментов также наблюдается циркуляционное движение периферийных частиц. Процесс разрушения системы – циклический, распад образованных облаков продолжается до тех пор, пока система не будет двигаться со скоростью одиночной частицы, составляющей облако.

Данные стадии описывают характер движения консолидированной системы частиц с начальной объемной концентрации частиц $C_V = 0.03 \div 0.42$. При значениях $C_V < 0.03$ наблюдается слабая или вовсе отсутствует циркуляция периферийных частиц. Облако частиц вытягивается в различных направлениях и распадается произвольным образом. Совокупность частиц с начальной объемной концентрацией $C_V > 0.42$ в экспериментах не удалось получить.

Продолжительность каждой из описанных выше стадий зависит от размера частиц. По мере увеличения диаметра частиц, продолжительность каждой из стадий уменьшается. В таблице 1 приведены данные по продолжительности стадий в зависимости от диаметра частиц, используемых в экспериментах. Время распада сфероидального облака (продолжительность четвертой стадии) в таблице 1 не указано, поскольку размер используемой в экспериментах кюветы (300×300×900 мм) не позволил достичь режима, когда облако будет двигаться со скоростью одиночной частицы, составляющей облако. Ввиду ограниченной высоты кюветы в экспериментах также не удалось определить продолжительность третьей стадии для частиц диаметром $d = 0.2$ мм.

Таблица 1

Продолжительность стадий гравитационного осаждения консолидированной системы твердых сферических частиц (в секундах)

Стадия	$d=0.2$ мм	$d=0.7$ мм	$d=1.3$ мм
1	1÷11	<1	<1
2	7÷88	2÷4	1÷3
3	–	4÷23	1÷11

В исследованном диапазоне чисел Рейнольдса были достигнуты два режима движения системы частиц: частично продуваемое и продуваемое облако [2]. Экспериментально обнаружено граничное значение начальной объемной концентрации, разделяющее эти режимы. Анализ экспериментальных данных показал, что при $C_V^* < 2.3 \cdot 10^{-5}$ система частиц движется в режиме продуваемого облака, то есть со скоростью одиночной частицы, составляющей облако. Полученное экспериментальное значение C_V^* согласуется с граничным значением объемной концентрации, найденное В.Г. Хоргуани [3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-38-50448 мол_нр)

Список литературы:

1. Arkhipov V.A., Usanina A.S. Gravitational sedimentation of cloud of solid spherical particles at small Reynolds numbers // EPJ Web of Conferences. Thermophysical Basis of Energy Technologies. Tomsk. October 15-17. 2015. Vol.82. 01017.
2. Механика аэрозолей / Н.А. Фукс. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 350 с.
3. Хоргуани В.Г., Калов Х.М. О падении высококонцентрированной системы грубодисперсных аэрозольных частиц в атмосфере // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11, № 3. С. 278-284.

ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕЖИМЫ ПЛАВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ВНУТРИ ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ С ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ

Бондарева Н.С., Шеремет М.А.

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

В последнее время всё более широкое применение в различных отраслях промышленности находит магнитное поле в роли управляющего внешнего воздействия. Следует отметить, что такое воздействие используют для ослабления режимов конвективного перемешивания при выращивании объемных монокристаллов, в технологических системах плавления.

В настоящей работе проведено численное исследование нестационарных режимов плавления галлия в замкнутой квадратной области под воздействием однородного магнитного поля различной ориентации (см. рис. 1). Изотермический источник энергии расположен на нижней границе. Вертикальные стенки рассматриваемой области решения поддерживаются при постоянной температуре, которая ниже температуры плавления. В начальный момент времени область заполнена твердым галлием с температурой, равной температуре плавления.

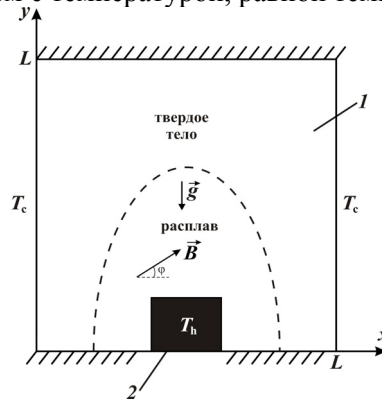


Рис. 1. Область решения задачи: 1 – полость, 2 – источник энергии.

Ламинарные режимы естественной конвекции в расплаве с учетом силы Лоренца описываются двумерной нестационарной системой уравнений Буссинеска в преобразованных переменных «функция тока – завихренность», где уравнение энергии записывается в энтальпийной формулировке:

$$\nabla^2 \Psi = -\Omega, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \nabla^2 \Omega + \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \text{Ha}^2 \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \cos^2(\varphi) + 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} \sin(\varphi) \cos(\varphi) + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \sin^2(\varphi) \right], \tag{2}$$

Следует отметить, что энтальпия терпит разрыв на границе фазового перехода при достижении температуры плавления материала. Для того чтобы применить метод сквозного счета при решении уравнения энергии была введена сглаживающая функция [1]:

$$\varphi = \begin{cases} 0, & T < T_f - \eta \\ \frac{T - (T_f - \eta)}{2\eta}, & T_f - \eta \leq T \leq T_f + \eta \\ 1, & T > T_f + \eta \end{cases} \tag{3}$$

где $\eta = 0.02$, T_f – температура плавления материала.

Уравнение энергии с учетом скрытой теплоты плавления и функции сглаживания примет следующий вид:

$$\beta(\gamma) \left[\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right] + \text{Ste} \left[\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} + U \frac{\partial \gamma}{\partial X} + V \frac{\partial \gamma}{\partial Y} \right] = \frac{\xi(\gamma)}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right). \tag{4}$$

Здесь $\beta(\gamma) = \frac{\rho_s c_s}{\rho_l c_l} + \gamma \left(1 - \frac{\rho_s c_s}{\rho_l c_l} \right)$, $\xi(\gamma) = \frac{k_s}{k_l} + \gamma \left(1 - \frac{k_s}{k_l} \right)$.

Безразмерные граничные условия для представленной системы дифференциальных уравнений в частных производных (1)–(4) имеют вид:

- при $X = 0$ и $X = 1$: $\Psi = 0$, $\Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2}$, $\Theta = -0.3$;
- при $Y = 0$ и $Y = 1$: $\Psi = 0$, $\Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}$, $\frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0$;
- на межфазной границе: $\Psi = 0$, $\Omega = -\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}\right)$, $\Theta = 0$;
- на поверхности источника энергии: $\Psi = 0$, $\Omega = -\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}\right)$, $\Theta = 1$.

Сформулированная система уравнений с соответствующими граничными условиями была решена численно методом конечных разностей на равномерной сетке 200×200 . Разностное уравнение для функции тока разрешалось методом последовательной верхней релаксации. Уравнения дисперсии завихренности и энергии решались с использованием локально-одномерной схемы Самарского. Разработанный алгоритм был протестирован на ряде модельных задач [1–3].

В результате вычислений были получены изолинии функции тока и изотермы в различные моменты времени в широком диапазоне изменения чисел Рэлея $7 \cdot 10^5 \leq Ra \leq 3.59 \cdot 10^6$, Стефана $2.1 \leq Ste \leq 10.5$ и Гартмана $0 \leq Na \leq 100$, угол наклона вектора магнитной индукции менялся от 0 до $\pi / 2$. На рис. 2 изображены изотермы и линии тока при различных значениях напряженности магнитного поля и угла наклона этого вектора к горизонтальной оси на начальном этапе плавления. Видно, что при наложении магнитного поля меняется структура течения и поле температуры, появляются два ярко выраженных тепловых факела, ориентация и размеры которых зависят от угла наклона вектора магнитной индукции.

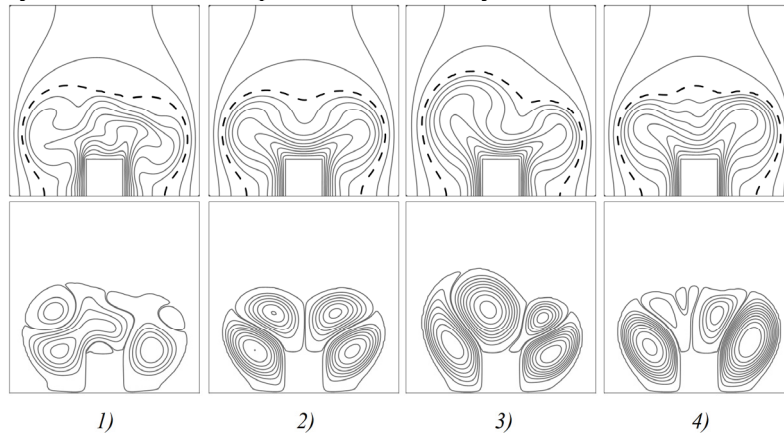


Рис. 2. Изотермы (сверху) и линии тока (снизу) для случаев: 1) $Na = 0$; 2) $Na = 100$, $\varphi = 0$; 3) $Na = 100$, $\varphi = 45^\circ$; 4) $Na = 100$, $\varphi = 90^\circ$. Пунктиром обозначены границы фазового перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-6942.2015.8) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-31137 мол_а).

