ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

с элементами научной школы для молодых учёных



посвящённый 60-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СОРАН

> 6 — 8 июня 2017 г. Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ФАНО России Сибирское отделение РАН Отделение энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН Новосибирский национальный исследовательский государственный университет Российский национальный комитет по тепломассообмену Российский фонд фундаментальных исследований



Конференция проходит при частичной поддержке Технологической Компании Шлюмберже

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

с элементами научной школы для молодых учёных



посвящённый 60-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СОРАН

> 6 — 8 июня 2017 г. Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Сборник содержит доклады Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых учёных "XXXIII Сибирский теплофизический семинар", посвящённой 60-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, которая проводилась 6-8 июня 2017 года в Новосибирском технопарке. В сборнике представлены доклады по направлениям: турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах, интенсификация теплообмена; процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение; теплофизические свойства веществ; волновая механика газожидкостных систем, многофазные течения и тепломассообмен в многофазных средах; теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность, энергосбережение и альтернативные источники энергии; процессы переноса в микро- и наносистемах; тепломассообмен при фазовых превращениях и низкотемпературная теплофизика; тепломассообмен в пристенных и закрученных потоках с горением.

Сопредседатели

Алексеенко С.В., академик РАН Накоряков В.Е., академик РАН

Заместители

Маркович Д.М., чл.-корр. РАН Терехов В.И., д.т.н.

Учёные секретари

Пахомов М.А., д.ф.-м.н. Макаров М.С., к.ф.-м.н.

Программный комитет

Председатель

Леонтьев А.И. (НИИ Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва)

Байдаков В.Г. (Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург) Бурдуков А.П. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Большов Л.А. (Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва) Гешев П.И. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Головин С.В. (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск) Драгунов Ю.Г. (АО «НИКИЭТ им. Н.А. Доллежаля», Москва) Кедринский В.К. (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск) Кирдяшкин А.Г. (Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск) Козлов В.В. (Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск) Колович А.А. (Сибирское территориальное управление ФАНО России, Новосибирск) Левин В.А. (Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток) Мильман О.О. (ЗАО НПВП «Турбокон», Калуга) Нигматулин Р.И. (Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва) Пенязьков О.Г. (Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси, Минск) Петреня Ю.К. (ОАО «Силовые машины», Санкт-Петербург) Покусаев Б.Г. (Московский государственный университет инженерной экологии, Москва) Рогалёв Н.Д. (Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва) Рубцов Н.А. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Фаворский О.Н. (ФГУП «Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова». Москва) Фёдоров М.П. (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург) Федорович Е.Д. (ОАО «НПО ЦКТИ» им. И.И.Ползунова, Санкт-Петербург) Федорук М.П. (Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск) Фомин В.М. (Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск) Фортов В.Е. (Объединенный институт высоких температур РАН, Москва) Халатов А.А. (Институт технической теплофизики НАН Украины, Киев) Хомич В.Ю. (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург) Чиннов Е.А. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Шиплюк А.Н. (Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск) Шмотин Ю.Н. (НПО «Сатурн», Москва)

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

Организационный комитет

Бердников В.С., д.ф.-м.н. Востриков А.А., д.ф.-м.н. Гогонин И.И., д.т.н. Кабов О.А., д.ф.-м.н. Кашинский О.Н., д.ф.-м.н. Кузнецов В.В., д.ф.-м.н. Куйбин П.А., д.ф.-м.н. Низовцев М.И., д.т.н. Новопашин С.А., д.ф.-м.н. Павленко А.Н., чл.-корр. РАН Предтеченский М.Р., академик РАН Прибатурин Н.А., д.т.н. Ребров А.К., академик РАН Станкус С.В., д.ф.-м.н. Шарыпов О.В., д.ф.-м.н. Шторк С.И., д.ф.-м.н. Ярыгин В.Н., д.т.н.



ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ ^и КЛЮЧЕВЫЕ ДОКЛАДЫ



УДК 532.782

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ПЕРЕГРЕВ, ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ПЛОТНОСТЬ ПРОСТЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Байдаков В.Г.

Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Жидкости при определенных условиях способны выдерживать большие растягивающие напряжения. В работе представлены результаты исследований предельного перегрева, показателя преломления и плотности простых жидкостей (аргон, азот, н-бутан) в волнах сжатия и растяжения. Импульс сжатия в жидкости генерировался дюралевой мембраной при разряде малоиндуктивного конденсатора на спиральную катушку, расположенную под мембраной. Отрицательные давления в жидкости (до -10 МПа) создавались при отражении импульса сжатия от межфазной границы жидкость-пар. При исследовании предельных перегревов в исследуемую жидкость помещалась платиновая проволочка длиной 10 мм и диаметром 20 мкм, которая служила одновременно нагревателем, датчиком момента взрывного вскипания жидкости, температуры и числа образующихся на ней зародышей. При заданной амплитуде импульса растяжения нагрев проволочки производился импульсом тока длительностью 15-25 мкс. Скорости нагрева составляли (0,3-1,5) К/мкс. Импульсы растяжения и нагрева синхронизировались таким образом, что вскипание жидкости на проволочке происходило в момент прохождения через нее максимума импульса растя-По жения. тепловому возмущению датчиканагревателя, вызванному спонтанным парообразованием, определялись температура перегрева жидкости Т,, соответствующая ей эффективная частота нуклеации J и крутизна температурной зависимости частоты нуклеации – производная $G_T = d \ln J / dT$. При хорошем согласии экспериментальных данных и теории гомогенной нуклеации по производной G_т, свидетельствующем о гомогенном механизме зарождения паровой фазы, имело место систематическое расхождение теории и опыта по величине температуры перегрева T_n. Показано, что «занижение» достигнутых в эксперименте температур перегрева относительно их теоретических значений связано с неучетом в классической теории нуклеации размерного эффекта - зависимости поверхностного натяжения критических пузырьков от их размера. При T = 90 К и p = -8 МПа радиус критического пузырька в жидком азоте 1,3 нм, а его поверхностное натяжение 5,2 мН/м, что на 15 % меньше, чем на плоской межфазной границе жидкость-пар. Вывод об определяющей роли размерного эффекта в расхождении данных теории и эксперимента при больших отрицательных давлениях подтверждается результатами градиентной теории Ван-дер-Ваальса и молекулярнодинамического моделирования.

Для определения показателя преломления и плотности жидкости в волне отрицательного давления использовался метод оптоволоконной рефлектометрии. Инфракрасное лазерное излучение ($\lambda = 1550$ нм) поступало на вход оптического разветвителя с коэффициентом разделения света 95/5. Возвратные потери в сплавной части разветвителя менее 30 дБ. После разветвителя основной поток излучения через циркулятор направлялся в измерительный зонд, расположенный в камере с исследуемой жидкостью. В камере установлен генератор волн сжатия и растяжения, аналогичный используемому в опытах по перегреву жидкости.

Измерительный зонд представлял собой очищенное от оболочки оптоволокно SMF-28 с внешним диаметром 125 мкм и диаметром световедущей жилы 9 мкм, сколотое перпендикулярно его оси при помощи ультразвукового волоконного скалывателя. Точность измерений существенным образом зависит от качества подготовки торца измерительного зонда. Излучение, отраженное от границы волокноисследуемая жидкость выделялось циркулятором с уровнем изоляции между каналами 50 дБ. Сигнал с циркулятора измерялся быстродействующим фотоприемным устройством. Другая часть излучения, которая составляет 5 % от мощности падающего на границу волокно-исследуемая жидкость, фиксировалась обычным фотоприемником. Фотоприемники преобразуют оптический сигнал в напряжение, которое считывалось АЦП и обрабатывалось компьютером.

Особенностью быстродействующего фотоприемного устройства являлась двухкаскадная схема усиления с промежуточной компенсацией медленно меняющейся составляющей сигнала. Компенсация позволяла при заданном уровне оптической мощности получить нулевое выходное напряжение первого каскада преобразователя. Затем, выбирая необходимый коэффициент усиления, увеличить уровень сигнала переменной составляющей до 50 раз.

В опыте определялся коэффициент отражения на границе волокно-исследуемая жидкость, который, согласно формуле Френеля, зависит от показателя преломления исследуемой среды и оптоволокна. По показателю преломления из уравнения Лорентц-Лоренца рассчитывалась плотность жидкости.

Измерения проведены с жидким н-бутаном при давлении от –8 до +5 МПа в интервале температуры от 0 до 70 °С. Установлено, что изохоры в координатах давление-температура в пределах погрешности эксперимента прямолинейны как в стабильной, так и в метастабильной области. В этом приближении определена спинодаль н-бутана при отрицательных давлениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-19-00567). УДК 536.25

СВОБОДНАЯ И СМЕШАННАЯ КОНВЕКЦИЯ В РАЗНОМАСШТАБНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕХНОЛОГИЙ И ГЕОФИЗИКИ

Бердников В.С.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Подавляющее большинство техногенных систем, технологических и природных процессов находятся или происходят в неизотермических условиях. Поэтому определяющую или существенную роль в конвективных процессах тепло- и массообмена играют силы плавучести. Разность плотности воздушных и водных масс из-за неравномерного нагрева солнечным излучением является причиной крупномасштабных течений термогравитационной природы. На границах раздела водных поверхностей с атмосферой развиваются мелкомасштабные конвективные течения, которые определяют интенсивность тепло и массообмена и в конечном итоге влияют на глобальные процессы. Поток тепла от ядра Земли к дневной поверхности является причиной крупномасштабных конвективных течений термогравитационной природы в мантии, которые приводят к заметному дрейфу континентов и являются фактором определяющим наличие магнитного поля Земли [1,2]. Теоретической моделью перечисленных природных течений является горизонтальный слой жидкости, подогреваемый снизу. Это Рэлей-Бенаровская конвекция термогравитационной или тепловой гравитационнокапиллярной природы, в которой с ростом характерного перепада температуры наблюдается каскадный процесс ламинарно-турбулентного перехода [3]. С развитием сейсмотомографии начаты количественные исследования внутренней структуры Земли. В первую очередь явного проявления глубинной геодинамики – мантийных плюмов [2,4]. Это потоки вещества горячей мантии, поднимающиеся от границы ядра и мантии к поверхности. Они были причиной крупнейших геологических катастроф, что доказано методами палеогеодинамических реконструкций [4]. Изучение процессов их формирования и эволюции имеет практическое значение, т.к. они способствовали образованию крупных месторождений многих полезных ископаемых. Основным методом исследований в этой области является физическое и численное моделирование.

В ИТ СО РАН созданы физические модели позволяющие моделировать процессы в зонах спрединга и субдукции и процессов формирования плюмов различной мощности [5]. С использованием современных средств диагностики проведены экспериментальные и численные исследования нестационарных полей температуры и скорости на моделях зон субдукции. В качестве рабочих сред использованы высоковязкие жидкости и легкоплавкие вещества (гептадекан). Экспериментальные исследования гидродинамики и статистических характеристик полей температуры проведены в режимах термогравитационной конвекции в зависимости от соотношения чисел Рэлея и Грасгофа, характеризующих интенсивность конвекции за счет равномерного подогрева снизу и за счет бокового подогрева линейными источниками тепла (модель зон спрединга). При изменениях перепадов температур и мощности линейных источников меняются механизмы и их относительная роль в формировании пространственной формы течения. За счет выхолаживания горячего потока под холодной верхней границей в пограничном слое формируется вторичное мелкомасштабное течение рэлей-бенаровской природы. Взаимодействие крупномасштабного рэлей-бенаровского течения и адвективного течения приводит к низкочастотным колебаниям и к модуляции локальных тепловых потоков в самой твердой стенке.

Примером наукоемких технологий является получение монокристаллов методами направленной кристаллизации. Свободная конвекция расплавов или силы плавучести в режимах смешанной конвекции расплавов являются существенным фактором, влияющим на структурное совершенство монокристаллов получаемых, например, методом Чохральского [6]. Результаты исследований показали, что для расплавов с любым значением числа Прандтля существуют соотношения безразмерных динамических параметров – чисел Грасгофа Gr, Марангони Ма и Рейнольдса Re, характеризующих интенсивность и относительную роль свободной и вынужденной конвекции, варьируя которые можно управлять формой фронта кристаллизации и качеством кристаллов [6]. Не решенные проблемы обусловлены процессами ламинарно-турбулентного перехода в конвективных течениях свободно конвективной и смешанно конвективной природы, особенно в пограничных слоях на фронтах кристаллизации.

Работа выполнена при поддержке СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант 15-08-07991а).

- Голицын Г.С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. – Л.: Гидрометеоиздат. 1980. – 56 с.
- Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Глубинная геодинамика. – Новосибирск: Изд-во СО РАН. Филиал "ГЕО". 2001. – 409с.
- В.С. Бердников, В.А. Гришков, К.Ю. Ковалевский, В.А. Марков // Автометрия. 2012. Т. 48, № 3. С. 111–120.
- Кузьмин М.И., Ярмолюк В.В. // Геология и геофизика. 2016. № 1. С. 11–30.
- П.В. Антонов, В.А. Арбузов, В.С. Бердников, В.А. Гришков, О.Н. Новоселова, В.В. Тихоненко // Автометрия. 2012. Т. 48, № 3. С. 90–100.
- Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В., Гапонов В.А. // Тепловые процессы в технике. 2011. Т. 3, №4, с. 177.

УДК 662.6+621.181

КОНЦЕПЦИЯ РАЗВИТИЯ ТОПЛИВНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ВОДЫ

Востриков А.А., Федяева О.Н.

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

В докладе экспериментально обоснована концепция развития энергетики на основе реализации сопряженных процессов газификации, ожижения и горения низкосортных топлив [1-8] в сверхкритической воде (СКВ) при температуре 380-700°С и давлении 25-30 МПа. При этих параметрах вода находится в газоподобном состоянии и характеризуется низкой вязкостью, высокой плотностью и способностью неограниченно растворять органические вещества и газы, включая О2. Температура перехода воды в сверхкритическое состояние ($T_{\rm kp}$ = 374°C, $P_{\rm kp}$ = 22,1 МПа, $\rho_{\rm kp} = 0,322$ г/см³) соответствует началу растворения и термолиза органической массы топлив. Высокая плотность СКВ обеспечивает протекание гомогенных и гетерогенных реакций многочастичного взаимодействия молекул воды с топливом: $n(C) + mH_2O \rightarrow$ $iCO_2 + jCH_4 + kH_2$, что на порядки увеличивает скорость химических превращений. Молекулы воды при этом являются донором водорода и кислорода. В [9] показано, что эффективность сжигания угля в СКВ/О2 флюиде выше, чем при пылевом и слоевом сжигании.

Представлены результаты исследования СКВ газификации, ожижения и горения твердых [1-5], жидких [6-8] и газовых [10] топлив в замкнутых системах, объединяющих в себе топку и реактор [1-3,8], топку и котел [10]. Процесс конверсии реализован во встречных [1-3, 6-8] и спутных [10] потоках топлива и СКВ или СКВ/О2 флюида, при прокачке СКВ через слой топлива [5] и периодическом напуске и сбросе СКВ [4]. Установлено, что при сжигании части топлива (при недостатке O₂) за счет выделения тепла увеличивается выход продуктов, обогащенных водородом [1-3,8]. При этом тепловые затраты на реализацию процесса от внешних источников частично или полностью компенсируются тепловыделением при горении топлива в СКВ/О2 флюиде. Полное сжигание топлива в СКВ/О2 флюиде (в избытке О2) показывает возможность генерации теплоносителя со сверхкритическими параметрами в реакторе, объединяющем в себе функции котла и топочного устройства, а образующиеся при горении CO₂ и H₂O становятся частью рабочего тела. Этим, а также уменьшением тепловых потерь и металлоемкости конструкции обеспечивается энергетическая эффективность процесса. Полученная величина теплового напряжения топочного пространства при горении бурого угля и битума составила 2,8 и 21,4 MBт/м³. Близкий к нулю недожог топлива, полученный в работе, свидетельствует о высокой скорости окисления, достаточной, чтобы обеспечить практически полное выгорание углерода даже при увеличении расхода реагентов. Благодаря реакции водяного газа содержание СО в составе теплоносителя не превышает ≈0,1 % мол.

Экономические и экологические преимущества рассмотренных схем СКВ конверсии низкосортных топлив, обеспечиваются, прежде всего, высокой скоростью термолиза, растворения и горения органической массы топлив, замкнутостью процесса и низкой температурой его реализации. Важным экологическим аспектом при горении топлив в СКВ/О₂ флюиде является то, что конечными продуктами превращения азот- и серосодержащих компонентов являются N₂ и H₂SO₄, а высокое давление позволяет сепарировать СО₂ в жидком виде.

В настоящее время ситуация, сложившаяся с износом основных фондов Российской топливной энергетики, позволяет перешагнуть через этап, уже реализованный на 25% в США, т.е. отказаться от перевода котлов на сверхкритические параметры пара при сохранении традиционных топочных устройств, а совместить топку и котел, как это реализовано в наших работах.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №14-19-00801).

- Vostrikov A.A., Fedyaeva O.N., Dubov D.Y., Psarova S.A., Sokol M.Y. Conversion of brown coal in supercritical water without and with addition of oxygen at continuous supply of coalwater slurry // Energy. 2011. Vol. 36. P. 1948-1955.
- Vostrikov A.A., Šhishkin A.V., Sokol M.Y., Dubov D.Y., Fedyaeva O.N. Conversion of brown coal continuously supplied into the reactor as coal-water slurry in a supercritical water and water-oxygen mixture // J. Supercrit. Fluids. 2016. Vol. 107. P. 707-714.
- Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Сокол М.Я., Федяева О.Н. Частичное и полное окисление бурого угля в сверхкритическом водокислородном флюиде при встречной подаче реагентов // СКФ-ТП. 2016. Т. 11, №1. Р. 72-83.
- Fedyaeva O.N., Vostrikov A.A., Shishkin A.V., Sokol M.Y., Fedorova N.I., Kashirtsev V.A. Hydrothermolysis of brown coal at cyclic pressurization-depressurization mode // J. Supercrit. Fluids. 2012. Vol. 62. P. 155-164.
- Востриков А.А., Федяева О.Н., Шишкин А.В., Дубов Д.Ю., Сокол М.Я. Конверсия осадка муниципальных стоков в воде при сверхкритических параметрах // Химия твердого топлива. 2008. №6. С. 70-80.
- Fedyaeva O.N., Shatrova A.V., Vostrikov A.A. Effect of temperature on bitumen conversion in a supercritical water flow // J. Supercrit. Fluids. 2014. Vol. 95. P. 437-443.
- Fedyaeva O.N., Vostrikov A.A. The products of heavy sulfur-rich oil conversion in a counter supercritical water flow and their desulfurization by ZnO nanoparticles // J. Supercrit. Fluids. 2016. Vol. 111. P. 121-128.
- Vostrikov A.A., Fedyaeva O.N., Kolobov V.I. Conversion of tar in supercritical water / oxygen fluid // J. Engineering Thermophysics. 2017. Vol. 26, No. 1. (In Press).
- Bermejo M.D., Cocero M.J., Fernandes-Polanco F.A. Process for generating power from the oxidation of coal in supercritical water // Fuel. 2004. Vol. 83. P. 195-204.
- Vostrikov A.A., Fedyaeva O.N., Shishkin A.V., Sokol M.Y., Kolobov F.I., Kolobov V.I. Partial and complete methane oxidation in supercritical water // J. Engineering Thermophysics, 2016. Vol. 25. No. 4. P. 474-484.

ПРОБЛЕМЫ РАСЧЕТА ТЕПЛООТДАЧИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Зейгарник Ю.А.¹, Курганов В.А.¹, Яньков Г.Г.²

¹ Объединенный институт высоких температур РАН 125412, Россия, Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2 ² Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт» 111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная 14

Расширение сфер применения теплоносителей сверхкритического давления (СКД), в частности, в атомных реакторах IV поколения, выдвигает ряд теплофизических задач, главной из которых является разработка методов расчета теплообмена и гидродинамики, которые могли бы соответствовать уровням точности и надежности, необходимым для расчета такого класса объектов.

Основной объем опытных данных по турбулентной теплоотдаче теплоносителей СКД был получен в 1960-1980 годы, после чего наступила практически более чем двадцатилетняя пауза в экспериментальных исследованиях. На основе указанных данных были получены полуэмпирические соотношения для расчетов режимов нормального и ухудшенного теплообмена, определены границы нормальной теплоотдачи. В значительно меньшем объеме были получены опытные данные по гидравлическому сопротивлению потоков СКД и его составляющим, и в совсем ограниченном количестве – данные по структуре этих течений. Позднее на основе анализа влияния эффектов сил плавучести и термического ускорения потока была осуществлена классификация режимов ухудшенной теплоотдачи [1]. Упомянутая двадцатилетняя пауза имела крайне негативные последствия. Наметившийся в XXI веке новый цикл исследований стартовал как бы с нуля, без полноценного учета предшествующего опыта и с явным уклоном в расчеты.

Существует ряд объективных трудностей в использовании полученного во второй половине XX века богатого материала. Это прежде всего недостаточно качественная по современным меркам документация опытных данных, обусловленная ограниченными техническими возможностями того времени. Реально, в основном могут быть использованы графики зависимостей температуры теплоотдающей стенки от режимных параметров или обобщающие эмпирические соотношения различных авторов. В этой связи особую значимость приобретают уже разработанные модельные описания возможных механизмов процесса, опирающиеся на выполненный анализ, сопоставление и обобщение широкого круга опытных данных с различными теплоносителями СКД, с привлечением результатов экспериментов по структуре течения. Только на их «фоне» может быть осуществлен надежный подбор верификационной базы данных. Селективный выбор по формальным признакам отдельных опытных данных как верификационной базы расчетов, осуществленный вне анализа места этих работ в общей картине процесса и их корреляции с другими исследованиями, может привести к ложным результатам.

Вторым объективным обстоятельством, сильно затруднившим поступательное развитие представлений о турбулентном теплообмене теплоносителей СКД, стало введение в 1997 году обязательных в инженерной практике новых Международных стандартов свойств воды и водяного пара IAPS-97. Новые таблицы, в отличие от своих предшественников, содержат широкие пики в зависимости коэффициента теплопроводности от температуры и давления. Схожие пики содержат и новые таблицы свойств СО2. В результате полуэмпирические и чисто эмпирические расчетные соотношения для теплоотдачи как в нормальных, так и ухудшенных режимах, обеспечивавшие хорошие результаты при использовании старых табличных свойств, стали неработоспособными. Сегодня разработаны определенные приемы и предложены поправочные соотношения для наиболее надежных эмпирических формул, позволяющие в достаточной мере сохранить их работоспособность, но качество верификационной базы при этом неизбежно снижается. Должен быть разработан единый «эталонный» массив данных для верификации расчетных кодов. В расчетных программах (кодах) нового поколения, естественно, используются физические свойства, взятые из новых таблиц. Поэтому при сопоставлении результатов расчетов по «новым» кодам со «старыми» полуэмпирическими соотношениями нужно быть предельно внимательными и аккуратными, чтобы не впасть в ошибку, что нередко имеет место.

Само число расчетных кодов множится в геометрической прогрессии. Проведенный нами недавно анализ около сотни подобных работ показал, что ни одна модель из класса моделей для турбулентной вязкости не может быть с уверенностью рекомендована в качестве универсальной для расчетов и режимов нормальной, и режимов ухудшенной теплоотдачи, и определения области безопасных параметров нагрева. Не намного лучше и ситуация с моделями для вторых моментов, требующих наличия так называемых «пристеночных» функций, фундаментальная база для разработки которых отсутствует.

Список литературы:

 Kurganov V.A., Zeigarnik Yu.A., Maslakova I.V. On calculating Heat Transfer and Pressure Drop of Supercritical Pressure Coolants // Trans. Of the ASME. Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. Yuly 2016-0311012. (DOI: 10.1115/1/4032440)

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В ГРИБООБРАЗНОЙ ГОЛОВЕ МАНТИЙНОГО ПЛЮМА

Кирдяшкин А.Г.¹, Кирдяшкин А.А.^{1,2}, Гуров В.В.¹

 ¹ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, просп. Ак. Коптюга, 3
 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Мантийные плюмы проявляют себя как локализованные каналы передачи тепла от границы ядро-мантия до поверхности Земли, представляющие собой каналы магматического расплава, окруженные массивом мантии [1]. Процессы передачи тепла в таком плюме происходят в условиях свободной конвекции в расплаве канала плюма [2, 3]. Плюмы ответственны за образование обширных областей излияния магматических расплавов на поверхность - крупных магматических провинций (КМП) и за формирование таких протяженных вулканических цепей в океанах, как, Гавайско-Императорская вулканическая цепь. Термохимический плюм формируется на границе ядро-мантия там, где локализована химическая добавка, понижающая температуру плавления до величины Тпх. При понижении температуры плавления мантийного вещества ниже температуры границы ядро-мантия T₁ происходит плавление в мантии и формирование плюма. Тепловым источником является внешнее жидкое ядро, имеющее в области локального поступления химической добавки большую температуру, чем температура плавления мантии [3]. Источником химической добавки могут быть реакции железосодержащих минералов нижней мантии с водородом и/или метаном, выделяющимися на границе ядро-мантия [3].

УДК 536.25:551.2:551.14

Представлены результаты лабораторного моделирования тепловых и термохимических плюмов, выплавляющихся в твердых массивах парафина (смеси твердых углеводородов), октадекана (C18H38) и эйкозана (С20Н42). На основе результатов теплофизического (лабораторного и теоретического) моделирования представлена тепловая и гидродинамическая структура канала термохимического плюма в период его подъема и прорыва на поверхность. Для анализа режимов прорыва мантийных плюмов на поверхность Земли используется критерий Ка (относительная тепловая мощность плюма), показывающий, насколько тепловая мощность, подводящаяся на подошве плюма, больше тепловой мощности, отдаваемой в окружающую мантию в режиме стационарной теплопроводности. Имеющиеся данные лабораторного моделирования показывают, что при Ka > 1,9 после излияния расплава из канала модельного плюма происходит плавление вдоль поверхности твердого массива, вследствие которого образуется грибообразная голова плюма. Дальнейший анализ данных лабораторного и теоретического моделирования показывает, что плюмы, имеющие относительную тепловую мощность 1,9 < Ka < 10, после прорыва на поверхность образуют грибообразную голову. Плюмы с грибообразной головой могут быть ответственными за формирование крупных магматических тел (батолитов) в земной коре [4].

Представлены результаты лабораторного моделирования плюмов с грибообразной головой, выполненного для Ка = 8,7 в условиях постоянного значения вязкости и однородного состава расплава в голове плюма. Получены фотографии картин течения и профили скорости течения в расплаве канала и головы плюма. В голове плюма вследствие горизонтального градиента температуры возникают горизонтально расположенные конвективные ячейки, структура которых соответствует структуре течения в горизонтальном слое, толщина которого соизмерима с диаметром канала плюма. Максимальная скорость подъемного потока в канале плюма в 20 раз больше максимальной скорости горизонтального течения в голове плюма. На основе данных лабораторного моделирования представлена схема термохимического плюма с грибообразной головой, ответственного за образование крупного магматического тела (батолита). Подробно рассмотрена структура течения в голове плюма. После прорыва плюма на поверхность происходит плавление вдоль подошвы массива земной коры над кровлей плюма и образуется грибообразная голова плюма, т.е., формируется батолит. При максимальном диаметре головы плюма оценены температуры и скорости течения в расплаве головы плюма. За геологическое время существования грибообразной головы плюма в условиях установившегося поля температуры и скорости в процессе кристаллизационной дифференциации образуются породы с высоким содержанием кремнезема (SiO₂), которые проявляются на поверхности в виде выходов интрузивных тел, т.е., магматических тел, образовавшихся в результате кристаллизации магматического расплава, внедрившегося в земную кору. Под действием сверхлитостатического давления ΔP происходит внедрение расплава головы плюма в слой вещества земной коры над кровлей плюма, и создаются локализованные проявления батолита на поверхности. С использованием геологических данных, включающих возраст и объемы излияний магм, оценены параметры некоторых плюмов Сибири, создающих грибообразную голову.

> Работа выполнена в рамках государственного задания, программа ФНИ СО РАН IX.124.1.

- 1. Гладков И.Н., Дистанов В.Э., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Об устойчивости границы раздела расплав-твердое тело на примере устойчивости канала плюма // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 4. С. 5-22.
- Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Физикохимические условия на границе ядро-мантия и образование термохимических плюмов // Докл. РАН. 2003. Т. 393. № 6. С. 797-801.
- Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Термохимические плюмы // Геология и геофизика. 2004. Т. 45. № 9. С. 1057-1073.
- Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Дистанов В.Э., Гладков И.Н. Геодинамические режимы мантийных термохимических плюмов // Геология и геофизика. 2016. Т. 57. № 6. С. 1092— 1105.

УДК 532.525.2

ДИФФУЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ МИКРОСТРУИ ВОДОРОДА

Козлов В.В.¹, Грек Г.Р.¹, Литвиненко Ю.А.¹, Шмаков А.Г.²

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

² Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского,

630073, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 3

Работа посвящена экспериментальному исследованию режимов горения и структуры диффузионного пламени водорода, образующегося при истечении с высокой скоростью микроструи водорода через круглые отверстия различных диаметров [1]. Найден диапазон скоростей истечения водородной микроструи (см. рис. 1) и диаметров сопловых отверстий, при которых пламя разделяется на две зоны: с ламинарным и турбулентным течением (см. рис. 2).

Зона с ламинарным течением является стабилизатором горения всего пламени в целом, а в зоне с турбулентным течением происходит интенсивное смешение горючего с окислителем. Горение в этих двух зонах может происходить независимо друг от друга, но наиболее устойчивый режим наблюдается только при существовании пламени в зоне с ламинарным течением. Полученные знания позволяют более глубоко понять особенности режимов микроструйного горения водорода, перспективного для различных горелочных устройств.



Рис. 1. Теневые картины диффузионного горения круглой струи водорода в зависимости от скорости истечения струи (м/c): 102 (a), 153 (b), 204 (c), 229 (d), 255 (e), 306 (f), 357 (g), 434 (h), 459 (i), 485 (j), 510 (k), 561 (l); диаметр выходного сопла d = 0,5 мм, присоединенное пламя.
Справа – теневая картина процесса диффузионного горения круглой струи водорода в ближнем поле:
1 – сопло d = 0,5 мм, 2 – ламинарная струя водорода, 3 – турбулентная струя водорода, 4 – сферическая область горения водорода в ближнем поле, 5 – пламя горения турбулентной струи водорода, 6 –фронт горения водорода в сферической области с резким изменением плотности, d – диаметр ламинарной струи, l – размер сферической области.

Видно (см. рис. 1), что пламя с ростом скорости струи разделяется на две зоны (f-l), имеющие сферическую (4) и конусообразную (3) формы соответственно. При дальнейшем увеличении скорости потока размер сферической области («область перетяжки пламени» 4) существенно уменьшается. Можно ясно наблюдать ламинарный характер течения струи водорода в «области перетяжки пламени» (4). При прохождении микроструи через фронт изменения плотности газа (6) она становится турбулентной (3) с турбулентным пламенем (5). В данном случае особенно интересен факт проникновения ламинарной струи водорода через барьер (градиент плотности), отделяющий сферическую область пламени (от сопла до перетяжки) от основного пламени. Именно преодоление ламинарной струей градиента плотности вызывает ее внезапную турбулизацию, интенсификацию турбулентного смешения горючего и окислителя и их горение.



Рис. 2. Теневые картины диффузионного горения круглой струи водорода, истекающей из сопел различного диаметра (d).

На рис. 2 показаны теневые картины пламен, полученные для сопел различного диаметра, из которых видно, что четкая двухзонная структура пламени реализуется при диаметре сопел от 0,1 до 3 мм. При диаметре сопел d = 0.03 и 5 мм формирование «область перетяжки пламени» не реализуется. При d = 5мм в процессе горения струи водорода развитие пламени соответствует динамике классического ламинарно-турбулентного перехода ламинарного течения в струе в турбулентное состояние. Можно наблюдать характерные Л - структуры нелинейной стадии перехода, которые с ростом скорости разрушаются с образованием турбулентных пятен и турбулизацией всей струи. Таким образом, эксперимент показал, что образование «области перетяжки пламени» при горении круглой струи водорода является особенностью горения именно микроструи, по крайней мере, с диаметром струи порядка 3 - 0,1 мм, и фактически отсутствие такой области для струй с диаметром сопла ≤0,03 мм.

Список литературы:

 Шмаков А.Г., Грек Г.Р., Козлов В.В., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 1, выпуск 2. С. 27-41

УДК 536.423:536.4.033 МНОГОМАСШТАБНЫЕ ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЙ И НЕРАВНОВЕСНЫЙ МЕЖФАЗНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В МНОГОФАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Кузнецов В.В.

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

Одной из основных проблем, сдерживающих разработку высокоэффективных тепломассообменных аппаратов с рекордными характеристиками по удельной поверхности и интенсивности тепломассопереноса, является многомасштабность течения, обусловленная взаимодействием процессов на микро- и макроуровнях. Для многофазных аппаратов самоорганизация газожидкостного течения определяет интенсивность процессов тепломассопереноса, как на микромасштабе, так и на макромасштабе из-за блокирования поверхности тепломассообмена при развитии крупномасштабной неравномерности течения. В данной работе рассмотрены процессы самоорганизации течения и неравновесного межфазного тепломассопереноса при разделении бинарных смесей газов в сложных канальных системах, при фазовых переходах в двухфазных компактных теплообменниках и ударно-волновом воздействии на парожидкостную среду.

Рассмотрены процессы неравновесного тепломассопереноса при разделении бинарной смеси газов в сложных канальных системах ректификационных колонн, заполненных микроструктурной насадкой. В таких колоннах жидкость стекает вниз под действием силы тяжести в виде тонкой пленки по поверхности структурной насадки и пар поднимается вверх в условиях интенсивного межфазного взаимодействия. Развиты методы моделирования процессов межфазного тепломассообмена в таких системах на микроуровне основанные на детальной структуре противоточного парожидкостного потока в условиях самопроизвольной закрутки потока пара. Установлено, что причиной самоорганизации течения в ректификационной колонне, приводящей к образованию крупномасштабных структур, является каскад многомасштабных процессов, возникающих при увеличении плотности пара по высоте колонны. Устойчивость течения газа в колонне со структурной насадкой рассмотрена в рамках приближения Буссинеска, выявлен безразмерный параметр N_{con}, определяющий соотношение гравитационных и инерционных сил при восходящем течении пара, определены параметры течения и диаметры колонн, при которых число конвекции N_{con} существенно превышает единицу. Полученные режимы течения являются наиболее опасными для развития конвективных течений.

Рассмотрены процессы самоорганизации парожидкостного течения и тепломассопереноса при испарении и конденсации в каналах двухфазных пластинчато-ребристых теплообменников. Развита многомасштабная математическая модель течения, основанная на выделении двух областей: течение в углах канала, ограниченное межфазным мениском, и пленочное течение на стенках канала, и сшивки решений с учетом условий сопряжения. Расчеты по предлагаемой модели показали, что формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в окрестности контактной линии или линии соприкосновения мениск-пленка типичны для самоорганизации течения при испарении жидкости в каналах компактных теплообменников на микроуровне. Принципиально другой характер имеет самоорганизация течения при конденсации пара, когда максимальный поток конденсата наблюдается в области сверхтонкой пленки жидкости и выравнивает межфазную поверхность. Это приводит к подавлению процесса образования сухих пятен на стенках канала и минимальный тепловой поток соответствует межфазной поверхности в углу канала с наибольшей толщиной пленки.

Рассмотрены многомасштабные процессы структурообразования и самоорганизации течения при ударно-волновом воздействии на парожидкостную среду, приводящем к высокой интенсивности межфазного тепломассопереноса на микроуровне и формированию крупномасштабных структур. Установлены свойства ударной конденсации, возникающей при распространении волн давления в парожидкостном потоке, определен диапазон массовых паросодержаний, в котором поток является неустойчивым по отношению к крупномасштабным возмущениям конечной амплитуды. Построена физическая модель ударной конденсации в условиях больших ускорений потока, что позволяет прогнозировать аварии в трактах энергетических устройств, вызванные многократным усилением волн давления. Выполнено комплексное исследование динамики переходных процессов в метастабильной жидкости при разгерметизации сосудов и разрыве трубопроводов. Определены закономерности волнового распада обычной и ретроградной метастабильной жидкости в волне разрежения, получены данные о динамике поверхностных структур на фронте волны и определяющих параметров неравновесного фазового перехода. Установлено, что наиболее достоверным механизмом фазового перехода в этих условиях является неравновесное испарение пересыщенного пара с последующей спонтанной пульсирующей конденсацией вниз по потоку, что обуславливает неравномерность динамического воздействия на межфазную поверхность и самоорганизацию поверхностных структур.

Полученные результаты позволяют количественно охарактеризовать многомасштабные процессы самоорганизации течений и межфазного тепломассопереноса в многофазных системах, что необходимо для разработки высокоэффективных тепломассообменных аппаратов нового поколения.

Работа Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-49-00010). УДК 621.9

ЭКОЛОГИЧЕСКИ ЧИСТЫЕ СИСТЕМЫ ОТВОДА ТЕПЛА ОТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Мильман О.О.^{1, 2}

 ¹ ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон», 248010, Россия, Калуга, Комсомольская роща, 43
 ² ФГБОУ ВО Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, 248000, Россия, Калуга ул. Ст. Разина, 26

Рассмотрены состояние и динамика мирового рынка систем сухого охлаждения на электростанциях, отмечено существенное повышение максимальной мощности и количества установок воздушного охлаждения, введенных в строй в мире в последние годы. Перечислены основные причины, способствующие выбору разработчиками систем сухого охлаждения (рис. 1), в частности независимость местоположения тепловой электростанции от источников водоснабжения. Рассмотрены основные схемы отвода тепла от паровых турбин с использованием воздушного охлаждения, и проведено их сопоставление по тепловой эффективности, оценено изменение трех важных параметров: площади поверхности теплообмена, подачи конденсатного насоса и потерь давления отработавшего пара в паропроводе.



Рис. 1.Схемы конденсационных установок с поверхностным воздушным охладителем.
а – с воздушным конденсатором (1 – паровая турбина;
2 – коллектор входной; 3 – поверхность теплообмена;
4 – коллектор выходной; 5 – конденсатосборник;
6 – конденсатный насос; 7 – воздухоудаляющее устройство); б – со смесительным конденсатором (1–4, 6, 7 – см. рис. 3, а; 5 – смесительный конденсатор;
8 – гидротурбина, дроссель); в – с поверхностным водоохлаждаемым конденсатором (1–4, 6, 7 – см. рис. 1, а; 5 – поверхностный конденсатор;
8 – поверхностный конденсатор;
8 – циркуляционный насос; 9 – расширительный бак); I – пар; II – конденсат;
III – паровоздушная смесь; IV – циркуляционная вода;
V – охлаждающий воздух

Показано, что наиболее эффективной является схема с прямой конденсацией пара в теплообменных трубах, однако и другие схемы имеют определенные достоинства. Еще больше могут повысить эффективность систем воздушного охлаждения гибридные системы: сочетание сухого и мокрого охлаждения. Продемонстрированы основные применяемые конструктивные решения: компоновки теплообменных модулей, типы вентиляторов. Описана конструкция оптимальной для монтажа системы охлаждения теплообменных модулей полной заводской готовности. (рис. 2) Представлены различные виды оребрения теплообменных труб, позволяющие учитывать особенности работы систем охлаждения. Приведено сравнение коэффициентов теплопередачи установок разных производителей и перечислены основные причины его снижения. При использовании испарительного охлаждения воздуха удается повысить эффективность работы установок воздушного охлаждения. Описаны факторы, влияющие на безотказность работы сухих градирен (CΓ) И воздушноконденсационных установок (ВКУ), и предложены пути их устранения. Воздействие ветра с высокими скоростями снижает эффективность систем охлаждения и создает предпосылки к разработке устройств полезного использования энергии ветра. Отмечено, что общемировые тенденции оказывают заметное влияние на внедрение в России сухих градирен, при этом на некоторых ТЭС применена схема с поверхностными конденсаторами. Указаны причины, по которым эти системы в настоящее время являются менее эффективными, чем прямая конденсация пара в воздушных конденсаторах. Показано, что в некоторых случаях более выгодно использовать конденсаторы смесительного типа в сочетании с сухой градирней. Перечислены мероприятия для развития полноценного импортозамещения в системах отвода тепла отработавшего пара.



с. 2. 1иповая секция БКУ Калужско. турбинного завода

УДК 532.5; 536.77

ГЕНЕРАЦИЯ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА КАК АНАЛОГ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА. РАЗВИТИЕ ИДЕЙ АКАДЕМИКА И.И. НОВИКОВА

Митрофанова О.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Россия, Москва, Каширское шоссе 31

Дан анализ физических процессов, приводящих к структуризации жидких сред. В общем случае в рамках используемого теоретического подхода могут быть рассмотрены как нейтральные, так и электропроводные и магнитные жидкости [1, 2]. В настоящей работе основное внимание уделено вихревым и закрученным течениям ньютоновских жидкостей.

На основе результатов физических экспериментов по генерации устойчивых вихреобразований выявлены критические условия возникновения гидродинамических неустойчивостей, сопровождаемых структурной перестройкой поля течения. Представлены примеры изменения топологии (внутренней структуры) потока при переходе через критические условия без изменения агрегатного состояния текущей среды.

Проведенный анализ указывает на общую термодинамическую природу кризисных явлений, связанную с образованием упорядоченных вихревых структур и переходом системы к устойчивому, энергетически более выгодному состоянию. В основу термодинамического подхода, развитого академиком И.И. Новиковым, положены представления Гиббса о границах устойчивости и критическом состоянии вещества.

Общая характеристика явления «кризиса» устойчивости рассмотрена И.И. Новиковым с термодинамической точки зрения в монографии [1]. Под критическими явлениями в данном случае подразумеваются различные кризисные ситуации, возникающие при движении жидкости или газа. Например: кризис обтекания, вторичные течения различных классов, кризис истечения закрученного потока (критический расход), генерация детерминированной вихревой структурой потока в акустических течениях и др. Фазовый переход второго рода соответствует случаю перехода термодинамической системы непрерывным образом без распада через состояние нулевой устойчивости, в котором $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = 0$, с образованием новой устойчивой структуры.

Согласно [1], условием термодинамического равновесия гидромеханической системы является минимум термодинамического потенциала – энергии Гиббса Φ при постоянных давлении P и температуре T. При этом условии гидромеханическая система становится устойчивой по отношению к внешнему воздействию или возмущению.

Учитывая тот факт, что при появлении устойчивой детерминированной вихревой структуры потока, возникающей в движущейся текучей среде под действием массовых сил, (природа которых может быть различна), симметрия однородной среды нарушается, в выражения для термодинамических потенциалов энергии Гиббса Φ (1) и внутренней энергии U (2) необходимо вводить члены, связанные с параметром порядка (3), характеризующим степень асимметрии среды из-за образования упорядоченной структуры, т.е. учитывать явление подобия «дальнего порядка»:

$$\Phi = U - TS + pV - \zeta_i \eta_i \tag{1}$$

$$dU = TdS - pdV + \zeta_i d\eta_i \tag{2}$$

$$\zeta_i = (\partial U / \partial \eta_i)_{S,V} , \qquad (3)$$

где T – температура, P – давление, V – объем, S - энтропия, ζ_i - действующая на тело внешняя сила, сопряженная с параметром порядка η_i .

В качестве наглядного примера критической перестройки структуры течения на рис.1 представлена неустойчивость Тейлора.



Рис. 1. Вихри Тейлора: а) - упорядоченная структура течения при превышении критического значения числа Тейлора, соответствующего первой особой точке аналитического решения μ₁ = 19,65 [3]; б), в) – распределения тангенциальной скорости и_φ при значениях интенсивности завихренности потока К вблизи особой точки μ₁: б) K = 19, 64

$$(K \to \mu_{1-}), \ e) K = 19, \ 66 \ (K \to \mu_{1+}).$$

Обоснование введения в рассмотрение параметра порядка дает возможность применить формализм термодинамического анализа фазовых переходов второго рода для жидкости, движущейся в поле массовых сил. Показано, что для закрученных и криволинейных течений в качестве параметра порядка может быть рассмотрен параметр спиральности, связанный с появлением внутреннего момента импульса текучей среды и обусловленный структуризацией потока в зависимости от интенсивности локальной завихренности и ориентации спирально-винтового течения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-08-00687а.

- Новиков И.И. Термодинамика спинодалей и фазовых переходов. М.: Наука. 2000. 165 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. Т. V. Статистическая физика. Ч.І. – 5-е изд., стереот. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 616 с.
- Митрофанова О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 288 с.

УДК 621.039.534

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ И ВЕРИФИКАЦИИ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО КОДА HYDRA-IBRAE/LM/V1

Мосунова Н.А., Алипченков В.М., Зейгарник Ю.А., Усов Э.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН 115191, Россия, г. Москва, Большая Тульская ул., д. 52

Для моделирования динамических теплогидравлических процессов, протекающих в контурах реакторных установок, широко используются системные (контурные) теплогидравлические коды, остающиеся до сих пор актуальными в связи с необходимостью моделирования многофазных режимов течения и обеспечения высокой скорости расчетов.