Список литературы:

1. Belhamadia Y. An enhanced mathematical model for phase change problems with natural convection // International Journal of Numerical Analysis and Modeling. 2012. Vol. 3. Pp. 192–206.
2. Gau C., Viskanta R. Melting and solidification of pure melting on a vertical wall // ASME. Journal of Heat Transfer. 1986. Vol. 108. Pp. 174–181.
3. Gong Z.-X., Mujumdar A.S. Flow and heat transfer in convection-dominated melting in a rectangular cavity heated from below // Int. J. Heat Mass Transfer. 1997. Vol. 41. Pp. 2573–2580.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИОННЫХ СВОЙСТВ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО НАГРЕВА**Бурдуков А.П.¹, Бутаков Е.Б.¹, Магдеева О.Л.², Чернецкий М.Ю.^{1,2}**¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*² *Сибирский Федеральный Университет» (СФУ), 660074, Россия, Красноярск, ул. Киренского, 26*

Энергетика – одна из основных жизнеобеспечивающих отраслей промышленности. Уголь является одним из источников энергии, в мировом энергопотреблении на уголь приходится приблизительно одна четверть. Большой частью уголь используется для выработки электроэнергии. Угля на этом рынке в мире употребляется больше, чем какого-либо другого энергоносителя. Уголь и пылевидное угольное топливо сжигаются как в крупных котлах электростанций, которые потребляют приблизительно 50% от общего объема угля, так и в малых котельных. Применение рядовых углей в энергетике, особенно в «малой» энергетике, сопряжено с неэффективным его сжиганием: низкими коэффициентом полезного действия существующего котельного оборудования и увеличенными потерями, неустойчивым горением, шлакованием поверхностей нагрева, более высокими вредными выбросами в атмосферу. Расширение областей энергоэффективного использования угля на объектах теплоэнергетики может быть достигнута при увеличении их химической активности. При повышении химической активности при сжигании углей они становятся альтернативным топливом жидким высокорекреационным топливом, дефицитным и существенно более дорогим (мазут, дизельное топливо). Технологические решения для сжигания мелкодисперсных твердых топлив с повышенной химической активностью позволят в реальных энергетических установках «большой» энергетике – пылеугольных котлах ТЭС - производить замещение высокорекреационных жидких топлив при розжиге и подсветке, использовать эти топлива в ГТУ без стадии газификации, использовать при «ребенинге», а в «малой» энергетике использовать непосредственно в газомазутных котлах[1]. Особенно актуальными вопросы эффективного использования углей являются для «большой» и «малой энергетике» восточных регионов России, где согласно последним проработкам стратегии развития Сибири к 2030 г., суммарная потребность в угле увеличится в 2 раза, а его доля варьируется в диапазоне 86-88 %.

Все проведенные ранее лабораторные исследования реакционных свойств механоактивированного угля по отношению к окислителям были выполнены с помощью методов термогравиметрического анализа (ТГА) [2] при нагреве образца со скоростью 5-20 град/мин до температур 500-600 °С. В данной работе проведена серия экспериментальных исследований процессов воспламенения угольной пыли, прошедшей обработку в мельничных устройствах с высокой энергонапряженностью с использованием трубчатой печи. На основе полученных результатов впервые определены эффективные кинетические константы процесса воспламенения угольной пыли, измельченной в виброцентробежной мельнице и мельнице-дезинтеграторе в условиях высокоскоростного нагрева. Результаты показали зависимость скорости выхода летучих веществ от способа измельчения угольного вещества.

Для изучения воспламенения угольной пыли был выбран метод, основу которого составляет вертикальная труба с нагревателем (обмоткой), в результате чего по всей длине трубы устанавливается постоянная температура. Нагреваемая кварцевая трубка диаметром 40 мм расположена вертикально и имеет открытый нижний конец. Верхний конец соединен с помощью переходника с питателем. Угольная пыль в камеру сгорания подается импульсным питателем, позволяющим навеске пыли в камере сгорания двигаться со скоростью витания. Стоящий на входе фотодиод улавливает прохождение потока пылевзвеси, тем самым определяется скорость частиц, а фотодиод на выходе фиксирует вспышку. Для измерения температуры внутри печи используется платинородиевая термопара с диаметром 0.1 мм, с системой внутренней компенсации холодного спая.

Для нахождения кинетических констант процесса воспламенения угольной пыли, характеризующих процесс выхода летучих веществ, было выполнено сопоставление времени

воспламенения потока пылевзвеси, полученного расчетным путем с данными из аналогичного эксперимента. Аналитическое решение задачи о самовоспламенении в потоке с учетом реагирования комплекса частиц основывается на предположении о адиабатических условиях в камере. В безразмерном виде уравнение для воспламенения можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{\theta^2} \exp(-1/\theta), \text{ при } \tau=0, \theta=\theta_0 \quad (1)$$

Где θ – безразмерная температура, τ – безразмерное время. Данное уравнение универсально для любых топлив и режимных параметров.

Удельная поверхность угольной пыли определялась расчетным путем по среднему диаметру для каждой фракции. Анализ размеров частиц проводился на приборе "Микросайзер 201". Можно отметить, что отличие в фракционном составе после измельчения на двух типах мельниц составляло примерно 10 %. Более мелкая пыль была получена после измельчения на дезинтеграторе.

Для нахождения кинетических параметров процесса воспламенения на основе выражения (1) был использован подход, представленный в работе [3]. Полученные результаты в виде кинетических констант для Кузнецкого и Бурого угля представлены в таблице 1. Для данных углей, богатых летучими веществами, константы характеризуют в первую очередь воспламенение и горение летучих. Полученные результаты свидетельствуют о влиянии способа измельчения на реакционные характеристики угольной пыли выраженных в виде эффективных кинетических констант. Наблюдается снижение энергии активации после измельчения на дезинтеграторе по сравнению с виброцентробежной мельницей.

Таблица 1. Кинетические константы для пыли Кузнецкого угля

Тип мельниц	Кузнецкий уголь		Бурый уголь	
	ВЦМ	Дезинтегратор	ВЦМ	Дезинтегратор
Е, Дж/моль	122585	116133	129295	116649
К ₀ , м/с	2,98*10 ⁵	1,13*10 ⁵	2,47*10 ⁶	2,34*10 ⁶

Основными результатами работы являются впервые полученные эффективные кинетические константы в условиях высокоскоростного нагрева для углей, измельченных в мельничных устройствах с высокой энергонапряженностью. Показана зависимость скорости выхода летучих веществ от способа измельчения угольного вещества.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии № 14.613.21.0005 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61314X0005).

Список литературы:

1. Бурдуков А.П., Попов В.И., Ломовской О.И., Юсупов Т.С. Влияние механической активации на горение углей в факеле// Химия в интересах устойчивого развития – 2009. – т.17, №5. – С. 471-478.
2. A.P. Burdukov, V. I. Popov, T. S. Yusupov, M. Yu. Chernetskiy, A. A. and K. Hanjalic Autothermal combustion of mechanically-activated micronized coal in a 5 MW pilot-scale combustor // Fuel – 2014. – Volume 122. – P. 103-111.
3. Виленский Т.В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива. – М.: Энергия, 1977. – 248 с.

ВЛИЯНИЕ ДОПИРУЮЩИХ ДОБАВОК НА АКТИВНОСТЬ КАТАЛИЗАТОРА В ПРОЦЕССАХ ПОЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА*Кузнецов В.В., Гасенко О.А., Димов С.В.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

В работе экспериментально исследуется влияние концентрации допирующих элементов на степень конверсии метана при паровой конверсии в щелевом реакторе теплообменнике.

Широко распространенным технологическим процессом получения водорода является каталитическая паровая конверсия метана. В отсутствие катализатора паровая конверсия метана начинается при температурах 1000 – 1100°C. Проведение процесса при столь высоких температурах вызывает большие энергозатраты, снижается эффективность процесса, усложняется конструкция реактора и существенно повышаются требования к жаростойкости материала реактора. Для увеличения скорости реакции при более низких температурах используются катализаторы. Катализаторами для окислительных реакций метана являются металлы VIII группы периодической системы (Ni, Ru, Rh, Pt). Промышленное производство водорода происходит при температуре 800-1000С в реакторе, обогреваемом огневymi горелками, содержащим десятки жаропрочных труб с засыпкой никелевого катализатора. Использование катализатора благородных металлов позволяет уже при температуре 750 – 850 °С получить практически полную конверсию метана [1]. Большой интерес вызывает реализация каталитического процесса на основе микроканальной технологии. В этом случае конверсия осуществляется на катализаторе, нанесенном на стенки миниканалов, изготовленных из жаропрочной стали. В данной технологии производства водорода возможно использование благородных металлов в качестве катализаторов, поскольку возможно нанесение частиц нанометрового размера.

Экспериментальное исследование паровой конверсии проведено в кольцевом микроканальном реакторе, с нанесенным на поверхность внутреннего картридж-цилиндра наноразмерным катализатором [2]. Технология процесса приготовления поверхности описана в [2]. В проведенных опытах изменялось количество допирующих добавок La_2O_3 и BaO в носитель катализатора $\gamma - \text{Al}_2\text{O}_3$. Полученные образцы катализатора исследовались методом электронной микроскопии. На рис. 1 приведена фотография катализатора при промотировании носителя катализатора.

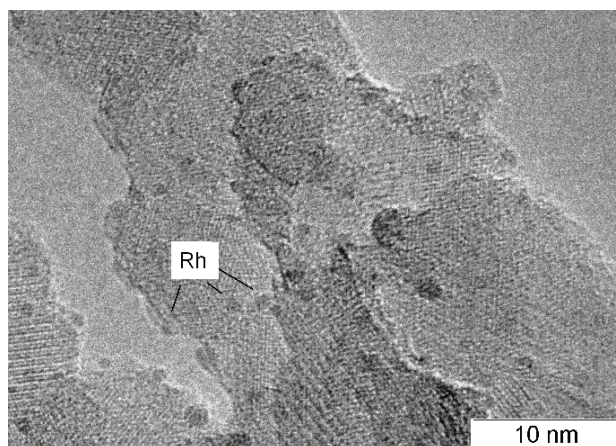


Рис. 1. Фото каталитической поверхности.

В процессе исследования химических превращений изменялась температура реактора, время контакта, состав смеси. Опыты по конверсии метана проведены с временем контакта 30, 60, 120 мс. Равномерность распределения катализатора привела к высокой степени конверсии метана (рис. 2). Уменьшение промотирующих добавок (допирование) приводит к более равномерному распределению катализатора и небольшому уменьшению среднего размера частиц катализатора и соответственно увеличению конверсии. Отрицательным результатом уменьшения допирующих добавок проявилось в ухудшении термостабильности катализатора. При высоких

рабочих температурах происходит преобразование гамма- Al_2O_3 в высокотемпературные модификации альфа- и тета- Al_2O_3 , приводящее к спеканию и разрушению каталитического слоя.

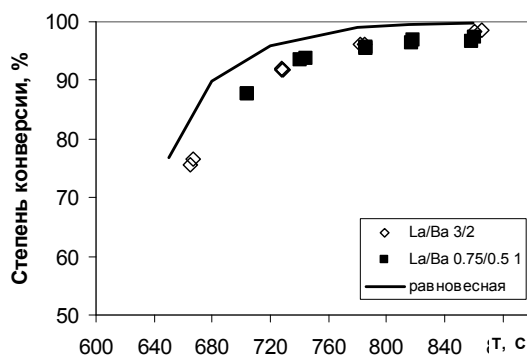


Рис. 2. Степень конверсии метана в зависимости от температуры реактора при времени пребывания 60 мс.

Процесс получения водорода паровой конверсией биоэтанола характеризуется некоторыми достоинствами. Проведение процесса паровой конверсии биоэтанола возможно при более низкой температуре, чем паровая конверсия метана, использование жидких, а не газообразных взрывоопасных реагентов упрощает технологическую схему. Авторами [3] было показано, что поступление водорода в топливную смесь, осуществляемое благодаря непосредственному введению в топливный тракт двигателя каталитического реактора паровой конверсии этанола, улучшает экологические характеристики двигателя, снижает выбросы CO , NO_x , сажи, CH .

В работе также исследовано влияние добавок церия на активность катализатора в процессе паровой конверсии биоэтанола. Оксид церия входит в структуру гамма-оксида алюминия, тем самым повышает его термостабильность, устойчивость катализатора к спеканию. В процессе исследования химических превращений изменялась температура реактора, время контакта, состав смеси. Опыты по конверсии метана проведены с временем контакта 180, 90 мс в интервале температур 580 - 750° С. На рис. 3 приведена зависимость степени конверсии биоэтанола от температуры. Проведенные опыты показали почти 100% конверсию биоэтанола при 700С, отсутствие побочных продуктов реакции.

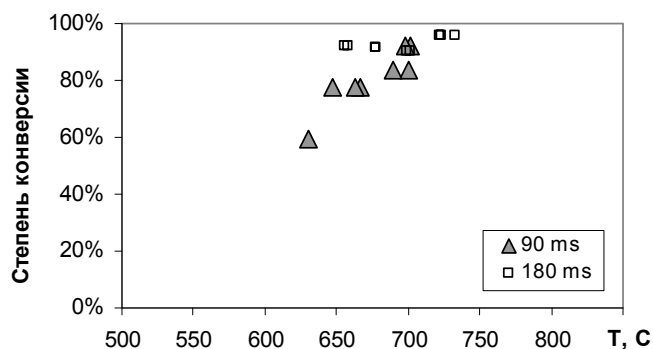


Рис. 3. Степень конверсии биоэтанола в зависимости от температуры реактора при времени пребывания 90, 180 мс.

Список литературы:

1. Tonkovich A.Y., Yang B., Perry S.T., Fitzgerald S.P., Wang Y. From Seconds to Milliseconds through Tailored Microchannel Reactor Design of a Steam Methane Reformer //Catalysis Today. 2007. V.120. P. 21–29.
2. Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V. and Gasenko O.A. Methane Steam Reforming in an Annular Microchannel with Rh/ Al_2O_3 Catalyst // Journal of Engineering Thermophysics. 2009. V.18. P. 187-196.
3. В. А. Кириллов, А. Б. Шигаров, Н. А. Кузин, В. В. Киреенков, Ю. И. Амосов А. В. Самойлов, В. А. Бурцев. Термохимическое преобразование топлив в водородсодержащий газ за счет рекуперированного тепла двигателей внутреннего сгорания//Теоретические основы химической технологии. 2013. том 47, № 5, с. 503–517

О ВЛИЯНИИ РЕГУЛИРУЕМЫХ ПУЛЬСАЦИЙ РАСХОДА ГАЗА НА ЕГО СЖИГАНИЕ В ПРОСТЕЙШИХ ГОРЕЛКАХ

Берг И.А., Дорж Д., Худяков П.Ю., Жилкин Б.П.

*Уральский Федеральный Университет,
620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

В настоящее время при проектировании горелочных устройств обязательными требованиями являются повышение экономичности и экологичности при их работе, понижение концентрации оксидов азота в продуктах сгорания – одно из самых приоритетных направлений.

На сегодняшний день существуют и применяются различные технологии для глубокого подавления оксидов азота – ступенчатое сжигание, восстановление оксидов азота в топке, снижение общего избытка воздуха в топке, принудительная рециркуляция дымовых газов в факел, ввод влаги в топку, и др [1].

Понятие «ступенчатое сжигание» охватывает существенно различные механизмы воздействия на выход окислов азота. Одним из вариантов ступенчатого сжигания является перераспределение воздуха (топлива) по ярусам горелок с использованием экспериментального характера зависимости выхода окислов азота от избытка воздуха (Рис. 1). Отклонение избытка воздуха в различных группах горелок по обе стороны от экстремального значения, соответствующего максимальному выходу окислов азота, приводит к уменьшению выбросов NO_x в каждой группе горелок и в целом по котлу.