В период 2009 - 2011 гг. в ИБРАЭ РАН был разтеплогидравлический работан системный код HYDRA-IBRAE, при создании которого были использованы как сильные стороны уже существовавших отечественных и зарубежных кодов, в первую очередь таких как КОРСАР (Россия) [1] и RELAP5-3D (США) [2], так и собственные наработки в области моделей теплогидравлических процессов [3]. Код HYDRA-IBRAE был, главным образом, ориентирован на реакторы с водяным теплоносителем. В 2010-е годы в связи с возобновлением работ по быстрым реакторам с жидкометаллическими теплоносителями в рамках ФЦП «Ядерные энерготехнологии на период 2010-2015 гг. и на перспективу до 2020 г.» на повестку дня встал вопрос о модернизации кода HYDRA-IBRAE с тем, чтобы, сохранив его ядро, создать возможность расчета нестационарной теплогидравлики реакторов на жидких металлах. Эта работа была осуществлена в рамках проекта «Коды нового поколения» проектного направления «Прорыв», и её итогом явилось создание кода HYDRA-IBRAE/LM/V1, который в дополнение к водяному охватывает натриевый, свинцовый и свинцово-висмутовый теплоносители [4, 5].

Референсная база по жидкометаллическим теплоносителям насчитывает более 600 литературных источников. Тем не менее, она во много раз уже, чем для водного теплоносителя. Особенно мало экспериментальных данных по переходным и аварийным режимам, полученных на модельных сборках и стендах. Это существенно повысило роль экспертных оценок при отборе и анализе экспериментальных данных, вклад которых в отдельных случаях вынужденно становился определяющим.

Качество моделирования системным теплогидравлическим кодом в большой степени определяется используемыми картами режимов течений и теплообмена, а также качеством и надежностью замыкающих соотношений для описания межфазных взаимодействий и взаимодействий теплоносителя со стенками канала. Поэтому создание кода HYDRA-IBRAE/LM/V1 потребовало на первом этапе обработки и обобщения опубликованных данных по результатам экспериментов, выполненных в России (СССР) и за рубежом: это, прежде всего, работы АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» и Нижегородского государственного политехнического университета (НГТУ), а также АО «НПО ЦКТИ», ANL, ORNL и многих других организаций (например, работы [6–8]). За тривиальной постановкой задачи скрывались значительные трудности её практической реализации. Многие данные по достаточно очевидным причинам отсутствовали в открытых источниках. Качество документации и представления данных в момент их получения были очень далеки от современных требований, что определялось сравнительно низким, по сравнению сегодняшним, уровнем диагностической аппаратуры и особенно систем документации и архивирования материала. Повышенная доля данных бралась из графиков и обобщающих соотношений авторов. Потребовался большой объем модельных расчетов. И здесь доля экспертных оценок была весьма значительной.

Данные по режимам течения двухфазных потоков жидких металлов единичны. Представленные в коде HYDRA-IBRAE/LM/V1 карты режимов течения опираются на разработки кода КОРСАР для пароводяных смесей. Специфика жидкометаллических теплоносителей состоит в том, что теплогидравлические процессы развиваются при низких рабочих давлениях, то есть при очень высоких отношениях плотностей жидкой и паровой фаз. Это приводит к тому, что преобладающими, практически единственными, режимами являются дисперсно-кольцевой и эмульсионный (капли в паровом потоке). Это несколько упрощает ситуацию.

Эксперименты по начальному перегреву натрия при вскипании показывают, что величина перегрева может меняться от нескольких единиц до нескольких сотен градусов, причем она зависит от таких факторов, как состояние и материал греющей поверхности, смачиваемость поверхности щелочным металлом, наличие и выделение растворенных газов и другие. Из-за большого количества определяющих процесс параметров определить степень перегрева теоретически не представляется возможным. В то же время, выбор величины начального перегрева радикально сказывается на параметрах динамического кипения. В коде HYDRA-IBRAE/LM/V1 при расчётах рекомендовано принимать величину начального перегрева в 20-25°С, наиболее часто встречающееся в экспериментах значение. При этом указывается, что непревышение этого значения должно быть обеспечено режимными или конструктивными мерами, хотя это и несколько необычный подход для расчётного кода.

Результаты экспериментальных измерений зависимости теплопроводности свинца от температуры различными авторами сильно отличаются, причем даже качественно, и встает вопрос, какими данными пользоваться в коде HYDRA-IBRAE/LM/V1. В связи с этим в ИТ СО РАН были выполнены дополнительные измерения теплопроводности и теплоемкости свинца.

Плохо изучены вопросы кризиса кипения жидкого натрия. Имеющиеся корреляции обобщают очень ограниченный набор экспериментальных данных. Исходя из факта преобладания дисперсно-кольцевого режима течения и высокой теплопроводности жидкого натрия, исключающей кипение в тонкой пристенной пленке, наиболее вероятен вариант кризиса в виде высыхания пристенной пленки. На это ориентируются используемые в коде замыкающие соотношения.

Указанного типа примеры можно продолжить. Они свидетельствуют об ограниченности базы экспериментальных данных для жидких металлов, которую необходимо расширить. В первую очередь это касается изучения переходных процессов на интегральных стендах.

Список литературы:

1. Юдов Ю.В. Двухжидкостная модель нестационарной контурной теплогидравлики и её численная реализация в расчётном коде КОРСАР // Теплоэнергетика. 2002. №11. С.17-21.

- RELAP5-3D Code Manual. Volume I: Code Structure, System Models and Solution Methods, INEEL-EXT-98-00834, Revision 4.0, June 2012.
- Алипченков В.М., Беликов В.В., Давыдов А.В., Емельянов Д.А., Мосунова Н.А. Рекомендации по выбору замыкающих соотношений для расчета потерь давления на трение в контурах АЭС с ВВЭР // Теплоэнергетика, 2013, №5, С. 28–34.
- Большов Л.А., Мосунова Н.А., Стрижов В.Ф., Шмидт О.В. Расчетные коды нового поколения для новой технологической платформы ядерной энергетики // Атомная энергия, 2016, т. 120, вып. 6, с.303 — 312.
- 5. Алипченков В.М., Анфимов А.М., Афремов Д.А. и др. Базовые положения, текущее состояние разработки и перспективы дальнейшего развития теплогидравлического расчетного кода нового поколения HYDRA-IBRAE/LM для моделирования реакторных установок на быстрых нейтронах // Теплоэнергетика, 2016, № 2, с. 54–64.
- 6. Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д. Кипение щелочных металлов в каналах. М.: Наука, 1983. 128 с.
- Корхов О.Л., Богословская Г.П., Сорокин А.П. О сопоставлении данных по кипению жидких металлов / Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1997, с.30.
- Жуков А.В., Сорокин А.П. Анализ гидравлического сопротивления пучков твэлов быстрых реакторов // Атомная энергия, 1986, т. 60, вып.5, с.317 – 321.

УДК 536.3

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗКИ МЕТАЛЛОВ

Оришич А.М., Шулятьев В.Б., Голышев А.А., Маликов А.Г.

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

Важнейшей характеристикой лазерной резки металлов является многообразие и сложное взаимодействие протекающих при лазерной резке физических процессов. Малые пространственные и временные масштабы существенно затрудняют экспериментальное исследование течения многофазной жидкости в условиях лазерной резки металлов. В этих условия, поверхность, формируемая в процессе резки, является индикатором определяющим качество различных процессов протекающих внутри канала реза. Количественным параметром, отражающим особенности течение многофазного расплава, обычно является шероховатость образуемой поверхности, а критерием достижения качественного течения – минимальная шероховатость [1-2].

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование теплофизической картины течения многофазного расплава в условиях лазерной резки металлов с использованием излучения с длиной волны 10,6 мкм и 1,07 мкм.

При лазерной резке происходит локальное плавление материала и удаление расплава струёй вспомогательного газа. Резка листов низкоуглеродистых сталей производится, как правило, в струе кислорода (лазерно-кислородная резка). В этом случае экзотермическая реакция окисления железа является дополнительным источником энергии. Баланс мощности для лазерно-кислородной резки и резки с химически нейтральным газом записывается соответственно:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{W} + \mathbf{W}_{\text{кисл}} = \mathbf{W}_{\text{пл}} + \mathbf{W}_{\text{пот}} \quad (1)$$
$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{W} = \mathbf{W}_{\text{пл}} + \mathbf{W}_{\text{пот}} \quad (2)$$

где А – коэффициент поглощения; W – мощность лазерного излучения; $W_{\text{кисл}}$ – мощность, выделяемая при экзотермической реакции; W_{nn} – мощность, затрачиваемая на плавление; W_{nor} – мощность, теряемая из зоны реза за счет теплопроводности.

Впервые показано, что все потоки энергии, входящие в энергетический баланс (1, 2) при оптимальной лазерной резке с минимальной шероховатостью отнесенные к единице толщины листа, не зависят от его толщины t. Особо необходимо отметить, что входящие в энергетический баланс удельные потоки мощности ($A \cdot W/t$, $W_{\text{кисл}}/t$, $W_{\text{пл}}/t$, $W_{\text{пот}}/t$) имеют близкие значения. Нарушение подобной симметрии за счет неоптимального выбора параметров резки ухудшает ее качество.

Показано, что использование двух безразмерных энергетических параметров (безразмерной мощности $Q = A \cdot W/(\lambda_m \cdot t \cdot \Delta T)$ и безразмерной скорости, числа Пекле $Pe = V \cdot b \cdot \rho_m \cdot C_m / \lambda_m$ (V - скорость резки, b - ширина реза, C_m , λ_m , ρ_m , ΔT , L_f – теплоемкость, теплопроводность, плотность, температура и теплота плавления разрезаемого материала)) позволяет обобщить все многообразие экспериментальных дан-

ных в виде единой, близкой к линейной зависимости $Q_{onr} \sim Pe_{onr}$ (см. рис 1).



Рис.1. Оптимальная безразмерная мощность в зависимости от оптимального числа Пекле при резке низкоуглеродистой стали волоконным (точки 1) и СО₂ (точки 3) лазерами и нержавеющей стали волоконным лазером

(точки 2). Толщина листов 3-16 мм. Линия 4 построена с учетом теплопередачи из [3]

На этом же рисунке приведены данные расчета энергетического баланса в безразмерном виде:

$$2(Q)_{_{\text{KHC,I}}} \cong (Q)_{_{\text{a3OT}}} = \text{Pe}(1 + \frac{L_{_{\text{f}}}}{C_{_{\text{m}}} \cdot \Delta \text{T}}) + 3.2\alpha(\frac{\text{Pe}}{2})^{0.868} (3)$$

Для тепловых потерь использовано выражение $W_{nor} = \lambda_m \cdot t \cdot \Delta T \cdot f(Pe)$ [3]. Расчет проведен при α =1 (линия 4) и 1,66 (линия 5). Таким образом, сравнение с экспериментом позволило подтвердить правильность зависимости от числа Пекле теоретической модели [3] и уточнить численный коэффициент α .

Полученные данные позволяют оценить средний вклад энергии в единицу объема удаляемого металла из зоны реза. Действительно, экспериментальные точки обладают зависимостью близкой к линейной из чего следует постоянное значение коэффициента наклона Q_{onr} / Pe_{onr} ≈ 3.7. В результате получено, что качественное течение многофазной жидкости при лазерной резки излучением с разной длиной волны достигается при определенном значении полной энергии приходящейся в единицу объема расплавленного материала Q_{onr} ≈ 26 Дж/мм³.

- Голышев А.А., Маликов А.Г., Оришич А.М., Шулятьев В.Б. Экспериментальное сравнение затрат лазерной энергии при качественной лазерно-кислородной резке низкоуглеродистой стали излучениями волоконного и СО2-лазеров // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, №9. С. 873–878.
- Фомин В.М., Голышев А.А., Оришич А.М. и др. Механические характеристики высококачественной лазерной резки стали волоконными СО2-лазерами // ПМТФ. 2015. Т. 56, №4. С. 215-225.
- Prusa J.M., Venkitachalam G., Molian P.A. Estimation of heat conduction losses in laser cutting // Int. J. Machine Tools and Manufacture. 1999. V. 39. P.431-458.

УДК 620.9

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГО- И ЭЛЕКТРОМАШИНОСТРОЕНИЯ

Петреня Ю.К.¹, Федорович Е.Д.², Готовский М.А.³, Сергеев В.В.², Егоров М.Ю.²

¹ ПАО «Силовые Машины»,

 195009, Россия, Санкт-Петербург, ул. Ватутина, д. 3, лит. А
 ² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 ³ ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», 191167, Россия, Санкт-Петербург, ул. Атаманская, д. 3/6

В докладе дана оценка состояния внедрения теплофизических знаний [1] в практику конструирования оборудования электростанций по следующим направлениям:

- паротурбостроение,
- газотурбостроение,
- реакторо- и парогенераторостроение для АЭС [2],
- котлостроения для ТЭС,
- турбоэлектрогенераторостроение,
- создание теплообменного оборудования.

Обсуждается ряд достижений в области интенсификации теплообмена и совершенствования конструкций оборудования, в том числе тех, которые могут быть использованы в связи с новыми проблемами, стоящими перед энергетикой, такими, например,

- как необходимость энергообеспечения крупнотоннажных производств пресной воды путём опреснения морской воды,
- как необходимость создания систем защиты от аварий бассейнов хранения отработавшего топлива, выявившихся при аварии на АЭС Фукусима.

Показаны возможности совершенствования оборудования ТЭС, АЭС и газотурбинных установок на основе улучшения качества и интенсификации рабочих процессов, таких как

- охлаждение турбинных лопаток и электрической изоляции турбоэлектрогенераторов,
- парогенерация в котлах и парогенераторах АЭС,
- конденсация пара,
- сепарация и перегрев пара в промежуточных сепараторах-пароперегревателях турбин АЭС [3–7],
- смешение сред в подогревателях питательной воды,
- отвод теплоты от активных зон ядерных реакторов АЭС,

а также на основе использования конструкционных материалов с улучшенными служебными свойствами.

Обсуждаются перспективы создания в отечественной энергетике новых энергоустановок, таких как

- ядерные паропроизводящие установки интегрального типа с естественной циркуляцией теплоносителя первого контура,
- ядерные энергоустановки с реакторами, охлаждаемыми водой сверхкритических параметров, парогенераторы вертикального типа для АЭС с ВВЭР и другие, – на основе теплофизических исследований.

- Петреня Ю.К., Федорович Е.Д., Егоров М.Ю. Проблемы теплогидравлики при создании энергооборудования. Сборник докладов XXXI Сибирского теплофизического семинара. Новосибирск: Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2014. С. 29–30.
- Аксёнов П.Л., Егоров М.Ю. Интенсификация теплообмена в оборудовании АЭС. Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием. Институт энергетики и транспортных систем. СПб: Изд-во Политехнического университета, 2016. Ч. 1. С. 82–84.
- 3. Егоров М.Ю., Готовский М.А., Федорович Е.Д. Повышение эффективности систем сепарации и перегрева пара в турбинах АЭС. Надёжность и безопасность энергетики. 2011. № 3. С. 52–64.
- Egorov M. Geometric characteristics influence of the cross-flowed bundles on the heat exchange in separators-superheaters nuclear power plant turbines. Proceedings of the Baltic Heat Transfer Conference. 2007. V. 2. P. 286–291.
- Егоров М.Ю., Готовский М.А., Федорович Е.Д. Возможности повышения эффективности теплогидравлических процессов в системах промежуточной сепарации и перегрева пара влажнопаровых турбин АЭС. 14-й Минский международный форум по тепло- и массообмену: тезисы докладов и сообщений. Т. 2, ч. 1. Минск: Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, 2012. С. 271–274.
- Готовский М.А., Егоров М.Ю., Федорович Е.Д. О перспективе применения винтовых змеевиков с конденсацией греющего пара внутри труб в пароперегревательной части промежуточных сепараторов-пароперегревателей турбин АЭС. Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках. Труды пятой международной конференция. Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. С. 725–726.
- Готовский М.А., Фокин Б.С., Беленький М.Я., Лебедев М.Е., Блинов М.А., Егоров М.Ю. Результаты испытаний модернизированных сепараторов-пароперегревателей турбоустановки К-500-65/3000 энергоблока №4 Ленинградской АЭС. Теплоэнергетика. 2012. № 2. С.27–32.

УДК 532 + 536

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС В ГЕЛЯХ – СРЕДАХ ДЛЯ ИММОБИЛИЗАЦИИ МИКРОБИООБЪЕКТОВ

Покусаев Б.Г.¹, Вязьмин А.В.^{1,2}, Карлов С.П.¹, Некрасов Д.А.¹, Складнев Д.А.³

¹ Московский политехнический университет,

105066, Россия, Москва, ул. Старая Басманная, 23/4

² ОАО «Научно-исследовательский институт резиновой промышленности»,

141312, Россия, Московская обл., Сергиев Посад, пос. НИИРП,

³ Институт микробиологии им. С.Н. Виноградского РАН,

117312, Россия, Москва, пр. 60-летия Октября, 7, корп. 2

Для выращивания тканей и органов из стволовых клеток необходимо создание специальных биореакторов, обеспечивающих требуемую температуру, уровень pH, величину осмотического давления, подвод к клеткам питательных веществ и кислорода, отвод продуктов их метаболизма, а также выполнение других требований, обеспечивающих благоприятное физиологическое состояние живых клеток [1]. Идея формировать такие реакторы методом аддитивных 3D технологий [2] представляется очень удачной.

Перспективным материалом для создания биореакторов методом аддитивных технологий являются гели. Для выращивания микроорганизмов используют агарозные и другие гели, что обеспечивает возможность реализации управляемых условий роста и размножения биологических микрообъектов. Реологические свойства гелей позволяют формировать биореакторы сложной конфигурации путем послойного нанесения гелей, содержащих иммобилизованные клетки, не нарушая условий выживания биологических микрообъектов (см. рис. 1).



Рис. 1. Схема биореактора, получаемого биопринтингом: 1 – термостатируемая кювета, 2 – подстилающий слой стерильного силикатного геля, 3 – слои агарозного геля с иммобилизованными клетками, 4 – дренажные слои геля, 5 – защитный слой низкоконценрированного геля, 6 – устройство для формирования слоев с целевыми клетками, 7 устройство для формирования слоев стерильного геля.

Некоторые свойства агарозных гелей, определяющие возможность их использования для создания биореакторов методами аддитивных технологий, не исследованы. В частности, нестационарные эффекты теплопроводности, которые определяют динамику формирования геля, образующегося при охлаждении гелеобразующей среды, а также диффузия в нем бульонов разной концентрации, т.е. питательных сред для микроорганизмов.

Для измерения коэффициента теплопроводности и скорости диффузии бульонов в гелях создана экспериментальная установка. Она позволяет измерять температуры в выбранных точках внутри исследуемого образца, тепловые потоки на поверхности экспериментальной кюветы, скорость диффузии бульона внутри геля оптическим бесконтактным методом, определять оптическую спектральную плотность гелевой среды, содержащей иммобилизованные клетки.



Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии бульона (m²/c) на основе Пептона от его массовой концентрации в агарозном геле разной плотности. Обозначения: 1 – концентрация геля 0,6% масс.; 2 – 0,8% масс.; 3 – 1,0% масс.

Экспериментально определены коэффициенты диффузии в агарозных гелях массовых концентраций от 0,6 до 1,0 % масс. в зависимости от концентрации диффундирующего компонента, в качестве которого использовался бульон (см. рис. 2). Диапазон его массовых концентраций от 2,5 до 10,0 %. Этот бульон представляет собой вместе с агарозным гелем стандартную среду для культивирования микроорганизмов. Установлено, что коэффициенты диффузии для этих сред на порядок меньше, чем для взаимодиффузии в жидкостях. При росте обеих концентраций, коэффициенты диффузии незначительно уменьшаются.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 15-19-00177.

- Rodrigues C.A.V., Fernandes T.G., Diogo M.M., da Silva C.L., Cabral J.M.S. Stem cell cultivation in bioreactors// Biotechnol. Advances. 2011. V. 29. P. 815–829.
- Placzek M.R., Chung I.M., Macedo H.M., Ismail S., Mortera Blanco T., Lim M. Stem cell bioprocessing: fundamentals and principles// J. R. Soc. Interface. 2009. V. 6. P. 209–232.

УДК 621.793.3

ПРОБЛЕМЫ ФИЗИЧЕСКОЙ ГАЗОДИНАМИКИ ПРИ ГАЗОФАЗНОМ ОСАЖДЕНИИ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР

Ребров А.К.

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

В Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе в течение нескольких лет развивается новый метод газофазного осаждения алмазных структур, основанный на активации газовых смесей на протяженных поверхностях. По существу, используются традиции пионерских работ Спицина [1] и Ангуса [2]. Описываемый метод изначально, развит в исследованиях осаждения полимерных плёнок [3]. Отличительной чертой развиваемого метода, определяющей его преимущества, является широкий диапазон режимов по удельным потокам газов, диапазону давлений и температур. К настоящему времени получены результаты осаждения поликристаллических плёнок алмаза при скорости осаждения до 20 мкм/час [4]. Экспериментальные поиски привели к разработке оригинального энергосберегающего реактора для активации газовых смесей водорода с углеводородными газами [5].

Теоретические исследования проводились по пути создания методов расчета течений в цилиндрических каналах в диапазоне течений от свободномолекулярного до сплошного, а также в пространстве между источником активированного газа и поверхностью осаждения. Прямое статистическое моделирование [6, 7] позволило изучить неравновесные процессы энергообмена в цилиндрическом канале и области между источником и поверхностью осаждения. Важным следствием явились новые данные о гетерогенных процессах в канале при низком давлении и роли физико– химических реакций во всей проточной части.

Экспериментальные исследования были направлены на оптимизацию условий осаждения алмазных структур. Были исследованы несколько схем с совместной и раздельной подачей водорода и метана. Найдены оптимальные режимы функционирования энергосберегающего реактора для активации исходной смеси.

Были установлены и предельные возможности метода, использующего вольфрамовые цилиндрические поверхности. Начато формирование исследовательского направления с использованием новых идей активации газов в потоке плазмы высокочастотного ёмкостного разряда.

> Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 15-19-00061.

- Spitsyn B.V., Bouilov L.L., Derjaguin B.V. Vapor growth of diamond on diamond and other surfaces // J. Crystal Growth. 1981. Vol. 52. Part 1. P. 219.
- Angus J.C., Will H.A., Stanko W.S. Growth of diamond seed crystals by vapor deposition // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 2915.
- Rebrov A.K., Sharafudinov R.S., Shishkin A.V., Timoshenko N.I. Free C2F4 jet deposition of thin PTFE-like films // Plasma Process. Polym. 2005. V. 2. № 6. P. 464.
- Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б. Осаждение алмазных структур из взаимодействующих газовых струй // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 12. С. 56.
- Rebrov A.K., Andreev M.N., B'yadovskiy T.T., Kubrak K.V., Yudin I.B. The reactor–activator for gas-jet deposition of diamond structures // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 103902.
- Ребров А.К., Юдин И.Б. Гетерогенные физико-химические процессы при течении разреженного газа в каналах // ДАН. 2016. Т. 468. № 1. С. 33.
- Плотников М.Ю., Ребров А.К., Юдин И.Б. Моделирование течения активированной смеси H2 + CH4 в условиях осаждения алмазных наноструктур // Доклад представлен на данную конференцию.

УДК 536.27

ПРОБЛЕМЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ПРИСТЕННЫХ ТЕЧЕНИЯХ. ИСТОРИЯ, СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Терехов В.И.

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

Современные достижения энергетики, ракетнокосмической техники, химической технологии стали возможными благодаря масштабным фундаментальным исследованиям в области высокотемпературной аэромеханики и тепломассопереноса. В становлении и развитие этих чрезвычайно актуальных направлений в стране и мире значительное влияние оказали работы Института теплофизики СО РАН. Масштабные исследования пристенной турбулентности и закономерностей теплопереноса были начаты в ИТ СО РАН в середине прошедшего столетия. У истоков этих работ стояли академики С.С. Кутателадзе и А.И. Леонтьев, а затем были продолжены и развиты академиком Э.П. Волчковым и его учениками. Большой вклад в проблему внесли М.А. Гольдштик, Б.П. Миронов, Н.А. Рубцов, Е.М. Хабахпашева, Н.И. Ярыгина и многие другие известные исследователи процессов переноса в турбулентных пристенных потоках.

Данный доклад подготовлен по случаю 60-летия Института теплофизики и 80-летнего юбилея Э.П. Волчкова, получившего приоритетные результаты в области теоретических и экспериментальных исследований тепловой защиты поверхностей от высокотемпературных агрессивных сред. В докладе дается ретроспектива работ, посвященных изучению потоков со сложными граничными условиями, выполненных в ИТ СО РАН. Рассмотрен широкий класс задач применительно к условиям работы высокоэффективных энергетических установок. Прежде всего, это неизотермические потоки, проницаемые поверхности, течения с продольным градиентом давления и при наличии массовых сил, отрыва и других факторов.

Большое влияние на развитие представлений о пристенной турбулентности оказала асимптотическая теория турбулентного пограничного слоя с исчезающей вязкостью [1]. Предельное интегральное соотношение этой теории не содержит дополнительных эмпирических констант и дает в явном виде относительное изменение трения и теплоотдачи в зависимости от величины возмущающих факторов.

Данная теория позволила сформулировать относительные предельные законы трения и теплообмена в турбулентных пограничных слоях для чрезвычайно широкого класса сложных задач термогазодинамики, особенно важных в инженерных приложениях, а полученные простые формулы используются как у нас в стране, так и за рубежом. Асимптотическая теория предсказала ряд интересных физических явлений, таких, например, как существование критического вдува на пористой поверхности, при котором пограничный слой оттесняется от стенки, а трение и теплообмен обращаются в ноль.

Основополагающие выводы асимптотической теории получили тщательное экспериментальное обоснование. Основополагающий вклад в развитие

этого направления внесли работы сотрудников Института теплофизики СО РАН, а также большого числа других организаций и университетов страны.

Модель пристенного пограничного слоя с исчезающей вязкостью была использована также для разработки методов расчета турбулентных пристенных струй и газовых завес [2], что позволило создать эффективные методы расчета тепловой защиты камер сгорания летательных аппаратов. Подобный подход оказался плодотворным также для решения большого круга задач при наличии продольной кривизны линий тока и вихревых течений при сильном влиянии массовых сил на турбулентность [3].

Асимптотическая теория оказала сильное развитие на изучение сложных закономерностей, имеющих место при фазовых и химических превращениях на поверхности, а также при наличии в пограничном слое фронта пламени [4].

Современное состояние исследований в области тепломассообмена характеризуется интенсивным поиском новых активных и пассивных методов управления процессами переноса [5], а также миниатюризации теплообменной аппаратуры при возрастающей энергонапряженности и уровня температур в проточных трактах энергоустановок.

Важную роль в изучении тонкой структуры отрывных и высокотурбулентных потоков приобретает разработка современных средств экспериментальной диагностики трехмерных нестационарных течений и тепломассообмена, а также методов их численных исследований.

В докладе подробно обсуждаются наиболее важные достижения в области термогазодинамики сложных турбулентных течений, а также наиболее перспективные направления дальнейших исследований.

> Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации НШ-8780.2016.8

- Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия. 1972. 344 с.
- Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 287 с.
- Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных закрученных потоках. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987. 290 с.
- Волчков Э.П., Терехов В.В., Терехов В.И. Структура течения, тепло - и массоперенос в пограничных слоях со вдувом химически реагирующих веществ (обзор) // ФГВ. – 2004. – Т. 40, № 1. – С. 3 – 20.
- Терехов В.И., Богатко Т.В., Дьяченко А.Ю., Смульский Я.И., Ярыгина Н.И. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках. Новосибирск, Изд-во НГТУ. 2016. – 272 с.

УДК 536.244:621.438

ПЛЕНОЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ПОДАЧЕ ОХЛАДИТЕЛЯ В ТРЕУГОЛЬНЫЕ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ КРАТЕРЫ

Халатов А.А.^{1,2}, Панченко Н.А.^{1,2}, Северин С.Д.¹

 ¹ Институт технической теплофизики НАН Украины, 03057, Украина, Киев, ул. Желябова, 2а
 ² Национальный технический университет Украины «КПИ им. И.Сикорского», 03056, Украина, Киев, пр-т Победы, 37

Пленочное охлаждение является одним из основных способов тепловой защиты лопаток современных высокотемпературных газовых турбин. Традиционные схемы пленочного охлаждения (рис.1 а) характеризуются рядом недостатков, основным из которых является низкая эффективность плёночного охлаждения при высоких значениях параметра вдува (m > 1,0), обусловленная возникновением системы вихревых структур, приводящих к отрыву потока от охлаждаемой поверхности.

В работе [1] был предложен способ повышения эффективности плёночного охлаждения с выдувом охладителя в кратеры цилиндрической формы (рис.1 б), положительный эффект которого достигается за счёт частичного разрушения структуры и торможения струи при её взаимодействии с передней стенкой кратера, что приводит к некоторому снижению интенсивности паразитных вихревых структур.

В ИТТФ НАН Украины предложен новый способ плёночного охлаждения поверхности [2], который предполагает подачу охладителя на охлаждаемую поверхность через ряд наклонных цилиндрических отверстий, размещенных в углублениях треугольной формы в плане (рис.1 в).



Рис. 1. Исследованные способы плёночного охлаждения: а – традиционный ряд наклонных отверстий; б, в – соответственно одиночный ряд наклонных отверстий с выдувом охладителя в цилиндрические и треугольные кратеры.

В настоящей работе представлены результаты сравнительного исследования эффективности пленочного охлаждения трех различных схем плёночного охлаждения: традиционный ряд наклонных отверстий (рис.1 а); одиночный ряд отверстий с выдувом охладителя в цилиндрические (рис.1 б) и треугольные кратеры (рис.1 в). Основные геометрические параметры: относительный шаг отверстий t/d = 3; глубина кратера h = 0,5d; ширина кратера a = 2,25d; угол наклона отверстий плёночного охлаждения $\alpha = 30^{\circ}$. Исследования проводились в следующем диапазоне: параметр вдува m = 0,5...2,5; отношение плотностей вдуваемого и основного потока DR = 1,8...2,1; интенсивность турбулентности потока $Tu \approx 1$ %; скорость основного потока – 400 м/с; температура основного и вдуваемого потоков соответственно 1100°С и 500°С.

Результаты численного моделирования показали, что по сравнению с традиционным рядом отверстий предлагаемый способ позволяет повысить эффективность в 1,5...2,2 раза при умеренных и высоких значениях параметра вдува охладителя.

Из рис. 2 следует, что в исследованном диапазоне изменения параметра вдува средняя эффективность плёночного охлаждения с ростом параметра вдува возрастает и при выдуве охладителя в цилиндрические кратеры.



Рис. 2. Средняя по поверхности адиабатная эффективность плёночного охлаждения в зависимости от величины параметра вдува для трёх способов организации плёночного охлаждения.

Также существенно возрастает равномерность охлаждения в направлении поперек основного потока. Это происходит за счет взаимодействия выдуваемых на охлаждаемую поверхность струй холодного воздуха с прямоугольным уступом, образованным передней стенкой треугольного кратера. Предложенный способ позволяет трансформировать круглые струи охладителя, вытекающие из отверстий плёночного охлаждения в полости кратеров в плоские полуограниченные струи, и, таким образом, существенно снизить интенсивность «паразитных» вихревых структур, приводящих к отрыву струй охлаждающего воздуха от поверхности и подсосу горячего воздуха из основного потока к охлаждаемой поверхности при больших значениях параметра вдува.

- Dorrington J.R., Bogard D.G., Bunker R.S. Film effectiveness performance for coolant holes embedded in various shallow trench and crater depressions// Proceeding of ASME Turbo Expo 2007. – ASME Paper GT2007–27992.– pp. 749-758.
- Пат. № 113452 Украина. Способ пленочного охлаждения / А.А. Халатов, С.Д. Северин, М.В. Безлюдная, И.В. Новохатская. Институт технической теплофизики НАН Украины. – № 201504484, заявл. 07.05.2015. опубл. 04.01.2017, Бюл.№1/2017.

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАССИВНЫХ ЗАВИХРИТЕЛЕЙ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ НА ЭФЕКТИВНОСТЬ СНИЖЕНИЯ ВИБРАЦИЙ В ТРУБОПРОВОДАХ С ДВУХФАЗНЫМ ТЕЧЕНИЕМ

Велькин В. И., Пахалуев В. М., Щеклеин С. Е., Хоссейн Исмаил

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

Надежная эксплуатация энергетического оборудования тепловых и атомных электростанций в немалой степени связана с решением задачи снижения вибраций трубопроводов, транспортирующих двухфазные потоки. Значительные уровни вибраций, в частности, дренажных трубопроводов вскипающего конденсата, ведут к резкому увеличению затрат на их обслуживание, снижению надежности работы энергетической системы, а в критических случаях к разгерметизации проточных трактов теплоносителей из-за усталостных разрушений металла трубопровода [1].

Одним из направлений при решении проблемы снижения вибраций в трубопроводах являются исследования в области оптимизации геометрии пассивных устройств, воздействующих на гидродинамику двухфазного потока [2].

Двухфазное течение в трубопроводах энергетического оборудования реализуется в виде различных гидродинамических структур и проявляется в форме пульсаций основных параметров потока. Максимальный уровень пульсаций газосодержания, скорости и давления соответствует снарядному режиму с прерывистой структурой потока, что служит причиной опасных вибраций трубопроводов. Для уменьшения или устранения подобного явления используются различного рода активные и пассивные устройства, изменяющие гидродинамическую структуру потока [3].

Анализ эффективности воздействия различного рода вставок-завихрителей, относящихся к пассивным средствам снижения вибраций трубопроводов, показал, что использование вставок с эвольвентными поверхностными канавками является перспективным и обладает определённым преимуществом по сравнению с устройствами закрутки потока по всему сечению трубопровода с помощью вставок, перекрывающих всю ширину канала [4]. В частности, они имеют меньшее гидравлическое сопротивление и могут устанавливаться последовательно по длине трубопровода по мере затухания интенсивности завихрения потока при незначительных общих потерях давления.

Исследования влияния закрутки двухфазного потока с помощью вставок-завихрителей с эвольвентными канавками проводились на гидродинамическом стенде с воздухо-водяным потоком, циркулирующем в замкнутом контуре из труб диаметром 40 мм с прозрачными секциями из оргстекла для визуализации течения [5].

В качестве энергетической характеристики интенсивности закрутки использовалось соотношение между кинетической энергией закрученной части потока и энергией поступательного (осевого) потока на выходе из завихрителя. $\varepsilon = (tg \varphi)^2 nf/F_0; tg \varphi = U_{\varphi}/U_0,$

где n – число канавок завихрителя; f и F_0 – значение суммарной площади поперечного сечения канавок и цилиндрического канала; U_{ϕ} и U_0 – тангенциальная и осевая скорости потока.

Гидравлические характеристики вставокзавихрителей находились по измерениям перепада давления в уравнении Дарси-Вейсбаха для однофазного потока:

$$\xi = 2 (d/L) (\Delta p / \rho U_0^2),$$

где ξ - коэффициент гидравлического сопротивления (КГС) вставки; *d* и *L* – гидравлический диаметр и длина вставки.

Полученные данные по КГС обобщены степенной зависимостью:

$$\xi/\xi_0 = 1 + 2,65\varepsilon^{0,25}$$

где ξ_0 – КГС для вставки с гладкой внутренней поверхностью (без закрутки потока), практически совпадающей с формулой Блаузиса

 $\xi_0 = 0,316 / \text{Re}^{0,25}$

Полученные данные аппроксимировались в виде средне-квадратичных значений (СКЗ) виброперемещений участка трубопровода с различными вставками-завихрителями δ по отношению к соответствующим значениям СКЗ для гладкой вставки δ_0 в виде:

 $\delta / \delta_0 = 1 - 6,75 \text{ Re}_d^{-0,15} \beta^{-2\varepsilon} \varepsilon; \text{ Re} = 4G / \pi dv$

Анализ результатов проведенных измерений и их статистическая обработка показали, что эвольвентные вставки-завихрители являются достаточно эффективными пассивными устройствами, позволяющими при сравнительно малом гидравлическом сопротивлении снизить уровень виброперемещения трубопроводов с двухфазными потоками в 1,5-2 раза.

- Бараненко В.И., Олейник С.Г., Беляков О.А., Истомин Р.С., Кумов А.В.: «Эрозионно-коррозионный износ оборудования и трубопроводов на АЭС С РWR и ВВЭР и его влияние на надежность и безопасность АЭС», Четвертая международная научно-техническая конференция «Обеспечение безопасности АЭС с ВВР», 2005г., г.Подольск, ФГУП ОКБ «ГИДРОПРЕСС».
- Федорович Е.Д., Фокин Б.С., Аксельрод А.Ф. и др. Вибрация элементов оборудования ЯЭУ.-М: Энергоатомиздат 1989.-168 с.
- Беленький М.Я., Готовский М.А, Фокин Б.С. Устранение вибраций трубопроводов, транспортирующих вскипающие и двухфазные потоки// Теплоэнергетика.-1996.-№3, с.41-46
- Касина В.И., Леонтьев А.И. Гидравлическое сопротивление закрученных потоков воды и пароводяной смеси в трубах.//Теплоэнергетика -2005.-№3, с.40-47.
- Велькин В.И., Комоза Д.С., Крутиков А.Ю., Хныкина В.В. Микропроцессорный блок управления комплексным диагностическим стендом для исследований вибраций трубопроводов АЭС// Известия ВУЗов «Атомная энергия», 2009 г. С.4-7.



СЕКЦИЯ 1 Турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах, интенсификация теплообмена



УДК 530.145.83, 536.932, 538.941

РОЛЬ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ В ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРА КВАНТОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Андрющенко В.А.^{1,2}, Немировский С.К.^{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 рамках метода корреляционных функций [1] и метода конфигураций квантовых вихрей [2] вычисляется энергетический спектр трехмерного поля скорости, индуцированного коллапсирующими (непосредственно перед осуществлением реконнекции) вихревыми нитями. Постановка задачи мотивирована идеей моделирования классической турбулентности набором хаотических квантованных вихревых нитей [1-3]. Среди различных аргументов, поддерживающих идею квазиклассического поведение квантовой турбулентности, самым сильным, вероятно, является реализация колмогоровского спектра энергии типа $E(k) \sim k^{-5/3}$, полученная в ряде численных работ [4-6] и др. Еще одна цель связана с важной и интенсивно обсуждаемой темой, касающейся роли гидродинамического коллапса в формировании спектров турбулентности. В результате вычислений продемонстрировано, что реконнектирующие вихревые нити в момент касания создают поле скоростей, имеющее сингулярную особенность. Такая конфигурация вихревых нитей генерирует спектр E(k), близкий к колмогоровскому. Таким образом, наши результаты подтверждают точку зрения о роли коллапса в формировании турбулентных спектров, проведенных в [7].

УДК 530.145.83, 536.932, 538.941

Роль коллапсирующующих вихревых нитей в формировании спектра квантовой турбулентности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-02-05366.

Список литературы:

- Turbulence / U. Frisch. Cambridge University Press, Cambridge, 1995. 296 p.
- Nemirovskii S.K. Quantum turbulence: Theoretical and numerical problems // Phys. Rep. 2013. V. 524, 85.
- Vorticity and Turbulence, Applied Mathematical Sciences / A.J. Chorin,, Springer-Verlag, 1994. 155 p.
- Araki T., Tsubota M., and Nemirovskii S.K. Energy spectrum of superfluid turbulence with no normal-fluid component // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, 145301.
- D. Kivotides, J.C. Vassilicos, D.C. Samuels, and C.F. Barenghi. Kelvin waves cascade in superfluid turbulence // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86, 3080.
- Sasa N., Kano T., Machida M., L'vov V.S., Rudenko O., and Tsubota M. Energy spectra of quantum turbulence: Large-scale simulation and modeling // Phys. Rev. B. 2011. V. 84, 054525.
- Кузнецов Е.А., Рубан В.П. Кузнецов Е.А., Рубан В.П. Коллапс вихревых линий в гидродинамике // ЖЭТФ. 2000. Т. 118, 89

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ КВАНТОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРОТИВОТОКЕ НОРМАЛЬНОЙ И СВЕРХТЕКУЧЕЙ КОМПОНЕНТ ГЕЛИЯ

Андрющенко В.А.^{1,2}, Кондаурова Л.П.^{1,2}

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Целью настоящей работы является исследование спектрального характера квантовой турбулентности в противотоке нормальной и сверхтекучей компонент гелия при различных температурах, а также определение возможных механизмов диссипации энергии. Спектры поля скорости для вихревого клубка вычислялись на основе конфигураций вихревых нитей, полученных в работе [1]. Кроме того, для анализа спектральных характеристик на масштабах межвихревых расстояний дополнительно была исследована динамика пар реконнектирующих вихревых петель [2]. Для определения характера спектра энергии исследуемых систем мы использовали метод структурных функций, с успехом применяемый при исследовании классической турбулентности [3].

В результате исследования был найден спектр энергии, создаваемый вихревым клубком в противотоке нормальной и сверхтекучей компонент при различных температурах. Значения противотока изменялись в диапазоне от 0,3 см/с до 1,2 см/с, а значения температуры от 1,3 К до 1,9 К. Показано, что в зависимости от температуры на масштабах порядка межвихревых расстояний $E(k) \sim k^{-\alpha}$, где 1,3 < α < 1,4. На больших масштабах $E(k) \sim k^{-1}$. Показано, что при тепловых потоках, соответствующих режиму Гортера– Меллинка, плотность диссипации энергии пропорциональна кубу противотока нормальной и сверхтекучей компонент, т.е. диссипация энергии обусловлена трением между нормальной компонентой и вихревым клубком.

> Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-02-05366.

- Kondaurova L., L'vov V., Pomyalov A., and Procaccia I. Structure of a quantum vortex tangle in 4He counterflow turbulence // Phys. Rev. B. 2014. V. 89, 014502.
- Andryushchenko V.A., Kondaurova L.P., and Nemirovskii S.K. Dynamics of quantized vortices before reconnection // J. Low Temp. Phys. 2016. V. 185, 377.
- Turbulence / U. Frisch. Cambridge University Press, Cambridge, 1995. 296 p.

УДК 532.5

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МГД-ТЕПЛООБМЕНА ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБАХ ПРИ СОВМЕСТНОМ ВЛИЯНИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Ахмедагаев Р.М.¹, Листратов Я.И.¹

¹ Национальный исследовательский университет «Московский Энергетический Институт», 111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

В настоящее время мировое сообщество работает над созданием международного экспериментального термоядерного реактора (ITER), проектирование которого было завершено в 2001 году, а в 2013 году начато строительство ITER в г. Кадараше (Франция). Несмотря на водяную концепцию охлаждения бланкета реактора, планируется конструирование отдельных жидкометаллических модулей для наработки трития, получаемого в результате облучения лития нейтронами [1]. Жидкие металлы (ЖМ) могут быть использованы в качестве теплоносителя для охлаждения бланкета и дивертора, для защиты первой стенки, в системах воспроизводства трития. В термоядерном реакторе жидкометаллические системы будут работать при наличии очень сильных магнитных полей. В связи с этим проблема исследования эффектов, связанных с влиянием магнитных полей на гидродинамику и теплообмен при течении ЖМ, является весьма актуальной как в научном, так и в практическом плане.

Рассматривается прямое численное моделирование (DNS) [2] задачи МГД-теплообмена при турбулентном течении ЖМ в круглой горизонтальной трубе с учетом совместного влияния продольного МП и термогравитационной конвекции (ТГК). Численное моделирование проводилось со следующими характерными числами подобия: число Рейнольдса Re= 10^4 , число Прандтля Pr= $2,72 \cdot 10^{-2}$, диапазон чисел Гартмана Ha=0-600 и Грасгофа Gr= 10^6 - 10^8 .

Представлены характеристики гидродинамики и теплообмена для задачи МГД-теплообмена в продольном МП в отсутствии ТГК. Наблюдается подавление турбулентного переноса вследствие влияния продольного магнитного поля при увеличении числа Гартмана: проиллюстрировано снижение коэффициентов теплоотдачи (числа Нуссельта) и коэффициентов гидравлического сопротивления, подавление осредненных полей скорости и температуры, а также турбулентных пульсаций скорости. При фиксированном числе Гартмана и увеличении числа Рейнольдса коэффициент сопротивления увеличивается, стремясь к значениям, соответствующим формуле Блазиуса.

Впервые выполнено численное моделирование методом DNS задачи совместного влияния продольного МП и ТГК. Данные, которые были получены

сопоставлены с экспериментами, проведенными на кафедре ИТФ «НИУ «МЭИ» [3, 4], и дают хорошее соответствие, что говорит о возможности применения прямого численного моделирования для задач такого типа. Исследовано влияние ТГК на осредненные поля скорости и температуры, характеристики теплоотдачи и интенсивности температурных пульсаций по длине трубы, а также распределение температуры стенки по периметру сечения трубы.

Полученные результаты иллюстрируют значительное влияние ТГК на поля скорости и температуры: нарушается осевая симметрия, распределение температуры стенки по периметру сечения становится неоднородным. Максимум температуры оказывается в верхней части сечения трубы и его абсолютное значение оказывается выше, чем при ламинарном теплообмене. Влияние ТГК на поля скорости оказывается еще более сильным, чем на поля температуры: максимум скорости смещен к низу трубы и растянут по окружности. В продольном МП эффекты термогравитационной конвекции не ослабляются, а даже усиливаются. Несмотря на подавление турбулентности, при На=300 и выше не наблюдается снижение теплоотдачи до ламинарных значений. В горизонтальной обогреваемой трубе в продольном МП числа Нуссельта оказываются выше не только ламинарных, но и турбулентных значений, рассчитанных по формуле Лайона.

> Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки Российской Федерации №13.9619.2017/БЧ.

- Велихов Е.П., Мирнов С.В. Первый термоядерный реактор ИТЭР вышел на финишную прямую. Вестник МЭИ. 2009. Вып. 4. с. 11-15.
- Zikanov O., Listratov Y.I., Sviridov V.G. Naturel convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field, J. Fluid Mech. (2013), vol. 720, pp. 486-516.
- Разуванов Н.Г. Исследование МГД-теплообмена при течении жидкого металла в горизонтальной трубе. Дисс. докт. техн. наук. М., 2011. – 293 с.
- Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. – М.: Издательство МЭИ, 2001. – 200 с.

УДК 621.039.542:536.24

НОВЫЙ ПОДХОД К ОБОБЩЕНИЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕПЛООБМЕНУ В СРЕДАХ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Баисов А.М., Деев В.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, д. 31

Инновационным путем развития водо-водянных ядерных реакторов является переход к свехкритическим параметрам теплоносителя, однако для реализации данного проекта необходимо решить ряд научно-технических проблем. Одна из них – разработка новых методов расчета теплообмена в средах с сильно изменяющимися теплофизическими свойствами. Необходимо получить приемлемое в инженерной практике соотношение, которое позволяло бы вычислять коэффициент теплоотдачи при движении воды сверхкритических параметров в пучках тепловыделяющих элементов реактора с приемлимой точностью.

Для того чтобы решить поставленную задачу, в связи с ограниченностью опытных данных о теплоотдаче при течении воды в пучках стержней был проведен тщательный анализ результатов экспериментов с моделирующими средами (диоксид углерода, фреоны). В качестве базовой зависимости была выбрана формула, предложенная в статье [1] для режимов нормального теплообмена в круглых трубах,

Nu_{ж.н} = 0.023 Re^{0.8}_ж Pr^{0.4}_ж
$$\left(\frac{\rho_c}{\rho_{\star}}\right)^{0.25} \left(\frac{\overline{c_p}}{c_{p \star}}\right)^n$$
, (1)

в которой влияние сильного изменения физических свойств среды с температурой на теплоотдачу учитывается двумя поправочными множителями к известному уравнению Диттуса–Болтера для постоянных свойств: индексы означают: «н» – нормальный режим, «ж» – числа Нуссельта Nu_ж, Рейнольдса Re_ж и Прандтля Pr_ж содержат физические свойства среды при среднемассовой температуре жидкости t_{x} ; поправки на изменение свойств по поперечному сечению канала представляют собой отношения плотности среды ρ_c при температуре стенки t_c к плотности ρ_{π} при температуре t_{π} и среднеинтегральной теплоемкости $\overline{c_p}$ к удельной теплоемкости при постоянном давлении $c_{p,\pi}$ при температуре t_{π} ; n = 0,6 при $\overline{c_p}/c_{p,\pi} \le 1$ и n = 0,4 при $\overline{c_p}/c_{p,\pi} \ge 1$.

Представление экспериментальных данных по теплоотдаче при движении различных сред в каналах разной геометрии в виде отношения чисел Нуссельта Nu_{ж.э}, рассчитанных по экспериментальным данным, к числам Нуссельта Nu_{ж.н}, вычисленным по формуле (1), позволило сделать следующее заключение. При определении теплоотдачи в режимах улучшенного или ухудшенного теплообмена в расчетное уравнение в общем случае необходимо вводить дополнительные поправки, учитывающие воздействие на поток архимедовых сил и термического ускорения, возникающих в неизотермической среде в псевдокритической области параметров. В системах с каналами охлаждения небольшого гидравлического диаметра, что характерно для активных зон ядерных реакторов, определяющим является термическое ускорение. Показано, что влияние этого фактора на теплоотдачу можно учесть с помощью двух комплексных критериев, составленных из безразмерных чисел Рейнольдса $\operatorname{Re} = Gd_{\Gamma}/\mu$, термического ускорения $K_A = q\beta/(Gc_p)$ и относительной энтальпии $(h - h_m)/h_m$ в форме $K_m = \text{Re}_m^{0.5} / K_{Am}$ и $K_h = K_m \cdot (h - h_m) / h_m$, где индекс т означает, что параметры среды выбираются при псевдокритической температуре *t_m*.

В результате обработки большого массива опытных данных был найден следующий общий вид двух поправочных функций $Y_{1,2}$ к формуле (1):

$$Y_{1,2} = 1 + a_{1,2} \exp(b_{1,2} K_h^2 + c_{1,2} K_h), \qquad (2)$$

где коэффициенты $a_{1,2}$, $b_{1,2}$, $c_{1,2}$ определены по данным для режимов улучшенной (индекс 1) и ухудшенной (индекс 2) теплоотдачи и зависят от свойств теплообменной среды.

При анализе опытных данных было установлено, что режимам теплоотдачи в псевдокритической области могут наблюдаться самопроизвольные переходы от одного режима к другому. Возможность существования таких режимов зависит от значения критерия K_m , а интенсивность теплообмена в них занимает переходный уровень и может быть охарактеризована общим для всех режимов уравнением. То есть в случае смешанных режимов поправочный множитель Yможет быть рассчитан как суперпозиция функций Y_1 и Y_2 :

$$Y = (1 - \zeta)Y_1 + \zeta Y_2,$$
 (3)

где $\zeta = \exp(-0.5 K_m^2) -$ весовой коэффициент.

Совокупность соотношений (1) - (3) позволяет рассчитывать коэффициент теплоотдачи при турбулентном течении воды в пучках стержней в широкой области изменения геометрических и режимных параметров, при этом расхождение между результатами расчетов и экспериментов не превышает $\pm 15-20$ %.

Список литературы:

 Анализ соотношений для расчета нормальной теплоотдачи к потоку воды сверхкритического давления в вертикальных трубах / В.И. Деев, В.И. Рачков, В.С. Харитонов, А.Н. Чуркин // Атомная энергия. 2015. Т. 119. Вып. 3. С. 138–144. УДК 533.6.011

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ОБТЕКАНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Богданов А.Н.

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

Бафтинг, одно из весьма негативных явлений при движении летательных аппаратов, характеризуется колебаниями всего летательного аппарата или его частей под действием нестационарных аэродинамических сил, причиной возникновения которых принято считать срыв потока с несущих поверхностей (крыла, оперения) при больших углах атаки и с плохо обтекаемых частей летательного аппарат (шасси, отклонённых органов управления и элементов механизации крыла, открытых створок люков и т. п.). Вследствие срыва потока за плохо обтекаемым элементом образуется так называемый аэродинамический след, который при попадании на другие части летательного аппарата вызывает на них пульсации давления.

Развитие таких пульсации может иметь другой механизм происхождения, приводящий к возникновению у поверхностей летательных аппаратов нестационарных процессов другого рода -нелинейных околорезонансных колебаний, отличительной чертой которых является возникновение периодических скачкообразных изменений параметров течения. Такие колебания возникают при близости частоты внешних возмущений, приходящих в исследуемую область течения или вызываемых в ней иным способом, к частоте возможных собственных колебаний среды в рассматриваемой области (исследования показывают [1], что определяющая процесс связь может быть неожиданно нетривиальной). Необходимым условием развития колебаний такого рода при течении газа является возможность распространения возмущений вверх и вниз по потоку, каналомпроводником такого рода может выступать пограничный слой у поверхности летательного аппарата, проводящий возмущения вверх по потоку даже при сверхзвуковых скоростях полета.

При движении летательных аппаратов с околозвуковыми скоростями у выпуклых участков их поверхностей могут образовываться местные сверхзвуковые зоны. Как правило, такие зоны оканчиваются скачком уплотнения (режим безударного обтекания является исключительным [2]). В этой связи развитие околорезонансных колебаний приведет как к колебаниям замыкающего местную сверхзвуковую зону скачка, так и к появлению в пристеночном течении дополнительных ударных волн из-за резонансного усиления возмущений в окрестности местной сверхзвуковой зоне и независимо от нее. Областью развития околорезонансных колебаний в этом случае выступает весь участок поверхности летательного аппарата, аналогичный каналу с открытыми концами.

Развитие вышеуказанных процессов может вносить специфику в тепловые и динамические процессы у поверхности летательного аппарата.

- Ганиев Р.Ф. Нелинейные резонансы и катастрофы. Надежность, безопасность и бесшумность. –М.: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2013
- Никольский А. А., Таганов Г. И. Движение газа в местной сверхзвуковой зоне и некоторые условия разрушения потенциального течения// ПММ. 1946. Т. 10. Вып. 4. С. 481—502.

УДК 532.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООТВОДА ОТ ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ ЗА СЧЕТ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Бондарева Н.С., Шеремет М.А.

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

Одним из определяющих факторов роста мощности современных электронных приборов является создание теплоотводящих систем, которые удовлетворяли бы таким требованиям, как: высокая проводимость тепла, способность поглощать большое количество энергии, не превышая температуры допустимые для работы прибора, при этом они должны иметь компактные размеры. Очень часто в таких системах в качестве теплопоглощающего материала используются парафины. Экспериментальные и численные исследования, посвященные системам теплоотведения в электронных устройствах, показывают, что использование материалов с изменяемым фазовым состоянием обеспечивает более длительное время работы прибора [1–3].

В данной работе было проведено численное исследование плавления парафина внутри прямоугольной области, заполненной н-октадеканом (рис. 1). В нижней части области расположен источник объемного тепловыделения, к источнику прикреплена медная пластина, проводящая тепло в область, заполненную парафином. Верхняя граница представляет собой стенку, через которую происходит теплообмен с окружающей средой, температура среды ниже температуры плавления парафина и равна Т_с. Боковые и нижняя стенки теплоизолированы. В начальный момент времени во всей области температура одинакова и равна температуре окружающей среды, парафин находится в твердом состоянии, Источник начинает нагреваться, спустя некоторое время материал внутри полости начинает плавиться. Расплав считается ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей условию Буссинеска, течение считается ламинарным.

Данную постановку описывает система уравнений Навье-Стокса. Уравнение энергии с учетом скачка внутренней энергии на границе фазового перехода было записано с использованием сглаживающей функции. Задача была решена в безразмерных преобразованных переменных "функция тока – завихренность".

Уравнения переноса массы, импульса и энергии решались с использованием метода конечных разностей. Разностное уравнение Пуассона для функции тока решалось методом последовательной верхней релаксации. Для решения уравнения энергии и уравнения дисперсии завихренности была применена локально-одномерная схема Самарского [4].



теплоизолирующий материал нагревающий элемент

медная подложка Рис. 1. Схема рассматриваемой области.

В результате были получены локальные распределения термогидродинамических параметров в различные моменты времени. Проанализировано влияние интенсивности тепловыделения на теплообмен внутри области.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-2819.2017.8).

- Nayak K.C., Saha S.K., Srinivasan K., Dutta P. A numerical model for heat sinks with phase change materials and thermal conductivity enhancers // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 49. Pp. 1833–1844.
- Tan F.L., Tso C.P. Cooling of mobile electronic devices using phase change materials // Applied Thermal Engineering. 2004. Vol. 24. Pp. 159–169.
- Gharbi S., Harmand S., Jabrallah S.B. Experimental comparison between different configurations of PCM based heat sinks for cooling electronic components // Applied Thermal Engineering. 2015. Vol. 87. Pp. 454–462
- Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Математическое моделирование режимов плавления в квадратной полости с локальным источником энергии // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 4. С. 577–590.

УДК 532.526

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА СКОЛЬЗЯЩЕМ КРЫЛЕ К ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ВИБРАЦИЯМ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ПОРОЖДЕНИИ МОД ПОПЕРЕЧНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТОЛЛМИНА-ШЛИХТИНГА

Бородулин В.И.¹, Иванов А.В.¹, Качанов Ю.С.¹, Мищенко Д.А.¹, Орлю Р.², Ханифи А.²

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

² Королевский технологический институт, SE-100, Швеция, Стокгольм

Проведено экспериментальное количественное исследование эффективного механизма порождения мод двух типов неустойчивостей, возникающих на скользящем крыле: поперечного течения (СF, эксперимент А) и Толмина-Шлихтинга (TS, эксперимент В). Основные измерения выполнены термоанемометром в пограничном слое на модели с ламинаризированым крыловым профилем (угол скольжения 35°, хорда 0,8 м), установленной в рабочей части малотурбулентной аэродинамической трубы MTL (КТИ, Стокгольм). Контролируемые возмущения пограничного слоя (пакеты трёхмерных волн CF или TS) возбуждались вибрирующей на заданной частоте f мембраной (диаметром 8 мм), установленной вблизи передней кромки. Её расположение примерно соответствовало нижней ветви кривой нейтральной устойчивости. В эксперименте А модель была установлена под углом атаки -5°, в эксперименте В — +1,5°. В условиях эксперимента А самыми быстрорастущими были моды CF, а моды TS подавлялись благоприятным градиентом давления. В эксперименте В моды СF отсутствовали. Скорости набегающего потока были примерно одинаковы и равны 10 м/с. Исследования проведены в диапазонах частот: $f = 65 \div 140$ Гц (A) и $f = 98 \div 255$ Гц (B), в каждом из которых форма колеблющейся мембраны была тщательно измерена. Согласно предварительным расчётам, возмущения в выбранных диапазонах частот должны нарастать.

Обнаружено эффективное порождение пакетов волн неустойчивости в каждой серии экспериментов. Характеристики их развития вниз по потоку были тщательно измерены для каждого частотного режима. В том числе получены поля амплитуд и фаз возмущений. Применение Фурье-анализа к этим данным позволило получить кривые нарастания амплитуд и фаз мод как CF, так и TS вниз по потоку в широком диапазоне поперечных волновых чисел. Значения амплитуд, фаз и продольных волновых чисел генерируемых мод в положении мембраны были получены экстраполяцией указанных кривых (из дальнего поля источника) процедурой РАL [1]. Коэффициенты восприимчивости были определены как отношение комплексных амплитуд волн неустойчивости в положении мембраны к резонансному спектру неоднородности поверхности (как и в [1]). На рис. 1 приведены характерные примеры амплитуд G_s и фаз λ_s коэффициентов восприимчивости при порождении мод CF (рис. 1a, c) и TS (рис. 1b, d). Результаты приведены в зависимости от поперечных волновых чисел В, обезразмеренных на толщину вытеснения δ₁ в положении мембраны.

Прямые измерения характеристик устойчивости и восприимчивости мод CF и трёхмерных мод TS на реальном скользящем крыле проведены впервые.

> Работа выполнена по проекту RECEPT (ACPO-GA-2010-265094), в рамках 7-й рамочной программой EC.

Список литературы:

 Crouch J.D., Kachanov Y.S., Gaponenko V.R. Swept-wing boundary-layer receptivity to surface nonuniformities // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 461. P. 93–126.



УДК 621.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ЛАМИНАРНЫХ ОБЛАСТЕЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛЕ

Борыняк К.И.^{1,2}, Хребтов М.Ю.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

Явление температурной стратификации хорошо известно в атмосферных и океанических течениях. Охлаждение теплого воздуха холодной поверхностью приводит к отрицательной плавучести, которая работает против среднего сдвига, подавляя турбулентность. Существует широкий класс режимов течения, характеризующийся определенным диапазоном соотношений между отрицательной плавучестью и сдвигом, в котором течение приобретает перемежающийся характер, с чередованием турбулентных пятен и ламинарных участков. При этом турбулентные и ламинарные участки оказывают разное сопротивление потоку, что приводит к образованию струйных потоков, движущихся рядом друг с другом с разной скоростью. Особого внимания заслуживает вопрос о переходе от режима с однородной турбулентностью (с нейтральной стратификацией) к режиму с турбулентными пятнами (рис. 1).

В данной работе путем прямого численного моделирования исследовался переход от режима с нейтральной стратификацией в канале ($Re_{\tau} = 180$, $Ri_{\tau} = 0$), к режиму с устойчивой стратификацией($Re_{\tau} = 180$, $Ri_{\tau} = 240$). Переход осуществлялся путем включения в уравнениях слагаемого с силой плавучести после того как течение в нейтральном канале установилось.

Расчетная сетка имела размеры $8\pi \times 4\pi \times 2$ и количество узлов $512 \times 100 \times 512$ соответственно. На нижней и верхней поверхностях задавались условия прилипания, на боковых поверхностях задавались периодические граничные условия. Для поддержания среднего потока вводился постоянный градиент давления вдоль оси абсцисс. Результаты (профили средней скорости, температуры и рейнольдсовых напряжений) как в начале перехода, так и в конце сравнивались с данными литературы [1,2] и показали хорошее согласие.

Для удобства исследования формирования и развития ламинарных участков и эволюции турбулентных пятен расчеты проводились в системе отсчета, движущейся со средней скоростью течения.

Результаты показали, что возникающие в потоке турбулентные пятна оказываются долгоживущими, их медленная эволюция занимает несколько времен прохождения потока через расчетную область. При этом меняются только очертания их границ.

Основной механизм поддержания пятна в устойчивом состоянии связан с влиянием бароклинного подавления завихренности за счет горизонтальных градиентов температуры. Горизонтальный градиент температуры может приводить как к генерации завихренности в направлении перпендикулярном градиенту, так и к подавлению существующей завихренности, если она направлена в противоположном порождаемой направлении.



Рис. 1.Распределение вертикальной скорости в горизонтальном сечении канала на высоте y=0,25 до включения силы плавучести (а) и после перехода к устойчивой стратификации (б).

На границе пятна средний горизонтальный градиент температуры имеет определенное направление – к центру пятна, из-за чего на границе происходит бароклиная генерация завихренности. Полученная таким образом завихренность индуцирует внутри турбулентного пятна поле скорости направленное вверх, что приводит к ослаблению эффекта отрицательной плавучести, и меньшей диссипации энергии турбулентности на трение, а снаружи пятна данная завихренность индуцирует поле скорости, направленное вниз, чем усиливает эффект отрицательной плавучести. Таким образом, градиент температуры на границе пятна поддерживает перемежающийся характер течения.

- M. García-Villalba and J.C. del Álamo. Turbulence modification by stable stratification in channel flow. // Phys. Fluids, 2011, 23, 045104
- 2. P.He, and S. Basu. Direct numerical simulation of intermittent turbulence under stably stratified conditions. // Nonlinear Processes in Geophysics, 2015, 22.4 pp. 447-471.

УДК 536.253

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА В ОКРЕСТНОСТИ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ, ИМИТИРУЮЩИХ ГОРОДСКУЮ ЗАСТРОЙКУ, С УЧЕТОМ ТЕПЛОВЫХ И ТУРБУЛЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ

Вальгер С.А.¹, Федорова Н.Н.^{1,2}

¹ ФГБОУ ВО Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),

630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

² ФГБУ науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,

630009, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Организация энергоэффективной и комфортной городской среды в климатических условиях Сибири и Крайнего Севера является одним из приоритетных направлений развития современной России. Аэродинамические и теплофизические процессы в городской среде имеют сложный характер, обусловленный градостроительными особенностями и топологией застройки улиц, наличием разномасштабных строений, зеленых насаждений, водных объектов, антропогенных источников тепла (промышленность, системы микроклимата зданий, жизнедеятельность человека) и т.д. Кроме того, микроклиматические процессы, происходящие в городской среде, зависят от характера мезомасштабных турбулентных течений атмосферного воздуха в окрестности застройки, профилей скорости и температуры в приземном пограничном слое, неоднородности рельефа, солнечной радиации, тепловой стратификации, состава воздушной среды и ряда двух факторов. Ключевые параметры, оказывающие влияние на тепловое состояние приземного слоя атмосферы в крупных городах, показаны на рис. 1.



Рис. 1. Микромасштабные факторы, влияющие на тепловое состояние городской среды

Локальный тепло- и массообмен через ограждающие строительные конструкции, работа систем обеспечения микроклимата зданий, а также аэродинамические и теплофизические процессы в масштабе города для условий Сибирского региона имеют определенную специфику, связанную с продолжительным периодом отрицательных температур, сильными ветрами, высоким снеговым покровом и т.д. Опыт проектирования и эксплуатации зданий в Сибирском регионе свидетельствует о том, что многие виды внешних воздействий на здания и сооружения, оказывающие существенное влияние на микроклимат помещений, отличаются от тех, что характерны для умеренного климата центральных районов европейской части России.

Целью настоящего исследования является численное моделирование аэродинамики и теплообмена в течениях воздуха, формирующихся в окрестности зданий и их комплексов. Численное моделирование основано на решении полных трехмерных уравнений Навье Стокса для сжимаемого газа, дополненных уравнением энергии и k- ω SST моделью вихревой вязкости [1]. Основным инструментом моделирования является программный комплекс Fluent [2].

В качестве объектов исследования рассмотрены течения в окрестности простых конфигураций плохообтекаемых тел (призма, комплекс призм), которые имитируют городскую застройку. Получены и описаны структуры течения в окрестности обтекаемых тел, исследовано влияние расположения и ориентации плохообтекаемых тел относительно набегающего потока на величину и распределение коэффициента теплоотдачи по поверхности обтекаемого тела. Исследован вопрос влияния масштабного фактора на параметры турбулентности и теплообмен в течении в окрестности плохообтекаемых тел.

На следующем этапе планируется рассмотреть более сложные конфигурации тел, соответствующие переменной по высоте застройке.

- F. R. Menter. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA Journal. 1994. 32(8). P. 1598–1605.
- 2. http://www.ansys.com/products/fluids

УДК 536.25: 621.9

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ СВОБОДНОЙ И СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ РАСПЛАВОВ НА ТЕПЛООБМЕН И ФОРМЫ ФРОНТА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

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

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Работа является продолжением цикла комплексных исследований свободной и смешанной конвекции [1,2]. Численно, методом конечных разностей и с помощью пакета Ansys Fluent была исследована гидродинамика расплавов с различными значениями чисел Прандтля и конвективный теплообмен в классическом варианте метода Чохральского с неподвижным тиглем в режимах свободной и смешанной конвекции (в режимах с равномерным вращением кристалла).

Изучены режимы течения расплава кремния при $Pr = 0,02 \div 0,05$ и расплавов с числами Прандтля Pr = 10, 16, 45. Значения чисел Прандтля $5 \le Pr \le 50$ характерны для расплавов оксидных, щелочногаллоидных и некоторых многокомпонентных материалов, монокристаллы которых необходимы для создания лазеров, нелинейной оптики и изделий оптоэлектроники. Расчеты и экспериментальные исследования на физических моделях метода Чохральского проведены при относительных высотах слоя расплава $0,2 \le H/R_T \le 1,2$ и при нескольких фиксированных значениях отношений радиусов тигля и кристалла R_T/R_K .

Проведены сравнения результатов численного и физического экспериментов на модельных жидкостях с числами Прандтля Pr = 10, 16, 45 при различных относительных высотах слоя расплава Н/R_T и отношениях радиусов тигля и кристалла R_T/R_K . Смешанная конвекция исследовалась при фиксированных значениях чисел Грасгофа и Марангони, характеризующих интенсивность свободной конвекции, с ростом числа Рейнольдса, построенного по угловой скорости вращения и радиусу кристалла. Показано, что основные закономерности эволюции структуры течения расплавов с числами Прандтля Pr = 16, 45 с ростом числа Рейнольдса *Re* практически совпадают с наблюдаемыми в экспериментах с жидкостями имитаторами расплавов с такими же значениями Pr. Расчеты для случая с числом Прандтля Pr = 10 со свойствами воды показали аномально большое влияние термокапиллярного эффекта на пространственную форму течения и на радиальные распределения локальных тепловых потоков на фронте кристаллизации (Рис.1).

Определены границы переходов в нестационарные режимы течения в экспериментах и в расчетах, исследованы локальный и интегральный теплообмен на модельном фронте кристаллизации в ламинарных и нестационарных режимах. Экспериментально исследована зависимость форм фронтов кристаллизации от режимов течения. Эксперименты проведены на легкоплавком веществе – гептадекане. Изучено влияние соотношений чисел Грасгофа, Марангони и Рейнольдса на гидродинамику, теплообмен и формы фронта кристаллизации при различных значениях относительной высоты слоя расплава H/R_T и отношений радиусов тигля и кристалла R_T/R_K .



Рис. 1. Радиальные распределения локальных тепловых потоков при $H/R_T = 0,7, R_T/R_K = 2,76, Pr = 10, Gr = 924,$ $Ma = 21\ 122:\ 1 - Re = 20,\ 2-50,\ 3-70,\ 4-300,\ 5-400,$ $6-600,\ 7-700$

Работа выполнена при финансовой поддержке СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант 15-08-07991а).

- В.С. Бердников, В.А. Винокуров, В.В. Винокуров, В.А. Гапонов. Влияние режимов конвективного теплообмена в системе тигель-расплав-кристалл на форму фронта кристаллизации в методе Чохральского // Тепловые процессы в теплотехнике. М: 2011. т 4, N 4, стр. 177-186.
- Бердников В.С., Винокуров В.В., Панченко В.И., Соловьев С.В. Теплообмен в классическом методе Чохральского // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 4. С. 122–127.

УДК 533.6

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ УПРАВЛЯЮЩИХ УСТРОЙСТВ НА ТРАНСЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ

Вишняков О.И., Будовский А.Д., Поливанов П.А., Сидоренко А.А.

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

Данная работа относится к задаче исследования взаимодействия ударной волны (УВ) с пограничным слоем (ПС) и управления турбулентным пограничным слоем. Актуальность этих задач обуславливается тем, что данные режимы течения является неотъемлемой составляющей при высокоскоростном полете летательных аппаратов и оказывает существенное влияние на обтекание ЛА в целом или его отдельных функциональных частей. Проблема взаимодействия ударной волны с пограничным слоем является предметом научного и практического интереса уже на протяжении около шестидесяти лет.

Методы управления зоной взаимодействия УВ с ПС можно разделить на несколько групп. В первую из них входят методы, которые направлены на снижение волнового сопротивления путем ослабления интенсивности ударной волны, например, за счет трансформации ее из прямой в лямбда структуру. Во вторую категорию входят методы, направленные на повышение энергетики пограничного слоя выше по потоку от ударной волны, что повышает сопротивляемость пограничного слоя неблагоприятному градиенту давления и, как следствие, сопротивляемость его дальнейшему отрыву ниже по потоку.

Исследуемый в данной работе метод управления относится ко второй группе. Стратегия управления течением в исследовании заключается в повышении сопротивляемости турбулентного пограничного слоя неблагоприятному градиенту давления путем создания продольных вихрей, способствующих обмену импульсом между слоями течения вблизи поверхности. В расчетах было получено, что комбинированное управляющее устройство (актуатор), представляющее собой установленный вдоль потока киль с энергоподводом на одной из сторон, осуществляемого за счет искрового разряда, способен создавать продольные вихри. При этом, имея малую высоту киля - порядка 0,4-08 толщины пограничного слоя и примерно токую же ширину, данный актуатор в не активном состоянии будет слабо влиять на поток. Данный вид актуатора был опробован для управления бафтингом на модели крыла с суперкритическим профилем П-184-15СР, в трансзвуковой аэродинамической трубе Т-112 ЦАГИ и было показано его влияние на колебание УВ и распределение давления в следе. Однако используемые в приведенной работе методы исследования не позволяют определить механизм воздействия. В связи с этим возникла необходимость в проведении данных экспериментов для подтверждения результатов численного моделирования комбинированного актуатора, а именно способность создавать вихрь вниз по потоку при включении разряда.

Эксперименты проводились на модели пластины шириной 200 мм, в которую монтировался описанный выше актуатор. Система координат в экспери-

менте привязана к задней кромке актуатора (киля), ось Х направлена по потоку, У – вверх, Z – вправо. Разряд располагался справой стороны киля. Для возбуждения искрового разряда использовался высоковольтный генератор постоянного напряжения, который позволял достигать частоты воздействия до 30 кГц. Вблизи передней кромки модели располагался турбулизатор шириной 100 мм. Модель устанавливалась на пилонах на нижней стенке рабочей части аэродинамической Т-325 ИТПМ СО РАН. Данная аэродинамическая установка периодического действия имеет рабочую часть сечением 200х200мм. На верхней стенке рабочей части над пластиной устанавливался клин с углом атаки 3°. Данный клин генерировал наклонную УВ, которая падая на пластину, провоцировала отрыв потока. Зона взаимодействия УВ с ПС находилась на 60 70 мм вниз по потоку от задней кромки актуатора. Исследования проводились при числе Маха набегающего потока 1,46, Р₀=0,75 атм., $T_0=290^{\circ}K.$

Для изучения характеристик и структуры течения были проведены измерения полей скорости методом PIV в нескольких сечениях по трансверсальной координате, а также шлирен визуализация с помощью высокоскоростной камеры. Измерительная область имела размер 40-45 на 15-20 мм в продольном и вертикальном направлениях и находилась на расстоянии 30-35 мм вниз по потоку от задней кромки актуатора. Также в ходе экспериментов проводилась запись электрических характеристик разряда - напряжения и тока.

Используемая в данной работе методика не позволяет визуализировать вихрь, однако, о наличие или отсутствие вихря в следе за актуатором можно судить, сравнивая профили скорости для случаев обтекания при выключенном разряде и с включенным разрядом в разных сечениях по трансверсальной координате. С одной стороны вихря должно наблюдаться увеличение толщины потери импульса, профиль должен становиться менее наполненным, в то время как с другой стороны профиль должен становиться более наполненным.

Полученные данные показывают увеличение импульса в пристеночной области течения с левой стороны от киля, при включении разряда. Сравнение профилей скорости в сечении, расположенном справа от киля, показывает снижение импульса при включении разряда. Таким образом, можно сделать вывод о способности исследуемого в работе актуатора создавать вихри.

> Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований 16-08-01134 А.
УДК 532.527(2)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОСПИРАЛЬНОГО ВИХРЯ В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

Гешева Е.С., Шторк С.И., Алексеенко С.В.

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

Использование закрученных потоков и полезных свойств вихревых структур научно обосновано и широко используется на практике [1]. Продольные концентрированные вихри повышают эффективность работы устройств и аппаратных комплексов. В Институте теплофизики СО РАН были впервые получены стационарные вихревые структуры, имеющие спиралевидную форму [2]. До сих пор нет количественной информации по таким вихрям, которая может помочь разобраться в понимании формировании вихрей и стать основой фундаментального исследования.

В данной работе исследуются характеристики односпирального вихря, образующегося в модельной вихревой камере тангенциального типа. Закрутка потока осуществлялась путем тангенциального подвода сопел. Камера имеет форму квадратного сечения шириной D = 188 мм, и к каждой стороне были подведены сопельные блоки (рис. 1). При изменении геометрии камеры образуются различные вихревые структуры. Так в камере с плоским дном и центрально расположенным диафрагмированным отверстием, образуется прямолинейный вихрь, идущий от дна камеры к выходному отверстию. При смещении диафрагмы наблюдается изгиб вихревой нити в спираль (рис. 2).



Рис.1. Схема вихревой камеры.

Анализ видеозаписи режима показывает, что ось вихря совершает медленные колебания относительно среднего положения, но в целом данная структура является неподвижной. Частицы жидкости при этом движутся вокруг спиральной оси, совершая, таким образом, двойное спиральное движение. Также фиксируются области с возвратным течением. При варьировании расхода жидкости вихревая структура остается устойчивой.



Рис. 2. Визуализация вихревой нити.

Для получения количественных характеристик вихря, а именно полей скорости и завихренности, был проведен эксперимент с использование бесконтактного метода исследования потока PIV. На рис. 3 приведен профиль тангенциальной скорость потока на полувысоте камеры. Для односпирального вихря наблюдается равномерная структура вихря, расширяющаяся с увеличением высоты.



Рис. 3. Профиль тангенциальной скорости на высоте

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00093).

- Алексеенко С.В, Окулов В.Л. Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика.-1996.- Т. 3, №2. –С. 101-138.
- Алексеенко С.В., Куйбин П.А, Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей // Монография, 2003, 477 с.

УДК 532

ВЛИЯНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛУЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ОБЪЕМНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ НА РЕЖИМЫ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Гибанов Н.С., Шеремет М.А.

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

В эпоху интенсивного развития радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники (РЭА и ЭТ) растут требования к массогабаритным и техническим параметрам изделий. Современная техника помимо высокой производительности, надежности и длительности срока службы должна иметь интересный дизайн и быть эргономичной. Как правило, элементы РЭА и ЭТ находятся в герметичных блоках малых размеров, в связи с чем вопросы создания эффективной системы охлаждения для поддержания рабочих режимов и продления срока эксплуатации остаются наиболее актуальными. На протяжении нескольких последних десятилетий заметно возросло количество исследований, связанных как с проектированием различных схем РЭА и ЭТ, так и с детальным описанием внутренних термогидродинамических структур [1-8]. Немаловажен и выбор материала, из которого изготавливаются внутренние компоненты для электронных плат, поскольку именно на них приходится основная тепловая нагрузка. Перед разработкой и выпуском платы, еще на этапе проектирования, необходимо оценить характер теплонагруженности каждого элемента, и разумно расположить их таким образом, чтобы самые важные элементы системы - такие как высокопроизводительный процессор, находились в самой эффективной точке системы пассивного охлаждения [9-11].

В настоящей работе были проведены численные исследования нестационарных ламинарных режимов естественной конвекции в герметичном квадратном корпусе при наличии локального источника импульсного объемного тепловыделения полуцилиндрического сечения. Нагреватель системы находится в нижней ее части, и его расположение менялось в процессе исследования гидродинамических и тепловых параметров. Боковые стенки рассматриваемой области поддерживаются при фиксированной минимальной температуре, верхняя и нижняя стенки адиабатические. Внутри корпуса находится ньютоновская жидкость, удовлетворяющая приближению Буссинеска. Уравнения переноса массы, импульса и энергии в исследуемой области представляют собой нестационарные уравнения Обербека-Буссинеска [12-14]. Поставленная краевая задача была решена в безразмерном виде методом конечных разностей на равномерной сетке с использованием преобразованных переменных «функция тока - завихренность температура».

В результате численного моделирования были получены распределения локального числа Нуссельта на поверхности тепловыделяющего элемента, отражающие особенности теплосъема в зависимости от интенсивности тепловыделения и положения самого источника. Также были детально проанализированы поля скорости и температуры, характеризующие развитие вихревых структур и тепловых факелов внутри полости. Численные исследования проводились в широком диапазоне изменения чисел Рэлея. С помощью полученных данных была сделана оценка эффективности теплоотвода от источника энергии в зависимости от его расположения внутри системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-2819.2017.8).

- 1. Jaluria Y. Design and Optimization of Thermal Systems. New York: McGraw-Hill, 1998. 626 p.
- Y.-G. Lee et al., An experimental study of air-steam condensation on the exterior surface of a vertical tube under natural convection conditions. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 104, pp. 1034–1047, 2017
- T.L. Bergman, A.S. Lavine, F.P. Incropera, D.P. Dewitt. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. John Willey & Sons, 2011. – 1076 p.
- 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.
- G. Nardini et al. Experimental and numerical analysis of the effect of the position of a bottom wall hot source on natural convection. Applied Thermal Engineering, Vol. 92, pp. 236–245, 2016
- I.V. Miroshnichenko, M.A. Sheremet, A.A. Mohamad, Numerical simulation of a conjugate turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in an enclosure with a heat source // International Journal of Thermal Sciences 109 (2016) 172–181.
- N. S. Bondareva, M.A. Sheremet, Effect of inclined magnetic field on natural convection melting in a square cavity with a local heat source // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 419 (2016) 476–484.
- Гибанов Н.С., Шеремет М.А. Влияние формы и размеров локального источника энергии на режимы конвективного теплопереноса в квадратной полости // Компьютерные исследования и моделирование. 2015. Т. 7. № 2. С. 271–280.
- C. Dang et al. Investigation on thermal design of a rack with the pulsating heat pipe for cooling CPUs. Applied Thermal Engineering, Vol. 110, pp. 390–398, 2017
- Icoz T., Jaluria Y. Design of cooling systems for electronic equipment using both experimental and numerical inputs // ASME J. Electronic Packaging. 2004. Vol. 126. P. 465–471.
- Sathe S., Sammakia B. A Review of Recent Developments in Some Practical Aspects of Air-Cooled Electronic Packages // ASME J. Heat Transfer. 1998. Vol. 120. P. 830–839.
- Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов теплои массообмена. — М.: Наука, 1984. — 288 с.
- Шеремет М.А. Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения. LAP: Lambert Academic Publishing, 2011. 167 с.
- N.S. Gibanov, M.A. Sheremet, Effect of the buoyancy force on natural convection in a cubical cavity with a heat source of triangular cross-section, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 124 (2016) 012057.

УДК 536.24:517.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ЗАКАЛКЕ ВИНТОВЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРУЖИН, ИЗГОТАВЛИВАЕМЫХ МЕТОДОМ ВТМО

Бендерский Б.Я., Городилов С.А.

Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова 426069, Россия, Ижевск, ул. Студенческая, 7

Существующая технология изготовления винтовых пружин сжатия имеет ряд недостатков: нарушение геометрии пружин в процессе закалки, значительное обезуглероживание поверхностного слоя. Вследствие этого, все большее распространение получают методы высокотемпературной термомеханической обработки (ВТМО) [1]. При закалке пружин используют спрейер, при проектировании которого необходимо выбрать его размеры, расположение форсунок, скорость струи, что определяется процессами гидродинамики и теплообмена взаимодействия струи с пружиной.

В [2] приведены результаты численного моделирования процессов взаимодействия струи вязкой несжимаемой жидкости с прутком пружины в спрейере. Тестирование задачи производилось сравнением с экспериментальными результатами [3]. Показано удовлетворительное совпадение по параметрам импактной струи (см. рис.1).



Рис. 1. Распределение абсолютной и изменение относительной составляющей скорости Vy от расстояния: (a) результаты эксперимента [3], (б) численные результаты y/d₀=1,5.

Решена задача сопряженного теплообмена при взаимодействии теплоносителя с нагретым элементом прутка пружины при охлаждении в спрейерной камере. Математическая модель учитывает конвективный теплообмен, зависимость теплофизических свойств материала пружины от температуры и фазовые переходы теплоносителя (вода-пар). Расчет выполнен в нестационарной плоской постановке [4] (см. рис. 2).



Рис. 2. График изменения максимальной температуры в ядре (а) и на поверхности прутка вблизи низкоскоростной зоны (б) при охлаждении в спрейерной камере.

Для подтверждения адекватности результатов математического моделирования необходимо исследовать процессы гидродинамики и теплообмена в спрейерной камере экспериментальными методами.

Для этого разработана конструкция экспериментальной установки (см. рис. 3).



Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – водяная магистраль; 2 – регулирующий вентиль; 3 – форсунка; 4 – рабочая часть (поверхность теплообмена в форме пружины, установленной на оправке); 5 – станина.

В методике экспериментального исследования используются подходы обращения направления теплового потока для задач тепловой диагностики.

- Шаврин О.И., Редькин Л.М, Термомеханическая обработка и эффект наследования термомеханического упрочнения в технологии производства пружин // Термомеханическая обработка металлических материалов. Материалы всесоюзной НТК. - М.: МДНТП. -1989.- С.15-16.
- Бендерский Б.Я., Копылов К.А. Моделирование процесса взаимодействия теплоносителя с прутком в спрейерной камере / / Автоматизация и современные технологии. - 2013. - № 10. - С. 38-43.
- Маслов Е.А., Жарова И.К., Кузнецов Г.В., Терехов В.И. Теоретическое и экспериментальное исследование импактной струи с поверхностью преграды сложной формы // Теплофизический основы энергетических технологий. 2011. С. 26-30.
- Бендерский Б.Я., Копылов К.А. Моделирование процессов теплообмена при изготовлении пружин методом высокотемпературной термомеханической обработки (ВТМО) // Химическая физика и мезоскопия. - 2011. - Т.13, - С. 28-36.

УДК 536.2+532.517.6 ТЕПЛООТДАЧА ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОТОКА В КОНФУЗОРНОМ КАНАЛЕ

Давлетшин И.А.¹, Паерелий А.А.¹, Газизов И.М.²

¹ Казанский научный центр РАН,

420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева,

420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Картина течений в каналах переменного сечения особенно на нестационарных, в частности пульсирующих, режимах является довольно сложной [1-3] и прогноз их параметров зачастую не может быть произведен на основе известных соотношений.

В данной работе получены экспериментальные данные по распределениям коэффициента теплоотдачи в конфузорных каналах с различными углами сужения $\phi = 4,5^{\circ}$; 8° и 17° на стационарных и пульсирующих режимах течения рабочей среды (воздуха). Рабочие участки экспериментальной установки представляли собой плоские каналы из поликарбоната длиной 1,2 м шириной 150 мм и с отношением площадей входного и выходного сечений F_{вых}/ F_{вх} = 0,4 (рис. 1). На конфузорном участке была установлена теплообменная стенка длиной 450 мм во всю ширину канала. Пульсации потока воздуха в установке создавались специальным устройством - пульсатором, в котором проходное сечение на выходе из канала периодически перекрывалось вращающейся заслонкой 4.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – входное устройство; 2 – теплообменная стенка; 3 – конфузорный участок; 4 – пульсатор; 5 – термометр.

Теплообменная стенка представляла собой пластину (печатную плату) из стеклотекстолита толщиной 1,6 мм. Для устранения утечек тепла наружная поверхность пластины была покрыта слоем пенопласта. Медный слой на поверхности платы был вытравлен в виде единой дорожки. Эта дорожка функционально была поделена на 33 участка, которые занимали участки длиной 13 мм и шириной 100 мм. Таким образом, медное покрытие платы представляло собой 33 термометра сопротивления, которые измеряли локальные значения температуры стенки в опытах с шагом 13,6 мм по длине.

В экспериментах канал предварительно нагревался потоком горячего воздуха. Затем в процессе охлаждения стенок потоком воздуха комнатной температуры измерялась динамика температуры участков теплообменной стенки. На основе этой информации на регулярном режиме охлаждения определялось распределение коэффициента теплоотдачи по длине канала, которое считалось постоянным по времени, в том числе и на пульсирующих режимах.

Исследования проводились в диапазоне частот наложенных пульсаций *f*=(6-20) Гц и относительных

амплитуд β =(0,3 – 0,8). Среднерасходные скорости во входном сечении каналов составили (2,2 – 2,9) м/с, соответствующее число Рейнольдса по эквивалентным диаметрам ~ 1,5·10⁴.

Характерные распределения коэффициента теплоотдачи α для конфузора с углом ϕ =4,5⁰ представлены на рис. 2. Несмотря на рост скорости по длине в первой половине конфузора наблюдается снижение теплоотдачи, а во второй половине – характерный рост коэффициента теплоотдачи по длине. В целом такой характер распределений, очевидно, формируется под действием двух факторов: рост толщины теплового погранслоя вниз по потоку и ее уменьшение при наличии отрицательного градиента давления.



Рис. 2. Распределение коэффициента теплоотдачи на режимах: 1,2 – 6 Гц; 3,4 – 9 Гц; 5 – 12Гц; 6 – стационарный режим; светлые значки – β=0,3; темные - β=0,8.

С ростом угла сужения действие второго фактора становится преобладающим: при $\phi = 8^0$ в распределениях участки с убыванием α становятся меньше, участки с ростом – больше. При $\phi = 17^0$ все распределения становятся монотонно возрастающими. Соответствующие значения коэффициента теплоотдачи на стационарных и пульсирующих режимах оказались примерно одного уровня – в диапазоне ±10%.

- Волчков Э.П., Макаров М.С., Сахнов А.Ю. Пограничный слой с асимптотическим отрицательным градиентом давления / Проблемы и достижения прикладной математики и механики: к 70-летию акад. В.М. Фомина: сб. науч. тр. – Новосибирск: Параллель, 2010. с. 25-34.
- Турбулентное течение газа при гидродинамической нестационарности / Дрейцер Г.А., Краев В.М. Красноярск: Сиб. аэрокосм. акад. 2001. 147 с.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока / ТВТ. 2012. Т. 50, №3. с. 442-449.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ПРОТОЧНОМ ТРАКТЕ ГИДРОТУРБИНЫ НА ВИБРАЦИЮ ЭЛЕМЕНТОВ ЕЁ КОНСТРУКЦИИ

Дектерев Д.А.^{1,2}, Платонов Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Масленникова А.В.³, Абрамов А.В.³

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

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Сибирский федеральный университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

³ Саяно-Шушенский филиал Сибирского федерального университета,

655619, Республика Хакасия, г. Саяногорск, рп Черемушки, д. 46

Известно, что гидравлические явления оказывают непосредственное воздействие на механическую составляющую гидравлической турбины. В работе [Р. Dorfler, M. Sick, A. Coutu (2005)], приведены примеры исследований [Coutu A., Aunemo H., Badding B., Velagandula O.], в которых измерялись вибрации лопастей рабочего колеса, возбуждаемые низкочастотными гидравлическими пульсациями. В диапазоне мощностей 55 - 100% вибрации практически не наблюдаются, на спектре присутствуют только гармоники, соответствующие частоте вращения рабочего колеса. В диапазоне частичной нагрузке к спектру вибрацию добавляются низкочастотные колебания, вызванные прецессией вихревого жгута. Как показывают исследования на турбин-насосах [Doerfler, P., Lohmberg, A., et al. (2003)] и на радиально-осевых турбинах [A.V. Zakharov, I.L. Kuznetsov, E.V. Orlov], максимум вибраций рабочего колеса соответствует максимуму пульсаций давления в проточном тракте и располагается в середине зоны частичной нагрузки.