Рассмотрим вариант организации ступенчатого сжигания не в рамках всего котла, а в масштабе одной горелки, т.е. возможность реализовать работу горелки так, что бы процесс горения проходил при различных избытках воздуха (больше экстремального и меньше, соответственно). Для реализации такого режима работы горелки можно накладывать пульсации на расход топлива, т.е. периодически прерывать подачу топлива в горелку, при неизменном расходе воздуха (или окислителя).

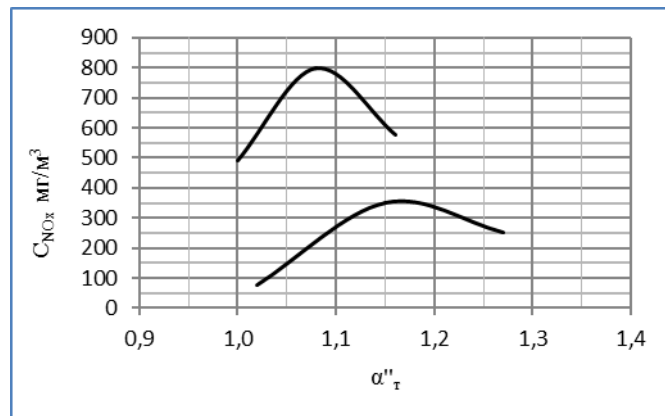


Рис. 1. Зависимость выхода оксидов азота от избытка воздуха на газомазутных котлах (верхняя кривая – на основе испытаний котла ТГМ-94 Ташкентской ГРЭС, нижняя – БКЗ-320-140 Энгельской ТЭЦ) при работе на природном газе

Для оценки целесообразности применения пульсационного сжигания была изготовлена экспериментальная установка из вертикальной стальной трубы, закреплённой в нижней части эжекционной горелки и свободным выходом продуктов сгорания сверху. Данная конструкция обладала естественной тягой, из-за высокой температуры металлической трубы, и за счёт эжекции воздуха в результате работы горелки, т.е. в горелку поступало практически неизменное количество воздуха для горения. В качестве газообразного топлива использовалась пропан-бутановая смесь в баллонах, которые устанавливались на электронные весы, для измерения расхода газа по убыли массы. На баллон устанавливался клапан от горелки, которым задавалось давление и, соответственно, средний расход газа. Следующим по ходу газа устанавливался электромагнитный клапан, работающий в импульсном режиме с заданной частотой, или в

ручном режиме. Этот электромагнитный клапан и являлся регулирующим органом. В закрытом положении он полностью прекращал подачу газа в горелку, в открытом же расход газа был максимальный, в соответствии с установленным перед клапаном давлением.

Важно отметить, что для управления клапаном использовался прямоугольный импульс, т.е. быстродействующий клапан находился только в положении полного открытия или закрытия, не задерживаясь в промежуточных положениях. Это является главным отличием от остальных механических турбулизаторов, которые ранее применялись для исследования колебаний пламени при горении [2], поскольку они управлялись синусоидальным сигналом, и регулирующим органом (обычно диск турбулизатора) постоянно находился в движении. Так же следует отметить, что в наших опытах пульсации накладывались при частоте от 15 Гц, до минимально низкой, при которой происходил срыв факела (около 2 Гц), а подавляющая часть исследований посвящена именно акустическим колебаниям в пламени, с соответствующими частотами.

На выходе из вертикальной трубы была выполнена пробоотборная точка, в которой выполнялся анализ продуктов сгорания газоанализатором testo-330-2. Далее проводилась обработка результатов, выполнение аппроксимации и построение зависимостей. Ниже представлена зависимость концентрации и оксидов азота в продуктах сгорания, от частоты колебания клапана, при среднем коэффициенте избытка воздуха на выходе из трубы 2,6 (поскольку использовалась эжекционная горелка).

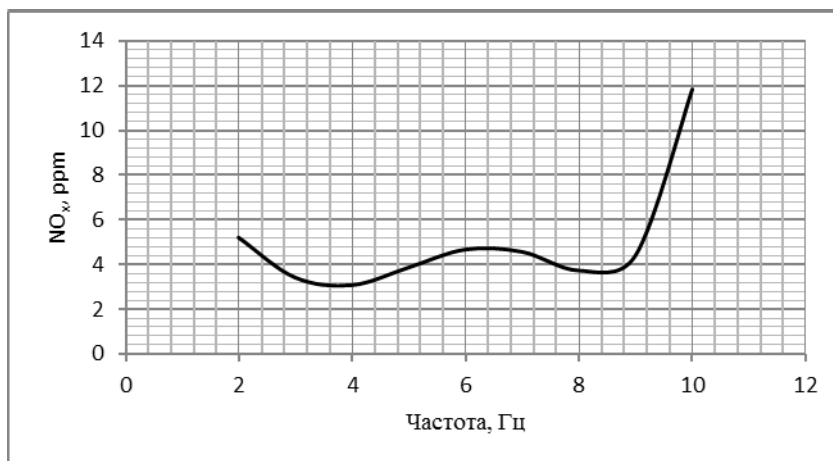


Рис. 2. Зависимость концентрации NO_x от частоты колебаний клапана.
При постоянно открытом клапане концентрация оксидов азота составляла 12ppm.

Проведённые опыты показывают, что пульсации расхода газа действительно подавляют выход оксидов азота, то есть положительный результат определённо есть, можно выделить характерные экстремумы (которые сохраняются и при других избытках воздуха). Отметим, что вероятнее всего, каждой горелке будет соответствовать своя характерная частота, при которой подавление оксидов азота происходит наиболее эффективно, причём её значение может быть и не постоянной величиной, а являться функцией от нагрузки или другого параметра. Поэтому далее планируется заняться изучением процессов тепло- и массообмена в зоне пульсирующего факела, с применением тепловизионных камер и частотным анализом термограмм, а также панорамных методов диагностики потока.

В результате проведённых поисковых экспериментов можно сказать, что пульсационное сжигание определённо может положительно влиять на подавление оксидов азота, поэтому целесообразно проведение дальнейших исследований в этом направлении.

Список литературы:

1. Шульман В.Л. Применение в отрасли технологических методов снижения выбросов окислов азота. Методические рекомендации. Свердловск, 1989г.
2. Теория и практика пульсационного горения, под. Ред. Окс Г. М. –Труды ЦКТИ, №64. Ленинград, 1965г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДЕТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ МИКРОКАНАЛЕ

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, 2*

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям газожидкостных течений в микроканальных конструкциях. Это связано с их применением в различных областях современной техники: микроканальные теплообменники (системы охлаждения процессоров компьютера, электронного оборудования космических систем), химические микрореакторы; и стимулируется возможностью эффективного управления процессами переноса в таких системах. При движении газожидкостных смесей в микроканалах в зависимости от расхода каждой фазы, геометрии микроканала и направления течения возникают новые режимы течения, такие как течение с удлинёнными пузырями, переходное течение и кольцевое течение. Большинство известных работ посвящено рассмотрению режимов течения и потерь на трение. Целью данной работы стало детальное изучение газожидкостного течения в прямоугольном канале с размером много меньше капиллярной постоянной (420×280 мкм), а именно определение локальной толщины пленки жидкости в зависимости от расхода газовой и жидких фаз методом лазерно-индуцированной флуоресценции.

По итогам работы получены основные режимы газожидкостного восходящего течения (дистиллированная вода, азот) в канале с помощью метода высокоскоростной видеосъемки: течение с удлинёнными пузырями, переходное течение и кольцевое течение; построена карта режимов течения.

Отработана методика измерения толщины пленки методом лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF). Определены скорости пузырей для различных расходов газа и жидкости методами высокоскоростной видеосъемки и методом LIF, показано их совпадение. Получены константы отношения скорости газового снаряда к скорости смеси (параметр распределения): $C=1$ для течения с удлинёнными пузырями.

Определена средняя толщина пленки для течения с удлинёнными пузырями и переходного течения в широком диапазоне капиллярных чисел (значение толщины в диапазоне 6.48 – 9.32 мкм для различных скоростей расхода газа и жидкости). Установлено, что закон Тэйлора для прямоугольного канала не выполняется в полной мере и его можно использовать только для оценки толщины пленки в изученном диапазоне капиллярных чисел. Проведено сравнение с расчетными данными других авторов.

Эксперимент проводился на стенде для изучения двухфазных потоков в лаборатории многофазных систем Института теплофизики СО РАН.