Даже если прецессия вихревого ядра не оказывает существенного влияния на рабочее колесо, длительная эксплуатация в таких условиях может привести к повреждениям элементов конструкции отсасывающей трубы [Lowys P.-Y., Deniau J.-L., Gaudin E., Leroy P., & Djatout M. (2006), Coutu A., Monette C., Gagnon M., (2007)].

Ряд работ посвящен методам оценки повреждений, наносимых динамическими нагрузками на конструкции гидротурбины, в различных условиях работы [Welte T. M., Wormsen A., Harkegard G. (2006), Coutu A., Monette C., Gagnon M. (2007)].

Данная работа направлена на изучение влияния пульсаций давления в проточном тракте гидротурбины на вибрацию элементов её конструкции. Эксперимент проводится на модельном крупномасштабном гидродинамическом стенде, воспроизводящем геометрию реальной гидротурбины в масштабе 1/14,7. Исследуемым участком является проточный тракт гидротурбины в составе спиральной камеры, статора, рабочего колеса и отсасывающей трубы. Исследование пульсаций потока производится с помощью системы мониторинга на основе пьезоэлектрических датчиков давления, усилителя заряда, АЦП и специализированного программного обеспечения. Пьезоэлектрические датчики монтируются в корпус заподлицо со стенкой, чтобы не вносить возбуждение в поток. Датчики устанавливаются в разных участках проточного тракта. В диффузоре за рабочим колесом два датчика размещаются диаметрально противоположно, такое расположение позволяет получать разностный сигнал, исключающий шумы.

Исследование вибраций элементов конструкции происходит с применением сейсмических регистраторов «Байкал-88» с подключенными датчикамиакселерометрами А1738, а также датчиков измерения вибрации ВД06А.

Исследуются различные режимы работы гидроагрегата, задаваемые открытием направляющего аппарата. Наибольшее внимание уделяется режимам работы с формированием прецессирующего вихревого жгута. Именно с возникновением мощного вихря связывают появление наиболее опасных для проточного тракта низкочастотных вибраций.

В ходе работы получены данные и проанализирована связь пульсаций потока и вибраций элементов конструкции стенда для однофазного потока. Кроме того, с целью изменения амплитудно-частотных характеристик прецессирующего вихревого ядра, была осуществлена подача в поток воздуха и проанализированы связанные с этим изменения вибрационных характеристик стенда.

В отличие от сигналов с датчиков пульсации, имеющих практически однозначную трактовку, вибрационный сигнал представляет собой более сложную спектрограмму в широком диапазоне частот, в связи с этим вибрационный сигнал требует более глубокого анализа. Тем не менее, отмечается наличие отклика датчиков вибрации на жгутовую частоту и значительное изменение вибрационных характеристик при подаче в тракт воздуха. УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ПОТОКА НА ИНТЕНСИФИКАЦИЮ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ С КВАДРАТНЫМИ ВЫСТУПАМИ

Душин Н.С., Михеев Н.И., Давлетшин И.А., Паерелий А.А., Душина О.А.

Казанский научный центр РАН,

420111, Россия, Казань, ул. Лабачевского, 2/31

Современные подходы к интенсификации теплообмена в каналах основаны на турбулизации потока в тонкой пристеночной области, генерации крупных вихрей и разрушении пограничного слоя, что позволяет существенно интенсифицировать теплообмен при умеренном росте гидравлического сопротивления. Одним из эффективных способов такого воздействия на поток является установка в каналах выступов. При оптимальном шаге расположения выступов по отношению к их высоте на стационарном режиме течения в диапазоне чисел Рейнольдса $10^4 - 4 \times 10^5$ теплогидравлическая эффективность дискретношероховатого канала по сравнению с гладким, увеличивается на 26%. Дополнительно увеличить теплогидравлическую эффективность можно изменяя форму выступов, их пространственное расположение или создавая пульсации расхода [1-3]. Так, ранее авторами был получен эффект 60% прироста теплогидравлической эффективности, по сравнению с гладким каналом, при исследовании структуры течения и теплообмена за одиночной диафрагмой на пульсирующих режимах течения [3]. Кроме того был отмечен факт смещения максимума коэффициента теплоотдачи ближе к диафрагме и зафиксирован пятикратный рост этого максимума по сравнению с гладкой стенкой.

Целью данной работы является оценка выявленного в [3] эффекта интенсификации теплообмена в условиях гидродинамической нестационарности потока, применительно к течению в канале с массивом выступов при реализуемых на практике условиях. Рассмотрено турбулентное течение воздуха в прямоугольном канале сечением 0,115×0,15 м² при числе Рейнольдса, рассчитанном по гидравлическому диаметру канала, Re_D = 18200. В канал были установлены алюминиевые поперечные выступы квадратной формы с высотой е = 13,5 мм. Отношение высоты выступа к высоте канала e/H = 0,117. Относительный шаг установки выступов составлял р/е = 10, 15, 20 и 30 высот выступа. Во входной части канала были установлены: плавный вход со степенью поджатия 6:1, турбулизирующая сетка и наждачная бумага с зерном порядка 0,8 мм.

Амплитуда и частота пульсаций расхода задавалась установленным на выходе экспериментального участка пульсатором, за счет изменения площади перекрытия проходного сечения канала профилированной заслонкой и варьирования частоты вращения этой заслонки. Измерения выполнены в диапазоне относительных амплитуд пульсаций $\beta = \overline{u} / u' = 0,3 \dots 0,8$ и чисел Струхаля, рассчитанных по высоте вы-

ступа, Sh = 0,03 ... 0,617. Измерены распределения локальных коэффициентов теплоотдачи на выступах и в промежутках между выступами с шагом, равным высоте выступа. Для этого, в часть стенки, на которую устанавливались выступы, встраивалась текстолитовая плата толщиной 1,5 мм. На обращенной в сторону потока стороне платы были нанесены зигзагообразные медные дорожки, к которым подключались провода для измерения падения напряжения U_i . Падение напряжения измерялось с использованием аналого-цифрового преобразователя и применялось для расчета средней температуры участков по формулам:

$$T_{i} = 20 + \frac{R_{i} - R_{i20}}{0.0039R_{i20}},$$
$$R_{i} = \frac{U_{i}}{I},$$

где R_i — электрическое сопротивление *i*-го участка, R_{i20} — электрическое сопротивление *i*-го участка при температуре 20 градусов Цельсия, I — сила тока в цепи. Сила тока в цепи определялась по измеренному падению напряжения на опорном резисторе, сопротивление которого не зависело от подаваемых значений силы тока.

Нагрев платы осуществлялся этими же дорожками путем подключения группы участков к аккумуляторной батарее. При этом обеспечивалась возможность одновременного нагрева и измерения температуры. Для снижения лучистого теплообмена все поверхности платы покрывались алюминиевой фольгой толщиной 9 мкм. Противоположная обращенной к потоку сторона платы теплоизолировалась двумя последовательными воздушными камерами толщиной 10 мм. Такой подход позволил добиться снижения теплового потока от нагретых дорожек в помещение при приемлемом времени установления режима.

- 1. Xie G., Zheng S., Zhang W., Sunden B. A numerical study of flow structure and heat transfer in a square channel with ribs combined downstream half-size or same-size ribs // Applied Thermal Engineering. 2013. № 61. P. 289-300.
- Moon M., Park M., Kim K. Evalution of heat transfer perfomances of various rib shapes // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. № 71. P.275 – 284.
- 3. Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 3. С. 442-449.

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОДИНОЧНОЙ ВОЛНЫ С ПРОНИЦАЕМОЙ ПРЕГРАДОЙ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Бошенятов Б.В.,^{1,2} Жильцов К.Н.²

 ¹ Институт прикладной механики Российской академии наук, 125040, Россия, Москва, Ленинградский пр-кт, 7
² Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ, 634050, Россия, Томск, Ленина пр-кт, 36, стр. 27

Известно, что нелинейные уравнения адиабатического течения идеального газа полностью совпадают с одномерным движением жидкости в канале в приближении «мелкой воды» [1]. При этом скорости звука, с которой распространяются малые возмущения в газовой среде, соответствует $c = \sqrt{gH}$. Эта замечательная аналогия позволяет переносить на газы результаты исследований нелинейных эффектов, полученные путем физического или численного моделирования процессов в гидродинамическом лотке [2-3].

В работе приведены результаты численного моделирования взаимодействия длинной гравитационной волны с подводной преградой конечной длины (рис.1-*a*) при следующих постоянных параметрах одиночной волны, генерируемой в гидродинамическом лотке: H = 103 мм, A = 7 мм, длина волны L = 3000 мм. Преграда h = 95 мм расположена под нулевым углом к фронту волны, толщина преграды вдоль распространения волны D - изменялось в диапазоне от 0,05 L до 2L. Методика численного моделирования, основанная на решении уравнений Навье-Стокса, и её апробация даны в работах [4-5].



Рис. 1. Принципиальная схема преград: а) – конечной толщины, b) – бесконечной толщины

Вдали от преграды движение волн описывается линейными уравнениями и их скорость равна скорости распространения малых возмущений \sqrt{gH} , в то время как над преградой распространение и затухание волн имеет существенно нелинейный характер. Сформированная треугольная волна с крутым фронтом уменьшается с расстоянием по амплитуде. Распространение этой волны над преградой сопровождается постоянным течением, известным в акустике как «акустический ветер». Кроме того, условия численного эксперимента таковы, что за преградой конечной толщины, как и в случае тонкой преграды [6], образуются вихревые структуры, аккумулирующие значительную часть энергии проходящей волны.

Важным и неожиданным результатом исследования является то, что падающая волна воспринимает и достаточно тонкую преграду D/L > 0.12 как преграду бесконечной толщины (рис.1-b), при этом амплитуда отраженной волны, близка к расчетной по линейной теории. На рис.2 приведена зависимость энергетического коэффициента отражения от преграды конечной толщины (рис.1-а) в зависимости от безразмерного параметра *D/L*. Там же пунктирной линией дан расчет коэффициента отражения по линейной теории для преграды бесконечной толщины. Такая ситуация (D/L >>1) характерна для многих разделов классической теории волн (оптика, акустика, электродинамика) и она известна как преломление и отражение волн на границе двух сред, имеющих различное волновое сопротивление.



Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от параметра D/L: 1 – Преграда Рис.1-а, уравнения Навье-Стокса; 2 - Преграда Рис.1-b, линейная теория

Работа выполнена за счет гранта РФФИ (Проект №15-08-04097_а)

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1954. 795 с.
- Бошенятов Б.В., Попов В.В. Экспериментальные исследования взаимодействия волн типа цунами с подводными преградами // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 9-3. С. 145-150.
- Boshenyatov D.V., Zhiltsov K.N. Simulation of the interaction of tsunami waves with underwater barriers // American Institute of Physics Conference Series. 2016.Vol. 1770. No. 3. P. 030088;
- Бошенятов Б.В., Лисин Д.Г. Численное моделирование волн типа цунами в гидродинамическом лотке // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2013. № 6 (26). С. 45-55.
- Бошенятов Б.В., Жильцов К.Н. Математическое моделирование взаимодействия длинных волн типа цунами с комплексом преград // Современные наукоемкие технологии. 2015. № 12-1. С. 20-23
- Бошенятов Б.В. О подавлении волн цунами подводными преградами // Доклады Академии наук. 2013. Т. 452. № 4. С. 392-395.

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД И ОТРЫВ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА МОДЕЛИ КРЫЛА ПРИ НИЗКОЙ И ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

Занин Б.Ю.

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

Проведенные эксперименты имели целью развитие нового направления в исследованиях отрыва пограничного слоя при малых дозвуковых скоростях воздушного потока – изучения восприимчивости отрывных течений к внешним воздействиям. Термин «восприимчивость», применявшийся ранее для описания влияния внешних возмущений на волновые процессы в пограничном слое, может использоваться и для описания физических явлений, происходящих в областях отрыва потока. Предыдущие исследования показали [1], что внутренняя структура зоны отрыва представляет собой сложное трехмерное вихревое образование с набором разнообразных вихрей, и она может видоизменяться под влиянием внешних воздействий.

Исследования проводились в дозвуковых аэродинамических трубах нашего Института при малых скоростях потока – до 40 м/сек. Конкретной задачей проведенных экспериментов было изучение влияния уровня турбулентности потока в аэродинамической трубе на процессы, происходящие в пограничном слое на моделях прямых крыльев при различных углах атаки.

В зависимости от величины угла атаки на поверхности крыла реализовывались три основных вида течения: локальный отрывной пузырь в виде узкой полосы вдоль размаха крыла, отрыв турбулентного пограничного слоя в задней части крыла, и срыв с передней кромки, при котором область отрыва занимала всю поверхность крыла. Для этих вариантов обтекания были получены картины течения над поверхностью моделей и измерены параметры неустойчивых колебаний, развивающихся при ламинарнотурбулентном переходе. Найдены отличия полей средней скорости и амплитуды пульсаций в области отрыва в зависимости от уровня возмущений в набегающем потоке. Показано, как меняется структура обтекания при искусственном повышении уровня турбулентности потока в рабочей части аэродинамической трубы с помощью турбулизирующих сеток.

Список литературы:

 Занин Б.Ю., Козлов В.В. Вихревые структуры в дозвуковых отрывных течениях: Учебное пособие // Новосибирск: НГУ, 2011. 116 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ ВЗРЫВОВ

Захарова Ю.В., Федорова Н.Н., Федоров А.В.

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

В последние годы значительно увеличилось количество аварийных ситуаций внутри объектов различного назначения, что связано с неправильной эксплуатацией объектов, а также не соблюдением норм безопасности. Аварийные ситуации на промышленных объектах и в зданиях жилой застройки могут приводить к образованию газопарового облака и последующему взрывному горению. Последствия взрывного воздействия во многом определяются внутренней структурой объекта, где произошел взрыв и степенью загроможденности окружающего пространства. Избыточное давление (ΔP) и импульс (I) должны лежать в диапазоне значений, не превышающих несущую способность конструкции. Для снижения избыточного давления до безопасного уровня в помещениях рекомендовано использовать оконные проемы и легко сбрасываемые конструкции [1-2].

Численное моделирование вышеуказанных процессов позволяет предсказать условия возникновения взрывоопасного облака, оценить последствия взрывного воздействия, а также разработать меры по минимизации ущерба.

В данной работе представлены результаты численного моделирования взрыва заряда TNT, расположенного внутри помещения. Исследовано влияние массы взрывчатого вещества (ВВ) и его расположения. Кроме того, проведено моделирование утечки и условий воспламенения природного газа, хранящегося под высоким давлением. Исследовано влияние наличия открытых зон в помещении на формирование ударно-волновой структуры. Проведена оценка последствий взрывного воздействия и распространения концентраций опасных веществ. На основе полученных данных разработаны методы подавления интенсивности взрывной нагрузки, действующей на стенки помещения.

В качестве геометрических моделей рассматривались помещения различной конфигурации с наличием вентиляционных отверстий, а также полностью закрытые конструкции. Численное моделирование проводилось в программной среде ANSYS Workbench с использованием модуля AUTODYN, в который заложены математические модели, способные описать динамику взрывной нагрузки, а также модуля Fluent, широко использующегося для моделирования течений с горением и детонацией. Процессы разрушения и деформирования конструкций под действием динамических нагрузок на данном этапе не рассматривались. Стенки помещений предполагались абсолютно жесткими.

На первом этапе было проведено моделирование взрыва заряда TNT, массой 0,5 кг, расположенного в центре помещения кубической формы. Рассмотрены два случая: полностью закрытое помещение и помещение с вентиляционным отверстием на крыше. Величины давлений, действующих на стенку помещения, измерялись в нескольких контрольных точках, расположенных на одной из стенок (рис.1).



Рис. 1. Распределение статического давления по времени в контрольных точках для массы взрывчатого вещества т = 0,5 кг, для случая с наличием вентиляции

Повторные пики, наблюдающиеся в распределении давления (рис.1) связаны с переотражением ударных волн от стенок помещения. В связи с высвобождением через вентиляционное отверстие некоторого количества энергии, величины повторных пиков давления уменьшаются практически во всех контрольных точках.

Полученные расчетные данные были сопоставлены с результатами эксперимента [3] по времени прихода ударной волны в контрольные точки и величине первого пика давления. В целом расчетные данные вполне удовлетворительно предсказывают экспериментальные результаты.

По результатам расчетов показано, что наличие вентиляционного отверстия не влияет на величину первого пика давления, однако значительно снижает уровень давления в повторных пиках.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №15-07-06581 а, и №15-08-01723 а) и Российского научного фонда №16-19-00010.

- 1. Строительные нормы и правила. СНиП 2.01.07-85*. Нагрузки и воздействия. М.; ФГУП ЦПП, 2010. 72 с.
- Комаров А. А. Анализ последствий аварийного взрыва природного газа в жилом доме. Журнал «Пожаровзрывобезопасность», т.8, №4, 1999г. С.49-53.
- I. Edri, Z. Savir, V. R. Feldgun, Y. S. Karinski, D. Z. Yankelevsky On blast pressure analysis due to a partially confined explosion. I. Experimental studies, International Journal of Protective Structures – V.2, N.1, 2011.

УДК 533.69.04

ВЛИЯНИЕ ВОЛНИСТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ КРЫЛА НА ЕГО ОБТЕКАНИЕ В КОЛЕБЛЮЩЕМСЯ РЕЖИМЕ В ОБЛАСТИ КРИТИЧЕСКИХ УГЛОВ АТАКИ

Зверков И.Д.¹, Крюков А.В., Евтушок Г.Ю.²

 ¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, Институтская 4/1
² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В настоящее время огромное внимание уделяется развитию малоразмерных летательных аппаратов. На сегодняшний день роботизированные автоматические устройства помогающие человеку сохранять время силы, а порой и жизнь можно встретить в самых различных областях человеческой деятельности. К ним можно отнести различного рода малоразмерные летательные аппараты.

К летающим роботизированным комплексам в настоящий момент предъявляются достаточно жёсткие требования. Они, с одной стороны, должны иметь возможность вертикального взлёта и висения, а с другой стороны осуществлять продолжительный полёт на высокой скорости. По этому, конструкторы ведут поиск в направлении комбинации конструкции самолёта и вертолёта. Например: мультикоптеры, конвертопланы, вертолёты с останавливающимися лопастями и махолёты [1]. На этом пути все сталкиваются с фундаментальной проблемой, возникающей при обтекании крыльев или лопастей таких летательных аппаратов. Дело в том, что обтекание несущих поверхности происходит на дозвуковых скоростях при числах Маха обычно не превышающих 0,3, а малый размер хорды несущей поверхности приводит к тому, что характерное число Рейнольдса при обтекании не превышает 500000. При этих числах Рейнольдса на наветренной стороне крыла образуется протяжённая зона ламинарно-турбулентного перехода с образованием локальных отрывных зон, так называемых отрывных пузырей. Второй характерной особенностью вышеперечисленных летательных аппаратов является нестационарные условия обтекания. В этих условиях отрывной пузырь способен значительно ухудшить характеристики крыла в силу того, что способствует срыву потока и гистерезису аэродинамических характеристик.

Для изучения этого явления и нахождения путей улучшения характеристик машущего крыла или лопасти винта в лаборатории исследования дозвуковых течений Института теоретической и прикладной механики, была разработана установка, позволяющая измерять аэродинамические силы на колеблющемся по углу атаки крыле (рис.1). Так же установка позволяет проводить визуализацию потоков обтекания колеблющегося крыла при различных сочетаниях диапазонов изменения угла атаки и частоты колебаний.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки в рабочей части трубы Т-324: 1 – рабочая часть трубы; 2 – моделькрыла; 3 – подвижные подвесы; 4 – тензодатчики;

5 – балансирные загружатели; 6 – установочные ванты;

7 – смотровые окна; 8 – механизм изменения угла атаки.

На установке исследовались два крыла конечного размаха с удлинением λ =3,5. Одно крыло имело гладкую поверхность, а второе волнистую состоящую из чередующихся горбов и впадин, ориентированных вдоль хорды. Число Рейнолдса взятое по скорости набегающего потока и по хорде крыла равнялось 140000. Исследуемые частоты колебаний от 0,5 до 2 Гц. Диапазон углов атаки от 0 до 19 градусов.

Исследования показали, что крыло с волнистой поверхностью имеет больший динамический диапазон углов атаки, при котором сохраняется присоединённое течение, чем классическое крыло с гладкой поверхностью. По этому, при применении волнистого крыла или лопасти на малоразмерном летательном аппарате может быть получен выигрыш в максимальной грузоподъёмности и устойчивости летательного аппарата при тех же габаритах что и с несущей поверхностью классического вида.

> Работа поддержана грантом РФФИ № 16-08-01210А

Список литературы:

 Зверков И.Д., Крюков А.В., Грек Г.Р. Перспективы исследований в области малоразмерных летательных аппаратов (обзор) // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т.9, вып. 2.С. 95-115. УДК 621.9

СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА МЕЖДУ ГАЗОВЫМИ ПОТОКАМИ С ОДИНАКОВЫМИ НАЧАЛЬНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ (ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ БЕЗМАШИННОЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ)

Леонтьев А.И., Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Киселев Н.А.

НИИ механики МГУ,

119192, Россия, Москва, Мичуринский проспект д.1

В работе представлены экспериментальные и расчетные исследования газодинамического метода безмашинного энергоразделения потоков. В его основе лежит известный газодинамический эффект - температура теплоизолированной (непроницаемой для теплового потока) стенки, омываемая сжимаемым (высокоскоростным) потоком газа, может существенно отличаться от начальной температуры торможения данного потока. Это отличие тем выше, чем выше скорость потока и чем больше число Прандтля отличается от единицы. В то время как в несжимаемом (низкоскоростном) потоке газа данные температуры практически одинаковы. Следовательно, два потока с одинаковыми начальными температурами торможения, но с различными скоростями (один сверхзвуковой, другой дозвуковой), разделенные теплопроводной перегородкой, будут участвовать в теплообмене друг с другом. Таким образом, один поток нагреется, другой охладится, т.е. произойдет перераспределения полной энергии потоков без совершения ими внешней технической работы и теплообмена с окружающей средой или, другими словами, энергоразделение.

На абсолютную величину энергоразделения (разность между температурой торможения T_0^* на входе в устройство и температурами торможения на выходе по горячей T_h^* и холодной стороне T_c^*) влияет множество параметров:

начальные и режимные параметры потоков;

теплофизические характеристики рабочего тела (число Прандтля);

структура течения в каналах (наличие/отсутствие отрывов пограничного слоя, ударных волн и т.п.).

В настоящей работе энергоразделения реализуется в устройстве, напоминающем теплообменный аппарат (TA) «труба в трубе» с той особенностью, что по одному из каналов (внутреннему) поток движется со сверхзвуковой скоростью по другому (внешнему кольцевому) с дозвуковой. Эта особенность позволяет осуществить теплообмен между потоками, имеющими одинаковую начальную температуру.

Исследовалось влияние следующих параметров на эффективность энергоразделения:

число Маха на входе в сверхзвуковой канал (1,8; 2,0; 2.5);

начальная температура потоков (299К, 313К, 343К);

-схема организации течения в устройстве (прямоточная/противоточная)

-наличие/отсутствия интенсификаторов теплообмена в дозвуковом канале.

Рабочее тело – воздух. Отношение массовых расходов через дозвуковой и сверхзвуковой каналы варьировалось в диапазоне 0,08 – 0,7 на каждом режиме.

Фиксировались значения полной температуры (температуры торможения) и полного давления на выходе из каналов.

На всех режимах дозвуковой поток охлаждался $\Delta T_c^* = (T_c^* - T_0^*) < 0$, а сверхзвуковой поток нагревался $\Delta T_h^{*=}(T_h^* - T_0^*) > 0$.



Рис.1 Нагрев сверхзвукового потока (значки закрашены сверху) и охлаждение дозвукового потока (значки закрашены снизу) в зависимости от массовой доли дозвукового потока т для различных чисел Маха – M_{is} на входе в сверхзвуковой канал: 1 - $M_{is} = 1,8; 2 - M_{is} = 2,0; 3 - M_{is} = 2,5$ при начальной температуре торможения потоков $T_0^* = 299$ К, дозвуковой канал с интенсификаторами теплообмена



Рис.2. Отношение полного давления на выходе из дозвукового канала к полному давлению на входе в него в зависимости от массовой доли дозвукового потока т в случае наличия интенсификаторов (intensified) и без них (smooth) при $T_0^*=299$ K, $P_0^*=1,05$ МПа, and $M_{is}=1,8$

Работа выполнена при поддержке гранта РФН №14-19-00699. УДК 621.9

ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В КОМБИНИРОВАННОМ КАНАЛЕ С ПРОНИЦАЕМЫМИ СТЕНКАМИ

Леонтьев А.И., Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Киселев Н.А., Хазов Д.Е.

НИИ механики МГУ,

119192, Россия, Москва, Мичуринский проспект д.1

В работе представлены результаты экспериментального исследования эффекта энергоразделения воздушного потока при прохождении его через комбинированный канал, состоящий из проницаемой цилиндрической трубки, с предвключенным звуковым/трансзвуковым соплом.

В основе энергоразделения лежит известный газодинамический эффект – искривление профиля температуры торможения при обтекании сжимаемым газовым потоком твердой поверхности. Он вызван дисбалансом между процессами выделения тепла в результате вязкой диссипации и отвода тепла теплопроводностью из пристенных областей. В зависимости от значения молекулярного числа Прандтля (Pr) газового потока, которое может быть меньше, равно или больше единицы, температура торможения пристенных слоев будет меньше, равна или больше начальной температуры торможения, соответственно. Для воздуха Pr=0,72. Следовательно, если организовать отсос пристенных «охлажденных» слоев, то среднемассовая температура оставшегося потока возрастет.

Исследования проводились на экспериментальном участке, созданном в НИИ механики МГУ. Который состоял из форкамеры, комбинированного канала (сопло с проницаемой трубкой) и ресивера, свободно сообщающегося с атмосферой. В форкамере фиксировались начальные параметры потока (полное давление P_0^* и температура торможения T_0^*). Тепловизором фиксировалась температура поверхности проницаемого участка. Хромель-алюмелевой термопарой, расположенной в специальном зонде, измерялась температура торможения потока в ресивере. По длине проницаемого участка располагалось 15 приемников статического давления, один – на срезе сопла.

Увеличение полного давления P_0^* потока в форкамере приводило к соответствующему росту статического давления P_{st} на срезе сопла (на входе в проницаемый канал). При этом, в зависимости от профиля сопла, поток на входе в проницаемый канал достигает звуковой или трансзвуковой скорости.

Начиная с некоторых значений P_0^* , на всей длине проницаемого канала реализовалось течение с отсосом, об этом свидетельствуют измерения профиля статического давления по длине проницаемого канала. При этом если скорость потока на входе в него была звуковой или трансзвуковой, то возможно дальнейшее ускорение потока внутри проницаемого канала за счет расходного воздействия.

Температурные измерения показывали снижение температуры поверхности проницаемой стенки по сравнению с начальной температурой торможения в форкамере (рис.1), которая поддерживалась равной температуре окружающей среды. Таким образом, через проницаемые стенки воздух выходил с температурой меньшей начальной, а в ресивере - на выходе из проницаемого канала - температура воздуха становилась выше начальной, т.е. происходило безмашинное энергоразделения потока. При этом с увеличением полного давления разность температур на выходе из проницаемого канала и на входе в него T_0^* выходила на некоторую предельную величину.

В работе приводится подробное экспериментальное исследования данного эффекта. На основе одномерных уравнений термодинамики газового потока обосновываются возможные режимы течения внутри проницаемого элемента. Рассматриваются способы повышения эффекта энергоразделения газа как за счет использования более эффективного рабочего тела (газы с низким числом Прандтля), так и за счет геометрических характеристик устройства.

На рис. 1 показано распределение температуры внешней поверхности проницаемой стенки по ее длине при различных значениях полного давления в форкамере. Данные приведены для следующей конфигурации экспериментального участка:

- сопло сужающееся звуковое
- длина трубки 150 мм,
- внешний диаметр 10,5 мм,
- внутренний диаметр 3,5 мм
- открытая пористость, диаметр пор 40–60 мкм.



Рис.1 Распределение температуры внешней поверхности проницаемого канала по длине для различных значений полного давления P₀^{*} в форкамере. Температура воздуха в форкамере T₀^{*} равна температуре в окружающей среде 22,4 °C.

Работа выполнена при поддержке гранта РФН №14-19-00699. УДК 536.27

ТЕЧЕНИЕ ПОТОКА ГАЗА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПРИ ОБТЕКАНИИ СОТОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Терехов В.И.¹, Смульский Я.И.¹, Шаров К.А.¹, Золотухин А.В.^{1,2}

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Проведены экспериментальные исследования турбулентной структуры течения при продольном обтекании сотовой поверхности с гексагональной формой ячеек. Рассматриваемые в настоящей работе сотовые поверхности, имеют ряд сходных черт с вихрегенераторами. Об этом свидетельствуют результаты первых экспериментальных исследований продольного обтекания поверхностей с сотовыми покрытиями [1,2].

Главной особенностью аэродинамической картины взаимодействия течения над сотами является эффект проскальзывания потока на стенке, величина которого может достигать до 30% от скорости в ядре потока. Это обстоятельство, а также данные по снижению трения с помощью акустического демпфирования, дают основание для использования подобных систем вихрей в качестве эффективных методов управления процессами турбулентного переноса. Отсутствие детальной опытной информации о структуре поля течения не позволяет создать целостную картину данного сложного явления и требует более глубокого его изучения.

Данная работа посвящена опытному исследованию развития поля течения и турбулентных характеристик вдоль поверхности с гексагональными сотами с поперечными размерами ячеек 5 мм, глубиной 21 мм и толщиной стенок 0,2 мм, а так же двух участков сот с размерами ячеек 12 мм, толщиной стенок 0,5 мм и глубиной 2,4 мм и 6 мм. Рабочий канал экспериментального стенда имел прямоугольное сечение 21×150 мм, длину 1 м и был выполнен из прозрачного органического стекла толщиной 8 мм. Поперечные размеры входного канала подбирались из условий обеспечения двумерного течения в центральном продольном сечении канала. На расстоянии 580 мм от входа в канал заподлицо монтировались сотовые пластины размерами 40×200 мм и 58×182 мм. Измерения выполнены с помощью PIV системы, состоящей из твёрдотельного импульсного Nd:YAG лазера с длительностью вспышки 5нс и цифровой камеры с матрицей 1 Мпикс. Измерительная область составляла 17×20 мм. Для расчёта векторов использовался кросс-корреляционный Фурье метод. В опытах изучалось развитие течения по всей длине сотовых пластин при постоянном числе Рейнольдса: Re = Uh/v =2,1·10⁴, где h – высота канала.

Развитие профилей продольной скорости в пограничном слое на сотовых поверхностях с разной глубиной каверн демонстрируется на рис. 1; данные здесь получены для сечения, отстоящего на x/h = 1,4 от начала сотовой секции в сравнении с гладкой стенкой.



Рис. 1. Распределение скорости на гладкой стенке (1) и сотовых поверхностях с глубиной ячеек 21 мм (2) и 2,4 мм (3).

На ячеистой поверхности пограничный слой оттесняется от стенки и затем, по мере его дальнейшего продвижения деформированная область распространяется на все большую часть пограничного слоя. В итоге профиль становится менее заполненным и приближается к ламинарной зависимости.

Измерения проведены в восьми сечениях вдоль сотовой поверхности. Также в работе получены профили пульсаций и рейнольдсовых напряжений. По полученным данным определены изменения интегральных характеристик пограничного слоя вдоль пластины для различных параметров сот. Кроме этого, проведены измерения гидравлического сопротивления канала при наличии сотовой поверхности.

Список литературы:

- 1. Климов А.А., Трдтьян С.А. Использование сотовой поверхности для управления пограничным слоем // ТВТ. 2003. Т. 41, №6, С. 901-906.
- Trdatyan S.A., Klimov A.A. Friction and heat transfer on a honeycomb surface in laminar and turbulent flows/ Proc. 12-th Int. Heat Transfer Conf. Grenoble. 2002. p. 221.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации НШ-8780.2016.8 и при частичной поддержке РНФ (грант ОНГ № 14-19-00402n).

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТРЁХМЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ В ПРИСУТСТВИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С.

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

Проблема возникновения турбулентности в трёхмерных пограничных слоях имеет большое фундаментальное и прикладное значение. В то же время, эта проблема совершенно недостаточно изучена, как теоретически, так и экспериментально. Это в равной степени относится к изучению, как доминирующих физических механизмов возникновения турбулентности, так и соответствующих сценариев перехода, а также к исследованию зависимости механизмов и положения перехода от наличия неровностей поверхности различной конфигурации и высоты. Между тем, результаты таких исследований совершенно необходимы для нахождения адекватных упрощённых критериев начала турбулизации трёхмерных пограничных слоёв и разработки более совершенных методов расчёта положения перехода.

Основными задачами данного исследования были: экспериментальное изучение сценариев перехода к турбулентности в пограничном слое модели 35градусного скользящего крыла в присутствие локализованных цилиндрических неоднородностей поверхности, анализ упрощенных критериев начала турбулизации течения, применимости амплитудного метода оценки положения перехода. Описываемые в докладе исследования также преследуют цель создания экспериментальной базы данных для верификации усовершенствованных способов расчёта положения перехода, в том числе основаных на методе переменного N-фактора и амплитудном методе.

Эксперименты проведены в малотурбулентной дозвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО РАН Т-324 (г. Новосибирск) при помощи термоанемометра при скоростях свободного потока от 11 до 26 м/с. Экспериментальная модель представляла собой скользящую пластину (с углом скольжения 35 градусов) с градиентом давления вдоль хорды, создаваемым скользящей ложной стенкой. Эта модель использовалась также в ряде предыдущих экспериментов (см., например, [1, 2]).

Неровности наклеивались на поверхность модели в районе первой ветви кривой нейтральной устойчивости поперечного течения, которая преобладала в условиях экспериментов, т.к. неустойчивость Толлмина-Шлихтинга была подавлена благоприятным градиентом давления. Измерения проведены в 129 режимах при различных скоростях потока, высотах и диаметрах неровностей в диапазоне чисел Рейнольдса по высоте неровности $\text{Re}_h = hU_e/v$ между 6,7 и 719. Пример термоанемометрической визуализации сценария перехода полученной в одном из исследованных режимов приведён на рис. 1 в виде полей возмущений средней и пульсационной скорости потока и высокочастотных вторичных возмущений. Проводится анализ всех полученных данных и формулируются основные результаты исследования.



Рис. 1. Изолинии амплитуд стационарных (а) и нестационарных (b) возмущений и высокочастотных вторичных возмущений (c) в следе за цилиндрической неоднородность большого диаметра. Положения начала турбулизации показаны серыми кружками.

Работа поддержана компанией Боинг (группа коммерческой авиации) и РФФИ (грант № 17-01-00684).

- Borodulin V.I., Ivanov A.V., Kachanov Y.S. Scenarios of sweptwing boundary-layer transition in presence of various kinds of freestream turbulence and surface roughnesses // Procedia IUTAM, 2015. Vol. 14. IUTAM_ABCM Symposium on Laminar Turbulent Transition, edited by M.A.F. Medeiros & J.R. Meneghinipp (Elsevier), pp. 283–294.
- Kachanov Y.S., Borodulin V.I., Ivanov A.V. Problem of calculation of swept-wing boundary-layer transition to turbulence at elevated freestream turbulence levels // AIP Conf. Proc. Vol. 1770, pp. 020010-1–020010-39 (2016). Proc. of 18th Intl. Conf. on Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016), Perm, Russia. 27 June – 3 July 2016, edited by V.M. Fomin.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВИХРЕВЫХ ТРУБ РАНКА-ХИЛША С КВАДРАТНЫМ И КРУГЛЫМ ПОПЕРЕЧНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ

Кабардин И.К., Меледин В.Г., Яворский Н.И., Павлов В.А., Правдина М.Х., Куликов Д.В., Полякова В.И.

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

Работа посвящена экспериментальному исследованию вихревого эффекта в трубке Ранка-Хилша. Недостатки имеющихся экспериментальных данных и теоретических подходов к описанию скорости и температуры внутри вихревой трубы обсуждаются в литературе [1]. Для верификации теоретических подходов не хватает систематических экспериментальных данных в нестационарном поле течения. При экспериментах в вихревой трубе помещаемые в поток датчики вносят заметные возмущения, поэтому исследования предпочтительно проводить с помощью методик, которые не возмущают или слабо возмущают поток. Так использование оптических методов диагностики позволило заметно продвинуться в экспериментальном исследовании вихревых потоков[2-4]. В [2] методами Гильберт-оптики впервые обнаружено существование крупномасштабных вихревых структур в поле оптической фазовой плотности в виде двойной спирали. Спираль зарождается на плоской торцевой поверхности около горячего выхода, а затем распространяется вдоль продольной оси. В [3] предпринята попытка диагностики этих структур с помощью ЛДИС. В [4] выявлена существенная нестационарность скоростей и температуры. Во всех упомянутых работах для удобства оптической диагностики по всей длине рабочего участка использована «труба» с квадратным сечением. Показано, что несмотря на такую модернизацию, энергоразделение (эффект Ранка) проявляется вполне отчетливо, хотя трубка не показывает рекордных параметров.

С появлением методов оптической полевой диагностики скорости и давления [5], в настоящее время запланировано исследование внутри трубки Ранка. При этом на предварительном этапе проводится систематическое исследование эффективности «трубки» с квадратным сечением и сравнение ее эффективности с круглой трубкой, диаметр которой определен как диаметр вписанной в квадрат окружности. Оба варианта состоят из завихрителя, рабочего канала, радиального диффузора и диафрагмы. В завихритель подается сжатый воздух, который попадает в кольцевой канал, откуда через тангенциальные щели (их может быть от одной до четырех с сохранением общей площади входного сечения) поступает в вихревую камеру с гиперболической торцевой стенкой. В такой камере значение циркуляции сохраняется вплоть до радиуса выхода потока из камеры в рабочий канал. Это позволяет увеличить окружную скорость на входе в канал по сравнению со скоростью воздуха в щелях. Длина канала составляет 450 мм. Секции квадратной трубки имеют по две прозрачные стенки из оптического стекла, что позволяет исследовать поток оптическими методами при просвечивании в поперечном направлении. Круглая труба выполнена из дюралюминия. Термоизоляция не предусмотрена.

На "горячем" конце канала в качестве дросселя использован радиальный диффузор. Конструкция дросселя выбрана из соображений удобства просвечивания в продольном направлении, и используется в обоих вариантах. Между дисками диффузора устанавливается прецизионный зазор от 0,5 мм до 2,5 мм, регулирующий соотношение расходов в «холодный» и «горячий» выходы. На «холодном» конце трубки расположена диафрагма. Сторона квадрата в сечении составляет 34 мм. Диаметр круглой трубы также равен 34 мм. Длина рабочего участка в двух вариантах была одинаковой.

Расходы на входе и выходах измеряются по перепаду давления на расходомерных шайбах, каждая из которых предварительно тарировалась в условиях последующего использования с помощью стандартного расходомера РС-4 Ультра фирмы НПП "Ирвис", погрешность которого не превышает 0,5 %. Контролировались температура и давление на входе и на выходах из трубы. Отношение расхода холодного воздуха к расходу на входе изменялось в диапазоне от 0,1 до 0,9. Избыточное давление на входе изменялось от нуля до 9 бар. Расход на входе соответственно изменялся до 0,3 кг/с.

Заключение.

Составлены подробные карты режимов круглой и квадратной трубок Ранка. Определено температурное разделение на вихревых трубах с круглым и квадратными поперечными сечениями. Составлены режимные карты.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-16-08-01120 А и РФФИ 15-08-00186 А.

- Stirling A. Colgate, J. Robert Buchler Coherent Transport of Angular Momentum: The Ranque–Hilsch Tube as a Paradigm // arXiv:astro-ph/9909022v1 1 Sep 1999
- Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И. Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка// Письма в ЖТФ. – 1997. – Том 23, № 23. – С. 84 – 90.
- Дубнищев Ю.Н., Меледин В.Г., Павлов В.А., Яворский Н.И. Исследование структуры течения и энергоразделения в вихревой трубке квадратного сечения// Теплофизика и аэромеханика. – 2003. – Том 10, №4. С. 587–598
- I.K. Kabardin, V.G. Meledin, N.I. Yavorskiy, V.A. Pavlov, M.H. Pravdina, D.V. Kulikov, V.V. Rahmanov Small Disturbance Diagnostic Inside The Vortex Tube With A Square Cross-Section// International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016). AIP Conference Proceeding 1770. P. 030003-1–030003-9 (doi: 10.1063/1.4963945)
- Raffel M., Willert C.E., Kompenhans J. Particle Imaging Velocimetry. - Berlin: Springer-Verlag. 2001. - 269 p.

УДК 536.24

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКИХ ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕД 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

Большинство теплотехнологических схем, применяемых на объектах энергетики, объединяет использование в качестве теплоносителей вязких технических сред. Применение подобных сред ведет к значительному усложнению анализа работы и расчета оборудования, увеличению размеров теплообменных аппаратов и затрат энергии на эксплуатацию со всеми вытекающими из этого последствиями. Поэтому для тех отраслей современного производства, где теплоносители имеют высокую вязкость, создание интенсифицированного теплообменного оборудования является наиболее актуальной проблемой, т.к. процессы теплообмена в таких средах, движущихся с небольшими скоростями, характеризуются весьма малыми коэффициентами теплоотдачи и невысокой эффективностью.

Исследование интенсификации теплообмена проводилось на экспериментальном стенде, предназначенном для исследования процессов теплообмена и гидродинамики при течении вязких жидкостей в каналах теплоэнергетического оборудования с использованием периодических дискретно-шероховатых поверхностей при различных расходах и температурах теплоносителей и граничных условиях на стенках канала. 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, отношения шага между выступами к диаметру S/D = 0.75; 1.0; 1.25 и 1,5, отношение ширины выступа к диаметру b/D = 0,1, отношение высоты выступа к диаметру h/D = 0,1. В ходе экспериментов исследовалось влияние нагрева стенки трубы на коэффициент теплоотдачи вязких технических сред, которыми являлись турбинное масло Тп-46 и трансформаторное масло ТКП. В ходе проведения экспериментов были получены следующие данные: определены температуры стенки по рабочим участкам в соответствии с показаниями системы термопар, определены температуры теплоносителя на входе и выходе из рабочего участка, определен перепад давления на входе и выходе из рабочего участка. В результате экспериментальных исследований получены значения чисел Нуссельта и коэффициентов гидравлического сопротивления в исследуемых каналах.

Проведена обработка полученных результатов экспериментальных исследований. Результаты представлены в виде зависимостей отношений чисел Нуссельта, отношений коэффициентов гидравлического сопротивления и критерия теплогидродинамической эффективности от чисел Re для дискретношероховатого и гладкого каналов. Проведена оценка интенсификаторов с точки зрения возникающих тепловых эффектов и роста гидравлического сопротивления, затрат энергии. В результате сравнения, полученных в ходе исследований результатов с данными других авторов, можно сделать вывод, что исследуемые интенсификаторы [1] имеют одни из лучших характеристик по теплообмену. Отношения коэффициентов гидравлического сопротивления практически идентичны основной массе результатов. При сравнении критерия теплогидродинамической эффективности результаты, полученные в рамках данного исследования, занимают достойное положение в сравнении с результатами других авторов.

В результате проведенных экспериментальных исследований можно сделать вывод о том, что рассмотренный тип интенсификатора позволяет добиться интенсификации теплообмена. По результатам экспериментальных исследований было получено, что при изменении расхода вязкой жидкости или изменении тепловой мощности может быть достигнут такой случай, что может произойти ухудшение процессов теплообмена в интенсифицированном канале по сравнению с гладким каналом. Однако в основном при проведении экспериментальных исследований было выявлено, что отношения чисел Нуссельта при сравнении ДШК и гладкого канала намного больше 1 или близки к 1 и варьируются в пределах 0,85 – 3,31, что приводит к увеличению теплообмена в интенсифицированных каналах.

Можно сделать вывод о том, что рассмотренные дискретно-шероховатые каналы позволяют добиться интенсификации теплообмена посредством использования именно таких видов интенсификаторов при приемлемом уровне увеличения потерь на гидравлическое сопротивление, что при сохранении существующих габаритов теплообменного оборудования или его уменьшении позволяют добиться улучшения характеристик теплообменных аппаратов.

Проведенные исследования показали, что интенсификация теплообмена не влияет на безопасность использования теплообменных аппаратов при течении в них вязких теплоносителей и приводит к экономии энергетических и материальных ресурсов и к повышению надежности, экономичности и долговечности интенсифицированного теплообменного оборудования и снижению их материалоемкости.