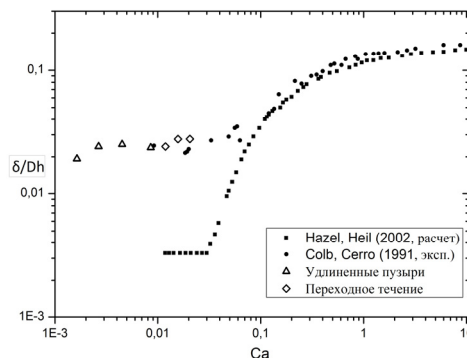


Рис.1. График зависимости безразмерной толщины пленки от капиллярного числа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-07506 А.

Содержание

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	3
<i>Алексеев С.В.</i> ПЕРВООЧЕРЕДНЫЕ ЗАДАЧИ В РАЗВИТИИ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ	4
<i>Исаев С.А., Леонтьев А.И.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА В ПРИСТЕНОЧНЫХ ТЕЧЕНИЯХ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД УДЛИНЕННЫМИ ОВАЛЬНЫМИ ЛУНКАМИ	6
<i>Пухначев В.В., Фроловская О.А.</i> ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ (МОДЕЛЬ НАКОРЯКОВА-ОСТАПЕНКО-БАРТАШЕВИЧ).....	7
<i>Маркович Д.М., Дулин В.М., Шестаков М.В.</i> КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЯХ И ПЛАМЕНАХ.....	9
<i>Yoshiyuki Kawazoe</i> HYDRATE CLATHRATES FOR GAS STORAGE AND SEPARATION	11
<i>Покусаев Б.Г.</i> ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ГЕЛЯХ.....	12
<i>Клименко А.В., Агабабов В.С.</i> ТРИГЕНЕРАЦИЯ КАК ВОЗМОЖНОСТЬ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ	14
<i>Чернов А.А., Накоряков В.Е., Мезенцев И.В., Мелешкин А.В., Пильник А.А.</i> НОВЫЕ ПУТИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССА ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ	16
<i>Кашинский О.Н.</i> ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ	18
<i>Кузнецов В.В.</i> ЭВОЛЮЦИОННАЯ ДИНАМИКА МНОГОМАСШТАБНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ	19
<i>Павленко А.Н.</i> ПРОБЛЕМНЫЕ ВОПРОСЫ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ПРИ ДИСТИЛЛЯЦИИ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ НАСАДКАХ. НОВЫЕ ИДЕИ И ПОДХОДЫ	21
<i>Байдаков В.Г.</i> ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ, МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И КРИТИЧЕСКИЕ ТОЧКИ В ПРОСТОЙ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ.....	22
<i>Мильман О.О.</i> ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИ СОЗДАНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК.....	23
<i>Гешев П.И.</i> СВОЙСТВО ВЗАИМНОСТИ ДЛЯ РАССЛОЕННЫХ ЛАМИНАРНЫХ ПОТОКОВ В КАНАЛАХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ	25
<i>Гогонин И.И.</i> ПЛЕНОЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПАКЕТА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ.....	27

<i>Григорьева Н.И.</i>	
МОДЕЛИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АБСОРБЦИИ ДЛЯ ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРОВ. РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПОД РУКОВОДСТВОМ В.Е. НАКОРЯКОВА.....	28
<i>Гасенко В.Г.</i>	
АНОМАЛЬНАЯ ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ И С УЧЕТОМ АНАЛОГА ЗАТУХАНИЯ ЛАНДАУ	30
<i>Кабов О.А.</i>	
ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ТОНКИХ И СВЕРХТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ	32
<i>Прибатурин Н.А.</i>	
НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ТЕПЛООБМЕНУ И ГИДРОДИНАМИКЕ ДЛЯ СОВРЕМЕННЫХ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК	33
СЕКЦИЯ 1	
ГИДРОГАЗОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ОДНОФАЗНЫХ СРЕДАХ.....	34
<i>Агеев А.И., Осипцов А.Н.</i>	
ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕКСТУРЫ СУПЕРГИДРОФОБНОЙ ПОВЕРХНОСТИ	35
<i>Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Бердников В.С., Мелёхина О.С.</i>	
ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ТЕРМОГРАВИТАЦИОННЫХ ПЛАВУЧИХ СТРУЙ.....	37
<i>Жаркова Г.М., Коврижина В.Н., Петров А.П.</i>	
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ОДНОФАЗНЫХ СРЕДАХ»	39
<i>Маслов Е.А., Жарова И.К., Жуков А.С.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА	41
<i>Игнатенко Я.С., Подрябинкин Е.В., Бочаров О.Б.</i>	
ДВИЖЕНИЕ СФЕРЫ БЕЗ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ПО ПЛОСКОСТИ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ХЕРШЕЛЯ-БАЛКЛИ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА.....	43
<i>Игнатенко Я.С., Бочаров О.Б.</i>	
ОБТЕКАНИЕ СФЕРЫ ПОТОКОМ ПСЕДПОПЛАСТИЧЕКОЙ ЖИДКОСТИ В ДЛИННОМ ЦИЛИНДРЕ.....	45
<i>Камалов Р.Ф.</i>	
ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНТЕНСИФИКАТОРОВ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЫСОКОВЯЗКОЙ СРЕДЫ В КАНАЛЕ.....	47
<i>Камалов Р.Ф.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КАНАЛАХ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ	49

<i>Макаров М.С., Наумкин В.С.</i> СОПРОТИВЛЕНИЕ КАНАЛОВ СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ	51
<i>Халатов А.А., Панченко Н.А.</i> ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЛИНИЙ ТОКА ЗА СИСТЕМОЙ ПАРНЫХ ОТВЕРСТИЙ	53
<i>Куропатенко В.Ф., Шестаковская Е.С., Якимова М.Н.</i> ФОКУСИРОВКА СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ГАЗЕ	55
<i>Юдахин А.Е., Курсанов А.Ю., Курсанов Ю.А.</i> ТЕПЛОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ТЕРМИЧЕСКОЕ ДЕМПФИРОВАНИЕ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ	56
<i>Попович С.С., Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Здитовец А.Г., Стронгин М.М.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕНЕРАЦИИ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ НА ЭФФЕКТ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ	58
СЕКЦИЯ 2 УСТОЙЧИВОСТЬ, ВОЛНЫ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ	60
<i>Анискин В.М., Маслов А.А., Миронов С.Г., Цырюльников И.С.</i> СВЕРХЗВУКОВЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МИКРОСТРУИ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОБОЙНОСТИ И ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА	61
<i>Алексеев С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М.</i> ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАЗВИТИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ	63
<i>Богатко Т.В., Дьяченко А.Ю., Смольский Я.И., Терехов В.И., Ярыгина Н.И.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ	65
<i>Вожаков И.С., Архипов Д.Г., Черданцев А.В.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН НА ОБДУВАЕМОЙ ГАЗОМ СТЕКАЮЩЕЙ ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ	67
<i>Вязов Ю.Н., Ярыгин И.В., Вотинцов П.Р.</i> ОСОБЕННОСТИ ИСТЕЧЕНИЯ ПРИСТЕННЫХ ПЛЕНОК ВОДЫ И ЭТАНОЛА В ВАКУУМ	69
<i>Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И.</i> ТУРБУЛЕНТНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ НАД ОСТРОВОМ ТЕПЛА В УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ	71
<i>Лепешкин А.Р.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ РАБОЧИХ ЛОПАТОК ТУРБИН ГТД В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ УСКОРЕНИЙ	73
<i>Луцик В.Г., Макарова М.С.</i> ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ И ИНТЕНСИВНОСТИ ОТСОСА ГАЗА НА ВЕЛИЧИНУ ТУРБУЛЕНТНОГО ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ	74

<i>Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А., Феденкова А.А.</i> РАСПРЕДЕЛЁННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ТШ ВИХРЯМИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА В ТОРМОЗЯЩЕМСЯ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ	76
<i>Мулляджанов Р.И., Сандберг Р.Д., Абдуракипов С.С., Ханъялич К.</i> ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЗАТОПЛЕННЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ СТРУИ: НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	78
<i>Наумкин В.С., Сахнов А.Ю.</i> ВЛИЯНИЕ БОКОВЫХ СТенок КАНАЛА НА ПРОФИЛЬ ПРОДОЛЬНОЙ СКОРОСТИ В УСКОРЕННОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ.....	79
<i>Пахомов М.А., Терехов В.И.</i> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ГАЗОКАПЕЛЬНОМ ОГРАНИЧЕННОМ ЗАКРУЧЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ.....	81
<i>Сиковский Д.Ф.</i> АВТОМОДЕЛЬНЫЙ КОЛЛАПС ИНЕРЦИОННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ	83
<i>Абдрахманов Р.Х., Лукашов В.В., Терехов В.В.</i> ОБ ОСОБЕННОСТЯХ СРЫВА ПЛАМЕНИ СТРУИ H ₂ /CO ₂ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА.....	84
<i>Черданцев М.В., Исаенков С.В., Черданцев А.В., Маркович Д.М.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ВОЛН НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОГО ТЕЧЕНИЯ	86
<i>Мирошниченко И.В., Шеремет М.А.</i> НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ И ТЕПЛОВОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНОГО ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ.....	88
<i>Шестаков М.В., Токарев М.П., Маркович Д.М.</i> ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА КВАЗИ-ДВУМЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ	90
<i>Шестаков М.В., Небучинов А.С., Антипин В.А., Маркович Д.М.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ, ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПУЧКА СТЕРЖНЕЙ С ПРОВОЛОЧНОЙ НАВИВКОЙ	92
<i>Мальцев Л.И., Новиков Б.Г.</i> АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ.....	94
СЕКЦИЯ 3 МНОГОФАЗНЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	96
<i>Актершев С.П., Барташевич М.В.</i> ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПО НАГРЕВАЕМОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГАЗОВОГО ПОТОКА	97

<i>Низовцев М.И., Стерлягов А.Н., Бородулин В.Ю.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ НА ПОРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ СО ВДУВОМ.....	99
<i>Воробьев М.А., Кашинский О.Н, Лобанов П.Д., Чинак А.В.</i>	
РЕЖИМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ ПОТОКОВ.....	101
<i>Гатапова Е.Я., Ажаев В.С., Кабов О.А.</i>	
СНИЖЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ	103
<i>Гатапова Е.Я., Анискин В.М., Филипенко М.А., Кабов О.А.</i>	
ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ	104
<i>Гореликова А.Е., Рандин В.В., Чинак А.В.</i>	
ВЛИЯНИЕ КОАЛЕСЦЕНЦИИ НА ДИАМЕТР ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В НАКЛОННОМ ПЛОСКОМ КАНАЛЕ	105
<i>Кабова Ю.О., Кузнецов В.В., Кабов О.А.</i>	
ТЕЧЕНИЕ И ИСПАРЕНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ УВЛЕКАЕМОЙ ПОТОКОМ ПАРА В МИКРОКАНАЛЕ.....	107
<i>Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССИПАТИВНОЙ СТРУКТУРЫ «КАПЕЛЬНЫЙ КЛАСТЕР» НАД ИНТЕНСИВНО ИСПАРЯЮЩИМСЯ СЛОЕМ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ФОРМИРОВАНИЯ СУХИХ ПЯТЕН	108
<i>Козулин И.А., Кузнецов В.В.</i>	
ДИНАМИКА РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЫСОКОЙ ВНЕШНЕЙ И ВНУТРЕННЕЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ	109
<i>Козулин И.А., Кузнецов В.В.</i>	
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА LIF ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ МИНИКАНАЛЕ	111
<i>Жигалин А.С., Кузнецов В.В., Козулин И.А., Орешкин В.И., Ратахин Н.А., Русских А.Г.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОГО ВЕЩЕСТВА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЙ ВНЕШНЕЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ	113
<i>Левин А.А., Сафаров А.С.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕННОГО СЛОЯ ВОДЫ ШЛИРЕН-МЕТОДОМ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕХОДА К ВЗРЫВНОМУ ВСКИПАНИЮ	115
<i>Луценко Н.А., Левин В.А.</i>	
О ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА ЧЕРЕЗ ПОРИСТЫЕ ОБЪЕКТЫ С ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ	117
<i>Люлин Ю.В., Спасивцев С.Е., Марчук И.В., Кабов О.А.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗРЫВА ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ С ТОЧЕЧНЫМ НАГРЕВОМ.....	119
<i>Евсеев А.Р., Мальцев Л.И.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОПУЗЫРЬКОВОГО СПОСОБА УПРАВЛЕНИЯ ОБТЕКАНИЕМ ПОДВОДНЫХ ТЕЛ.....	121

<i>Марчук И.В.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА КРИВОЛИНЕЙНЫХ РЕБРАХ.....	123
<i>Ни А.Э.</i> МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В СИСТЕМЕ С РАДИАЦИОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ.....	125
<i>Орлова Е.Г., Феоктистов Д.В.</i> ИЗМЕНЕНИЕ КРАЕВОГО УГЛА КАПЛИ ПРИ РАСТЕКАНИИ ПО ПОВЕРХНОСТЯМ СТАЛЬНЫХ ПОДЛОЖЕК.....	127
<i>Печеркин Н.И., Павленко А.Н., Володин О.А.</i> ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ НА ПОВЕРХНОСТИ С СЕТЧАТЫМ ПОКРЫТИЕМ.....	129
<i>Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.</i> ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО КИПЕНИЮ НЕ-II ВНУТРИ ПОРИСТОГО ТЕЛА	131
<i>Суртаев А.С., Сердюков В.С., Моисеев М.И.</i> ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ МЕТОДОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ИК-ТЕРМОГРАФИИ	133
<i>Слетцов С.Д., Рубцов Н.А.</i> ОДНОФАЗНАЯ ЗАДАЧА СТЕФАНА С УЧЕТОМ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДОЙ.....	135
<i>Стародубцева И.П.</i> ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ КВЕНЧИНГА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКОЙ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ.....	137
<i>Суртаев А.С., Павленко А.Н., Калита В.И., Кузнецов Д.В., Комлев Д.И., Радюк А.А., Иванников А.Ю., Моисеев М.И.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МИКРОПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ.....	139
<i>Тимофеев И.В., Анискин В.М., Маслов А.А., Миронов С.Г.,</i> СТРУКТУРА ПЛОСКИХ НЕДОРАСШИРЕННЫХ МИКРОСТРУЙ, ИСТЕКАЮЩИХ В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО	141
<i>Федорец А.А., Домбровский Л.А., Медведев Д.Н., Смирнов А.М.</i> ПОДАВЛЕНИЕ РОСТА МИКРОКАПЕЛЬ ЛЕВИТИРУЮЩЕГО КАПЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА С ПОМОЩЬЮ ИНФРАКРАСНОГО ОБЛУЧЕНИЯ	143
<i>Чернявский А.Н., Павленко А.Н.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ РАСПАДА СТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНОВОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ	145
<i>Шатский Е.Н., Сорочихина Ю.А., Чиннов Е.А.</i> РАЗРЫВ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЗВИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН С ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫМИ СТРУКТУРАМИ.....	147
<i>Шамирзаев А.С.</i> ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДОНА R141В В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОГО ТЕЧЕНИЯ.	149

<i>Макаров М.С., Макарова С.Н., Шибеев А.А.</i>	
НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСПАРЕНИЕ ВОДНОГО РАСТВОРА ЭТАНОЛА С ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ ТЕЛ	151
<i>Лобанов П.Д., Воробьев М.А., Курдюмов А.С.</i>	
ДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ЗА ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ТРУБЫ	153
<i>Бочкарева Е.М., Терехов В.В.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ В СУХОМ ВОЗДУХЕ И ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ	154
<i>Карпов П.Н., Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ ИМПУЛЬСНЫМ ГАЗОКАПЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ.	156
СЕКЦИЯ 4	
ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ПРИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	158
<i>Накоряков В.Е., Мезенцев И.В., Мелешкин А.В., Елистратов Д.С.</i>	
ПОЛУЧЕНИЕ ГАЗОГИДРАТА ФРЕОНА R134A МЕТОДОМ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ ЖИДКОГО АЗОТА ПОД ВОДОЙ	159
<i>Анискин В.М., Рудяк В.Я.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИНИ И МИКРОКАНАЛАХ	161
<i>Желнина А.С., Клинков С.В., Шикалов В.С., Косарев В.Ф.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ХОЛОДНОГО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО НАПЫЛЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ	163
<i>Кожухова Е.А., Коновалов Д.А., Кожухов Н.Н., Шматов Д.П.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ УЧАСТКА ТЕПЛОВОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ В ЭЛЕМЕНТЕ МИКРОКАНАЛЬНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА	165
<i>Сафонов А.И., Старинский С.В., Суляева В.С., Тимошенко Н.И.</i>	
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ВО ФТОРПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ	167
<i>Архинов В.А., Кузнецов В.Т., Тимошенский С.Д.</i>	
ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПЕРЕМЕННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ	169
<i>Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Федяева О.Н., Сокол М.Я., Шишкин А.В.</i>	
ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ НАУГЛЕРОЖЕННОГО ОСТАТКА УГЛЯ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ ФЛЮИДЕ H ₂ O/O ₂	171
<i>Дулин В.М., Абдуракипов С.С., Токарев М.П., Маркович Д.М.</i>	
ТРЕХМЕРНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ И ПЛАМЕНИ	173
<i>Архинов В.А., Савельева Л.А., Золоторев Н.Н.</i>	
ГОРЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ С БИМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ГОРЮЧИМ ПРИ СУБАТМОСФЕРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ	174
<i>Крайнов А.Ю., Моисеева К.М.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ БЕДНОЙ МЕТАНО- ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЩЕЛЕВОЙ ГОРЕЛКЕ С ВНУТРЕННЕЙ ПЕРЕГОРОДКОЙ	176