Список литературы:

 Камалов Р.Ф., Ермолаев Д.В. Устройство для интенсификации теплообмена // Патент на полезную модель № 158757 от 18.12.2015 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ВИБРАЦИЯМИ ПОВЕРХНОСТИ

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

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

В последние годы, большое внимание уделяется изучению перехода в пограничном слое ламинарного течения в турбулентный при высоком или повышенном уровне турбулентности свободного потока. Сценарий этого перехода был впервые предложен Морковиным [1], который он назвал "Байпас-переход". Этот новый сценарий перехода характеризовался присутствием, локализованных продольных структур, которые возникают и развивается в пограничном слое и создают благоприятные условия для высокочастотных волновых возмущений (вторичная неустойчивость, волновые пакеты), впоследствии приводящие к появлению турбулентных пятен. Механизм формирования вторичных неустойчивых колебаний все еще далек до полного понимания. В настоящих экспериментах локализованные полосчатые структуры искусственно смоделированы в пограничном слое Блазиуса посредством мембраны, размещенной на поверхности плоской пластины. Мембрана приводилась в движение импульсом вдува длительностью 200 миллисекунд. Регистрация возмущений пограничного слоя выполнялась с помощью термоанемометра постоянного сопротивления однониточным датчиком. Сбор данных производился синхронно с вводом контролируемых возмущений. Исследования были выполнены в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН. Скорость набегающего потока была в диапазоне 3,5 <U∞<18 м/с. Степень турбулентности набегающего потока не превышала 0,04 % U∞. Как показано в предыдущих экспериментах [2], колебания локализованного участка поверхности продуцируют в пограничном слое два типа возмущений - локализованные полосчатые структуры и волновые пакеты. В области неблагоприятного градиента давления амплитуда волновых пакетов нарастает.

Настоящие эксперименты, выполненные при нулевом градиенте давления, показали, что волновые пакеты, которые появляются вблизи фронтов локализованных полосчатых структур, развиваются согласно линейной теории устойчивости. Амплитуда волнового пакета растет, если его частота принадлежит неустойчивой области (U ∞ =13-18 м/с), и затухает, если вне этого диапазона U ∞ =3,5 и 11 м/с), см. рис. 1. В то же самое время, амплитуда локализованной полосчатой структуры уменьшается.



Рис. 1. Кривая нейтральной устойчивости.

Работа была поддержана грантом Президента РФ для научных школ (НШ-8788.2016.1) и РФФИ № 16-19-10330.

- 1. M. V. Morkovin. Bypass Transition to Turbulence and Research Desiderata, Transition in Turbines, NASA-CP-2386, 1984
- V.G. Chernorai, A.N. Spiridonov, M.M. Katasonov, V.V. Kozlov (2001) Generation of perturbations by a localized vibrator in the boundary layer of a nonswept wing. J Appl Mech Tech Phys 42(5):765–772

УДК 536.224

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КРУПНОМАШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР НА КОЭФФИЦИЕНТЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛООТДАЧИ НА ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Киселёв Н.А.^{1,2}, Здитовец А.Г.¹, Виноградов Ю.А.¹, Стронгин М.М.¹

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

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

Москва, 105005, 2-ая Бауманская, 5

В данной работе представлены экспериментальные данные по исследованию влияния крупномасштабных вихревых структур на коэффициенты теплоотдачи на гладкой поверхности. Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой аэродинамической установке НИИ Механики МГУ [1, 2]. Канал установки для определения коэффициентов теплоотдачи и сопротивления имеет длину L=1080 мм, высоту H=30мм, ширину В=300 мм. Коэффициент сопротивления определялся путем прямого взвешивания поверхностей на плавающих элементах, установленных на однокомпонентных тензометрических весах с учётом падения статического давления на длине элемента. Для определения коэффициента теплоотдачи применялся метод нестационарного теплообмена: с использованием ИКкамеры регистрировался процесс охлаждения нагретой стенки исследуемой пластины, а также (при помощи термопар) температура ядра потока [3]. Далее вычислялось распределение коэффициентов теплоотдачи на стенке.

В канал был установлен цилиндр диаметром Ø=8 мм на расстоянии 0,66 м от среза сопла. Плавающие элементы с гладкими пластинами были установлены на расстоянии 40 мм (5·Ø) от цилиндра и 0,7 м от входа в канал. Схема крепления цилиндра позволяла менять зазор Y₀ между нижней стенкой и кромкой цилиндра – величина зазора варьировалась в диапазоне 1-21 мм. При проведении экспериментов определялось значение осредненного по площади плавающего элемента коэффициента сопротивления трения c_x за цилиндром (а также величина c_x/c_{x0} , где с_{х0}, определялась по параметрам невозмущенного потока) при различных скоростях потока $(u_0=40-125 \text{ м/c})$ и положениях цилиндра в канале (величина У₀ составляла 1-7, 9, 11 и 21 мм). Коэффициент теплоотдачи St (и величина St/St₀, отнесенная к коэффициенту теплоотдачи для гладкой стенки в канале без цилиндра) по длине пластины определялась для течения со скоростью невозмущенного потока 75 м/с для следующих положений цилиндра: $Y_0 = 1-5$, 7, 9, 11 и 21 мм. Также, для сравнения с прямым измерением сопротивления трения, были измерены профили полного и статического давлений при $Y_0 = 1$ мм и $u_0 = 108$ м/с в сечении до цилиндра (на расстоянии 0,353 м от среза сопла) и в сечениях, соответствующих началу и концу плавающего элемента (на расстоянии 0,698 и 0,825 мм соответственно).

Для рассматриваемых течений получены следующие результаты:

- максимальное значение $c_x/c_{x0}=1,48-2,04$ (в зависимости от числа Рейнольдса Re_x) получено при расположении цилиндра на оси канала ($Y_0=11$ мм). При приближении цилиндра к противоположной стенке ($Y_0 = 21$ мм) величина касательного напряжения на стенке уменьшается до $c_x/c_{x0}=0,00-0,17$. При уменьшении величины зазора до $Y_0=1-2$ мм отмечаются отрицательные значения относительного коэффициента трения, по-видимому, связанные с наличием протяженной области обратных токов в следе за цилиндром. Минимальное значение $c_x/c_{x0}=(-1,01)$ -(-0,71) соответствует наименьшему зазору $Y_0=1$ мм.

- величина c_x/c_{x0} , определенная с помощью интегрального соотношения импульсов (записанного для объема воздуха над плавающим элементом) при $Y_0 = 1$ мм и $u_0 = 108$ м/с, равна $c_x/c_{x0}=-0,75$. Эта величина находится в удовлетворительно соответствии с величиной $c_x/c_{x0}=0,71$, полученной с помощью плавающего элемента, однако обе этих величины имеют значительную неопределенность.

- величина полного сопротивления c_x участка канала с цилиндром значительно превосходит сопротивление трения плоского канала. При $Y_0 = 1$ мм и u_0 =108 м/с отношение c_x/c_{x0} , определенное с использованием профилей полного и статического давлений в сечениях x=0,353 и x=0,825 равно $c_x/c_{x0} = 12,2$.

- интенсификация теплообмена за цилиндром рассматривалась на участке от 710 до 823 мм. Локальное значение St/St₀ для Y_0 =1-2 мм имеет максимум на расстоянии 80 мм от оси цилиндра. При дальнейшем увеличении Y_0 до 9 мм наблюдается только снижение величины St/St₀ вдоль продольной координаты. При Y_0 =11 мм локальный максимум наблюдается на расстоянии 90 мм от оси цилиндра. При Y_0 =21 мм значения St/St₀=1. Локальные значения St/St₀ (кроме случая Y_0 =21 мм) менялись в диапазоне St/St₀=1,35-2,5. Полученные данные удовлетворительно совпадают с данными работ [4,5].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-08-08428 и СП-1169.2015.1.

- Киселёв Н.А. и др. Экспериментальное исследование характеристик поверхностей, покрытых регулярным рельефом // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2013. № 1, с 263-290.
- Leontiev A.I. et al. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples // Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. Vol. 79.
- Kiselev N.A., Burtsev S.A., Strongin M.M. A Procedure for Determining the Heat Transfer Coefficients of Surfaces with Regular Relief // Meas. Tech. 2015. Vol. 58, № 9.
- Suzuki H., Suzuki K., Sato T. Dissimilarity between heat and momentum transfer in a turbulent boundary layer disturbed by a cylinder // Int. J. Heat Mass Transf. 1988. Vol. 31, № 2. P. 259–265.
- M E., Suzukit K., Satot T. Turbulent heat transfer in a flat plate boundary layer disturbed by a cylinder.1985. № April. P.241-248.

УДК 534.13:533.6.011.5

СВЕРХЗВУКОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В РАДИАЛЬНЫХ СОПЛАХ

Киселев С.П.^{1,2}, Киселев В.П.¹, Зайковский В.Н.¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 4/1

² Новосибирский государственный технический университет,

630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований сверхзвуковых течений в радиальных соплах. Радиальные сопла используются для нанесения покрытий методом холодного газодинамического напыления на внутреннюю поверхность труб [1]. В работах [2,3] изучалась сверхзвуковая струя, истекающая из радиального сопла. В данной работе рассматриваются внутренние сверхзвуковые течения в радиальных соплах.

Радиальное сопло представляло собой два диска диаметром $d_0 = 72$ мм, соединенных с центральным направляющим стержнем. Внутренний диск был неподвижным, а наружный диск мог перемещаться по стержню, что позволяло легко изменять расстояние между дисками h. В качестве газа использовался холодный воздух (γ = 1,4, T_0 = 300 K) высокого давления (0,9 МПа $\leq p_0 \leq 1,5$ МПа), который подавался в сопло через цилиндрическое отверстие, внутренняя поверхность которого совпадала с центральным направляющим стержнем с диаметром $d_1 = 10$ мм, а внешняя поверхность отверстия имела диаметр $d_2 = 18$ мм. На внешнем диске измерялось статическое давление на различных расстояниях от оси сопла с помощью датчиков, которые соединялись с отверстиями диаметром $d_5 = 0.8$ мм, расположенными на поверхности внешнего диска.

Истечение газа из сопла происходило в окружающее пространство, которое было заполнено воздухом, находящимся при нормальных условиях (давление $p_g = 0,1$ МПа, температура $T_g = 300$ K).

Численные расчеты, выполненные в рамках SST к-омега модели турбулентности. Геометрические размеры сопла и параметры газа на входе в сопло соответствовали условиям эксперимента. Подробная постановка задачи о расчете сверхзвукового течения в радиальном сопле приведена в работе [3].

На рис. 1а показаны распределения статического давления на внешней поверхности радиальных сопел, полученные в расчетах и измеренные в экспериментах при различных ширинах сопла. Видно, что наблюдается хорошее совпадение результатов расчетов с данными экспериментов. Для ширины сопла меньше 0,5 мм течение в сопле близко к изоэнтропическому. В радиальном сопле происходит разгон потока до сверхзвуковой скорости. Наблюдаемые колебания давления связаны с отрывами пограничного слоя. При меньших ширинах сопла за счет трения о стенки в сопле образуется псевдоскачок конечной ширины, в котором происходит рост давления. За псевдоскачком устанавливается течение с постоянным градиентом давления, который компенсирует силу трения газа о стенки сопла. Для толщины сопла h = 0,15 мм псевдоскачок образуется в радиальном слое 0,17 < r < 0,19 мм (см. рис. 1a). При уменьшении ширины

сопла псевдоскачок смещается к входному сечению сопла, поэтому для h = 0,075 мм псевдоскачок трудно различим на рис. 1а. Картина формирования псевдоскачка показана на рис. 1б. Видно, что после начала истечения газа в сопло распространяется волна разрежения, за которой происходит ускорение газа. За счет торможения газа о стенки сопла формируется псевдоскачок, описанный выше. В псевдоскачке происходит отрыв (либо утолщение) пограничного слоя и потери полного давления.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-01-00156).



Рис. 1. Распределение измеренных в эксперименте (значки) и рассчитанных (линии) значений статического давления $p(r)/p_0$ на внешней поверхности сопла для различной ишрины сопла h и давления в форкамере p_0 (a); распределение безразмерного статического давления $p(r)/p_0$ в радиальном сопле в различные моменты времени (б).

- Kiselev S.P., V.P. Kiselev, Klinkov S.V., Kosarev V.F., Zaikovskii V.N. Study of the gas-particle radial supersonic jet in the cold spraying//Surface & Coating Technology. 2017. V. 313. P. 24-30.
- Косарев В.Ф., Клинков С.В., Зайковский В.Н. Газодинамика сверхзвуковой радиальной струи часть II// Теплофизика и аэромеханика. 2016. № 3. С. 321 – 329.
- Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. О механизме автоколебаний сверхзвуковой радиальной струи, истекающей в затопленное пространство // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 2. С. 53 – 63.

УДК 536.25: 621 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОЛУЧЕНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

В РЕЖИМАХ ТЕПЛОВОЙ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ Кислицын С.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

На сегодняшний день спрос на монокристаллы оптических, полупроводниковых и других материалов растет. Одним из способов получение монокристаллов является метод горизонтальной направленной кристаллизации. Сложность и высокие затраты на проведение серий физических и технологических экспериментов, необходимых для оптимизации технологического процесса, побуждают использовать средства численного моделирования. Одной из плохо изученных проблем является учет инверсной зависимости плотности расплавов материалов от температуры, из монокристаллов которых изготавливают оптические приборы, работающие в ИК-диапазоне (например, кадмий-ртуть-теллур). Такой же зависимостью плотности от температуры обладает вода, поэтому логично использовать ее как жидкость имитатор расплавов в физических и численных экспериментах.

В данной работе численно исследован процесс кристаллизации воды. Задача решалась в нестационарной двумерной сопряженной постановке в декартовых координатах виде методом конечных элементов [1]. Задача сформулирована в безразмерном виде с учетом локального выделения теплоты кристаллизации [2]. Была учтена зависимость плотности и коэффициента теплового объемного расширения от температуры. Для определения этих значений использовался интерполяционный сплайн Лагранжа, позволяющий получать недостающие значения в таблице температура – плотность, и, зная нужное значение плотности получать значение коэффициента теплового объемного расширения. Прямоугольные расчетные области имели различные отношения высот к длинам. До начального момента времени расчетная область состоит из слоя воды с заданной начальной температурой. В начальный момент внезапно охлаждалась правая вертикальная стенка до температуры ниже температуры кристаллизации воды (рис.1). На левой вертикальной стенке в начальный момент времени задается и поддерживается начальная температура системы. На всех границах в системе включая границу раздела вода – лед заданы условия прилипания и непротекания. Краевое условие для вихря получаем из поля функции тока, используя метод сопряженных результантов [1]. Горизонтальные границы считаются адиабатическими. На границе раздела «вода – лед» ставится условие идеального теплового контакта, т.е. условие неразрывности температуры и теплового потока.

Используемая треугольная сетка сгущается с обеих сторон фронта кристаллизации. При продвижении фронта кристаллизации происходит перестроение сетки с сохранением сгущения на границе раздела жидкость – твердое тело.

После внезапного охлаждения вертикальной стенки в пристеночной области образуется слой охлажденной жидкости, в котором, в зависимости от уровня средней начальная температура области ниже или в разной степени выше 4°С, может сформироваться восходящий поток. При достаточно высокой начальной температуре этот слой сноситься вниз опускным течением. Переохлажденная жидкость сносится в придонную область, и пространственная форма течения состоит из двух конвективной ячейк.



В зависимости от уровня средней температуры системы и перепада температуры между вертикальными стенками меняется кривизна фронта кристаллизации. Кривизна фронта кристаллизации и темп роста массы затвердевшего вещества зависят от процессов сопряженного конвективного теплообмена на границе раздела фаз.

Полученные численные результаты сопоставлены с данными физического эксперимента. Полученные данные могут быть полезны при анализе процессов роста кристаллов методом горизонтально направленной кристаллизации веществ обладающих инверсной зависимостью плотности расплава от температуры.

Работа выполнена при поддержке СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант 15-08-07991). За постановку задачи, анализ и обсуждение результатов выражаю благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Бердникову В.С.

- Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач // Ю.Г. Соловейчик, М.Э. Рояк, М.Г. Персова: НГТУ, 2007. 896 с.
- Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1965. Т.5. №5. с.816 – 827.

УДК 536.25

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТОНКИХ ПЕРЕГОРОДКАХ, РАЗДЕЛЯЮЩИХ СЛОИ ЖИДКОСТИ И ГАЗА, ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ И ТЕПЛОВОЙ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ

Кислицын С.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

Численно в сопряженной постановке задачи исследовано влияние нестационарной термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на поля температуры в тонкой вертикальной металлической перегородке, отделяющей полость с имитатором авиационного топлива – этиловым спиртом, от полости, заполненной воздухом, возникающей после внезапного нагрева правой стенки (рис.1). Исследования произведены при различных соотношениях толщины слоя жидкости к его высоте. Отношение толщины металлической перегородки к толщине слоя жидкости равняется 0,003125. Расчеты проведены так же в областях различных абсолютных размеров с тем же соотношением сторон.

Решалась методом конечных элементов [1] система уравнений свободной конвекции в безразмерном виде, для аппроксимации по времени использовалась неявная схема.

После включения нагрева существует инкубационный период прогрева прилегающего к стенке вертикального слоя жидкости в режиме теплопроводности. В процессе развития нестационарного конвективного течения противоположная вертикальная тонкая стенка нагревается неравномерно. На рис.1 показано поле температуры во всей области при числе Грасгофа 107 в один из начальных моментов времени в режиме термогравитационной конвекции.



На рис. 2 приведено распределения температуры в тонкой стенке и профили горизонтальной компоненты скорости в центральном сечении в различные моменты времени в режиме термогравитационной конвекции при числе Грасгофа 10⁷.

До момента достижения разогретой струей тонкой перегородки течение жидкости имеет максимальную скорость и температуру в тонком поверхностном слое у верхней границы (рис. 2б). Когда головная часть струи нагретой жидкости ударяет в тонкую стенку, стенка испытывает тепловой удар и в ней возникают большие градиенты температуры. Сценарий развития пространственной формы течения существенно зависит от величины числа Грасгофа: начиная с $Gr \ge 5 \cdot 10^5$ в отраженной от стенки гидродинамической волне образуются вторичные вихри. Проходя вдоль свободной границы, вторичный вихрь образует возвратное течение (рис. 26 кривые 4 и 5).



Рис. 2. Профили температуры (a) в сечении x = 0,4025 и горизонтальной компоненты скорости в сечении x = 1,205 при, $Gr = 10^7$ в моменты времени: 1 - t = 0,0025;

 $\begin{array}{l} 2-0,0058;\ 3-0,0073;\ 4-0,0109;\ 5-0,03095;\ 6-0,15045;\\ 7-0,36485;\ 8-0,74365;\ 9-1,15365;\ 10-2,46365. \end{array}$

При ударе струей перегородки происходит локальный нагрев стенки, и возникают большие перепады температуры (рис. 2а). Тепловой удар сглаживается за счет тепловой инерции и растекании тепла в плоскости стенки. В результате непрерывного подогрева и слабой теплоотдачи с внешней поверхности тонкой стенки растет объем нагретой жидкости в верхней части полости, а так же ее средняя температура. Устанавливается пространственная форма приповерхностного течения, которая на качественном уровне остается практически неизменной в течение всего времени нагрева. Увеличиваются лишь размеры нагретого слоя по вертикали, и монотонно снижается скорость течения. С течением времени в системе возникает установившееся циркуляционное течение, профиль температуры на горячей стенке приближается к почти линейному распределению.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 15-08-07991а). Выражаю благодарность научному руководителю Бердникову В.С. за постановку задачи и обсуждение результатов.

Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. – Новосибирск: изд-во НГТУ, 2007. - 896

ГЕНЕРАЦИЯ И РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ТЕЧЕНИИ ЗА УСТУПОМ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

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

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

В последние годы интерес исследователей перехода к турбулентности в пограничном слое привлекают локализованные возмущения ламинарного течения, обозначаемые термином «полосчатые структуры». Формирование структур - результат немодового усиления гидродинамических возмущений, которое выходит за рамки традиционной модели неустойчивости течений со сдвигом скорости по отношению к элементарным волнам [1–3]. Наблюдаемые в эксперименте полосчатые структуры представляют собой квазистационарные деформации слоя сдвига, ориентированные вдоль потока и ограниченные в поперечном ему направлении. Возникая в пограничном слое под влиянием различных факторов, например, турбулентности внешнего потока, они способствуют усилению волновых возмущений с последующим переходом к турбулентному режиму течения.

Обнаруженный сравнительно недавно эффект неустойчивости, связанный с образованием полосчатых структур, заключается в генерации на их фронтах пакетов волн Толлмина-Шлихтинга. Зарождение и эволюция пакетов подробно изучались в предшествующих экспериментальных работах с участием авторов настоящей статьи при моделировании полосчатых структур пограничного слоя различными способами. В их числе - генерация структур вдувом - отсосом воздуха через щели в обтекаемой потоком поверхности, ее локализованными вибрациями, а также, возмущениями завихренности набегающего потока в градиентном и безградиентном течениях. В продолжение этих экспериментов предпринято настоящее исследование развития локализованных возмущений течения со сдвигом скорости в условиях отрыва пограничного слоя.

Исследование проведено в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН. Экспериментальная установка замкнутого типа имеет закрытую рабочую часть поперечным сечением 1 х 1 м и длиной 4 м, степень турбулентности свободного потока в которой не превышает 0,04 %. В качестве экспериментальной модели использована плоская пластина длиной 1500 мм, шириной 1000 мм, толщиной 10 мм с обтекаемой носовой частью в виде двух сопряженных полуэллипсов, установленная вертикально в рабочей части трубы под нулевым углом атаки. На рабочей стороне пластины помещалась накладка размерами 99 × 300 мм, задний срез которой образовывал прямоугольный уступ поверхности высотой h = 3,0 мм на расстоянии 144 мм от передней кромки модели. Результаты исследований получены термоанемометрическим методом при малой дозвуковой скорости потока.

Экспериментально исследовано возникновение и развитие гидродинамических возмущений, порождаемых низкочастотными вибрациями локального участка обтекаемой потоком поверхности в отрывном течении за прямоугольным уступом на плоской пластине. Колебания стенки приводят к генерации в зоне отрыва возмущений двух видов, характерных для переходных сдвиговых течений: пакетов волн неустойчивости и низкочастотных продольных деформаций поля скорости. Процесс ламинарнотурбулентного перехода за уступом поверхности определяется нарастанием волновых пакетов при сравнительно слабых изменениях продольных структур в



Контуры возмущения скорости в плоскости у-t при z = 0, x = 200 мм в интервалах времени: а-в -0-500, 50-110 и 210-300 мс; максимальные отрицательные и положительные отклонения скорости равны, соответственно, 8.25% и 10.06%; шаг изолиний – 0.40% U0

направлении потока и, более того, их затухании по мере удаления от уступа. Сопоставление полученных данных с аналогичными результатами для течения на прямом крыле показывает, что отрыв пограничного слоя, как и неблагоприятный градиент давления, стимулирует развитие пакетов колебаний и их трансформацию в турбулентные пятна.

Список литературы:

- Landahl M.T. A note on an algebraic instability of inviscid parallel shear flows // J. Fluid Mech. 1980. V. 98. P. 243–251.
- Schmid P.J., Henningson D.S. Stability and Transition in Shear Flows. New York: Springer, 2001. 558 p.
- Reshotko E. Transient growth: A factor in bypass transition // Phys. Fluids. 2001. V. 13. No. 5. P. 1067–1075.

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ №16-19-10330 и грантом президента Российской Федерации для ведущих научных школ НШ-8788.2016.1. УДК 621.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВХОДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ТЕПЛООБМЕН ПОТОКА ГАЗА С РЕШЕТКОЙ ИЗ ТОНКИХ ПЛАСТИН

Козюлин Н.Н.^{1,2}, Бобров М.С.^{1,2}, Хребтов М.Ю.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

Теплообмен в пограничном слое имеет важное прикладное значение для многих отраслей техники. Одним из таких применений являются преобразователи тепловой энергии в электрическую с использованием пироэффекта. В таких преобразователях используются тонкие пленки/пластинки из сегнетоэлектриков, с нанесенными на них электродами малой толщины. Одним из применений таких преобразователей может быть их установка на теплообменники или выхлопные трубы автомобилей.

Поток горячего воздуха, натекающий на пластины может быть в достаточной степени турбулентным. При этом турбулентность может влиять на теплообмен со стенкой. Известны работы, в которых исследуется влияние турбулентности на пространственноразвивающийся слой смешения [1,2], но в них основное влияние уделено влиянию турбулентности на гидродинамику.

Целью настоящей работы было исследовать влияние входной турбулентности на нагрев и охлаждение решетки из тонких (200 нм – 20 мкм) пластинок из металла и сегнетокерамики путем численного моделирования задачи сопряженного теплообмена.

Исследовались различные параметры решетки: расстояние между пластинами 0,3 – 3 мм, толщина пластин 200 нм – 20 мкм. Продольный размер пластин составлял 1 см, скорость набегающего воздуха составляла 15 м/с.

Охлаждение и нагрев происходили путем периодической смены температуры набегающего потока. Температура менялась скачком между значениями 30°С и 130 °С. Период смены температур был равен 10 мс.

Расчет проводился путем прямого численного моделирования уравнений Навье Стокса и теплопроводности в трехмерной постановке с разрешением колмогоровского масштаба турбулентности в газе. В твердых пластинах также моделировалось уравнение теплопроводности. Расчетная сетка состояла из около 60 млн. узлов. Уравнения разрешались по методу конечных объемов, со вторым порядком аппроксимации по времени и пространству.

Входные условия для газового потока задавались с несколькими амплитудами пульсаций скорости: 0%, 5%, 10%, и 20% от входной скорости. При этом сами пульсации брались из отдельного расчета изотропной турбулентности, прямым численном моделированием, который велся параллельно с основным расчетом. Для расчета турбулентности использовался псевдоспектральный метод, с периодическими граничными условиями.



Рис. 1. Распределение температуры в горизонтальном сечении в центре канала (а) и в центре пластины (б) для одного из моментов времени, при прохождении фронта высокой температуры через канал. Амплитуда входных пульсаций – 15% от средней скорости.

По результатам моделирования зависимости теплоотдачи от расстояния между пластинками выявлено, что для расстояний меньше 0,75 мм за время прохождения фронта через канал воздух теряет практически все запасенное тепло. Таким образом, расстояния порядка 1 мм обеспечивают эффективный нагрев/охлаждение в данном случае.

Число Рейнольдса для данного расстояния между пластинами составляет ~1000. Таким образом, течение находится на грани ламинарно-турбулентного перехода. При использовании турбулентных граничных условий уровень пульсаций вдоль канала держится на примерно постоянном уровне, то есть производство и диссипация турбулентности скомпенсированы.

Использование турбулентных граничных условий приводило к интенсификации скорости прогрева/охлаждения пластины. Для 5% турбулентности разница температуры на пластине толщиной 1 мкм между ламинарными и турбулентными входными условиями в конце одного периода составляла около 2-3 °C, при этом она была распределена по пластине более-менее равномерно. Для 15% турбулентности разница доходила до 10 °C.

Для материалов с большей теплопроводностью, используемых в радиаторах, можно ожидать большего эффекта.

- Lund T. S., Wu X., Squires K. D. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations //Journal of Computational Physics. – 1998. – T. 140. – №. 2. – C. 233-258.
- Ferrante A., Elghobashi S. E. A robust method for generating inflow conditions for direct simulations of spatially-developing turbulent boundary layers //Journal of Computational Physics. – 2004. – T. 198. – №. 1. – C. 372-387.

УДК 536.24: 517.9

ОБ ИНСТРУМЕНТАХ СОВРЕМЕННЫХ ПРОГРАММНЫХ ПАКЕТОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ

Копылов К.А.

Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова 426069, Россия, Ижевск, ул. Студенческая, 7

Ни для кого не секрет, что современные программные продукты, позволяют выполнять численное моделирование разнообразных задач, представляющих существующие проблемы огромного числа областей технических знаний. Именно за их возможность предоставлять исследователям быстрые и качественные результаты, которые позволяют оперативно находить решение, они начали внедряться повсеместно. Поэтому, если 10 лет назад в российских ВУЗах только начинали знакомить с подобными средствами, то сегодня SolidWorks, ANSYS и др. вошли в обиход не только научных сотрудников, но и большинства прогрессивных инженеров.

Однако стоит отметить, что многие базовые возможности перечисленных программ все-таки не адаптированы к решению специфичных задач, а также представления их результатов. Так, например, ANSYS CFX не позволяет при помощи стандартного инструментария описать характер обеспечиваемого теплообмена на основании гидродинамических параметров потока жидкости.

Да, данный вопрос требует особого внимания и реализации, ведь существуют случаи, кода даже сама постановка задачи сопряженного теплообмена, как в плоской, так и в пространственной постановках влечет за собой невероятные трудности, а иногда бывает не реализуема. Для упрощенного анализа таких задач предлагается следующая методика оценки параметров.

1. Из [1, 2, 3], где представлены результаты эмпирических исследований влияния гидродинамических параметров на теплообмен в виде зависимостей числа Нуссельта (Nu) от Рейнольдса (Re), Прандтля (Pr), определяется результирующее уравнение, описывающее обтекание рассматриваемого тела;

2. Необходимое уравнение интегрируется в программный модуль ANSYS CFX совместно с зависимостью Re(v), а также коэффициента теплоотдачи $\alpha(Nu)$.

Все перечисленные формулы вводятся в модуль ANSYS CFX, как пользовательские функции, поэтому их изменение и доработка будут зависеть от подготовки исходной информации, а также квалификации интегратора.

Проверка и реализация описанной методики была осуществлена на примере решения стационарной трехмерной задачи гидродинамики, представляющей обтекание прутка, расположенного на оправке, в воздушной среде струей воды. В данном случае пространство расчетной области двухфазная (газ/жидкость) двухкомпонентная (воздух/вода) среда, а поверхности прутка и оправки – твердая поверхность на которой отсутствует условие прилипания (рис.1).



Рис. 1. - Сеточная модель пространственной задачи гидродинамики обтекания прутка

С учетом применения описанной методики распределение скоростей представлено на рис.2.



Рис. 2. Поверхностные линии тока теплоносителя при обтекании прутка в пространстве спрейерной камере

На основании полученных значений скоростей определяется поверхностный коэффициент теплоотдачи тела.

- Лаптев А.Г., Николаев Н.А., Башаров М.М. Методы интенсификации и моделирования тепломассообменных процессов. Учебно-справочное пособие. – М.: Теплотехник, 2011.– 335 с.
- Калинин Э.К, Дрейцер Г.А., Ярко С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. – М.: Машиностроение, 1990.
- Дрейцер Г. А.: Основы конвективного теплообмена в каналах. Учебное пособие. – М.: МАИ, 1989. – 82 с.

УДК: 53.05+69.04

АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ И ТЕПЛОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ОТРЫВНЫХ ПОТОКОВ ПРИ ОБТЕКАНИИ МОДЕЛЕЙ ЗДАНИЙ

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

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Аэродинамическая и тепловая интерференция отрывных потоков всегда представляла особый интерес с точки зрения изучения ветровых нагрузок и теплопотерь зданий в ходе их эксплуатации. В научной литературе опубликовано большое число работ, посвященных экспериментальным и численным исследованиям этих явлений. Преимущественно они посвящены изучению аэродинамической картины процесса при обтекании двух квадратных или прямоугольных призм. С состоянием проблемы можно ознакомиться в экспериментальных [1-3] и численных [4] исследованиях.

Несмотря на большой объем полученной информации, проблемы интерференции остаются актуальными по причине неоднозначности результатов, сложности структуры отрывных потоков и, как следствие, невозможности, на данный момент, создать модель турбулентности, адекватно описывающую процессы турбулентного переноса. Предсказывать явления интерференции и ее влияние на течение в настоящее время возможно только на основании систематических экспериментальных исследований и построения обобщенных зависимостей в рамках конкретных условий.

Настоящая работа, являющаяся развитием исследований [5], посвящена экспериментальному изучению аэродинамики и теплообмена двух квадратных призм, расположенных на различных расстояниях друг от друга (L/b = 0...6) и вариации смещения в поперечном направлении (D/b = 1...3), где b = 50 мм – размер стороны призмы. В опытах измерялось распределение давлений и коэффициента теплоотдачи на каждой стороне призмы, а также саже-масляная на дне канала (см. рис. 1) и его боковых гранях. Более подробно техника эксперимента изложена в работе авторов [5].



Рис. 1. Визуализация обтекания турбулентным воздушным потоком тандема квадратных призм.

Результаты измерения распределения давления показывают значительные отличия в ветровой нагрузке моделей 1 и 2. Модель 2, находясь в аэродинамическом следе, испытывает усилия значительно меньшие, чем модель 1. Кроме того, на гранях В-С и D-А имеет место формирование разности давлений, в результате чего на модель действует поперечная нагрузка. Аналогичные явления наблюдаются при измерении теплообмена. Интенсивность уноса тепла с поверхности модели 2 выше по грани D-А.

Коэффициенты интерференции представляют собой отношение C_P или чисел Нуссельта Nu при наличии впереди стоящей призмы и ее отсутствии [1-3]:

$$IF_{Cp} = \frac{Cp_{mean}}{Cp_{mean(o)}}, \ IF_{Nu} = \frac{Nu_{mean}}{\overline{Nu}_{mean(o)}}$$

На рис. 2 демонстрируется поведение *IF*, рассчитанного по величине минимального давления, в зависимости от D/b при различных расстояниях между призмами *L/b*. Видно, что параметр *IF*_{Cp} при малых смещениях между призмами достигает больших значений, что говорит о росте разрежения на подветренной призме за счет попадания в отрывной след.



Рис.2. Влияние смещения призм на параметр интерференции по минимальному коэффициенту давления

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-8780.2016.8

- Yu X.F., Xie Z.N., Zhu J.B. Interference effects on wind pressure distribution between two high-rise buildings, J. of Wind Eng. Indust. Aerod., 2015, (V. 142), P.188-197.
- Hui Y., Yoshida A., Tamura Y. Interference effects between two rectangular-section high-rise buildings on local peak pressure coefficients, J. of Fluids and Structures, 2013, (V. 37), P.120-133.
- Hui Y., Yoshida A., Tamura Y. Mutual interference effects between two high-rise buildings models with different shapes on local peak pressure coefficients. J. Wind Eng. Indust. Aerod., (V. 104-106), 2012, P.98-108.
- Lankadasu A., Vengadesan S. Interference effect of two equalsized square cylinders in tandem arrangement: With planar shear flow, Int. J. Numerical Methods in Fluids, 2008, (V. 57)P.1005-1021.
- Кошин А.А., Терехов В.И. и др Ветровое давление в тандеме моделей зданий при их нелинейном расположении / А.А. Кошин, В.И. Терехов и др.; труды конф. Энергоэффективность жилых зданий, 2015, С.71-74.

УДК 532.591; 539.3.371

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ОДНОСЛОЙНЫХ ПОДАТЛИВЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ТРЕНИЕ

Кулик В.М.¹, Бойко А.В.^{2,3}, Ли И.⁴

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,

630000, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

- ³ Тюменский государственный университет, 625003 Россия, Тюмень, ул. Володарского, 6
- ⁴ Global Core Research Center for Ships and offshore Plants, Pusan National University, Korea

Эксперимент был проведен в водном канале Национального Университета г. Пусан (Южная Корея). Рабочий участок длиной 2 м имеет сечение 600х200 мм² и разделен на 3 секции. В середине боковой стенки третьей секции сделан прямоугольный вырез 100х50 мм² в котором размещалась либо вставка с покрытием, либо твердый эталон. Сила трения на вставке измерялась тензовесами. Зазор между вставкой и стенкой канала, а также их смещение тщательно регулировались с точностью 5 мкм. Покрытия были изготовлены из кремнийорганической резины RTV-3133 (фирмы Dow Corning), полимеризующейся при комнатной температуре и нормальном давлении при добавлении катализатора. Были отлиты 5 покрытий с различными толщинами: 4, 6, 8, 10 и 12 мм. Вязкоупругие свойства используемого материала были тщательно измерены в широком частотном диапазоне при амплитуде деформации, эквивалентной деформированию покрытия в турбулентном потоке [1] и приведены на рис. 1.



Рассчитана динамическая податливость для всех пяти покрытий (рис. 2). Алгоритм расчета описан в [2]. В исследованном диапазоне скоростей потока (примерно соответствующему возможностям гидродинамической трубы) и частотному диапазону измеренных вязкоупругих свойств податливость имеет максимум C_n, положение которого сдвигается в сторону низких частот при увеличении толщины покрытия. Так при H=4 мм частота f_m , при которой C_n максимальна, имеет значение 1250 Гц, при Н=6 мм частота $f_{\rm m}$ =1100 Гц, при *H*=8 mm частота $f_{\rm m}$ =800 Гц, при *H*=12 мм частота *f*_m=550 Гц. Скорость потока, с которой начинается пик податливости, не зависит от толщины покрытия и определяется только вязкоупругими свойствами материала. На скорости U =16-17 м/с нормальная податливость имеет гребень, вытянутый в сторону высоких частот. Из анализа рис. 2 следует, что при работе на скоростях потока, соответствующих боковому гребню, реализуется широкополосное взаимодействие покрытия с потоком, а при больших скоростях (на пике податливости) - резонансное.



Рис. 2. Нормальная компонента безразмерной податливости покрытия из Mold Max 10 толщиной 8 мм.

Предварительные результаты измерения трения показаны на рис. 3. Покрытия 4 мм и 12 мм показали увеличение трения по сравнению с твердой стенкой. Покрытия толщиной 6 и 10 мм показали примерно одинаковое снижение трения, а на 8 мм наблюдался максимальный эффект снижения.



Рис. 3. Сила трения на покрытиях различных толщин

Проведенные эксперименты были финансово поддержаны National Research Foundation of Korea grants funded by the Ministry of Science, ICT & Future Planning through GCRC-SOP (No. 2011-0030013) и the Ministry of Education (No.2015R1D1A1A01059973). Численное моделирование поддержано РНФ № 17-11-01156.

- V. M. Kulik, B.N. Semenov, A. V. Boiko, B. Seoudi, H. H. Chun and I. Lee. // Measurement of dynamic properties of viscoelastic materials. Exper. Mech. 2009. Vol. 49. P. 417-425.
- V.M. Kulik. Action of a turbulent flow on a hard compliant coating // Heat and Fluid Flow. 2012. P. 232-241.

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН В ЛОБОВОЙ ТОЧКЕ ИМПАКТНОЙ КРУГЛОЙ СТРУИ ВОЗДУХА ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Леманов В.В.¹, Хажиев З.З.^{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

Импактные струи широко используются для эффективного охлаждения теплонапряженных устройств в энергетике и микроэлектронике. Известно, что теплоотдача в импактных струях зависит от числа Рейнольдса (Re=ud/v), расстояния от сопла до поверхности (h/d) и др. [1]. Недавно была обнаружена зависимость теплоотдачи от вида струйного источника (сопло или трубка) [2]. Для теплонапряженных участков важно знать не только средние, но и пиковые (максимальные) значения теплового потока.

В настоящей работе представлено экспериментальное исследование средних и пульсационных тепловых характеристик в лобовой точке круглой импактной струи воздуха при низких числах Рейнольдса (Re<20000). В опытах измерены средние и пульсационные значения теплового потока, коэффициента теплоотдачи и числа Нуссельта.

Теплообменный участок выполнен в виде медной пластины диаметром 190 мм и толщиной 50 мм. Подогрев пластины осуществлялся с помощью электрического нагревателя, при этом обеспечивалось граничное условие $T_w = \text{const} (T_w = 50-60^{\circ}\text{C})$. Миниатюрный датчик теплового потока (ДТП) размером 2x2 мм установлен заподлицо в лобовой точке пластины. ДТП через предварительный усилитель и АЦП подсоединен к автоматизированной системе сбора информации. Такая схема позволяет измерять мгновенное значение теплового потока в полосе частот до 3кГц и вычислять по временному ряду (размер выборки 20000) среднее Q и среднеквадратичное q значение теплового потока. Опыты по теплообмену проведены для двух вариантов струйного источника: 1) трубка диаметром *d* =3,2 мм и длинной *L/d*=100, 2) профилированное сопло d=3,2 мм; при одинаковом расстоянии от источника до пластины h/d=20.

Данные для среднего значения коэффициента теплоотдачи в лобовой точке плоской пластины представлены на рис.1. Здесь изображены опыты для струи истекающей из сопла и трубки. Из рисунка видно, что теплообмен для струи, распространяющейся из сопла, имеет монотонный рост с увеличением числа Рейнольдса.

Для истечения из трубки наблюдается немонотонное поведение теплоотдачи с максимумом при Re=3320. Измерения пульсации коэффициента теплоотдачи демонстрируют: а) низкие значения для истечения из сопла во всем диапазоне чисел Re, б) максимум пульсаций при Re=3320 для истечения из трубки. Монотонный рост теплоотдачи для струи вытекающей из сопла соответствует расчетам [1]. Немонотонное поведение теплоотдачи при увеличении Re, для истечения из трубки, связано с процессом ламинарно - турбулентного перехода в трубке. При Re<3320 течение ламинарное и теплоотдача растет, в области перехода теплообмен резко падает, и затем, при наличии турбулентного режима в трубке – растет. Известно, что при низких числах Рейнольдса начальные условия существенно влияют на динамику развития струи. Наши опыты [3,4] также демонстрируют сильное влияние начального распределения скорости на характеристики распространения струи.



Рис. 1. Среднее значение коэффициента теплоотдачи в лобовой точке пластины. 1 — сопло, 2 — трубка.

В работе также получены новые опытные данные по значениям пульсации теплового потока, коэффициента теплоотдачи и пиковым значениям в лобовой точке преграды.

Список литературы:

- Теплообмен при взаимодействии струй с преградами / Б.Н. Юдаев, М.С. Михайлов, В.К. Савин. М.: Машиностроение, 1977. 248 с
- Леманов В.В., Терехов В.И. Особенности теплообмена в лобовой точке импактной осесимметричной струи при малых числах Рейнольдса // ТВТ. 2016. Т. 54. №3. С. 482-484.
- Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. №9. С. 34-40.
- Анискин В.М., Леманов В.В., Маслов Н.А., Мухин К.А., Терехов В.И., Шаров К.А. Экспериментальное исследование течения дозвуковых плоских мини- и микроструй воздуха // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41. № 1. С. 94-101.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ (грант ОНГ № 14-19-00402n) и РФФИ (грант 17-08-00958). УДК 532.517.4

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ЧИСЛЕННЫХ АЛГОРИТМОВ CFD-КОДА ANES ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ LES

Артемов В.И., Макаров М.В., Яньков Г.Г., Минко К.Б.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Россия, Москва, Красноказарменная ул., д.14

Моделирование турбулентных течений методом LES (Large Eddy Simulation) выдвигает определенные требования к используемым численным схемам. Так применение схем первого порядка точности по времени и пространству, обладающих большой схемной диффузией, приводит к неудовлетворительным результатам.

В авторском коде ANES [1] были реализованы схемы второго порядка точности по времени и несколько схем второго порядка точности по пространству. В том числе схемы: «QUICK», «SuperBee TVD», «MUSCL TVD», «MAK». Отметим, что схема «MAK» представляет собой оригинальную схему второго порядка точности, предложенную одним из авторов проекта М.В. Макаровым.

Для ускорения расчетов в коде ANES реализована новая модификация (SIMPLE+PISO) известных алгоритмов расчета согласованных полей скорости и давления. Предложенная модификация позволила уменьшить время расчета тестовых задач более чем в два раза.

Предложен новый алгоритм параллельных вычислений матрицы-прекондиционера для линейного солвера KIVA, реализованного в коде ANES.

Для выяснения работоспособности и эффективности разработанных моделей, численных схем и алгоритмов выполнен большой объем методических расчетов.

Схемная диффузия реализованных численных схем второго порядка точности по пространству анализировалась на решениях двумерной задачи о переносе скачка некоторой функции Ф потоком, направленным под углом 45⁰ к линиям сетки. Постановка задачи отличалась от известного теста Патанкара заданием малого значения коэффициента диффузии (в тесте Патанкара этот коэффициент принимался равным нулю). «Точное» решение было получено на подробной сетке с числом узлов 1000х1000. На относительно грубых сетках (32х32) получены хорошее соответствие точному решению результатов расчетов, выполненных с помощью численных схем «QUICK», «SuperBee», «MUSCL» и «МАК», и значительная схемная диффузия схемы Патанкара «Power» первого порядка точности.

Работоспособность и точность реализованных схем второго порядка точности оценены на классической задаче о течении в каверне с движущейся верхней крышкой, имеющей «эталонное» решение (U. Ghia, K. N. Ghia, C. T. Shin, 1982 [2]), а также на задаче о распространении в потоке жидкости возмущения в виде цилиндра. Тестирование схемы второго порядка по времени выполнено на примере задачи о стабилизированном течении в плоском канале (тест R. Moser, J. Kim, N. Mansour [3]). Показано, что схемы первого порядка по времени приводят к стационарному решению. При использовании схемы второго порядка точности по времени наблюдаются LES – пульсации скорости. Подробные исследования выполнены для числа Рейнольдса 395, рассчитанного по динамической скорости. В расчетах использовались схемы второго порядка точности по пространству «SuperBee» и времени «SOBES», алгоритм SIMPLE+PISO с коэффициентами релаксации равными единице. В качестве подсеточной вязкости использовалась модель Смагоринского.

Осреднением мгновенных значений скорости получены осредненный профиль скорости, рейнольдсовы и подсеточные напряжения. Показано, что результаты, полученные на сетке 64х64х64 удовлетворительно согласуются с данными DNS расчетов [3].