<i>Онищенко Д.О., Панкратов С.А.</i>	
ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ПЕРСПЕКТИВНОГО СРЕДНЕОБОРОТНОГО ДИЗЕЛЯ.....	178
<i>Чернецкий М.Ю., Дектерев А.А., Алехнович А.С.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ ЗОЛОВЫХ ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕССЫ ОСАЖДЕНИЯ И ШЛАКОВАНИЯ	179
СЕКЦИЯ 5	
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ И ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН	181
<i>Дан В.П., Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г.</i>	
РАСЧЕТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ С94 ПРИ НАГРЕВАНИИ В СРЕДЕ АРГОНА.....	182
<i>Димов С.В.</i>	
ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ НАНОЖИДКОСТЕЙ С ЧАСТИЦАМИ ОКСИДА КРЕМНИЯ.	183
<i>Иванов М.Я., Липатов А.А., Мамаев В.К., Цветков И.В.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ЗАКОНА АВОГАДРО В УСЛОВИЯХ ТЕХНИЧЕСКОГО ВАКУУМА.....	185
<i>Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.</i>	
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СМЕСЕВЫХ ХЛАДАГЕНТОВ В ПАРОВОЙ ФАЗЕ И НА ЛИНИИ КОНДЕНСАЦИИ	187
<i>Савченко И.В., Яцук О.С., Станкус С.В.</i>	
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАССИВНЫЙ КАЛОРИМЕТР СМЕШЕНИЯ С ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ.....	189
<i>Самошкин Д.А., Козловский Ю.М., Станкус С.В.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИКЕЛИДА ТИТАНА В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ.....	191
<i>Каплун А.Б., Кидяров Б.И., Мешалкин А.Б.</i>	
ВЗАИМОСВЯЗЬ «ПЛАВКОСТЬ-ТВЕРДОСТЬ-ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ» ДЛЯ ОКСИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ	193
<i>Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С.</i>	
ПРОСТОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ АРГОНА.....	195
СЕКЦИЯ 6	
НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ И ПЛАЗМЕ.....	197
<i>Кириченко Е.О., Кубрак К.В., Сафонов А.И., Семенов А.А., Суляева В.С., Тимошенко Н.И.</i>	
НАНЕСЕНИЕ ФТОРПОЛИМЕРНЫХ ГИДРОФОБНЫХ ПОКРЫТИЙ В ВАКУУМЕ	198
<i>Миронова М.Л., Морозов А.А.</i>	
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТ БИНАРНОЙ СМЕСИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ИСПАРЕНИИ В ВАКУУМ	200
<i>Алексеев С.В., Романов К.В., Романов Д.В., Романов В.А.</i>	
ИМПУЛЬСНАЯ ФАЗА ТЕПЛООВОГО НАГРЕВА ВСПЛЫВАЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНУЮ АТМОСФЕРУ	201

СЕКЦИЯ 7

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ; ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТЬ И ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЕ	203
<i>Терехов В.И., Кхафаджи Х.К., Горбачев М.В.</i>	
ВОЗМОЖНОСТИ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ КОСВЕННО - ИСПАРИТЕЛЬНОГО ТИПА	204
<i>Кузнецов В.В., Димов С.В.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ К ЗАСЫПКЕ ГРАНУЛ ПРИ БОЛЬШИХ РАСХОДАХ ГАЗА	206
<i>Донской И.Г., Козлов А.Н., Свищев Д.А.</i>	
ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ЕГО ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ КОНВЕРСИИ	208
<i>Донской И.Г., Козлов А.Н., Свищев Д.А.</i>	
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЩЕННОГО ПРОЦЕССА ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВТОРИЧНОГО ПАРОВОГО ДУТЬЯ	209
<i>Иванов М.Я.</i>	
ЕДИНАЯ ТЕПЛОФИЗИКА ВРД, НЭЯР И КОСМИЧЕСКОЙ МАТЕРИИ	210
<i>Иванов М.Я., Мамаев В.К.</i>	
ЭНТРОПИЯ, СТРЕЛА ВРЕМЕНИ И КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ	212
<i>Козлов А.Н., Донской И.Г., Свищев Д.А.</i>	
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ДРЕВЕСНОЙ БИОМАССЫ И ОБРАЗЦОВ РАЗНОЙ СТЕПЕНИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ	213
<i>Мезенцева Н.Н., Мезенцев И.В.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ СО СТУПЕНЧАТЫМ СЖАТИЕМ НА НЕАЗЕОТРОПНЫХ ХЛАДАГЕНТАХ	215
<i>Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Серов А.Ф., Миськив Н.Б., Li X., Jiang B., Sui H., Li H., Gao X.</i>	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ПРИ ДИСТИЛЛЯЦИИ НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИНАМИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМОГО РАСПРЕДЕЛИТЕЛЯ ЖИДКОСТИ	216
<i>Наумкин В.С.</i>	
ВЛИЯНИЕ СЕЛЕКТИВНОСТИ ПОРИСТОЙ МЕМБРАНЫ НА РАЗДЕЛЕНИЕ ГЕЛИЙ-МЕТАНОВОЙ СМЕСИ	218
<i>Ильин В.П., Гладких В.С., Петухов А.В.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕГРЕВА ТОКОВОЙ КАТУШКИ В ГРОМКОГОВОРИТЕЛЕ	220
<i>Слесарева Е.Ю., Елистратов С.Л., Овчинников В.В.</i>	
ТЕПЛОВИЗИОННЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ СТАЦИОНАРНЫХ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ	221
<i>Даминов А.З., Соломин И.Н.</i>	
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЦЕНТРАЛИЗОВАННЫХ СИСТЕМ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ ПУТЕМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ	223

<i>Садыков Р.А., Даминов А.З., Соломин И.Н.</i> ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ КОТЕЛЬНОЙ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ.....	225
<i>Тесленко В.С., Дрожжин А.П.</i> РАЗРАБОТКА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫХ МЕТОДОВ СЖИГАНИЯ ГАЗОВ В ЖИДКОСТИ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ	227
<i>Пахомов М.А., Усанина А.С.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ КОНСОЛИДИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ	230
<i>Бондарева Н.С., Шеремет М.А.</i> ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕЖИМЫ ПЛАВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ВНУТРИ ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ С ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ	232
<i>Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Магдеева О.Л., Чернецкий М.Ю.</i> ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИОННЫХ СВОЙСТВ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО НАГРЕВА.....	234
<i>Кузнецов В.В., Гасенко О.А., Димов С.В.</i> ВЛИЯНИЕ ДОПИРУЮЩИХ ДОБАВОК НА АКТИВНОСТЬ КАТАЛИЗАТОРА В ПРОЦЕССАХ ПОЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА	236
<i>Берг И.А., Дорж Д., Худяков П.Ю., Жилкин Б.П.</i> О ВЛИЯНИИ РЕГУЛИРУЕМЫХ ПУЛЬСАЦИЙ РАСХОДА ГАЗА НА ЕГО СЖИГАНИЕ В ПРОСТЕЙШИХ ГОРЕЛКАХ.....	238
<i>Барткус Г.В., Кузнецов В.В.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДЕТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ МИКРОКАНАЛЕ	240