В рамках тестирования численных схем и алгоритмов проанализирована задача о затухании вихрей Тейлора-Грина, имеющая точное решение для двумерной постановки. Выполнен расчет погрешностей, получаемых при использовании различных схем.

Продемонстрировано влияние на результаты расчетов выбора численной схемы для аппроксимации производной по времени.

Решение трехмерной задачи о затухании вихрей Тейлора-Грина получено для трех значений чисел Рейнольдса: 100, 280, 1600, определенного по средней скорости. Расчеты выполнялись на различных сетках. При этом рассчитывалась кинетическая энергия потока, скорость ее изменения, скорость диссипации, изоповерхности z-компоненты завихренности, безразмерная схемная вязкость, энергетический спектр.

На сетке 256х256 получено хорошее соответствие DNS данным German Aerospace Center при числе Рейнольдса 1600.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 16-08-00981.

- 1. http://anes.ch12655.tmweb.ru/
- Ghia U., Ghia K.N., and Shin C.T. High-Re solutions for incompressible flow using the Navier – Stokes equations and a multigrid metod // J. Computational Physics. 1982. V. 48. P. 378–411.
- Moser R.D., Kim J., Mansour N.N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to Re=590. Phys. Fluids., 1999, vol. 11, no. 4, pp. 943–945.

УДК 536.24 + 621.3.089.2

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ С ПЛАСТИНОЙ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ С УЧЕТОМ ТЕПЛОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Макарушкин Д.В.¹, Кирсанов Ю.А.¹, Юдахин А.Е.¹, Кирсанов А.Ю.²

¹ Казанский научный центр РАН,

420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, д. 2/31

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева,

420111, Россия, Казань, пр. К. Маркса, 10

В кратковременных переходных процессах результаты расчетов по классическому дифференциальному уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \,\Delta T \,, \tag{1}$$

являющемуся следствием формулы Фурье

$$\mathbf{q} = -\lambda \operatorname{\mathbf{grad}} T$$
,

характеризуются большими отклонениями от реальных процессов. В целях устранения этого недостатка в таких процессах формулу Фурье предложено заменить уравнением Максвелла-Каттанео-Лыкова, известного также как уравнение двухфазного запаздывания [1, 2].

$$\mathbf{q} + \tau_{q} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \tau} = -\lambda \operatorname{\mathbf{grad}} \left(T + \tau_{T} \frac{\partial T}{\partial \tau} \right),$$
 (2)

из которого следует гиперболическое дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_{q} \frac{\partial^{2} T}{\partial \tau^{2}} = a \Delta \left(T + \tau_{T} \frac{\partial T}{\partial \tau} \right).$$
(3)

Здесь т_а - время тепловой релаксации, характеризующее свойство тепловой инерции или термической «упругости» тела, с; т_т - время демпфирования температуры, с.

В работе [1] рассмотрено моделирование переходных термических процессов в твердом теле уравнением (3) при внезапном изменении температуры внешней среды, остающейся постоянной, и неизменном коэффициенте теплоотдачи поверхности тела. В работе [2] предусмотрено изменение коэффициента теплоотдачи, для чего переходный процесс разбит на несколько временных интервалов (периодов), каждый из которых характеризуется своим значением коэффициента теплоотдачи.

В представленном докладе дается аналитическое решение задачи, в которой предусмотрены помимо изменения значения коэффициента теплоотдачи изменения и температуры внешней среды (теплоносителя). Предполагается при этом, что зависимость температуры теплоносителя в отдельном периоде от времени и продольной координаты пластины толщиной 2h и длиной l имеет вид полинома:

$$\Theta_{f,j} = \sum_{k=0}^{k_y} Y^k \sum_{l=0}^{k_t} g_{k,l} t^l ,$$

где $g_{k,l}$ - коэффициент; $t = \tau/\tau_q$ – относительное время; Y = y/l - относительная продольная координата; k_v и k_t - количество членов каждого ряда.

Математическая формулировка краевой задачи теплопроводности пластины с граничными условиями вида (2) в безразмерных переменных имеет вид:

22 >

$$\frac{\partial^{2} \theta_{j}}{\partial t^{2}} + \frac{\partial \theta_{j}}{\partial t} = \operatorname{Fo}_{q,j} \begin{cases} \frac{\partial^{2}}{\partial X^{2}} \left(\theta_{j} + \kappa \frac{\partial \theta_{j}}{\partial t}\right) + \\ + \frac{1}{L^{2}} \frac{1}{Y} \frac{\partial}{\partial Y} \left[Y \frac{\partial}{\partial Y} \left(\theta_{j} + \kappa \frac{\partial \theta_{j}}{\partial t}\right)\right] \end{cases}; \\ \theta_{j}(X, Y, 0) = \begin{cases} 1 & \operatorname{при} j = 1, \\ \theta_{0}(X, Y, t_{1}) & \operatorname{прu} j > 1; \end{cases} \\ \frac{\partial \theta_{j}(X, Y, 0)}{\partial t} = \begin{cases} 0 & \operatorname{прu} j = 1, \\ \partial \theta_{j-1}(X, Y, t_{j})/\partial t & \operatorname{пpu} j > 1; \end{cases} \\ \frac{\partial \theta_{j}(0, Y, t)}{\partial t} = 0; \end{cases} \\ \frac{\partial}{\partial X} \left[\theta_{j}(1, Y, t) + \kappa \partial \theta_{j}(1, Y, t)/\partial t\right] = \\ = -\operatorname{Bi}_{x,j} \left[\theta_{j}(1, Y, t) - \theta_{f,j}(Y, t) + \partial \theta_{j}(1, Y, t)/\partial t\right]; \\ \frac{\partial}{\partial X} \left[\theta_{j}(X, 0, t) + \kappa \partial \theta_{j}(X, 0, t)/\partial t\right] = \\ = \operatorname{Bi}_{y,j} \left[\theta_{j}(X, 0, t) - \theta_{f,j}(0, t) + \partial \theta_{j}(X, 0, t)/\partial t\right]; \\ \frac{\partial}{\partial Y} \left[\theta_{j}(X, 1, t) + \kappa \partial \theta_{j}(X, 1, t)/\partial t\right] = \\ = -\operatorname{Bi}_{y,j} \left[\theta_{j}(X, 1, t) - \theta_{f,j}(1, t) + \partial \theta_{j}(X, 1, t)/\partial t\right]. \end{cases}$$

Здесь $\theta = (T - T^*)/(T_0 - T^*); T^*$ - характерная температура, К; Т₀ - начальная температура пластины, К; j = 1, 2, ... - номер периода; X = x/h; x - поперечная координата относительно средней плоскости, м; L = l/h; $\kappa = \tau_{\rm T}/\tau_{\rm q}$; ${\rm Fo}_{{\rm q},j} = a_j \tau_{\rm q}/h^2$; $a_j = \lambda_j/(\rho c_j)$; $\operatorname{Bi}_{x,i} = \alpha_i h / \lambda_i$ и $\operatorname{Bi}_{y,i} = \alpha_i l / \lambda_i$ - числа Био; α_i коэффициент теплоотдачи в j-м периоде, $BT/(M^2 K)$; $t_i = \tau_i / \tau_q$ – относительный момент времени начала ј -го периода.

- Кирсанов Ю.А., Кирсанов А.Ю., Юдахин А.Е. Измерение 1 времени тепловой релаксации и демпфирования температуры в твердом теле // ТВТ. 2017. Т. 55. № 1. С. 122-128.
- 2. Кирсанов Ю.А., Кирсанов А.Ю., Юдахин А.Е. Многопериодная краевая задача гиперболической двумерной теплопроводности третьего рода // Труды Академэнерго. 2016. № 4. С. 32-41

УДК 533.6.071.4

ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРОВ ФЛУКТУАЦИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В НЕДОРАСШИРЕННОЙ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ СТРУЕ ПРИ УДАЛЕНИИ ОТ СОПЛА

Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н.

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

На основе алгоритма определения радиальной зависимости спектров показателя преломления из спектров принимаемой мощности лазерного излучения, просвечивающего струю [1], проведен анализ трансформации спектров при изменении скорости течения и турбулизации струи с удалением от среза сопла. Исходные данные были получены в экспериментах, проведенных в 2013-2016 гг. на установке ВСУ ИТПМ СО РАН. Алгоритм восстановления радиальной зависимости спектров использует априорную информацию о средней скорости потока в соответствующем сечении струи. Аксиальная компонента средней скорости рассчитывались из результатов численного моделирования струи в пакете Fluent 6.3.

Сверхзвуковая струя, сформированная соплом Витошинского диаметром 30 мм, выходила вертикально вверх в помещение размером 5Х5Х3 м. По разные стороны от струи на оптических столиках располагались лазерный источник и формирующая диафрагма, с одной стороны, и приемная часть, с другой. Лазерный пучок преобразовывался диафрагмой, находившейся на расстоянии 1 м от оси струи в пучок, близкий к сферической волне. На расстоянии 1 м от оси струи возмущенное неоднородностями в струе излучение попадало на входы трех световодов диаметром 0,15 мм, которые передавали сигнал на три ФЭУ. Сигналы с выходов ФЭУ регистрировались запоминающим осциллографом TiePie Handyscope HS4diff с частотой дискретизации 5 МГц на канал. Длина записи составляла 130000 отсчетов. Расстояние между световодами составляло 2 мм, что соответствовало разносу лучей на оси струи 1 мм. Параллельно с этим лазерное излучение в плоскости приема обрезалось диафрагмой диаметром и на расстоянии 1 м от нее регистрировалось разрезным фотодиодом, четыре канала на выходе которого соответствовали мощности засветки в 4 квадрантах системы координат с началом в центре диода. Оптический столик с лазерным источником и формирующей диафрагмой перемещался по вертикали (вдоль оси струи), столик с приемной частью перемещался как по вертикали, так и по горизонтали (поперек оптической оси). Это позволяло варьировать как расстояние оптической оси от среза сопла (8-90 мм), так и прицельный параметр (расстояние от луча до оси струи) до 23 мм.

Обработка экспериментальных данных, полученных при просвечивании начального участка недорасширенной струи (1-я бочка) при отношении давления в форкамере к атмосферному npr = 5, показала, что спектры в целом соответствуют степенной модели $\Phi \sim \kappa^{-v}$ с показателем v, изменяющимся по мере турбулизации струи с удалением от сопла. Отмечено, что изменение показателя v по мере удаления от среза сопла на оси струи отстает от его значений на внешней границе струи. Показатель v заметно меньше, чем в модели развитой турбулентности Колмогорова-Обухова (11/3) и постепенно растет по мере удаления от среза сопла (от 0,5 вблизи сопла до 2,2 в окрестности первого диска Маха). Наиболее интенсивно турбулизация происходит в слое смешения на внешней границе струи, что подтверждается опережающим ростом параметра v в этой области по сравнению с его значениями на оси струи.

Экспериментальные данные 2016 г. относятся к следующему участку струи (высоты 42-90 мм от среза сопла). Обработка результатов 2016 г. показала, что степенная модель, в целом, неплохо соответствует спектрам и в интервале высот 42-90 мм от среза сопла, однако значения показателя v во второй бочке заметно превосходят его значения в первой бочке. Во второй бочке значения показателя лежат в диапазоне 2-2,5. Как и в первой бочке, значения показателя заметно меньше, чем для развитой атмосферной турбулентности (11/3) и в целом растут как с увеличением расстояния от среза сопла, так и до оси струи. Прослеживаются локальные особенности, связанные со скачками осредненных параметров струи (внутренний и внешний слой смешения, диск Маха).

Таким образом, восстановление спектров показателя преломления из данных лазерного просвечивания показывает, что развитие турбулентных процессов в аксиально симметричной сверхзвуковой струе описывается степенной моделью спектра показателя преломления с показателем v, изменяющимся как вдоль оси струи, так и по радиусу. Основные изменения соответствуют возрастанию показателя по мере турбулизации течения. Результатом этого является небольшой рост показателя от оси к внешней границе струи и его заметное возрастание вдоль оси в первой и второй бочках. Имеют место небольшие вариации показателя, локализация которых соответствует положениям областей турбулизации (за диском Маха, в слоях смешения).

Список литературы:

 Marakasov D.A. Method of evaluation of the radial distribution of the refractive index spectrum in axisymmetric supersonic jet from laser transillumination results // Proceedings of SPIE. 2016. V. 10035. P. 100352B-1–100352B-5.

Доклад подготовлен при финансовой поддержке РФФИ, грант №15-08-06549-а. УДК 621.454.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНОГО ВДУВА В ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Маслов Е.А.^{1, 2}, Жарова И.К.¹, Козлов Е.А.¹, Фарапонов В.В.¹, Савкина Н.В.¹, Золоторёв Н.Н.¹, Мацкевич В.В.¹

 ¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27
² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

В настоящей работе приведены методика и результаты экспериментальных исследований обтекания сверхзвуковым воздушным потоком осесимметричной (конус) модели при наличии симметричного и несимметричного вдува.

Экспериментальные исследования проводились на аэродинамической установке [1]. Диапазон реализуемых режимов работы установки: числа $M = (2 \div 7)$, температура торможения набегающего воздушного потока $T_0 = (17,5 \div 250)$ °C. Установка снабжена системой регистрации давления, температуры, системой визуализации и трехкомпонентными аэродинамическими (тензометрическими) весами.

Испытаниям подвергались модели в виде конуса (осевая симметрия) с отводными каналами для измерения давления на поверхности. Угол полураствора составлял 15°. Дренажные отверстия отводных каналов выполнялись в фиксированных точках на поверхности в вертикальной плоскости. При проведении весовых и дренажных испытаний использовались методы теневой визуализации с помощью высокоскоростной видеокамеры. На рис. 1, а приведен один из кадров высокоскоростной видеосъемки обтекания конуса сверхзвуковым воздушным потоком (М = 3) с организацией локального вдува в пограничный слой через два отверстия (сопло-очко), расположенных симметрично относительно оси конуса – сверху и снизу. Условия формирования вдува с постоянной скоростью M = 1: диаметр дренажного отверстия - 0,25 мм, давление в газоходах, через которые организован вдув воздушного потока в погранслой, - (0,5 ÷ 1) МПа. На рис. 1, б приведен один из кадров высокоскоростной видеосъемки обтекания конуса сверхзвуковым воздушным потоком (М = 3) при несимметричном вдуве – локальный вдув осуществлялся через отверстие в нижней части модели.

Методы теневой визуализации позволили выявить качественную картину структуры и динамику течения, характерные особенности формирования погранслоя и взаимодействия потоков в пограничном слое при наличии вдува. В качестве контроль-теста в экспериментальных исследованиях использовались результаты испытаний при обтекании конуса без вдува в рассматриваемом диапазоне чисел Maxa [2].

Сравнение структуры течений при обтекания конуса с симметричным вдувом и при отсутствии вдува показало качественное отличие взаимодействующего сверхзвукового воздушного потока с поверхностью конуса (формирование конуса Maxa). При наличии вдува угол конуса Maxa изменяется вследствие взаимодействия ударной волны с инжектируемым воздушным потоком. При обтекании конуса с несимметричным и с симметричным вдувом наблюдается отличие углов между конусом Маха и поверхностью объекта. При несимметричном вдуве формируется асимметричный конус Маха.





Рис. 1. Обтекание конуса сверхзвуковым воздушным потоком, M = 3 со вдувом через два симметрично расположенных отверстия (а) и через одно отверстие в нижней части модели (б).

Таким образом, качественный анализ результатов визуализации структуры течения при обтекании конуса со вдувом и без вдува показывает существенное влияние характера вдува на динамику пограничного слоя и формирование конуса Маха, что, в свою очередь, приводит к изменению динамической нагрузки на поверхность конуса.

- 1. Звегинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Ч. 1. Новосибирск: Параллель, 2014. 551 с.
- Maslov E.A., Faraponov V.V., Zolotorev N.N., Chupashev A.V., Matskevich V.V., Chizhov S.Yu. An experimental study of flow over flat and axisymmetric bodies // MATEC Web of Conferences 92, 01056 (2017) Thermophysical Basis of Energy Technologies – 2016 DOI: 10.1051/matecconf/201792010

УДК 621.9

ВЫБОР ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ ВИХРЕВОГО ИНТЕНСИФИКАТОРА ТЕПЛООБМЕНА

Исаев С.А., Щелчков А.В., Попов И.А., Миронов А.А.

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

Сравнительный анализ результатов визуализации обтекания и исследования локальных теплогидравлических характеристик сферических, цилиндрических и овальных выемок показали подобие физических моделей обтекания выемок. Однако установлено, что теплогидравлическая эффективность каналов с указанными интенсификаторами зачастую уступает прочим поверхностным вихрегенераторам. Причиной данного факта в основном служат низкие скорости течения в зонах рециркуляции в самих выемках, которые приводят к снижению коэффициентов теплоотдачи. Для цилиндрических и сферических выемок максимальные величины скорости вторичного течения имеют порядок 0,2 -0,3 от среднемассовой скорости потока в канале. Кроме этого, наблюдаются значительные затраты энергии на поддержание в выемках возникающих вихревых переключающихся структур, движение в которых часто носит хаотический характер.

Сравнение движения и локальных тепловых параметров в цилиндрической и сферической выемках с данными для овальных выемок показало, что переход к развитию несимметричного, упорядоченного, одновихревого движения потока в вихревой ячейке приводит к повышению теплоотдачи на дне выемки за счет повышения скорости вихревого течения в ней и снижению гидравлического сопротивления. На основе полученных результатов анализа сформулированы основные требования к выбору рациональной форму поверхностного генератора продольных вихрей, используемого для интенсификации теплообмена. Выполненная разработка представляет воплощение концепции управления вихревыми потоками в эффективной генерации спиралевидных вихрей траншейными (овально-удлиненными) кавернами для интенсификации вторичного течения в канале. Произведен генезис удлиненных овальных выемок с отношением длины к ширине 3-7, которые состоят из двух половинок сферической выемки, соединенных цилиндрической вставкой, при их размещении под углом к потоку в канале. Для выбора рациональной формы выемки проведен комплекс численных исследований В программном комплексе VP2/3 «Thermophysics».

Анализ экспериментальных данных по влиянию локальных экстремальных декартовых составляющих (рис. 1,а) и среднеквадратичной (рис. 1,б) скоростей в канале с одиночным вихрегенератором различной формы на эффективность, определяемую по фактору аналогии Рейнольдса Е'₍₂₎, показал, что с уменьшени-

ем ширины *b*, кардинально интенсифицируется вторичное течение в каверне, определяемое, прежде всего, максимальной и минимальными величинами поперечной составляющей скорости (рис. 1,а). В тоже время, растут и другие экстремальные составляющие скорости по абсолютной величине. Максимальное значение для данных овально траншейных каверн достигает 0,81 от среднемассовой скорости в канале, что до четырех раз выше значений для полусферической каверны.



Рис.1 - Влияние локальных экстремальных декартовых составляющих (а) и среднеквадратичной (б) скоростей в канале с одиночным вихрегенератором различной формы на эффективность, определяемую по фактору аналогии Рейнольдса E'(2), тепловую (в) и гидравлическую (г). Обозначение в табл. 1

нои лунки и ее относительное уолинение в оолях ширины		
1	b	l _κ /b
0,5	0,731	1,68
0,625	0,678	1,92
0,675	0,659	2,02
0,75	0,631	2,19
0,9	0,58	2,55
1	0,549	2,82
1,25	0,482	3,59
1,5	0,429	4,50
1,75	0,383	5,57
2	0,346	6,78

Таблица 1 - Длина цилиндрической вставки, ширина овальной лунки и ее относительное удлинение в долях ширины

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ № 14.Z50.31.0003 по проведению исследований под руководством ведущего ученого С.А. Исаева.

ТУРБУЛЕНТНАЯ ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ И ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ СО СТЕНКАМИ, СОСТОЯЩИМИ ИЗ МАТЕРИАЛОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Мирошниченко И.В., Шеремет М.А.

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

В настоящее время проблема энергосбережения в строительной отрасли как никогда является актуальной [1, 2]. При проектировании современных зданий четко прослеживается тенденция к увеличению площади остекления, что непременно приводит к необходимости решения сопутствующих задач, наиболее важной из которых является обеспечение энергоэффективности таких сооружений. Следует отметить, что термическое сопротивление стен здания в несколько раз выше, чем у оконных конструкций, поэтому повышенные тепловые потери наблюдаются именно через окна.

В настоящей работе проведен численный анализ двумерных нестационарных режимов конвективнорадиационного теплообмена в области с локальным источником энергии и при наличии слоя остекления. Для более детального исследования учтено поверхностное тепловое излучение от ограждающих конструкций и источника тепловыделения (в качестве нагревательного элемента-радиатора в помещении), а так же конвективный режим переноса энергии внутри помещения и теплопроводность внутри твердых ограждающих стенок помещения.

Физическая область решения представляет собой замкнутую квадратную полость с твердыми стенками конечной толщины, внутри которой находится ньютоновская диатермичная среда, удовлетворяющая приближению Буссинеска. На внешней границе трех стенок задается условие теплоизоляции, а на оставшейся – конвективный теплообмен с окружающей средой. Режим течения является турбулентным. Внутренние поверхности стенок считаются диффузно-серыми.



Рис. 1. Область решения задачи

Процесс переноса тепла, массы и импульса в рассматриваемой области (см. рис. 1) описывается системой нестационарных уравнений турбулентной естественной конвекции в переменных «функция тока – завихренность» [3, 4]. Для нахождения более точных значений искомых параметров вблизи твердых стенок использовалось специальное алгебраическое преобразование координат для сгущения расчетной сетки к стенкам. С помощью данного преобразования осуществляется переход от неравномерной сетки в физической области к равномерной сетке в вычислительной области. В качестве модели турбулентности рассматривалась стандартная $k - \varepsilon$ модель [3, 4].

Дифференциальные уравнения с соответствующими начальными и граничными условиями решены методом конечных разностей. Теплообмен излучением между стенками моделировался на основе приближения поверхностного излучения [3, 5]. Разработанная методика решения была детально протестирована на ряде модельных задач турбулентной естественной конвекции [3, 4].

Численные исследования краевой задачи проводились в широком диапазоне изменения определяющих параметров. Основное внимание было уделено анализу влияния числа Рэлея, приведенной степени черноты ограждающих стенок, а также влиянию относительного коэффициента теплопроводности на теплообмен в рассматриваемой области.

Полученные в результате моделирования распределения локальных и интегральных параметров позволили зафиксировать реальную картину протекающих процессов в рассматриваемой области. Также была найдена зависимость средних конвективного и радиационного чисел Нуссельта от времени и приведенной степени черноты ограждающих стенок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-2819.2017.8).

- L. Pérez-Lombarda, J. Ortizb, C. Pout, A review on buildings energy consumption information // Energy and Buildings Vol. 40, Iss. 3, 2008, Pages 394–398
- Денисихина Д.М. Оценка теплового комфорта в помещениях на основе анализа результатов математического моделирования// Вестник ТГАСУ. — 2015. — №3. — С. 183-194.
- I. V. Miroshnichenko, M. A. Sheremet, 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.
- Шеремет М.А. Математическое моделирование турбулентных режимов сопряженной термогравитационной конвекции в замкнутой области с локальным источником тепла // Теплофизика и аэромеханика – 2011. – Т. 18, №1. – С. 117–131.
- 5. R. Siegel, J.R. Howell, Thermal Radiation Heat Transfer, Taylor & Francis, London, 2000

УДК 532.517.6, 532.574.7 ОЦЕНКА ЧЛЕНОВ УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ НА ОСНОВЕ SIV-ИЗМЕРЕНИЙ

Михеев Н.И.^{1,2}, Саушин И.И.¹

¹ Казанский научный центр РАН,

420111, Россия, г.Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева – КАИ,

420111, Россия, г.Казань, ул.К. Маркса, 10

Диссипация є наряду с генерацией является определяющим слагаемым в уравнении баланса энергии турбулентности. Информация о пространственной и временной эволюции диссипации в нестационарных турбулентных течениях важна для понимания происходящих в них процессов и их описания полуэмпирическими моделями турбулентности.

Оценка диссипации основана на значениях попарных корреляций пространственных градиентов пульсационных составляющих всех трех компонент вектора скорости:

$$\varepsilon = v \left\{ 2 \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_i} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_i} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + 2 \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right\}.$$

Использование одноточечных методов измерения (термоанемометр и ЛДА) не позволяет выполнять оценку лиссипации напрямую по соотношению (1) и требует допущений об однородной изотропной турбулентности и выполнении гипотезы Тейлора о замороженной турбулентности. Появление полевых и пространственных методов измерения мгновенной скорости PIV и многониточных термоанемометров позволило учитывать анизотропность турбулентности при определении мелкомасштабных характеристик течения, однако вместе с этим возникла новая проблема, связанная с достижимым пространственным масштабом измерения. В отличие от компонент тензора напряжений Рейнольдса, которые определяются главным образом движением крупномасштабных вихревых структур, диссипация энергии турбулентности определяется структурами с масштабом порядка двух масштабов Колмогорова, что приводит к значительным трудностям при её определении пространственными методами измерения [1-3].

Не так давно появилась техника измерений SIV [4], главным отличием которой от классического PIV является использование в качестве трассеров не отдельных частиц, а дыма с непрерывным распределением яркости на изображении. Благодаря лучшей отражающей способности дыма удается получать хорошее пространственное и временное разрешение при использовании сравнительно простых и относительно недорогих камеры и лазера. При SIVизмерениях удается получать динамику векторных полей скорости потока с частотой свыше 15 000 Гц, что открывает возможности исследования нестационарных процессов.

По причине того, что в данном исследовании измерялись лишь две из трех компонент вектора мгновенной скорости, оценка выполнена с часто используемым допущением об изотропности турбулентности в трансверсальном направлении. При этом диссипация турбулентности рассчитывалась по соотношению:

$$\varepsilon = 3\nu \left[\left(\frac{\overline{\partial u_1'}}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\overline{\partial u_2'}}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\overline{\partial u_1'}}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\overline{\partial u_2'}}{\partial x_1} \right)^2 \right] + 6\nu \frac{\overline{\partial u_1'}}{\partial x_2} \frac{\partial u_2'}{\partial x_1}$$

Отметим хорошее согласование с литературными данными полученных в опытах профилей скорости, интенсивности турбулентных пульсаций, пульсаций завихренности и генерации энергии турбулентности, а также слабое влияние нестационарности внешнего потока на эти профили в координатах закона стенки. Однако для всех нестационарных режимов, отличающихся относительной частотой Sh и амплитудой β вынужденных колебаний, профили диссипации энергии турбулентности, представленные на рис.1 также в координатах закона стенки $\varepsilon^+ = \varepsilon v / u_\tau^4$, оказались заметно выше по модулю по сравнению со стационарным режимом (линия). При этом для стационарного режима получено хорошее согласование с результатами DNS и наиболее достоверными результатами других авторов, но для пульсирующих потоков в литературе таких данных нет. Не исключено, что в завышенных значениях диссипации в пульсирующем потоке определенную роль может играть повышенный случайный шум измерений, который в пульсирующем потоке может быть выше.



Рис.1. Осредненные по периоду вынужденных колебаний потока профили *ε*+ в турбулентном пограничном слое.

- Foucaut J.-M., Cuvier C., Stanislas M., George W.K. Quantification of the Full Dissipation Tensor from an L-Shaped SPIV Experiment in the NearWall Region - Springer International Publishing Switzerland 2016 M., Progress in Wall Turbulence 2, ERCOFTAC Series 23:429-439 DOI10.1007/978-3-319-20388-1 38
- Schneiders J.F.G., Scarano F. Dense Velocity Reconstruction from Tomographic PTV with Material Derivatives. Under Review. 2016.
- Tokgoz S, Elsinga G, Delfos R, Westerweel J (2012) Spatial resolution and dissipation rate estimation in Taylor–Couette flow for tomographic PIV. Exp Fluids 53(3):561–583
- Mikheev N. I. and Dushin N. S. A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Videos // Instruments and Experimental Techniques. 2016, Vol. 59, Issue 6, pp. 880–88

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЁННОЕ ПОРОЖДЕНИЕ 3D ВОЛН ТШ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ПОТОКА И СТЕНКИ

Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А., Феденкова А.А.

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

В работе проведено экспериментальное изучение влияния неблагоприятного градиента давления на механизм распределенного порождения трехмерных волн Толмина-Шлихтинга (ТШ) контролируемыми вихрями набегающего потока заданной частоты f в тормозящемся пограничном слое плоской пластины (параметр Хартри $\beta_{\rm H} = -0,115$) при их рассеянии на контролируемых двумерных синусоидальных (в направлении потока) неровностях поверхности амплитудой $h \sim 200$ мкм и длиной волны λ_{sx} . Измерения выполнены термоанемометром в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при скорости основного потока 8,6÷8,9 м/с. Получены оценки количественных характеристик исследуемого явления восприимчивости течения – коэффициенты распределенной восприимчивости.

В эксперименте зафиксировано эффективное возбуждение пакетов трехмерных волн ТШ. Обнаружено, что механизм распределенной восприимчивости может приводить к заметно более быстрому нарастанию амплитуд волн ТШ по сравнению с законами линейной устойчивости течения.

Полученные результаты напрямую сопоставлены с данными работы [1], полученными для пограничного слоя Блазиуса. Обнаружено, что амплитуды комплексных коэффициентов восприимчивости на гладкой поверхности (G_v) весьма консервативны и слабо зависят от градиента давления (рис. 1*a,c*). (На рис. 1 θ – угол наклона волны к потоку, δ_1 – толщина вытеснения.) Найдено, что амплитуды коэффициентов на неровной поверхности (G_{vs}), наоборот, весьма чувствительны к указанному градиенту. Его присутствие приводит к их заметному уменьшению (рис. 1*b,d*). Эффективность механизма вихревой восприимчивости на неоднородной поверхности растёт с увеличением θ . Обнаружено, что при амплитудах неровности *h*/ δ_1 менее ~ 4%, величины G_v в среднем больше, чем G_{vs} , т.е. механизм восприимчивости связанный с рассеянием вихрей на естественной неоднородности погранслоя доминирует, а при более высоких неровностях начинает преобладать механизм восприимчивости типа «вихрь-неровность».

Работа поддержана РФФИ (грант №15-08-07818)

Список литературы:

 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 Re-search. Proceedings. Part III. – Novosibirsk: Publ. House "Parallel", 2007, p. 45–50.



Рис. 1. Сравнение амплитуд коэффициентов восприимчивости на гладкой (a,c) и неоднородной стенке (b,d) в пограничном слое Блазиуса и с β_H = -0,115. Результаты приведены для двух характерных режимов.

УДК 532.517.6: 536.24: 532

МЕХАНИЗМ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СЛЕДЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В КАНАЛЕ

Молочников В.М.¹, Мазо А.Б.², Охотников Д.И.², Гольцман А.Е.¹

 Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31
Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Россия, г. Казань, ул. Кремлевская, 18

Представлены результаты экспериментальных исследований и прямого численного моделирования течения в следе кругового цилиндра диаметром 3 мм, расположенного вблизи стенки канала прямоугольного поперечного сечения высотой 20 мм и шириной 50 мм. Расстояние между осью цилиндра и стенкой канала составляло 3 мм. Число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру цилиндра, изменялось от 135 до 275. Эксперименты включали визуализацию и SIV измерения мгновенных полей скорости и завихренности потока. Численное моделирование проводилось с использованием решателя Ansys Fluent 14.5. Расчетная область включала 1,5 млн ячеек. Сетка сгущалась вблизи стенки канала и поверхности цилиндра. Шаг по времени и минимальный размер ячейки выбирались в соответствие с Колмогоровскими масштабами турбулентности. Показано хорошее соответствие результатов расчета с данными визуализации течения и SIV – измерениями (рис.1 и 2).



Рис.1. Поле скорости за цилиндром при Re = 235: a – расчет; б – визуализация течения.



В результате исследований установлено, что течение в ближнем следе цилиндра во всем исследованном диапазоне Re остается ламинарным. Процесс формирования крупномасштабных вихревых структур начинается при Re \approx 167. На этом режиме течение в следе имеет квазидвумерный характер, а формирующиеся вихри сохраняют целостность по ширине канала. В спектре пульсаций продольной компоненты скорости потока появляются максимумы на основной гармонике, соответствующей образованию этих вихрей, а также на нескольких субгармониках. В области ближнего следа за цилиндром второй инвариант тензора напряжений Рейнольдса уже не является нулевым. С увеличением числа Рейнольдса область начала формирования вихрей смещается вверх по потоку, а при достижении Re = 233 наблюдается переход к трехмерному характеру течения в следе за цилиндром. При этом крупномасштабные вихревые структуры при движении вниз по течению разбиваются на несколько вихревых сгустков.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса происходит заполнение высокочастотной области спектра пульсаций скорости потока, что свидетельствует о появлении признаков развитого турбулентного течения. Результаты численного моделирования свидетельствуют, что турбулентные возмущения локализованы в среднем следе за цилиндром, а максимальные значения напряжений по поперечной координате наблюдаются в области следа. Во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса за цилиндром вблизи стенки отсутствуют спиралевидные движения жидкости от боковых стенок канала к его плоскости симметрии, которые играют определяющую роль в процессах перехода к турбулентности при отрыве потока за препятствием, расположенным на стенке канала [1, 2].



Установлен немонотонный характер зависимости сопротивления цилиндра от числа Рейнольдса в диапазоне Re = 120 – 300 (рис.3), что качественно повторяет данные опытов Рейнольдса для течения в трубе.

- Молочников В.М., Мазо А.Б., Малюков А.В., Калинин Е.И., Михеев Н.И., Душина О.А., Паерелий А.А. Особенности формирования вихревых структур в отрывном течении за выступом в канале при переходе к турбулентности // Теплофизика и аэромеханика.– 2014.- №3. Т.21. С.325-334.
- Mazo A.B., Okhotnikov D.I. Local transition to turbulence behind an obstacle for a nominally laminar flow // Lobachevskii Journal of Mathematics. – 2016, p. 360-367.
УДК 532.526.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАССИВНОГО ПОРИСТОГО ПОКРЫТИЯ НА ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ОСТРОМ КОНУСЕ ПОД УГЛАМИ АТАКИ

Морозов С.О., Лукашевич С.В., Шиплюк А.Н.

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

Для турбулентного гиперзвукового пограничного слоя тепловой поток к поверхности летательного аппарата значительно больше, чем для ламинарного, поэтому исследование способов управления ламинарно-турбулентным переходом является важной задачей высокоскоростной аэродинамики. Использование пористых покрытий позволяет увеличить протяженность ламинарного пограничного слоя [1]. Это происходит за счет поглощения пористым покрытием энергии высокочастотных неустойчивых возмущений в гиперзвуковом пограничном слое, так называемые возмущения второй моды, приводящие к ламинарнотурбулентному переходу [1]. Показано, что при установке пористого покрытия в области неустойчивости второй моды возмущений ее рост замедляется, а при установке покрытия в области устойчивости приводит к более быстрому росту второй моды возмущений, чем на сплошной поверхности [2]. Устойчивость гиперзвукового пограничного слоя сильно зависит от угла атаки, поэтому цель данной работы исследовать эффективность использования пассивного пористого покрытия для задержки ламинарно-турбулентного перехода на конусе под углами.

Эксперименты проведены в гиперзвуковой аэродинамической трубе кратковременного действия "Транзит-М" при числе Маха $M_{\infty} = 5.9$, температуре торможения $T_0 = 380 \pm 5$ К и единичных числах Рейнольдса $\text{Re}_{100} = 20 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Модель выполнена в виде острого конуса с полууглом раскрытия 7°, длиной образующей 363 мм. Половина поверхности конуса покрыта пористым покрытием, изготовленным из трех слоев нейлоновой сетки со степенью пористости 44%. Толщина покрытия – 0,18 мм и протяженность - 220 мм выбраны на основе результатов предыдущих исследований. Углы атаки составляли 0°, 0,5°, 1°. Положение ламинарно-турбулентного перехода на конусе определялось по распределениям тепловых потоков. Тепловой поток к поверхности конуса определялся по измеренным распределениям температуры с помощь тепловизора FLIR SC7750L.

Распределение теплового потока вдоль образующей конуса под нулевым углом атаки показано на рис. 1(а). Из распределения теплового потока на сплошной поверхности конуса видно, что пограничный слой ламинарный в области x = 55 - 100 мм, далее пограничный слой до x = 255 мм находится в переходном режиме, а в области x = 255 - 340 мм пограничный слой турбулентный. Конец переходного режима x_{tr} определялся по положению максимума теплового потока. На пористой поверхности начало области турбулентного пограничного слоя смещается до $x_{tr} = 295$ мм. Таким образом, на конусе под нулевым углом атаки на пористой поверхности переход смещается вниз по потоку.



Рис. 1. (а) - распределения теплового потока при α = 0°. (б)
 зависимость координаты начала турбулентного пограничного слоя x_{tr} от угла атаки α: на сплошной поверхности

 1 и на пассивном пористом покрытии – 2.

На рис. 1(б) показана зависимость координаты начала турбулентного пограничного слоя на конусе от угла атаки. Из графика видно, что на пористой поверхности переход к турбулентному пограничному слою наблюдается ниже по потоку, чем на сплошной поверхности на подветренной и на наветренной сторонах модели. Так как на подветренной стороне конуса при $\alpha = 1^{\circ}$ переход наступает значительно выше по потоку, чем при нулевом угле атаки, начало пористого покрытия в данном случае расположено близко к началу турбулентной области и поэтому нет влияния на положение перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-38-00491 мол-а и № 16-08-00965 а).

- Fedorov A. V., Malmuth N. D., Rasheed A., Hornung H. G. Stabilization of hypersonic boundary layers by porous coatings // AIAA J. 2001. V. 39, N 4. P. 605–610.
- Лукашевич С.В., Морозов С.О., Шиплюк А.Н. Экспериментальное исследование влияния пассивного пористого покрытия на возмущения в гиперзвуковом пограничном слое. 2. Влияние положения пористого покрытия // ПМТФ. - 2016. -Т.57, No.5. -C. 127-133.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДОЗВУКОВЫХ МИКРОСТРУЙ ВОЗДУХА ИСТЕКАЮЩИХ ИЗ ПЛОСКИХ СОПЕЛ

Мухин К.А.¹, Анискин В.М.²

¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2 ² Институт теоретической и прикладной механики, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1.

Целью экспериментального исследования является получение экспериментальных данных о структуре и характеристиках плоских дозвуковых микроструй и сравнение полученных параметров с известными данными для макроструй В экспериментах исследовалась микроструи, истекающие из плоского сопла высотой 83,3 мкм. Максимальная скорость газа на срезе сопла составляла от 6 до 31 м/с. Максимальное число Рейнольдса, достигнутое в экспериментах, определялось максимальным расходом расходомера и составляло 154. Дозвуковая струя истекала в атмосферу, боковые стенки у струи отсутствовали.

Зависимость скорости микроструй вдоль осевой линии показана на рис. 1,а. Здесь Uc – скорость газа вдоль осевой линии струи, Uco – максимальная скорость газа на срезе сопла. Там же приведены экспериментальные данные для турбулентных макроструй [1-7] при различных числах Рейнольдса.



Рис. 1. Распределение скорости (а) и уровня турбулентности (б) вдоль осевой линии струй.

На рис. 1,6 приведены распределения уровня турбулентности вдоль осевой линии микроструй и макроструй. Видно, что уровень турбулентности макроструй на срезе сопла значительно превышает уровень турбулентности микроструй, он резко растет и на 10-20 калибрах достигает максимального значения. Для микроструй уровень турбулентности вначале практически нулевой. Однако затем с увеличением расстояния от сопла уровень турбулентности возрастает, что связано с турбулизацией течения.

В работе определены темпы падения скорости дозвуковых микроструй и выполнено свравнение с турбулентными макроструями. Также были измерены поперечные и трансверсальные скорости в микроструях и определен характер расширения ламинарных микроструй, который оказался существенно ниже, чем турбулентных макроструй.

- Miller, D. R. and Comings, E. W. Static pressure distribution in a free turbulent jet // J. Fluid Mech. 1957. 3. P. 1–16.
- 2. Sato, H. The stability and transition of a two-dimensional jet // J. Fluid Mech. 1960. 7. P. 53–80.
- Sforza, P. M., Steiger, M. H. and Trentacoste, N. Studies on threedimensional viscous jet // AIAA J. 1966. 4(5). P. 800–806.
- Bashir J., Uberoi M. S. Experiments on turbulent structure and heat transfer in a two□dimensional jet // Physics of Fluids. 1975. 18(4). P. 405-410.
- Gutmark, E., Wygnanski, I. The planar turbulent jet // J. Fluid Mech. 1976. 73(3). P. 465–495.
- Hussain, A. K. M. F., Clark, A. R. Upstream influence on the near field of a planar turbulent jet // Phys. Fluids. 1977. 20(9). P. 1416-1426.
- Deo R. C., Nathan G. J., Mi J. Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls // Experimental Thermal and Fluid Science. 2007. 32. P. 596–606.

УДК 532.507+519.6

РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАД НАГРЕТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ. ПРЯМОЙ И ОБРАТНЫЙ КАСКАДЫ

Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.

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

Сравнение установленных в наших работах [1] свойств когерентных структур с известными результатами показывает, что наши данные расширяют существующие в мировой научной литературе представления о когерентных структурах. Наши данные подтверждены в экспериментах, проведенных метеорологическими и оптическими методами [1].

В наших работах [2, 3] исследована структура турбулентности в замкнутых объёмах над нагретыми поверхностями, путем численных решений различных краевых задач для уравнений Навье-Стокса. Эти решения позволили визуализировать линиями тока процессы возникновения и развития турбулентности. Показано, что над нагретой поверхностью возникают уединённые тороидальные вихри (когерентные структуры или топологические солитоны). Прямой каскадный распад этих вихрей порождает когерентную турбулентность.

Количество вихрей и их внутренняя структура зависят от формы и размера нагретых неоднородностей. В случае простых форм нагрева (однородный нагрев, одно нагретое круглое пятно) наблюдается когерентная турбулентность, возникающая в результате *прямого* когерентного распада вихрей. Для сложных форм нагрева (тепловая пестрота) тороидальные вихри заметно деформируются. Вихри могут быть вытянутыми вдоль поверхности и иметь спиральные линии тока. В процессе эволюции вихри заметно смешиваются. Это даёт колмогоровскую (некогерентную) турбулентность.

Выполненный анализ данных измерений параметров турбулентности и численных решений уравнений Навье-Стокса показывает, что ламинарные и турбулентные течения можно рассматривать как разные фазы единого процесса возникновения и развития турбулентности, который представляет собой единый процесс возникновения и распада гидродинамических топологических солитонов.

Неколмогоровскую когерентную турбулентность и колмогоровскую некогерентную турбулентность можно рассматривать как разновидности (частные случаи) единого процесса возникновения и распада гидродинамических топологических солитонов. Эти разновидности характеризуются различными интенсивностями и разным пространственновременным распределением энергетических источников турбулентности (термодинамических градиентов) на границах сплошной жидкой среды.

Представленные в [2, 3] результаты позволяют проследить эволюцию структуры турбулентности, сформированной над однородно и неоднородно нагретыми поверхностями. В начальной фазе формирования турбулентности над нагретой поверхностью возникает семейство мелких (по сравнению с размерами рассматриваемого объема) конвективных тороидальных (грибообразных) вихрей, – термиков. Скорость возникновения термиков и их размеры зависят от вязкости среды, формы объема и степени нагрева его поверхностей.

В отсутствие пространственных ограничений термики поднимаются вверх, увеличивая свой объем. Наличие ограничений (замкнутый объём) приводит к тому, что мелкие вихри (термики), искажая свою форму, сливаются в крупные вихри-ячейки, которые выстраиваются в объеме в определенном порядке (что свойственно ячейкам Бенара). На этом этапе вначале кратковременно возникает предварительный образ стационарной картины движений (топологические предвестники), сменяющийся периодом хаотизации. В дальнейшем следует переход от состояния хаоса к стационарным движениям, которые представляют собой стабильные (или медленно распадающиеся) вихри (когерентные структуры или топологические солитоны).

Переход от небольших термиков (через период хаотизации) к крупным стабильным вихрям является обратным к обычно наблюдаемому каскадному когерентному распаду крупных вихрей на более мелкие. Следовательно, формирование пристеночной турбулентности (термиков) и дальнейшая ее эволюция может служить примером обратного каскада передачи энергии по спектру масштабов движения.

Численные расчёты подтверждают сформулированный ранее нами вывод [1–3], что смешивание когерентных структур с разными близкими размерами (и с близкими частотами главных вихрей) даёт колмогоровскую турбулентность. Подтверждаются также спектры одиночных когерентных структур, экспериментально зарегистрированные в закрытых помещениях и в открытой атмосфере.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-05-05404).

- Оптические свойства турбулентности в горном пограничном слое атмосферы / Носов В.В., Лукин В.П., Ковадло П.Г., Носов Е.В., Торгаев А.В. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016. 153 с.
- Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Моделирование когерентных структур (топологических солитонов) в закрытых помещениях путём численного решения уравнений гидродинамики // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28, № 2. С. 120-133.
- Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Структура турбулентности над нагретыми поверхностями. Численные решения // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 1.С. 23-30.