Авторский указатель

Gao X.	216	Гузанов В.В.	63	Кожухов Н.Н.	165
Jiang B.	216	Даминов А.З.	223, 225	Кожухова Е.А.	165
Li H.	216	Дан В.П.	182	Козлов А.Н.	208, 209, 213
Li X.	216	Дектерев А.А.	179	Козловский Ю.М.	191
Sui H.	216	Димов С.В.	183, 206, 236	Козулин И.А.	109, 111, 113
Yoshiyuki Kawazoe	11	Дорж Д.	238	Комлев Д.И.	139
Абдрахманов Р.Х.	84	Домбровский Л.А.	143	Коновалов Д.А.	165
Абдуракипов С.С.	78, 173	Донской И.Г.	208, 209, 213	Королев П.В.	131
Агабабов В.С.	14	Дрожжин А.П.	227	Косарев В.Ф.	163
Агеев А.И.	35	Дубнищев Ю.Н.	37	Крайнов А.Ю.	176
Ажаев В.С.	103	Дубов Д.Ю.	171	Крюков А.П.	131
Актершев С.П.	97	Дулин В.М.	9, 173	Кубрак К.В.	198
Алексеев С.Г.	182	Дутова О.С.	195	Кузнецов В.В.	107
Алексеев С.В.	4, 63, 201	Дьяченко А.Ю.	65	Кузнецов В.В.	19, 109, 111, 113, 206, 236, 240
Алехнович А.С.	179	Евсеев А.Р.	121	Кузнецов В.Т.	169
Анискин В.М.	61, 104, 141	Егоров К.С.	58	Кузнецов Д.В.	139
Антипин В.А.	92	Елистратов Д.С.	159	Курбацкая Л.И.	71
Арбузов В.А.	37	Елистратов С.Л.	221	Курбацкий А.Ф.	71
Арбузов Э.В.	37	Жаркова Г.М.	39	Курдюмов А.С.	153
Архипов В.А.	169, 174	Жарова И.К.	41	Куропатенко В.Ф.	55
Архипов Д.Г.	67	Желнина А.С.	163	Кхафаджи Х.К.	204
Байдаков В.Г.	22	Жигалин А.С.	113	Левин А.А.	115
Барбин Н.М.	182	Жилкин Б.П.	238	Левин В.А.	117
Барташевич М.В.	97	Жуков А.С.	41	Леонтьев А.И.	6
Барткус Г.В.	240	Жуков В.Е.	216	Лепешкин А.Р.	73
Берг И.А.	238	Зайцев Д.В.	108	Липатов А.А.	185
Бердников В.С.	37	Здитовец А.Г.	58	Лобанов П.Д.	101, 153
Бобылев А.В.	63	Золоторев Н.Н.	174	Лукашов В.В.	84
Богатко Т.В.	65	Иванников А.Ю.	139	Луценко Н.А.	117
Бондарева Н.С.	88, 232	Иванов А.В.	76	Лущик В.Г.	74
Бородулин В.И.	76	Иванов М.Я.	185, 210, 212	Люлин Ю.В.	119
Бородулин В.Ю.	99	Игнатенко Я.С.	43, 45	Магдеева О.Л.	234
Бочаров О.Б.	43, 45	Ильин В.П.	220	Макаров М.С.	51, 151
Бочкарева Е.М.	154	Исаев С.А.	6	Макарова М.С.	74
Бурдуков А.П.	234	Исаенков С.В.	86	Макарова С.Н.	151
Бутаков Е.Б.	234	Кабов О.А.	32, 103, 104, 107, 108, 119	Мальцев Л.И.	94, 121
Верба О.И.	187	Кабова Ю.О.	107	Мамаев В.К.	185, 212
Виноградов Ю.А.	58	Калита В.И.	139	Маркович Д.М.	9, 63, 86, 90, 92, 173
Вожаков И.С.	67	Камалов Р.Ф.	47, 49	Марчук И.В.	119, 123
Володин О.А.	129	Каплун А.Б.	195	Маслов А.А.	61, 141
Воробьев М.А.	101, 153	Карпов П.Н.	156	Маслов Е.А.	41
Востриков А.А.	171	Качанов Ю.С.	76	Медведев Д.Н.	143
Вотинов П.Р.	69	Кашинский О.Н.	18	Мезенцев И.В.	16, 159, 215
Вязов Ю.Н.	69	Квон А.З.	63	Мезенцева Н.Н.	215
Гасенко В.Г.	30	Кидяров Б.И.	193	Мелёхина О.С.	37
Гасенко О.А.	236	Кириченко Д.П.	108	Мелешкин А.В.	16, 159
Гатапова Е.Я.	103, 104	Кириченко Е.О.	198	Мешалкин А.Б.	193, 195
Гешев П.И.	25	Кирсанов А.Ю.	56	Мильман О.О.	23
Гладких В.С.	220	Кирсанов Ю.А.	56	Миронов С.Г.	61
Гогонин И.И.	27	Клименко А.В.	14	Миронова М.Л.	200
Горбачев М.В.	204	Клинков С.В.	163	Миронов С.Г.	61
Гореликова А.Е.	105	Коврижина В.Н.	39		
Григорьева Н.И.	28				

Мирошниченко И.В.	88	Романов В.А.	201	Тесленко В.С.	227
Миськив Н.Б.	216	Романов Д.В.	201	Тимофеев И.В.	141
Мищенко Д.А.	76	Романов К.В.	201	Тимошенко Н.И.	167, 198
Моисеев М.И.	133, 139	Рубцов Н.А.	135	Тимошенский С.Д.	169
Моисеева К.М.	176	Рудяк В.Я.	161	Токарев М.П.	90, 173
Морозов А.А.	200	Русских А.Г.	113	Усанина А.С.	230
Мулладжанов Р.И.	78	Савельева Л.А.	174	Феденкова А.А.	76
Назаров А.Д.	156, 216	Савченко И.В.	189	Федорец А.А.	143
Накоряков В.Е.	16, 159	Садыков Р.А.	225	Федяева О.Н.	171
Наумкин В.С.	51, 79, 218	Самошкин Д.А.	191	Феоктистов Д.В.	127
Небучинов А.С.	92	Сандберг Р.Д.	78	Филипенко М.А.	104
Ни А.Э.	125	Сафаров А.С.	115	Фроловская О.А.	7
Низовцев М.И.	99	Сафонов А.И.	167, 198	Халатов А.А.	53
Новиков Б.Г.	94	Сахнов А.Ю.	79	Ханьялич К.	78
Овчинников В.В.	221	Свищев Д.А.	208, 209, 213	Харламов С.М.	63
Онищенко Д.О.	178	Семенов А.А.	198	Худяков П.Ю.	238
Орешкин В.И.	113	Сердюков В.С.	133	Цветков И.В.	185
Орлова Е.Г.	127	Серов А.Ф.	156, 216	Цырюльников И.С.	61
Осипцов А.Н.	35	Сиковский Д.Ф.	83	Черданцев А.В.	67, 86
Павленко А.Н.	21, 129, 139, 145, 216	Слепцов С.Д.	135	Черданцев М.В.	86
Панкратов С.А.	178	Слесарева Е.Ю.	221	Чернецкий М.Ю.	179, 234
Панченко Н.А.	53	Смирнов А.М.	143	Чернов А.А.	16
Пахомов М.А.	81, 230	Смульский Я.И.	65	Чернявский А.Н.	145
Петров А.П.	39	Сокол М.Я.	171	Чинак А.В.	101
Петухов А.В.	220	Соломин И.Н.	223, 225	Чиннов Е.А.	147
Печеркин Н.И.	129, 216	Сорочихина Ю.А.	147	Шамирзаев А.С.	149
Пильник А.А.	16	Спесивцев С.Е.	119	Шатский Е.Н.	147
Подрябинкин Е.В.	43	Станкус С.В.	187, 189, 191	Шеремет М.А.	88, 232
Покусаев Б.Г.	12	Старинский С.В.	167	Шестаков М.В.	9, 90, 92
Попович С.С.	58	Стародубцева И.П.	137	Шестаковская Е.С.	55
Прибатурин Н.А.	33	Стерлягов А.Н.	99	Шибяев А.А.	151
Пузина Ю.Ю.	131	Стронгин М.М.	58	Шикалов В.С.	163
Пухначев В.В.	7	Суляева В.С.	167, 198	Шишкин А.В.	171
Радюк А.А.	139	Сургаев А.С.	133, 139	Шматов Д.П.	165
Рандин В.В.	105	Терентьев Д.И.	182	Юдахин А.Е.	56
Расчектаева Е.П.	187	Терехов В.В.	84, 154	Якимова М.Н.	55
Ратахин Н.А.	113	Терехов В.И.	65, 81, 156, 204	Ярыгин И.В.	69
				Ярыгина Н.И.	65