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ КОЛЕБАНИЯМИ ЛОКАЛИЗОВАННОГО УЧАСТКА ПОВЕРХНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ КРЫЛА

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

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

Экспериментально исследовано пространственное развитие искусственных возмущений с помощью термоанемометра постоянного сопротивления. Исследования были выполнены в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН. Скорость набегающего потока была U $\infty = 7.5$ м/с. Уровень турбулентности набегающего потока не превышал 0.04 % U ∞. В качестве модели использовался профиль прямого крыла размахом 1000 мм и хордой 476 мм. Профиль крыла устанавливался вертикально в рабочей части аэродинамической трубы при положительном угле атаки 10. В качестве источника контролируемых возмущений использовалась гибкая мембрана размером 14х14 мм, расположенная на поверхности модели при 44 мм от её носика, в области благоприятного градиента давления. Мембрана приводилась в движение импульсами вдува длительностью 200 мс, которые повторялись, каждые 500 мс. Амплитуда отклонения мембраны составляла 0,35 мм. Измерялась продольная компонента пульсации скорости и и средняя скорость U.

Показано, что импульсные колебания ограниченного участка трехмерной поверхности приводят к формированию в пограничном слое двух типов возмущений: квазистационарных продольных локализованных структур и волновых пакетов. Наличие в потоке продольных локализованных структур создает благоприятные условия для возникновения пакетов волн Толлмина-Шлихтинга вблизи их переднего и заднего фронта. Попадая в область неблагоприятного градиента давления, волновые пакеты нарастают по закону, близкому к экспоненциальному рис. 1, что приводит к образованию зарождающихся турбулентных пятен. В то же время, интенсивность продольных локализованных возмущений снижается вниз по потоку рис. 2. Задержка в нарастании волнового пакета вблизи переднего фронта объясняется тем, что он распространяется по невозмущенному продольной структурой течению. Волновой пакет на заднем фронте, напротив, находится в возмущенной продольной структурой области пограничного слоя, что, в данном случае благоприятствует его нарастанию.

Работа была поддержана грантом Президента Российской Федерации для научных школ (НШ-8788.2016.1) и РФФИ № 16-19-10330.



Рис. 1. Амплитуда волновых пакетов вблизи переднего (1) и заднего (2) фронта продольного локализованного возмущения в частотном диапазоне 60 <f <400 Гц.



Рис. 2. Изменение амплитуды продольного локализованного возмущения вдоль хорды крыла.

УДК 532.5.032

ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА В УЗКОМ ЗАЗОРЕ: LES И PIV

Палкин Е.В.^{1,2}, Шестаков М.В.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}, Маркович Д.М.^{1,2}, Ханъялич К.^{2,3}

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
 ³ Технологический университет Делфта, 2629, Нидерланды, г. Делфт, ул. Ван дер Маасвег, 9

Обтекание препятствий в условиях ограничения геометрии в одном из направлений часто реализуется в природе и инженерных приложениях: системы охлаждения, теплообменники, атмосферные течения и другие. В данной работе при помощи численного расчета трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса методом крупных вихрей (Large-eddy simulations, LES) и современного эксперимента (Particle-image velocimetry, PIV) исследована задача обтекания цилиндра в узком зазоре при числе Рейнольдса $Re_D=3750$, построенном по диаметру цилиндра D и среднерасходной скорости набегающего потока U_b .

Исследуемые параметры течения соответствуют докритическому режиму обтекания с отрывом ламинарного пограничного слоя на цилиндре. Наличие боковых стенок, расположенных на расстоянии H=0,4D друг от друга, существенно усложняет структуру потока. На Рис. 1 показаны характерные вихревые структуры. При натекании потока на цилиндр формируется система квазистационарных противо-вращающихся подковообразных вихрей. Далее поток отрывается от цилиндра и турбулизируется, в следе формируется дорожка Кармана - последовательность периодических вихревых структур, распространяющихся в противофазе. Такая широко распространенная картина в задачах обтекания при наличии ограничивающих стенок существенно видоизменяется: происходит генерация интенсивных продольных вихрей, осциллирующих вместе с потоком. Подобное явление мы прежде наблюдали и в квазидвумерных струях, ограниченных параллельными стенками [1].



Рис. 1. Изоповерхность безразмерного Q-критерия равного 0,5. Цветом показано продольное поле скорости, нормированное на среднерасходную скорость натекающего потока. Поток натекает на цилиндр слева направо

На Рис. 2 показано сравнение профилей продольной скорости на полувысоте канала в сечении *x/D*=0,7 в сравнении с экспериментальными данными.

В докладе будут подробно представлены результаты сравнения расчета и эксперимента, а также описаны результаты исследования динамических особенностей течения.



Рис. 2. Профили продольной скорости (а) и пульсаций (б) в сечении х/D=0,7 на полувысоте канала. Красная линия соответсвтует методу LES, черные точки экспериментальным данным PIV.

Список литературы:

1. M.V. Shestakov, R.I. Mullyadzhanov, M.P. Tokarev, D.M. Markovich. Modulation of large-scale meandering and threedimensional flows in turbulent slot jets// Journal of Engineering Thermophysics, 2016. T. 25, № 2, C. 159-165

УДК 533.69

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВДУВА/ОТСОСА ГАЗА ЧЕРЕЗ ПОРИСТЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ЧИСЛАХ МАХА

Поливанов П.А.

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

Вдув/отсос газа через пористые поверхности может использоваться для различных задач внутренней и внешней аэродинамики. Например, для управления отрывными течениями, ламинаризации трансзвуковых профилей, охлаждения стенок или вдува топлива в камеру сгорания ГПВРД и т.п. Поэтому вдуву/отсосу газа через пористые поверхности посвящено множество экспериментальных и теоретических работ, но большинство из них выполнены при дозвуковых скоростях [1]. Исследований (в особенности экспериментальных) выполненных при числах Маха M>1 мало и результаты этих работ не систематизированы [2]. Это затрудняет выбор оптимальной геометрии пористости для приложений со сверхзвуковыми областями течения. Очевидно, что основное отличие от дозвукового случая должно заключается в образовании локальных ударный волн, которые могут значительно изменить механизм воздействия на поток и пограничный слой. Поэтому было решено выполнить параметрическое исследование влияния параметров пористой вставки на состояние пограничного слоя при вдуве или отсосе газа.









Эксперименты были выполнены в аэродинамической трубе Т-3276 ИТПМ СО РАН при следующих параметрах $M_{\infty} = 1,4$, $T_0 = 298$ К и $P_0 = 1,01 \cdot 10^5$ Ра (Re₁ = 15,1 $\cdot 10^6$ m⁻¹). В качестве основной измерительной методики использовался PIV метод. Пористая вставка размещалась на стенке аэродинамической установки в области турбулентного пограничного слоя. Поскольку экспериментальные данные использовались для верификации RANS расчетов, то для упрощения геометрии пористости было решено использовать поверхности с равномерно перфорированными отверстиями разной геометрией и шагом отверстий. Для каждой перфорированной поверхно-

сти проводились измерения при фиксированных расходах вдува/отсоса воздуха.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что изменение одного из параметров пористой поверхности приводит к немонотонному эффекту. Например, при исследовании влияния коэф. пористости (при фиксированном диаметре отверстий и большом отсосе газа) на толщину потери импульса был обнаружен минимум при значении коэф. пористости 0,1. Дальнейшее увеличение или уменьшение коэф. пористости приводило к росту толщины потери импульса. Причиной немонотонного поведения является значительное влияние локальных ударных волн и волн разрежения (рис. 2), которые существенно изменяют состояние пограничного слоя.



Рис. 3. Малогабаритный центробежный компрессор

В результате анализа всех данных были построены обобщённые распределения газодинамических параметров в зависимости от интенсивности вдува/отсоса и геометрии пористости. Проведенные 3D RANS расчеты в ANSYS Fluent позволили найти диапазоны применимости существующих моделей турбулентности для данной задачи. Полученный набор данных будет в дальнейшем использоваться при выборе оптимальной геометрии пористой поверхности для задач управления транс- и сверхзвуковыми течениями.

Кроме того, в работе предложен новый метод управления пограничными слоями. Основной идей нового метода является увеличение энергоэффективности за счет перераспределения в пограничном слое больших масс (через пористость), с небольшим изменением скорости. На данный момент происходит проектирование элементов демонстратора (например, рис.3) с использованием методов CFD.

Работа была поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых ученых – кандидатов наук № МК- 6682.2016.1.

- Kornilov V.I. Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing // Progress in Aerospace Sciences. 2015. Vol.76. P. 1-23.
- M.-F. Liou. A Full Navier-Stokes Based Optimal Design of Bleed Flow for Supersonic Inlets // AIAA 2011-3003.

УДК 532.526.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ СТЕНКИ НА ЭФФЕКТ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ ГАЗА

Виноградов Ю.А., Леонтьев А.И., Попович С.С., Стронгин М.М.

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

Введение. Эффект температурной стратификации газа заключается в нагреве сверхзвукового потока и охлаждении дозвукового потока, взаимодействующих через теплопроводную стенку в устройстве безмашинного энергоразделения (трубе Леонтьева) [1]. Эффективность устройства определяется значением удельного теплового потока, который зависит от коэффициентов теплоотдачи со стороны дозвукового α_{csepx} потоков, а также от температурного напора между начальной температурой торможения потока T_0^* и адиабатной температурой стенки T_w^* со стороны сверхзвукового потока:

$$q \approx \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{csepx}} + \frac{1}{\alpha_{\partial \sigma \sigma}}} \left(T_0^* - T_w^*\right)$$

Аэродинамическое охлаждение стенки при обтекании высокоскоростным потоком газа заключается в локальном уменьшении адиабатной температуры T_w^* вследствие некоторого воздействия [2]. В технике более известен эффект аэродинамического нагрева вследствие торможения потока возле обтекаемого тела или непосредственно на стенке. В то же время известен эффект уменьшения адиабатной температуры стенки до значений ниже термодинамической температуры при попереченом обтекании дозвуковым потоком цилиндра в области задней критической точки (эффект Эккерта-Вайзе). Для сверхзвуковых потоков уменьшение адиабатной температуры стенки фиксируется в следе за обтекаемым препятствием в виде клина, ребра или ступеньки.

Описание методики и результатов исследования. Экспериментальные исследования проводились на сверхзвуковом аэродинамическом стенде (рис. 1), который моделировал работу сверхзвуковой части устройства безмашинного энергоразделения. Методика проведения исследования заключалась в регистрации изменения параметров газа на нижней теплоизолированной стенке от момента запуска аэродинамической трубы [2]. При этом достижение значение адиабатной температуры стенки определялось с помощью экстраполирования до нулевого значения графика обезразмеренного теплового потока:

$$\Omega = \frac{q}{\rho_0 w_0 C_p T_0^*}$$

Угол наклона экстраполированного графика позволил также оценить коэффициент теплоотдачи. Полученные таким образом параметры сравнивались для режимов отрывного течения за ребром и безотрывного обтекания гладкой стенки.



Рис. 1. Схема проведения исследования: T_0^* – полная температура набегающего потока; P_0^* – полное давление в форкамере; P_w – статическое давление на стенке; T_w^* – температура адиабатной стенки

При течении за ребром температурный напор между температурой торможения и адиабатной температурой стенки возрастает на величину до 58% в сравнении с режимом обтекания гладкой стенки при изменении высоты ребра от 2 до 8 мм (рис. 2). Коэффициент теплоотдачи возрастает на величину до 33% для оребренной стенки в сравнении с гладкой.



Рис. 2. График изменения температурного напора вдоль безразмерной длины модели при течении на гладкой стенке и за ребром высотой от 2 до 8 мм при одинаковом числе Маха набегающего потока 2,25

Таким образом, получен эффект аэродинамического охлаждения и интенсификации теплоотдачи в области отрывного течения за ребром, что может способствовать увеличению теплового потока в устройстве безмашинного энергоразделения.

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

- 1. Леонтьев А.И., Бурцев С.А. Интенсификация теплообмена в устройстве газодинамического энергоразделения // Доклады Академии наук. 2016. Т. 471. № 3. С. 286-288.
- Попович С.С. Влияние ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения / Дисс. канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2016. 172 с.

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ПРОГРЕВА НА ДИНАМИКУ ДВИЖЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ТРАНЗИЕНТОВ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Алексеенко С.В.¹, Дудникова Г.И.², Кучеров Н.В.³, Романов Д.В.³, Романов К.В.³, Романов В.А.³

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

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Институт вычислительных технологий СО РАН,

630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

³ Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева,

660049, г. Красноярск, ул. А.Лебедевой, 89

Солнечные вспышки, эруптивные протуберанцы и корональные выбросы массы (английская аббревиатура СМЕ) – результат различных проявлений внезапной и мощной дестабилизации коронального магнитного поля [1,2]. Предполагается, что эта дестабилизация связана с усилением коронального магнитного поля за счёт фотосферных движений или всплывающего из-под фотосферы нового магнитного потока (магнитных трубок [2,3]).

По кинематическим характеристикам СМЕ разделяют на две группы: "постоянные" (медленно эволюционирующие СМЕ) и "медленные" (быстро развивающиеся СМЕ [4,5]). В настоящей работе изучается физическая природа реализации импульсного СМЕ в солнечной атмосфере. Исследуется развитие неустойчивости Паркера для медленных мод колебаний магнитных полей в верхних слоях конвективной зоны Солнца (для высокочастотной части спектра волновое число т≥20 [6]). Исследуется влияние теплового прогрева на динамику подъёма магнитной трубки из конвективной зоны в солнечную атмосферу. Тензор молекулярной теплопроводности вдоль магнитного поля на несколько порядков выше поперечного коэффициента теплопроводности [3,6]. В теплопроводность только расчётах учитывается вдоль магнитного поля.

На рис.1 представлена реализация "импульсного" СМЕ в следующем расчётном режиме: магнитная трубка в начальный момент времени расположена на глубине - 52400 км от фотосферного уровня.

Исследуется развитие неустойчивости Паркера для волнового числа m = 20. Начальная напряжённость магнитного поля в трубке $H_{cr} = 2 \cdot 10^6$ Гс. Трубка вначале медленно, но постепенно ускоряясь, движется к фотосферному уровню. При выходе в нижние слои хромосферы ускорение трубки нелинейно растёт, и скорость подъёма достигает 250 км/сек. В итоге за 1 час реализуется выброс магнитного поля на высоту 150000 км в солнечной короне. Рассчитанная пространственная структура СМЕ позволяет проводить сравнение с наблюдательными данными [7].



Рис. 1. Формирование коронального транзиента в солнечной атмосфере

- Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V., Semeonov I.V., Kucherov N.V.. Characteristics of Weak Shock Waves Generated by Quasi-Harmonic Oscillations of Emerging Magnetic Fields // International Conference on the Methods of Aerophysical Research. 2012. V.I. P.14-15.
- Caligari P., Moreno-Insertis F., Schu
 Essler M.. Emerging f ux tubes in the solar convection zone. I. Asymmetry, tilt, and emergence latitude // Astrophys. J. 1995. V.441. P.886–902.
- Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V.. Magnetic feld instabilities in the Solar convective zone // Rus. J. Eng. Thermophys.. 2000. V.10. №4. P.243-262.
- 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.
- Eselevich V.G., Eselevich M.V.. An investigation of the fne ray structure of the coronal strimer belt using LASCO data // Solar Phys., 1999. V.188. P.299–314.
- 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.
- Lites B.W.. The Topology and Behavior of Magnetic Fields Emerging at the Solar Photosphere // Space Sci. Rev.. 2009. V.144. P.197–212.

УДК 519.6

LES-МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ СВИНЦОВОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Сергеенко К.М.¹, Головизнин В.М.², Глотов В.Ю.²

¹ АО «НИКИЭТ» 107140, Россия, Москва, ул. Красносельская, 2/8 ² ИБРАЭ РАН 115191, Россия, Москва, ул. Большая Тульская, 52

Исследование турбулентных режимов течения в круглых трубах чрезвычайно важно из-за их широкого спектра применений. За последние десятилетия было опубликовано множество фундаментальных теоретических и экспериментальных работ, касающихся вопроса о течении жидкости в пристеночной области: в трубах, пограничных слоях, плоских каналах. Однако до сих пор нет полного понимания о внутренней динамике жидкости в этих областях. Численное моделирование позволяет получить детальную информацию о структуре течения, что в экспериментальных работах может быть затруднительно.

Большинство гидродинамических расчетов в ядерной энергетике связано с течениями в каналах. Главными задачами при расчете таких течений являются определение гидравлических сопротивлений каналов различной формы и коэффициентов теплоотдачи. Одной из отличительных особенностей проектируемых реакторов нового поколения на быстрых нейтронах является высокая температура теплоносителя. Данная особенность предъявляет повышенную точность к определению коэффициента теплоотдачи, как определяющего температуру теплопередающей поверхности [1]. Основным инструментом CFD для решения прикладных задач на настоящее время являются полуэмпирические методы, базирующиеся на использовании различных RANS моделей турбулентности. Однако, существенное влияние на параметры турбулентности могут оказывать относительно устойчивые крупномасштабные нестационарные турбулентные когерентные структуры. Характеристики этих структур зависят от конкретной геометрии рассматриваемого течения и граничных условий и, следовательно, не могут быть описаны в рамках полуэмпирических моделей, не учитывающих этих важных обстоятельств. Результаты свидетельствуют, что распространенные модели турбулентности класса RANS, применяемые в CFD кодах для решения широкого класса задач, не учитывают специфику теплопереноса в жидкометаллическом теплоносителе, что приводит к расхождению результатов расчетов и экспериментов. Погрешность таких расчетов составляет до 25% [2,3]. Это обстоятельство приводит к необходимости использования вихреразрешающих моделей турбулентности (LES).

В настоящей работе проведено численное моделирование турбулентного теплообмена в круглой трубе в широком диапазоне чисел Рейнольдса с помошью беспараметрического MILES-метода КАБАРЕ [4] на сетках с неполным разрешением спектра турбулентности, а также с помощью CFDкода STAR-CCM+ в LES-приближении [5]. Результаты расчетов сравниваются с DNS расчетами других авторов, встречающихся в литературе, а также с RANS-расчётами, выполненными в CFD-коде STAR-CCM+. Моделирование показало удовлетворительную точность в определении средних, среднеквадратичных и интегральных характеристик течения, позволило выявить недостатки имеющихся модельных соотношений, описывающих локальные характеристики турбулентности. Авторами предложена пристеночная тепловая функция, реализуемая в RANS-приближениях.

- Машиностроение. Энциклопедия в сорока томах. Т. IV-25. Машиностроение ядерной техники, кн. 1/Под ред. Е.О. Адамова. -М.: «Машиностроение». 2005.
- Grotzbach G., Carteciano L.N. Validation of turbulence models in the computer code FLUTAN for free hot sodium jet in different buoyancy flow regimes. Forschugszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, FZKA 6600, C 2003, 34 p.
- Wolters J. Benchmark Activity on the TEFLU Sodium Jet Experiment. Forschungszentrum Jülich GmbH, FZJ, C 2002, 66 p.
- Головизнин, В.М. с соавт., Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов, 2013, Москва: Издательство Московского университета. 472.
- 5. User Guide. Star-CCM+ Version 10.02 CD-adapco, 2015

ГРАДИЕНТНАЯ ТЕПЛОМЕТРИЯ И PIV-ДИАГНОСТИКА В ЗАДАЧАХ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА

Бабич А.Ю., Башкатов А.В., Гусаков А.А., Зайнуллина Э.Р., Митяков А.В., Митяков В.Ю., Сапожников С.З., Сероштанов В.В.

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

В задачах интенсификации теплообмена до последнего времени не удавалось совместить в реальном времени картину течения с формированием поля теплового потока. Интересные возможности дает совмещение технологий градиентной теплометрии [1] и PIV-диагностики [2]. Использование градиентных датчиков теплового потока (ГДТП) с постоянной времени в $10^{-8}...10^{-9}$ делает теплометрию практически безынерционной; это позволяет считать полученные результаты совмещенными по временной координате.

Экспериментальный стенд включает аэродинамическую трубу с камерой Эйфеля и полую модель обтекаемого тела, нагреваемую насыщенным водяным паром до температуры, близкой к 100 °С. ГДТП на основе монокристаллов висмута имеет вольтваттную чувствительность на уровне 10 мВ/Вт.

В первой серии опытов [3] исследован круговой цилиндр с проволоками-турбулизаторами диаметром d_T , параллельными образующей цилиндра, помещенными с зазором δ и симметрично разнесенными относительно лобовой образующей на угол φ_T , Значения d_T , δ , φ_T оптимизированы прямым методом в эксперименте. Результаты опытов представлены на рис. 1.



Рис. 1. Интенсификация теплообмена при помощи турбулизаторов (dT=1 мм, δ = 1,2 мм при Re = 48,5·10³, ψ T = 55°)

Местный коэффициент теплоотдачи удалось повысить на 45 %, а средний – на 20 % (пунктирная линиия) по сравнению с цилиндром без турбулизаторов (сплошная линия). Во второй серии опытов исследовано обтекание прямого ребра с размерами $100 \times 60 \times 10$ мм. Обогреваемое паром ребро является моделью идеального (изотермического) ребра, что будет далее использовано при комплексном исследовании теплообмена и обтекания модели ребра с конечной теплопроводностью. Изменение коэффициента теплоотдачи по длине ребра l = 110 мм представлено на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость местного числа Нуссельта от координаты 1 при различных числах Рейнольдса.

Существенные изменения числа Нуссельта при малых числах Рейнольдса представляет как физический интерес, так и прикладное значение при использовании общепринятых расчетных соотношений.

Предложенный подход представляется перспективным для исследования течения и теплообмена на неизотермических поверхностях. В этом случае следует дополнительно использовать тепловизионную технику.

- Основы градиентной теплометрии / С.З. Сапожников, В.Ю. Митякова, А.В. Митякова. – СПб.: Изд-во Политехн.ун-та, 2012. – 203 с.
- «ПОЛИС» измеритель полей скорости [Электронный ресурс]/Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск. - Режим доступа: http://www/itp.nsc.ru/piv/piv.htm.
- РІV-диагностика и градиентая теплометрия в исследовании поперечного обтекания цилиндра / А.А. Гусаков, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков, С.З. Сапожников, Д.М. Маркович, А.С. Небучинов // Тепловые процессы в технике, 2015. №8 – С.343.

УДК 621.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРУБ С ВНУТРЕННИМ СПИРАЛЬНЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Щелчков А.В., Попов И.А., Скрыпник А.Н.

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

Теплогидравлические характеристики труб с поверхностной закруткой потока (рифленые, гофрированные) широко изучаются в течение последних 30 лет. Внешний вид и основные геометрические па-раметры трубы с однозаходной поверхностной закруткой потока показаны на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид (а) и характерные размеры (б) труб с поверхностной закруткой потока

Краткий литературный обзор позволяет сделать вывод о том, что несмотря на значительное количество экспериментальных работ по исследованию труб с однозаходной спиральной поверхностной закруткой потока, требуется выполнить дополнительные экспериментальные исследования. Необходимо расширить диапазон исследований относительного шага по оси p/d и определить оптимальные геометрические параметры поверхностной закрутки потока в зависимости от режимных параметров.

В данной работе исследованы шесть труб с однозаходной поверхностной закруткой потока полученные методом деформирующего резания, являющимся комбинацией подрезания и отгиба поверхностных слоев теплообменной поверхности. Медные трубы внутренним диаметром D=16 мм, длинной L=800 мм, относительной длиной L/D=50. Основные геометрические параметры труб представлены в таблице 1.

Таблица 1. Основные геометрические параметры

uceneoyembix mpyo					
$lpha^{\circ}$	р, мм	h, мм	d/D	$h/D \cdot 10^3$	p/D
14	198	1,4	0,825	87,5	12,73
32	80	0,6	0,925	37,5	5
46	48	0,7	0,913	43,75	3
61	28	0,7	0,913	43,75	1,75
76	12	0,4	0,95	25	0,75
87	2,5	0,7	0,913	43,75	0,16

Экспериментальные исследования (рис.2) гидравлического сопротивления труб с однозаходной поверхностной закруткой выполнены для турбулентного режима течения при вынужденном течении воды в диапазоне чисел Рейнольдса $\text{Re}_D=2\cdot10^3\ldots2,5\cdot10^5$. Для трубы с углом закрутки $\alpha=14^\circ$ при значениях числа $\text{Re}_D=4500$ увеличение коэффициента гидравлического сопротивления составляет $\xi/\xi_0=1,05-1,1$ раза, для

 α =32° увеличение составляет ξ/ξ_0 =1,1-1,15, для α =46° увеличение составляет ξ/ξ_0 =1,7-1,8, для α =61° увеличение составляет ξ/ξ_0 =3,0-3,1, для α =76° увеличение составляет ξ/ξ_0 =5,9-6,1, для α =87° увеличение составляет ξ/ξ_0 =3,95-4,05.



Рис.2 Экспериментальные данные гидросопротивления труб при различных углах закрутки потока. Линия – расчет по *ξ*=0,3164/Re^{0,25}

Анализ результатов экспериментального исследования (рис.3) труб с поверхностной закруткой потока выявил, что с увеличением угла закрутки α=(14-87)° увеличивается средний коэффициент теплоотдачи –

для трубы с углом закрутки α =14° (рис.3) при значениях числа Re_D=5000 увеличение среднего коэффициента теплоотдачи составляет Nu/Nu₀=1,2 раза, для α =32° увеличение составляет Nu/Nu₀=1,58, для α =46° увеличение составляет Nu/Nu₀=1,8, для α =61° увеличение составляет Nu/Nu₀=2, для α =76° увеличение составляет Nu/Nu₀=3,27, для α =87° увеличение составляет Nu/Nu₀=3,38.



Рис.3. Экспериментальные данные средней теплоотдачи труб при различных углах закрутки потока. Линия – расчет по Nu=0,021 ·Rep^{0,8} ·Prf^{0,43} ·(Prf/Prw)^{0,25}

Полученные результаты показывают, что наибольшие значения фактора аналогии Рейнольдса наблюдаются у труб с углом закрутки 14° и 32°.

> Работа выполнена в рамках выполнения гранта Министерства образования и науки РФ № 14.Z50.31.0003 и гранта РФФИ 16-38-00066-мол_а.

УДК 532.526

О ВЛИЯНИИ ИНЖЕКЦИИ ИНОРОДНОГО ГАЗА НА УСТОЙЧИВОСТЬ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Гапонов С.А., Смородский Б.В.

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

Важной задачей механики жидкости и газа является вопрос об управлении состоянием пограничного слоя с целью затянуть или наоборот ускорить возникновение турбулентности. Одним из методов управления, активно разрабатываемых в последнее время, является применение проницаемых пористых покрытий.

В настоящей работе делается попытка теоретического исследования устойчивости сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси на модели плоской пластины. При этом предполагается, что сторонний газ инжектируется в пограничный слой слой через проницаемую поверхность модели. Сначала были получены уравнения, описывающие средний поток в сжимаемых ламинарных пограничных слоях бинарной смеси газов в приближении локальной автомодельности. В уравнениях учитываются эффекты диффузии и термодиффузии примеси. Краевая задача для полученной системы интегрировалась численно. Рассчитывались профили скорости, температуры и плотности газовой смеси, а также концентрации примеси поперек пограничного слоя. Это позволило проанализировать влияние вдува примеси на поверхностное трение и теплообмен в зависимости от различных параметров. Расчеты показали, что увеличение интенсивности вдува всегда приводит к уменьшению коэффициента поверхностного трения, причем этот эффект оказывается более выраженным в случае инжекции легкого газа. Легкий газ оказывается также и наилучшим охладителем, поскольку с увеличением интенсивности его вдува достигается наибольшее уменьшение интенсивности теплообмена.

Далее была выведена система уравнений линейной устойчивости, обобщающая известную систему Дана-Линя на случай течения в пограничном слое бинарной смеси. Полученная задача на собственные значения интегрировалась численно с помощью метода ортогонализаций. Расчеты устойчивости проводились для модели теплоизолированной плоской пластины при числе Маха набегающего потока М=2. Расчеты показали, что инжекция газа с проницаемой поверхности модели в пограничный слой в зависимости от сорта вдуваемого газа может как дестабилизировать течение, приводя к более раннему переходу, так и способствовать его частичной стабилизации, смещая переход вниз по течению.

На рис.1 приведен пример, демонстрирующий зависимость скоростей пространственного роста $-\alpha_i$ двумерных (2D, $\chi = 0^{\circ}$) возмущений с частотным параметром $F \cdot 10^6 = 35$ от параметра инжекции примеси $f_w = -\text{Re}(\rho_w V_w / \rho_e U_e)$ при числе Рейнольдса Re = 720. Видно, что вдув воздуха (*Air*) или легкого газа, такого как неон (*Ne*), приводит к монотонному росту инкрементов возмущений при увеличении интенсивности инжекции, что вызвано формированием более неустойчивых профилей среднего течения. В то же время вдув тяжелого инертного газа такого как ксенон (Xe) также дестабилизирует течение. Причиной такого явления является низкая теплоемкость ксенона, приводящая к тому, что температура смеси вблизи стенки существенно увеличивается с ростом $-f_w$. Вдув гелия (*He*) и водорода (*H*₂) приводит к немонотонной зависимости $-\alpha_i = -\alpha_i(f_w)$: при малой величине инжекции $-f_w < 0.04$ течение начинает стабилизироваться, тогда как дальнейший рост величины инжекции вызывает рост скоростей нарастания возмущений. Такое поведение опять-таки объясняется противоположным действием двух факторов низкого молекулярного веса инжектируемой примеси и её высокой теплоемкости. Из приведенного графика видно также, что в случае инжекции тяжелого газа с теплоемкостью близкой к теплоемкости воздуха (SF₆, CCl₄) увеличение интенсивности инжекции приводит к монотонному уменьшению скоростей пространственного роста возмущений, т.е. к стабилизации течения. Расчет *N*-факторов для случая вдува тетрахлорметана (CCl₄) выявил возможность получить более чем двукратное увеличение числа Рейнольдса перехода.



Рис.1: Скорости пространственного роста -а; в зависимости от параметра инжекции примеси -f_w.

На основании проведенных исследований делается вывод о том, что молекулярный вес примеси, а также ее теплоемкость имеют существенное влияние на характеристики линейной устойчивости сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси газов. Показана принципиальная возможность стабилизации пограничного слоя при вдуве тяжелого газа.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-01-00866) и РАН (проект ИТПМ №01201351885).

ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ОТРЫВНЫХ ПОТОКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

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

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ² Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАНБ, 220072, Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 15

Течение и теплообмен за обратным уступом (внезапным расширением канала) изучены достаточно подробно. В последнее время исследования направлены на поиск эффективных подходов управления течения за уступом. Для этих целей используются как активные, так и пассивные методы. Активные методы достаточно эффективны, но сложны в технической реализации, пассивные - технически более просто реализуемы. Поэтому они привлекают более пристальное внимание.

В работе рассматриваются пассивные методы управления в виде двумерных преград, разрезных ребер и выступов. Исследования проводились в широком и узком каналах. Сечение широкого канала перед уступом составляло 205×160 мм, обратный уступ был высотой 20 мм. В качестве пассивного турбулизатора использовалось ребро высотой 10 мм. Исследовалось 5 схем организации отрывного течения за уступом с относительной площадью щелей $R = F_p/F_0$: 0; 0,136; 0,35; 0,37 и 1,0, где F_p и F_0 - площади щелей и сплошного ребра, соответственно.

В широком канале при наличии двумерных и разрезных преград за уступом происходит перестройка течения, что отражается на поведении коэффициентов давления. Установленное на кромке уступа сплошное ребро максимально снижает давление в области разрежения. С ростом расстояния максимальное разрежения. С ростом расстояния максимальное разрежение приближается к значению для гладкого уступа. Эта тенденция имеет место и в случае разрезных ребер, для которых по мере роста площади просвета степень разрежения снижается. Размер и расстояние между просветами влияют на расстояние от уступа до координаты восстановления давления.

С помощью термографической визуализации выявлено влияние разрезных ребер на коэффициенты теплоотдачи. У ребер с большой площадью просвета меняется структура пристенного течения, более нагретая область делится и смещается к боковым стенкам. Локальные максимумы Nu_{max} для ребер, находящихся на кромке уступа, лежат ниже аналогичной величины, но при отсутствии возмущений. При этом, вследствие влияния вихревой пелены, которая попадает в релаксационную зону, продольно осредненная теплоотдача повышается.

Проанализировано поведение коэффициентов динамической и тепловой интерференции для различных ребер и места их расположения. Показано, что дополнительные возмущения от ребер сильно сказываются на коэффициенте динамической интерференции, приводя к росту разрежения в рециркуляционной зоне более чем в 6 раз. Закономерности теплообмена оказались весьма консервативными по отношению к турбулизации течения за счет установки ребер – преград перед отрывом потока, так что изменения коэффициентов теплообмена составляют не более ± 10%.

Узкий канал имел сечение 20×150 мм и высоту уступа H = 10 мм. Расстояние от входа в канал до внезапного расширения составляло 600 мм, пограничные слои перед уступом смыкались.

Была проведена термографическая визуализация течения за уступом при наличии перед кромкой уступа сплошного ребра или выступов. Высота малых преград Δ варьировалась в пределах 3 и 6 мм. Изменялось также расстояние от турбулизатора до кромки уступа S от 0 до 40 мм. В качестве генератора продольных вихревых структур исследовались табы с размерами 6*6 мм и с шагом между ними 4 калибра.

Термограммы при использовании ребер имеют идентичную с гладким уступом форму температурного поля на границе вторичного вихря. Область вторичного вихря зависит от высоты турбулизатора, чем выше турбулизатор, тем шире область вторичного вихря. В случае табов 6×6 мм наблюдается перестройка течения. За табами образуется горячая область, которая сохраняется на 17 калибрах.

Кроме неравномерности распределения температур в поперечном направлении можно отметить повышение температуры в релаксационной области. Обнаруженные трехмерные эффекты оказывают существенное влияние на распределение коэффициентов давления и теплообмен.

Максимум коэффициента теплоотдачи, так же как и координата точки присоединения, располагается на наименьшем расстоянии от уступа при $S/H = 4 \div 6$, однако максимум коэффициента теплообмена находится ниже по потоку. Наиболее существенное отклонение имеет место в случае $\Delta/H = 0,66$, S/H = 0, когда отношение координаты точки присоединения к координате максимума коэффициента локальной теплоотдачи $X_r/X_{Numax} = 0,88$.

Уровень теплоотдачи зависит также от положения и высоты ребра. При наличии ребер наименьшая интенсивность теплообмена наблюдается при отрывном обтекании уступа в отсутствие дополнительного турбулизатора, а наибольшая – при установке турбулизатора на кромке. При этом интенсивность теплообмена увеличивается на 15÷40 %. Для случая с табами с увеличением расстояния *S* наблюдается более резкое падение Nu_{max}, а с $S/\Delta = 3,33$ падение замедляется.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-58-00018) и БФФИ (грант T16P-005)

УДК 533.6.08

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА В СПУТНОМ СЛЕДЕ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Степанов Р.П., Михайлов С.А.

КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, 420015, Россия, Казань, ул. Горького, 28/17

Экспериментальное исследование полей скоростей в следе несущего винта вертолета является сложной задачей даже на современном уровне развития науки и техники. Основной интерес для научных исследований представляет сложная трехмерная структура поля скоростей в области концевого вихря. В литературе подробно описан ряд исследований по изучению спутного следа и вихревой структуры винта. МакКроски [1] и Ландгребе [2] опубликовали обзор по возможностям моделирования спутного следа вертолетов.

Анализ вихревого следа за несущим винтом имеет большое значение для оценки аэродинамических характеристик вертолетных компоновок на этапе проектирования, особенно на режимах взлета и посадки (вблизи подстилающей поверхности). С физической точки зрения, спутный след несущего винта сходен со спутным следом за крылом конечного размаха, однако имеет свои особенности [3]. Поле скоростей искажается из-за взаимного влияния концевых вихрей, сходящих с разных лопастей.

В то же время, процесс образования и развития концевых вихрей лопастей несущего винта вертолета является мало исследованным [3,4]. Оценка поля скоростей в следе несущего винта при помощи современных измерительных систем (в частности, PIV) выглядит перспективной с точки зрения получения новых знаний об этом явлении.

В данной работе представлены результаты исследований полей скоростей в концевой части лопасти модели несущего винта вертолета на режиме висения. Для визуализации полей скоростей использовалась PIV-система. В общем случае, распределение скоростей в области законцовки лопасти модели несущего винта нестационарное и положение и интенсивность вихрей в значительной мере зависят от положения лопасти. Поэтому были проанализированы поля скоростей в области концевого вихря при некоторых азимутальных положениях лопасти.

Для экспериментальных исследований использовалась модель четырехлопастного несущего винта диаметром 1640 мм; лопасти имели хорду 65 мм и закругленную законцовку. Вертолетный прибор был установлен в рабочую часть аэродинамической трубы Т-1К. Измерения проводились при угловой скорости винта 900 об/мин.

Для измерений использовалась PIV-система Dantec в трехмерном режиме. Размер матрицы фотоаппарата составлял 2048х2048 pix, обработка велась по сетке 16х16 пикселей. Работа PIV-системы была синхронизирована с положением лопасти модели несущего винта.



Рис. 1. Результаты измерений PIV системой поля скоростей, для режима без горизонтальной скорости. Угол установки оси винта α=0°, угол общего шага φ₇=8°.

На рис. 1 представлены результаты измерений PIV-системой, размер исследованной области составлял около 365мм x 365мм.

Для измерения азимута лопасти был использован отметчик углового положения лопасти.

В данной работе описываются результаты экспериментального исследования полей скоростей в окрестности концевой части лопасти винта на режиме без набегающего потока.

Результаты, представленные в данной работе, были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России номер 9.1577.2017/ПЧ.

- McCroskey W.J., "Vortex Wakes of Rotorcraft," AIAA Paper 95-0530, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 1995, Jan. 9–12.
- Landgrebe A.J., "Overview of Helicopter Wake and Airloads Technology," 2nd International Conference on Rotorcraft Basic Research, College Park, MD, Feb. 16-18, 1988.
- 3. Leishman, J.G., "Principles of Helicopter Aerodynamics," 2nd ed., Cambrdige Univ. Press, New York, 2006, 866 pp.
- Leishman J.G and Bagai A., Challenges in Understanding the Vortex Dynamics of Helicopter Rotor Wakes, AIAA J., 1998, 36(7), pp.415-441.

УДК 531/534

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ, ИСТЕКАЮЩИХ ИЗ ПЛОСКИХ СОПЕЛ МИКРОННОГО РАЗМЕРА

Тимофеев И.В.¹, Анискин В.М.²

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

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

Объектом исследования являются сверхзвуковые микроструи, истекающие из плоских сопел микронного размера.

В работе рассматривались сверхзвуковые микроструи, истекающие в окружающее пространство из плоских сопел высотой от 175 до 22 мкм.

В качестве рабочего газа использовался сжатый воздух. Давление газа в форкамере сопла изменялось в диапазоне от 2 до 10 атм. Была выполнена визуализация течения микроструй (рис. 1), проведены измерения с помощью микротрубки Пито и термоанемотра.

Микротрубка Пито и датчик термоанемометра закреплялись на державке, перемещаемой в пространстве с помощью микроманипулятора. Положение датчика контролировалось под микроскопом.



Рис. 1. Визуализация струи, истекающей из сопла высотой 22,3 мкм (а) и 83,3 мкм (б).

По полученным данным определены размеры бочек сверхзвуковых микроструй и определена их дальнобойность. Показано увеличение дальнобойности для струй, истекающих из сопел высотой менее 50 мкм в диапазоне нерасчетности струи от 1,1 до 1,2. УДК 523.526.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА ЗА ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ШЕРОХОВАТОСТЬЮ НА ПЕРЕДНЕЙ КРОМКЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА

Толкачев С.Н., Козлов В.В., Каприлевская В.С.

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

Трансзвуковой режим полета на современных самолетах реализуется благодаря использованию стреловидных крыльев. С другой стороны для такого типа крыльев характерна неустойчивость поперечного течения, приводящая к ламинарно-турбулентному переходу в области отрицательного градиента давления через механизм вторичной неустойчивости. Несмотря на всеобщий интерес к данной теме, случай перехода за локализованной шероховатостью остается малоисследованным.

Для упрощения исследуемых явлений исследователи работают со скользящим крылом вместо стреловидного.

Цель данной работы – исследование роли локализованной шероховатости в процессе ламинарнотурбулентного перехода на скользящем крыле в условиях отрицательного градиента давления.

Эксперимент проводился в рабочей части малотурбулентной аэродинамической трубы Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН поперечным сечением 1000×1000 мм, длиной 4000 мм. Степень турбулентности набегающего потока не превышала 0,03 %. Скорость набегающего потока контролировалась трубкой Пито-Прандтля и в экспериментах задавалась в интервале $U_{\infty} = 6.8 - 14.6$ м/с. В работе использовалась модель скользящего крыла с углом скольжения 45° (см. Рис.1.). Для обеспечения отрицательного градиента давления над верхней плоскостью крыла был выбран угол атаки -12,3 °. На нижней плоскости крыла в области максимальной толщины крылового профиля был установлен ряд конусов высотой 15 мм с шагом в 50 мм с целью подавления отрывных явлений.

Возбуждение высокочастотных возмущений производилось динамиком громкоговорителя, установленного в диффузоре аэродинамической трубы. Стационарные моды возбуждались цилиндрическими элементами шероховатости диаметром 1,6 мм и высотой 0,4 мм, 0,7 мм и 1 мм.



Рис.1. Экспериментальная установка для исследования развития стационарной моды неустойчивости поперечного течения и вторичных возмущений.

Термоанемометрические измерения показали, что за элементом шероховатости возбуждается пара стационарных вихрей, один из которых вдоль по потоку затухает. С помощью методики жидкокристаллической термографии было обнаружена область максимальной восприимчивости к шероховатости и она располагалась на расстоянии 55,1 ° (см. Рис.2).



Рис.2. Картины визуализации, иллюстрирующие местоположение максимальной восприимчивости к шероховатости для разных скоростей набегающего потока:

a) $U_m = 9.2 \text{ m/c}; \text{ } 6) U_m = 11.8 \text{ m/c}; \text{ } 8) U_m = 14.6 \text{ m/c}.$

В области между дефектом и превышением скорости, вызванными стационарным вихрем, обнаружен пакет высокочастотных возмущений, возникший из-за механизма вторичной неустойчивости. В зависимости от скорости набегающего потока изменялось поведение эволюции спектра пульсации скорости вдоль по потоку. При скорости 7,7 м/с вторичных возмущений не наблюдалось. Повышение скорости до 10,4 м/с привело к появлению волнового пакета, развивавшегося сначала линейно (с изменением амплитуды пакета, а не его формы), а затем на нелинейной стадии происходило заполнение низкочастотной части спектра и происходил переход к турбулентному режиму. Дальнейшее повышение скорости набегающего потока подключило механизм возникновения гармоник с частотами, кратными основному пакету. Конечным результатом становился турбулентный режим течения.

Умеренное акустическое воздействие (50 дБА) с частотой из диапазона, соответствующего волновому пакету, позволило измерить фазовую скорость возмущений. На линейной стадии она составляла 0,55 U_{∞} и скачкообразно увеличивалась до 0,63 U_{∞} на нелинейной стадии развития. Точка изменения фазовой скорости хорошо согласуется с точкой, после которой закон роста возмущения начинает отличаться от экспоненциального.

Увеличение амплитуды акустического воздействия до 65 дБА привело к появлению дополнительных продольных структур. Привязка этого эффекта к частотам, соответствующим естественному волновому пакету, говорит о непосредственном участии вторичных возмущений в этом процессе.

Данная работа – важный шаг в понимании ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле. Экспериментальные методики, использованные в работе, позволяют определять область максимальной восприимчивости к шероховатости.

Грант Президента Российской Федерации Научная Школа НШ-8788.2016б, РФФИ 15-08-01945.

УДК 523.526.3

РОЛЬ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕМЕНТА ШЕРОХОВАТОСТИ В ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОМ ПЕРЕХОДЕ ВБЛИЗИ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА

Толкачев С.Н., Козлов В.В., Каприлевская В.С.

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

Основной причиной ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле в области отрицательного градиента давления является проявление неустойчивости поперечного течения. В исследованиях в качестве источников возмущения чаще всего используется естественная распределенная шероховатость или набор элементов шероховатости, расположенных с определенным шагом. Однако наблюдается недостаток информации по влиянию двумерных элементов шероховатости, хотя они являются неотъемлемыми частями конструкции современной механизации крыла.

Эксперимент проводился в рабочей части малотурбулентной аэродинамической трубы Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН поперечным сечением 1000×1000 мм, лпиной 4000 мм. Степень турбулентности набегающего потока не превышала 0,03 %. Скорость набегающего потока контролировалась трубкой Пито-Прандтля и в экспериментах задавалась в интервале $U_{\infty} = 9,2 - 10,9$ м/с. Температура воздуха лежала в интервале 23-27°С. В работе использовалась модель скользящего крыла с углом скольжения 45° (см. Рис.1.). Для обеспечения отрицательного градиента давления над верхней плоскостью крыла был выбран угол атаки -12,3 °. На нижней плоскости крыла в области максимальной толщины крылового профиля был установлен ряд конусов высотой 15 мм с шагом в 50 мм с целью подавления отрывных явлений.



Возбуждение стационарных структур осуществлялось с помощью цилиндрического элемента шероховатости высотой 0,8 мм и диаметром 1,6 мм. Для исследования влияния высоты двумерного элемента шероховатости использовалась многослойная конструкция. Толщина одного слоя составляла 0,13 мм, ширина 15 мм и длина 200 мм, что позволяло варьировать общую толщину двумерной шероховатости от 0 до 1,6 мм. Возбуждение высокочастотных возмущений производилось динамиком громкоговорителя, установленного в диффузоре аэродинамической трубы.

В работе обнаружено дестабилизирующее воздействие двумерной шероховатости на продольную

структуру, возбужденную уединенным элементом шероховатости (см. Рис.2.). Также замечено возбуждение продольных структур двумерной шероховатостью. Продольные структуры приводили к появлению вторичных возмущений. Обнаружено, что их частота при возбуждении продольных структур уединенным элементом шероховатости выше, чем при возбуждении двумерной шероховатостью.



Рис.2. Влияние высоты двумерной шероховатости h_{2d} на развитие стационарных структур: а) $h_{2d} = 0$ мм; б) $h_{2d} = 0,91$ мм; в) $h_{2d} = 1,3$ мм.

Термоанемометрические над двумерной шероховатостью показали, что продольные структуры зарождаются на ее передней кромке. Вторичные возмущения развиваются в области точек перегиба в распределении скорости по трансверсальной координате, возникшими в результате развития продольных структур, возбужденных двумерной шероховатостью. При достижении амплитуды в 1,5 % от скорости набегающего потока возникают гармоники вторичных возмущений, кратные по частоте. В конечном счете, режим течения становится турбулентным, что приводит к уменьшению амплитуды стационарных возмущений.





Течение за двумерным элементом шероховатости становится неустойчивым к определенному трансверсальному масштабу продольных структур, что приводит к перестроению течения и мультипликации (см. Рис.3.). Процесс перестроения интенсифицируется с помощью акустического воздействия.

Грант Президента Российской Федерации Научная Школа НШ-8788.201, РНФ 16-19-10330

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ СЖИМАЕМОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА

Хазов Д.Е.

НИИ механики МГУ 119192, Россия, Москва, Мичуринский проспект д.1

Эффект безмашинного энергоразделения потоков сжимаемого газа и устройство для его реализации были впервые предложены А.И. Леонтьевым в 1997 г. [1]. Наиболее полно современное состояние по данному вопросу изложено в недавно вышедших монографиях [2, 3].

Суть эффекта заключается в разности температур восстановления для до- и сверхзвукового потоков. Как известно, температура восстановления или равновесная температура теплоизолированной поверхности определяется из соотношения:

$$T_{w}^{*} = \frac{T_{0}^{*} \left(1 + r \frac{k-1}{2} M^{2}\right)}{1 + \frac{k-1}{2} M^{2}}$$
(1)

где T_0^* , М – параметры газа в невозмущённом потоке, r – коэффициент восстановления температуры.

Представим себе два потока газа с равными начальными значениями полных температур, разделённых теплопроводной перегородкой. Один поток разгоним до сверхзвуковой скорости $M_2 > 1$, а второй оставим дозвуковым $M_1 <<1$. В этом случае температура восстановления, согласно (1), $T_{w1}^* > T_{w2}^*$, т.е. имеет место энергоразделение: дозвуковой поток охлаждается, а сверхзвуковой нагревается.

На текущий момент имеется ограниченное число опубликованных работ посвящённых валидации математических моделей устройства. Например, в [4] рассматривается двухкаскадная схема устройства, для одиночной схемы проводится сопоставление с экспериментальными данными.

В работе последовательно рассматриваются однои двумерные математические модели устройства, реализующего безмашинное энергоразделение потоков сжимаемого газа.

Проводится валидация предложенных моделей.

На базе разработанных моделей определён оптимальный, с точки зрения физической реализации и эффекта энергоразделения, контур сверхзвуковой части устройства.





- Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Доклады Академии Наук. 1997. Т. 354, № 4. С. 475-477.
- Безмашинное энергоразделение газовых потоков / А. И. Леонтьев, А. Г. Здитовец, Ю. А. Виноградов и др. — ООО Издательство КУРС Москва, 2016. — С. 112.
- Тепловые процессы в потоках газовых смесей с малым числом Прандтля: монография / В. Е. Накоряков, М. С. Макаров, Ю. И. Петухов, О. В. Витовский, С. Л. Елистратов. — Новосибирск: Академиздат, 2015. — 283 с
- M.S. Makarov, S.N. Makarova, A.A. Shibaev. The numerical study of energy separation in a two-cascade Leontiev tube // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 754. P. 1-4.
- Здитовец А. Г., Виноградов Ю. А., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубки // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2013. — № 5. — С. 134–145.

УДК 533.06.011, 536.24.02

МЕХАНИЗМЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА И ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА ПРОДОЛЬНЫМИ ВИХРЯМИ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ

Александров С.В.^{1,2}, Ваганов А.В.², Ноев А.Ю.², Стародубцев М.А.^{1,2}, Шалаев В.И.^{1,2}

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701, Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 ² Центральный аэрогидродинамический институт им. профессора Н.Е. Жуковского,

140180, Россия, Московская область, г. Жуковский, ул. Жукоаского, 1

В докладе рассмотрены и проанализированы имеющиеся экспериментальные данные в аэродинамических трубах больших скоростей по теплообмену и ламинарно-турбулентному переходу около треугольных крыльев или подобных им тел при больших сверхзвуковых скоростях набегающего потока. Представлены подробные результаты численного моделирования с помощью пакета ANSYS CFX на сетке с 50 миллионом узлов течения около треугольных крыльев с углом стреловидности 75° и радиусом затупления кромок R = 3 и 8 мм в широком диапазоне углов атаки α, чисел Маха М и Рейнольдса Re. Результаты верифицированы сравнением с экспериментом. Изучены физические механизмы образования квазипродольных вихрей у поверхности и их взаимодействия с пограничным слоем. Оказалось, что именно эти явления приводят к появлению аномалий теплообмена и перехода. Рассмотрены возможные сценарии раннего ламинарно-турбулентного перехода.



На Рис. 1 приведены экспериментальные и рассчитанные распределения вдоль передней кромки отнесенного к значению в критической точке теплового потока при $\alpha = 10^{\circ}$, R = 8 мм, M = 8,3 и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6,9 \cdot 10^6$ (кривая 1), M = 10,5, и $Re_1 = 4,1 \cdot 10^6$ м⁻¹ (кривая 2). Пунктир соответствует постоянному тепловому потоку на скользящем цилиндре. Результаты расчетов довольно хорошо, качественно и количественно, согласуются с данными измерений в АДТ Т-117 символы. Максимум теплового потока в обоих случаях возникает примерно на расстоянии 10R от вершины. Из расчетов следует, что колебания теплового потока обусловлены S-

образной формой ударной волны и связанными с этой формой сужением – расширением области между ней и кромкой.

На Рис. 2 представлены вычисленные (верхняя часть) и экспериментальные (УТ-1М ЦАГИ, нижняя часть) распределения тепловых потоков при угле атаки $\alpha = 0^{\circ}$, при М = 6 и Re = 0,658692 $\cdot 10^{6}$ на поверхности треугольного крыла длиной 0,57 м, толщиной 0,016 м, с углом стреловидности и радиусом затупления передних кромок и 0,08 м. Расчеты проведены только для ламинарного течения.



Полоса наиболее интенсивного теплового потока располагается в середине размаха крыла (основной максимум). В эксперименте эта полоса расширяется вследствие ламинарно-турбулентного перехода. Видно, что вычисления качественно верно отражают данные измерений в ламинарной области и могут быть использованы для анализа течения.

Показано, что особенности распределения теплового потока обусловлены конвективным переносом горячего газа из ударного слоя около вершины к поверхности в квазипродольном вихре, ось которых примерно параллельна полосе аномального теплообмена. Наличие таких вихрей приводит к нарушению теории пограничного слоя, и обнаруживаются они только в рамках полных уравнений Навье-Стокса.

Взаимодействие вихря и пограничного слоя также формирует условия для развития раннего ламинарнотурбулентного перехода. Профиль поперечной скорости имеет S-образную форму, что ведет к поперечной неустойчивости. С другой стороны, пологость профилей продольной скорости провоцирует неустойчивость Рэлея. Оба механизма приводят к раннему ламинарно-турбулентному переходу, который без вихря генерируется неустойчивостью Толлмина-Шлихтинга.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-01-03615).

УДК 532.517.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ КРУГЛОЙ СТРУИ ВОЗДУХА ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Леманов В.В.¹, Шаров К.А.¹, Шумейко А.А.¹, Горинович Н.В.^{1,2}

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Современное развитие МЭМС (Микро-Электро-Механических-Систем) - технологий стимулировало изучение микрогидродинамики пристенных и струйных течений. Как правило, режим течения в микроустройствах ламинарный или переходной, что и вызвало возрождение интереса к течениям при низких числах Рейнольдса. Применительно к струйным течениям такие работы проводятся в ИТПМ СО РАН, ОИВТ РАН, ИТ СО РАН. В настоящей работе представлено экспериментальное изучение гидродинамики круглой свободной струи воздуха при низких числах Рейнольдса.

Известно, что струи неустойчивы при малых числах Рейнольдса Re=10-30 [1], однако переход к турбулентности происходит при существенно больших значениях чисел Re=30-2000 [2, 3]. В основном изучены газовые струи, истекающие из профилированных сопел и при больших числах Рейнольдса Re>10⁴. Известно, что начальные условия существенно влияют на динамику развития течения в струе. По разному сценарию происходит и ламинарно-турбулентный переход. В струе, истекающей из сопла, начальный профиль скорости "ударный" с тонкими пограничными слоями. Переход к турбулентности осуществляется в слоях смешения.

Эксперименты проведены с использованием PIV (Particle Image Velocimetry) - метода, термоанемометрии и визуализации течения. Рабочий газ - воздух, термодинамические параметры близкие к атмосферному давлению и комнатной температуре. Струя создавалась с помощью осесимметричного канала внутренним диаметром *d*=3,2мм и длиной 100 *d* и вытекала в затопленное воздушное пространство (проточная камера из оргстекла размером 150х150х400 мм). Число Рейнольдса струи, определенное по среднерасходной скорости, диаметру канала и кинематической вязкости, составляло Re=ud/v=200-13000. Расход воздуха измерялся с помощью ротаметров Krohne DK 800. Для визуализации течения и для измерения полей скоростей с помощью PIV системы в поток подмешивался водный аэрозоль с диаметром частиц 1-2 мкм. На первом этапе проводилась визуализация течения в струе, затем измерялись профили продольной и поперечной составляющих средней скорости, продольные и поперечные пульсации скорости, касательные напряжения Рейнольдса.

В работе изучалась струя, вытекающая из трубки. Измерения на срезе канала показали, что профиль скорости хорошо описывается известной зависимостью Пуазейля для течения в цилиндрических трубах. Это говорит о том, что течение в канале было ламинарным. Распределение продольных пульсаций скорости вдоль оси струи представлено на рис.1. Как видно из рисунка при малых Re=400 пульсации растут вниз по потоку незначительно – ламинарные струи дальнобойные. При Re=2140 наблюдается участок экспоненциального роста пульсаций - зона перехода и затем участок снижения турбулентных флуктуаций. При Re>2200, когда происходит ламинарно-турбулентный переход в трубе, точка перехода смещается к трубке, характер же затухания турбулентности вниз по потоку сохраняется.



Рис. 1. Пульсации скорости на оси струи. 1 – Re=400, 2–640, 3–2140, 4–3430, 5–12900.

В работе показано, что профили скорости на ламинарном участке соответствуют расчету Шлихтинга, а в зоне турбулентного течения - зависимости Толмина. Новые результаты получены для зоны ламинарно-турбулентного перехода по продольным и поперечным пульсациям скорости, касательным напряжения Рейнольдса.

Список литературы:

- 1. Турбулентное смешение газовых струй / Под ред. Г.Н. Абрамовича. М.: Наука, 1974. 272 с.
- Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. №9. С. 34-40.
- Анискин В.М., Леманов В.В., Маслов Н.А., Мухин К.А., Терехов В.И., Шаров К.А. Экспериментальное исследование течения дозвуковых плоских мини- и микроструй воздуха // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41. № 1. С. 94-101.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ (грант ОНГ № 14-19-00402n) и РФФИ (грант 17-08-00958) УДК 532.517, 532.59

СЦЕНАРИИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ОПРОКИДЫВАНИИ ПОДВЕТРЕННЫХ ВОЛН

Яковенко С.Н.

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

Приведены результаты сканирования в пространстве физических параметров (Re = UH/v, Pr = v/κ) для сценариев перехода к турбулентности при опрокидывании внутренних волн, генерируемых двумерным препятствием высоты H в устойчиво стратифицированном течении с постоянными входными значениями скорости U и градиента плотности. Выполнен анализ полей скорости, плотности и спектров, полученных из DNS/LES при $10^2 \le \text{Re} \le 10^4$, $1 \le \text{Pr} \le 700$, соответствующих течениям в атмосфере и океане.

Случай Re = 4000 и Pr = 1 изучен в [1], где выявлены тонкие детали процессов перехода и последующей развитой турбулентности. Вторичная неустойчивость поля плотности, возникающая после опрокидывания волны, включает набор трансверсальных мод. Наименьшая мода ($\lambda_v \sim 0.5H$) отвечает возмущениям неустойчивости Рэлея-Тейлора (НРТ), быстро растущим и порождающим конвективные грибовидные структуры с соответствующими вихрями неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В поздние моменты перехода мелкие вихри трансформируются в крупные тороидальные структуры, и становится доминирующей другая мода ($\lambda_v \sim 2,5H$), которую можно ассоциировать с наиболее неустойчивым возмущением двумерной вихревой пары в месте опрокидывания волны. Визуализация структур усложняется наличием каскада вихрей мелких масштабов, приводящего к формированию инерционного интервала «-5/3» и диссипативной подобласти с более крутым наклоном.

При Re = 1000 и Pr = 1 на трансверсальных спектрах наблюдается набор пиков $(0,6H < \lambda_y \le 2,0H)$ во время роста возмущений, а на этапе развитой турбулентности появляется доминирующая мода $\lambda_v \sim 3,3H$. При Re = 500 и Pr = 1 можно видеть почти постоянное доминирование спектрального пика $\lambda_v \sim 2H$ (соответствующего позднему росту НРТ при $45 \le t \le 50$) и слабые пики с $\lambda_{y} \sim 0.9H$ при $45 \le t \le 60$ и $\lambda_{y} \sim 3.3H$ при t > 48. При Re = 200 и Pr = 1 амплитуда трансверсальной неустойчивости мала; возмущения изолиний плотности малы и не приводят к развитию турбулентности. Расчет при Re = 200 и Pr = 700 показывает рост неустойчивости с длиной волны максимально нарастающего возмущения $\lambda_y \sim 2H$ (рис. 1, 2). Соответствующие спектры иллюстрируют как инерционный интервал ($k^{-5/3}$) на этапе турбулентности (t > 60), так и конвективно-вязкий интервал (k^{-1}) при высоких волновых числах, подтверждая теорию Бэтчелора при Pr >> 1, тогда как измерения не способны уловить этот тонкий эффект [2]. В целом, для бо́льших чисел Pr (или Re) наблюдается более ранний и быстрый рост НРТ с более мелкими структурами.

Интегральные результаты приведены на рис. 2, где символами нанесена длина волны максимально нарастающего возмущения, полученная из визуализации изолиний плотности и анализа спектров. Видно (см. красный штрих), что соблюдается аналитическое выражение $\lambda = \lambda' = 4\pi H \{(2\Delta\rho_H/\Delta\rho)(F_H)^2 Re^{-2}\}^{1/3}$, записанное в [1] при Pr = 1 (где характерный перепад плотности между порциями тяжелой и легкой сред, $\Delta\rho \approx 10^{-3}\Delta\rho_H$, относится к ранним этапам НРТ). Для произвольных чисел Прандтля это соотношение следует уточнить как $\lambda = f(Pr)\lambda'$, где $f(Pr) \rightarrow$ const при Pr $\rightarrow \infty$ и $f(Pr_1) > f(Pr_2)$ при Pr $_2$.

Представленные сценарии развития неустойчивости могут реализовываться при генерации геофизической турбулентности вдали от земной поверхности.

- Yakovenko S.N., Thomas T.G., Castro I.P. Transition through Rayleigh–Taylor instabilities in a breaking internal lee wave // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 760. P. 466-493.
- Warhaft Z. Passive scalars in turbulent flows // Annu. Rev. Fluid Mech. 2000. Vol. 32. P. 203-240.



Рис. 1. Изолинии плотности, Re = 200, Pr = 700 (x = 2,5).



Рис. 2. Трансверсальный спектр дисперсии пульсаций скаляра (сверху), длина волны максимально нарастающего возмущения в зависимости от Re и Pr (снизу).

ОТРЫВ ПОТОКА ЗА РЕБРОМ ПРИ ЛАМИНАРНОЙ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ С ИЗОТЕРМИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ

Яссин Х.Ф.^{1,2}, Экаид А.Л.³, Терехов В.И.^{2,4}

¹Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

² Технический институт Северного технического университета Хавжа, Киркук, Ирак

³ Отделение инженерной механики технологического университета, Багдад, Ирак

⁴ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

Свободно-конвективные потоки часто реализуются в различных технических устройствах электроники, химико-технологических процессах и объектах строительной индустрии. На сегодняшний день накоплена большая база данных опытных и численных исследований по структуре течения и теплопередаче в вертикальных каналах при вариации граничных условий. Наиболее детально эта задача изучена для каналов с гладкими стенками [1-3], тогда как для каналов при наличии крупномасштабных преград (уступы, ребра и т.п.) имеются лишь фрагментарные исследования [4]. При этом изучение особенностей структуры течения и теплопереноса в каналах с отрывом потока имеет важное прикладное значение.

В данной работе представлены результаты численного исследования ламинарной свободной конвекции между двумя вертикальными изотермическими пластинами высотой L и расстоянием между ними w, при этом геометрический параметр был неизменным AR = L/w = 10. Температура среды под пластинами и над ними была одинаковой и отличной от температуры самих пластин $T_{\rm H} > T_0$. На половине высоты канала (y/w = 5) на одной из его стенок нормально к поверхности располагалось тонкое адиабатическое ребро. Высота его в расчетах варьировалась в широком диапазоне $l/w = 0 \div 0.8$. Численное решение задачи было проведено для воздуха Pr = 0.7 при различных значениях числа Рэлея $Ra = 10^2 \div 10^5$, путем решения уравнений Навье-Стокса и энергии с использованием метода конечных объемов.

В данной задаче граничные условия для скорости и температуры на входе и выходе из канала являются неизвестными. Для корректной ее постановки к каналу присоединялись дополнительные области с мягкими условиями на внешних границах. Особенности проблемы подбора размеров областей на течение и теплообмен в каналах с открытыми границами можно найти в работах [1-3]. Там же дано описание численного метода и результаты тарировочных исследований.

Результаты расчетов локальной теплоотдачи для канала с одиночным ребром представлены на рис. 1 (влияние числа Ra) и рис. 2 (влияние высоты ребра). Теплообмен на противоположных стенках является не симметричным. На гладкой стенке число Nu сильно возрастает в месте установки ребра за счет ускорения потока. Напротив, на стенке с ребром число $Nu \rightarrow 0$, так как поток полностью тормозится в угловых зонах. При малых числах Ra влияние отрыва практически не проявляется. Установка ребра приводит к сильному снижению конвективной тяги, за счет чего происходит уменьшение теплоотдачи. Такая тенденция имеет место при всех режимных парамет-

рах и размерах ребра (рис.2). В работе подробно анализируются интегральные характеристики течения и теплообмена в канале при наличии отрыва потока за одиночным адиабатным ребром.



Рис. 1. Локальный теплообмен в канале в канале с ребром при различных числах Ra.



Рис.2. Влияние высоты ребра на локальный теплообмен.

Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда (проект 14-19-00402п).

- Manca, O., Morrone, B., Nardin, i S., Naso, V. Natural convection in open channels, in: Computational Analysis of Convection Heat Transfer, Southampton, 2000, pp. 235–278.
- Terekhov, V.I., Ekaid, A.L. Turbulent Free Convection Between Vertical Isothermal Plates with Asymmetrical Heating, Thermoph. and Aeromechanics, 2013, vol. 20, No. 2, pp. 151-162.
- Terekhov, V.I., Ekaid, A.L., Yassin, K.F. Laminar free convection heat transfer between vertical isothermal plates // J. Eng. Thermophys., 2016, Vol. 25, No. 4, pp 509–519.
- 4. Abu-Mulaweh, H.I. A review of research on laminar mixed convection flow over backward and forward-facing steps, Int. J. of Thermal Sciences, 2003, Vol. 42, pp 897–909.

УДК 532.526

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА

Яцких А.А.^{1,2}, Руменских М.С.^{1,2}, Ермолаев Ю.Г.¹, Косинов А.Д.^{1,2}, Семенов Н.В.¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1 ² Новосибирский государственный университет, 630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Положение ламинарно-турбулентного перехода течения в пограничных слоях на поверхности высокоскоростных летательных аппаратов значительно влияет на экономичность полета. Несмотря на значительное развитие экспериментальных и расчетных технологий, до сих пор не изучены все процессы, приводящие к турбулизации течения в сдвиговых слоях. Поэтому проблема ламинарно-турбулентного перехода является актуальной.

Одним из эффективных подходов экспериментального исследования возникновения турбулентности в пограничных слоях является эксперимент в контролируемых условиях, когда в поток вводятся возмущения с заданными начальными параметрами. Это позволяет определять волновые характеристики развития возмущений и напрямую сопоставлять экспериментальные данные с расчетами.

На поздних стадиях турбулизации сдвиговых течений, происходят сложные взаимодействия пульсаций в широком спектре. Для исследования таких процессов целесообразным является изучение контролируемых возмущений, обладающих широкополосным частотным и пространственным спектральным составом (волновые пакеты). Контролируемые волновые пакеты могут быть получены с помощью локализованного во времени и в пространстве воздействия на пограничный слой. Развитие подхода контролируемых волновых пакетов привело к значительному прогрессу в изучении процессов поздних стадий ламинарно-турбулентного перехода дозвуковых пограничных слоев [1].

Метод контролируемых волновых пакетов активно развивается в исследованиях по переходу к турбулентности в высокоскоростных пограничных слоях. В экспериментах при гиперзвуковых скоростях изучалось распространение волновых пакетов от разряда в пограничном слое сопла аэродинамической трубы [2]. Подход волновых пакетов используется в расчетных исследованиях с применением прямого численного моделирования (DNS) для исследования естественного ламинарно-турбулентного перехода в высокоскоростных пограничных слоях[3, 4]. Метод возбуждения волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое с помощью поверхностного импульсного тлеющего разряда был предложен и опробован в [5, 6]. В пограничном слое пластины с помощью импульсного электрического разряда вводились одиночные волновые пакеты. Исследования эволюции волновых пакетов в сверхзвуковом двумерном пограничном слое показали, что для различных частотных мод наиболее неустойчивыми являются сильнонаклонные волны, что согласуется с выводами гидродинамической теории неустойчивости для случая сверхзвуковых сдвиговых течений.

Исследований развития локализованных волновых пакетов в трехмерных пограничных слоях до сих пор не проводилось. Данная работа является продолжением работ [5, 6]. Цель работы - апробация методики возбуждения волновых пакетов импульсным разрядом в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла.

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-325 института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН при числе Маха М=2 и единичном числе Рейнольдса Re₁=6·10⁶ м⁻¹. В экспериментах использовалась модель крыла с углом скольжения передней кромки 40° и чечевицеобразным профилем. Модель устанавливалась под нулевым углом атаки в центральном сечении рабочей части аэродинамической трубы. Волновые пакеты генерировались с помощью импульсного электрического разряда на поверхности экспериментальной модели. Измерения пульсаций в пограничном слое проводились с помощью термоанемометра постоянного сопротивления. Контролируемое возбуждение волновых пакетов производилось синхронно с измерениями, что позволило выделить искусственные возмущения из фона естественных пульсаций пограничного слоя.

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

Список литературы:

- Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях // М.; Ижевск: РХД, 2006. 304 с.
- Casper K. M., Beresh S. J., Schneider S. P. Pressure fluctuations beneath instability wavepackets and turbulent spots in a hypersonic boundary layer // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 756. P. 1058-1091.
- J. Mayer C. S., Laible A. C., Fasel H. F. Numerical investigation of wave packets in a Mach 3.5 cone boundary layer // AIAA J. 2011. Vol. 49. No. 1. P. 67-86.
- Novikov A., Egorov I., Fedorov A. Direct numerical simulation of wave packets in hypersonic compression-corner flow // AIAA J. 2016. Vol. 54. No. 7. P. 2034-2050.
- Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семёнов Н.В. Возбуждение и развитие волновых пакетов в сверхзвуковом сдвиговом слое // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 2. С. 70-78.
- Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В. Эволюция волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, вып. 1. С. 17-28

Работа выполнена по бюджетному проекту №01201351885



СЕКЦИЯ 2 Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение



УДК 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛЕСНОГО ПОЖАРА НА СТВОЛ ХВОЙНОГО ДЕРЕВА

Барановский Н.В., Андреева К.Н.

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

Ежегодно лесные пожары в различных регионах РФ уничтожают государственный лесной фонд, загрязняют атмосферу и приводят к гибели людей и повреждению сельских населенных пунктов [1].

По масштабу воздействия лесные пожары можно отнести к глобальным явлениям. Природные пожары - важный экологический фактор динамики лесного покрова. Они значительно влияют на биоразнообразие, возрастную структуру древостоев, соотношение видов, биогеохимические циклы в лесных экосистемах.

Воздействие пожара на древесные растения проявляется чаще всего в образовании термических повреждений.

В результате теплового воздействия деревья получают различные повреждения, которые проявляются в виде [2]:

- 1. ожогов ствола;
- 2. ожогов и перегорания корней;
- 3. ожогов кроны.

Цель работы – численное моделирование процессов теплопереноса в слоистой структуре ствола хвойного дерева при воздействии лучистого теплового потока от фронта лесного пожара.

В результате разогрева ствола материал нагревается и термически разлагается с выделением газообразных горючих продуктов пиролиза. При определенных температурах происходит термическое поражение древесины в области подкорковой зоны.

Математически процесс нагрева древесины под действием теплового излучения описывается системой нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений теплопроводности в полярных координатах с соответствующими начальными и граничными условиями.

Ниже представлена геометрия области решения (см. рис. 1).





Воздействие высоких температур по-разному влияет на различные породы хвойных деревьев. Дан-

ный аспект зависит от множества факторов таких как, диаметр ствола хвойного дерева, высота до начала живой кроны, где камбий наиболее уязвим, глубина корневой системы и возраст дерева. Как правило, молодые деревья более подвержены тепловому воздействию со стороны фронта лесного пожара

Проведено численное моделирование процессов теплопереноса в слоистой структуре хвойного дерева при воздействии лучистого теплового потока от фронта лесного пожара. Надо отметить, что строение хвойных и лиственных деревьев различно. В структуре ствола хвойного дерева можно выделить защитный корковый слой, узкую подкорковую зону, в которой происходит транспорт влаги, и смолистую сердцевину. Получены температурные распределения в слоистой структуре ствола хвойного дерева для различных видов лесных пожаров разной интенсивности и пород деревьев. Распределение температуры в стволе хвойного дерева – сосны показано ниже (см. рис. 2).



Рис. 2. Распределение температуры в слоистой структуре ствола сосны обыкновенной при условии низового пожара и времени воздействия 500 секунд

Таким образом, решена важная задача – разработаны основы физически обоснованной теории термических повреждений древостоя при воздействии излучения от лесных пожаров.

> Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ № 7538.2016.8

- Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Прогноз возникновения лесных пожаров и их экологических последствий. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2009. 301 С.
- Гришин А.М., Фильков А.И. Прогноз возникновения и распространения лесных пожаров. Кемерово: Изд-во Практика, 2005. 202 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНЕРТНОЙ И ГОРЯЩЕЙ СТРУИ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ПРОНИЦАЕМЫМ ДИСКОМ

Баев В.К., Бажайкин А.Н.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Одной из актуальных задач при создании энергопреобразующих устройств является совмещение процессов горения и перемещения рабочего тела. Простейшим случаем такого объединения функций является организация горения топливной струи на вращающемся диске из высокопроницаемого ячеисто-пористого материала (ВПЯМ). При вращении такого диска происходит всасывание натекающей струи и окружающего воздуха торцевой поверхностью диска, перемещение образующейся смеси внутри диска к его периферии, откуда смесь выбрасывается с цилиндрической поверхности диска [1]. Данные свойства позволяют использовать диск как смеситель (например, топлива с воздухом) и элемент вентилятора. Если на диск направить горящую топливную струю, то при их взаимодействии образуется зона торможения, или стабилизации диффузионного пламени [2], которая является источником поджога подходящих к ней со струей новых порций топлива и продолжения горения.

Целями экспериментальных исследований являлись определение границ устойчивого горения струи пропан-бутана, впрыснутой из цилиндрического сопла, диаметром 0,5 мм на диск из ВПЯМ на основе никеля, определение распределения характеристик горения и состава продуктов сгорания в зависимости от условий экспериментов. Для установления причинно-следственных связей изучались особенности взаимодействия инертной струи CO_2 (имитирующей пропан-бутан по плотности) с вращающимся диском при аналогичных условиях. Диагностика процессов включала теневую и обычную видеосъемки, газовый анализ, температурные и расходные измерения.

Результаты экспериментов показали, что при натекании инертной струи на вращающийся диск образуются течения впереди и внутри диска в радиальном направлении, а также позади диска в осевом направлении. С ростом скорости вращения (N) течения впереди и позади диска становятся менее интенсивными до исчезновения при больших N, так что основная масса CO_2 локализуется внутри диска. Данные особенности определяют условия сгорания струи пропан бутана, которое происходит впереди, внутри и позади диска, на поверхностях которого образуются кольцевые зоны, разогретые до 800-1000 ⁶С в зависимости от N и расхода топлива (GT). С увеличением N температуры диска и продуктов сгорания растут до максимума, после чего убывают до минимальных значений, при которых происходит срыв и прекращение горения. Экспериментальные зависимости расстояний от сопла до диска (*Lc*), при которых происходит срыв, от N и *GT* показаны на рисунке, где кривые 1, 2, 3 ограничивают области устойчивого горения. Газовый анализ показал, что при оптимальных режимах концентрации вредных веществ по *NOx* составляют тысячные доли процента, по *CO* – сотые доли процента при полноте сгорания 0,8 – 0,9 при запредельно бедных коэффициентах избытка воздуха a = 1,7 - 3.



В практических приложениях взаимодействие струи с вращающимся проницаемым диском можно рассматривать как устройство для смешения различных газов и стабильно работающее грелочное устройство для получения тепла в виде радиационного излучения от раскаленного диска и энтальгии продуктов сгорания, транспортируемых вращающимся диском (с улиткой) для использования в энергетических установках.

- 1. Баев В.К., Фомин В.М., Чусов Д.В. и др. Патент RU № 2256861, 2005.
- Баев В.К., Бажайкин А.Н. Стабилизация диффузионных пламен импактных и встречных топливных струй // ФГВ. 2016. Т. 52. № 5. С. 1-10.

ДВУХСТАДИЙНОЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В УСТАНОВКЕ С ПАРОВЫМ ЭЖЕКТОРОМ

Баев В.К., Бажайкин А.Н., Чусов Д.В., Шумский В.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

В [1] были представлены результаты экспериментальных исследований термохимического преобразования твердого топлива (каменного и древесного углей) в установке с воздушным эжектором. Воздушная струя эжектировала продукты газификации твердого топлива через стенки хорошо проницаемой жаростойкой трубы, изготовленной и *NiAl* интерметиллида методом CBC.

Первая стадия процесса протекала в слое топлива при подсосе воздуха через решетку снизу.

Камера смешения эжектора служила одновременно камерой сгорания, в которой осуществлялась вторая стадия процесса.

При этом существенную роль играет зона рециркуляции, возникающая в начале эжектора, куда и происходит подсос продуктов первой стадии переработки.

В настоящем докладе описываются результаты экспериментальных исследований в той же установке, но с заменой эжектирующего воздуха на водяной пар.

Имеется в виду, что отвод тепла от стенок установки, составляющий заметную долю от тепловыделения, может быть использован для генерации пара под высоким давлением при малых затратах мощности на сжатие воды.

В экспериментах использовался автономный электрический парогенератор мощностью 1 кВт при максимальном давлении 3,5 ат, обеспечивавший постоянный расход пара ~ 0,36 г/сек в течение ~ 15 мин., что примерно соответствовало времени переработки одной загрузки топлива.

Возможность изменения режимов обеспечивалась дополнительным вентилятором, что позволило за счет наддува свести к минимуму неконтролируемый подсос воздуха.

Участие водяного пара в термохимических процессах безусловно полезно в режимах газификации, но на режимах горения может привести к потерям химической энергии за счет образования определенных количеств водорода.

Установлено, что и режимы горения и режимы газификации могут быть реализованы с помощью парового эжектора в данной схеме организации процесса. На основании оценок по результатам газового анализа и измерению расходов пара и воздуха определено, что в термохимических процессах участвовало от ~ 10^{-3} до ~ 10% воды. То есть, при относительно низких температурах продуктов (до ~ 500^{0} C) пар выступает как инертный высоконапорный газ. При более напряженных режимах и температурах до 900^{0} C пар частично успевает прореагировать в камере смешения эжектора. При этом полученные составы могут варьироваться в широких пределах, о чем свидетельствует сопоставление с типичными составами различных случаев газификации, реализуемых на практике [2] для газов с высоким содержанием балласта, что соответствует воздушной газификации при концентрациях как при $H_2/CO > 1$.

Можно полагать, что способы дальнейшей переработки продуктов газификации, если речь не идет об их простом дожигании в теплоиспользующих установках, могут быть теми же, что применяются на практике в соответствующих [2] случаях.

Вместе с тем можно отметить, что использование части пара на первой стадии может оказаться полезным для его большего участия в термохимических преобразованиях и повышения концентрации водорода.

Представляется очевидным, что простая и давно освоенная на практике техника может быть использована для реализации описанного процесса, а общая технология может быть дополнена современными элементами прямого преобразования и жидкосорбционной очистки уходящих газов.

Простота реализации создает условия для использования автономных и транспортабельных установок переработки отходов.

- Баев В.К., А.Н. Бажайкин Некоторые результаты тестирования двухступенчатой системы газификации и горения углей с воздушным эжектором // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения; тезисы докладов IX Всероссийской конференции с международным участием (Новосибирск, 16-18 ноября 2015 г.) Новосибирск, 2015, с. 25.
- Газоснабжение восточных районов СССР на основе газификации твердых топлив. Под ред. д.т.н. Н.В. Шишакова, гостопбехиздат, М, 1959, 216 с.

УДК 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ХВОЙНОГО ДЕРЕВА НА ТЕРРИТОРИИ ТОМСКОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ СЕТИ ПЕЛЕНГАЦИИ РАЗРЯДОВ WWLLN

Барановский Н.В.¹, Кузнецов Г.В.¹, Беликова М.Ю.²

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30 ² Горно-Алтайский государственный университет,

649000, Россия, Горно-Алтайск, ул. Ленкина, 1

Последние десятилетия проблема оценки, мониторинга и прогнозирования лесной пожарной опасности приобрела более актуальное значение [1]. Во многом это обусловлено ростом антропогенной нагрузки на лесопокрытые территории, особенно вблизи урбанизированных территорий. Однако, на удаленных территориях значительная доля пожарных происшествий и площадь, пройденная огнем, характерна для лесных пожаров, возникших в результате грозовой активности. Данное обстоятельство выдвигает требование к разработке методов прогнозирования лесной пожарной опасности, обусловленной грозовой активностью. Все современные методы и системы прогноза лесных пожаров от гроз основаны на анализе статистической или фактической информации о пожарных происшествиях. И все эти методы имеют слабую физическую основу.

Цель исследования – численный анализ процессов воспламенения хвойного дерева наземным грозовым разрядом с учетом данных сети пеленгации WWLLN (World Wide Lightning Location Network).

Конкретизация вида дерева выполнена не без оснований. Протекание тока в лиственном и хвойном дереве различно и объясняется отличием внутреннего строения ствола дерева. В стволе хвойного транспорт влаги осуществляется в узкой подкорковой зоне, которая и будет являться проводником типа резистор. Тепловыделение внутри подкорковой зоны рассчитывается согласно закону Джоуля-Ленца. Рассматривается кондуктивный перенос тепла в стволе хвойного дерева. В результате разогрева материал ствола термически разлагается с выделением газообразных горючих продуктов пиролиза. Эти компоненты диффундируют в область газовой фазы, где смешиваются с окислителем (кислород воздуха). При определенных температуре и концентрациях реагирующих компонент происходит газофазное воспламенение ствола дерева.

Математически процесс зажигания хвойного дерева описывается системой нелинейных нестационарных уравнений теплопроводности и диффузии с соответствующими начальными и граничными условиями. Численная реализация выполнена с использованием конечно-разностного метода. Для решения двумерных уравнений математической физики использован локально-одномерный метод.

Энергетические параметры грозового разряда класса облако-земля заданы в соответствии с актуальной информацией, полученной из сети пеленгации грозовых разрядов WWLLN. Горно-Алтайский государственный университет входит в эту всемирную сеть и располагает своей станцией.

Ниже приведены типичные результаты обработки данных по грозовым разрядам сети WWLLN (см. рис. 1).



Рис. 1. Грозовые кластеры на территории Томской области (22 июля 2014 года)

Получено температурное распределение в слоистой структуре ствола хвойного дерева и пристенной области газовой фазы (см. рис. 2).



Рис. 2. Распределение температуры в слоистой структуре хвойного дерева и пристенной области воздуха: 1 – в зоне, покрытой корковым слоем; 2 – в зоне локализации неоднородности типа трещина

Авторы благодарят создателей и участников глобальной сети WWLLN за возможность использования материалов по грозовым разрядам. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований и Администрации Томской области. Грант № 16-01-700831.

Список литературы

 Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Прогноз возникновения лесных пожаров и их экологических последствий. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2009. 301 С.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДЕЛОВ ГОРЕНИЯ ЭТАНОЛА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА ПРЕГРАДОЙ

Бояршинов Б.Ф.

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

Для управления процессами переноса важно знать пределы, в которых может изменяться тепло- и массообмен. Известно [1], что в случае отсутствия горения турбулентный теплообмен может быть увеличен на 25-30%. Максимальное возрастание теплообмена в области присоединения за преградами выше, обобщение опытных данных приводится в работе [2].

В случае газофазного горения, когда формируются крупномасштабные газодинамические структуры и происходит ламинаризация процессов переноса, кинетика реагирования ограничивает область существования пограничного слоя. В настоящей работе на примере пограничного слоя с горением этанола показаны ситуации, в которых проявляются срывы пламени, достигается максимально и минимально возможная интенсивность тепло- и массообмена. Опираясь на данные опытов, анализируются физические параметры, связанные с этими пределами.

Экспериментальные исследования проводились в аэродинамической трубе [3]. В её прямоугольном рабочем участке горизонтальные поверхности были образованы пористыми пластинами, которые пропитывались этанолом и обтекались воздухом комнатной температуры. При поджигании этанола устанавливался самоподдерживающийся режим, когда расход горючего определялся условиями его взаимодействия с продуктами сгорания в пограничном слое. Постоянное увлажнение пластин и измерение скорости испарения обеспечивалось топливной системой, работавшей в опытах с горением «на полу» и «на потолке». Данные о компонентах скорости получены лазерным Доплеровским анемометром (LDA) и трековыми измерениями с помощью аппаратуры PIV (particle image velocimetry).

В ходе исследований изучалось горение «на потолке». Получены опытные данные о влиянии свободной конвекции. Показано, что в пограничном слое за ребром и за обратным уступом существует два уровня скорости срыва пламени. Они связаны с изменением механизма массообмена вблизи границ переходной области течения. Турбулентный массоперенос не был достигнут даже при Re ~ 2·10⁶.

Регистрировались две основные формы пламени – с гладкой поверхностью и с продольными крупномасштабными вихревыми структурами. Когда скорость воздуха снижалась до 0,6 м/с, в пламени возникали новые образования – ячейки. Горение с ячеистым фронтом пламени – это предельный режим, т.к. дальнейшее снижение скорости вызывает движение продуктов сгорания навстречу воздушному потоку, а ячейки исчезают.

Установлено, что в таком диффузионном ячеистом пламени неустойчивость Релея -Тейлора проявляется, как чередование восходящих и нисходящих потоков газа в виде грибообразных структур. На рис.1 показана связь между крупномасштабными структурами и скоростью выгорания, которую они вызывают. Минимальная скорость выгорания, соответствует ламинарному массопереносу (линия 1) при горении с гладкой поверхностью фронта пламени (2,5 м/с, треугольники). С увеличением скорости (10 м/с, квадраты), когда образуются продольные вихревые структуры, массоперенос возрастает вдвое (линия 2). В диффузионном пламени с ячейками (кружочки), горение выходит на предельный режим, скорость выгорания втрое превышает её значение в ламинарном слое (линия 3) и достигает уровня в области присоединения за преградой (линия 5).



Рис. 1. Скорость выгорания этанола, отнесённая к массовому потоку воздуха в зависимости от числа Рейнольдса. Треугольники – горение с гладкой поверхностью пламени; квадраты – с продольными вихревыми структурами; кружочки – в ячеистом диффузионном пламени. Линия 4 – закон турбулентного массообмена; линия 5 – обобщение [2] для точки присоединения за преградами. Линия 1 – ламинарный массоперенос; линии 2 и 3 соответствуют интенсификации ламинарного массопереноса в два и три раза.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-03-03890.

- 1. Блэр. Влияние турбулентности внешнего течения на теплообмен и развитие среднего профиля турбулентного пограничного слоя. 2. Анализ полученных результатов // Теплопередача. 1983. Т. 105, № 1. С.41–48.
- Ota T., Nishiyama H. A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // International Journal of Heat and Mass Transfer, 1987, Vol.30, No.6, 1193-1199.
- Бояршинов Б.Ф. О границах переходного режима массообмена при горении этанола на горизонтальных стенках за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва, 2015, т.51, №4, с.3-10.

УДК 535.375

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЯЧЕИСТОГО ПЛАМЕНИ МЕТОДОМ CARS

Бояршинов Б.Ф., Федоров С.Ю.

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

Ячеистое пламя привлекает исследователей, изучающих устойчивость поверхности пламени, проблемы увеличения скорости распространения горения [1,2]. Настоящая работа является частью комплексного исследования локальных параметров ячеистого пропано-воздушного пламени. Восходящее пламя с неподвижными ячейками устанавливалось при истечении пропано-воздушной смеси сквозь круглое отверстие диаметром от 10 мм до 62 мм, затянутое латунной сеткой. Общая цель заключалась в изучении его физической природы и структуры. Измерение параметров среды вблизи поверхности реагирования затруднено из-за химической агрессивности, высокой температуры в зоне горения, а также возникающего смещения и деформации ячеек при введении в пламя зондов. Нами применялась традиционная техника для бесконтактных измерений: помимо CARS (Coherent Antistokes Raman Scattering) использовались трековый метод определения скорости PIV (Particle Image Velocimetry) и LDA (Laser Doppler Anemometry). Измерялись распределения температуры и скорости с пространственным разрешением 0,1-0,2 мм сопоставимым с шириной фронта пламени. Чтобы обеспечить совмещение результатов измерений разными методами дополнительно фотографировался контур пламени в каждом эксперименте

На рис. 1 показано горение смеси в струе диаметром 24 мм.



Рис. 1. Многоячеистое пламя в пропано-воздушной струе.

Аппаратура CARS построена на базе твердотельного Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности (длительность импульса 20 нс) и преобразованием излучения во вторую гармонику (длина волны 532 нм, энергия импульса 65 мДж). Частота повторения импульсов – 10 Гц. Лазер на красителе обеспечивал широкополосное (4 нм) излучение (длина волны около 607,5 нм) с энергией 3,5 мДж. Лазерные пучки разделялись, фокусировались и сводились по схеме "boxcars". В месте их пересечения формировался из-

мерительный объем с размерами $0,1\times0,1\times1$ мм. Возникавший в измерительном объеме пучок КАРС направлялся в спектрограф и далее на многоканальный оптический регистратор спектров, состоящий из усилителя яркости и фоточувствительной линейки. Регистрация проводилась с накоплением по 250 импульсам лазера. Температура (рис. 2) рассчитывалась по форме спектра в диапазоне рамановских сдвигов, соответствующих Q-ветви N₂ с использованием собственной программы "CARSspectra".



Рис. 2. Измеренные методом CARS профили температуры, совмещенные по координате точки, соответствующей температуре воспламенения.

Полученные локальные данные о температуре позволили связать видимый контур пламени с положением фронта химических реакций и этим дали возможность построить методику измерений, при которой фиксировались в опытах координаты видимого контура пламени, чтобы экстраполяцией получить поле температур и применять его совместно с распределением скорости. А комплексные данные позволили с применением балансовых соотношений в уравнениях переноса импульса и энергии проанализировать распределение статического давления и интенсивности тепловыделения в непосредственной близости к фронту пламени.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-03-03890.

- Sivashinsky G.I. Diffusional-thermal theory of cellular flames// Combust. Sci. Technol. 1977. V. 15. P. 137–146.
- Istratov A.G., Kidin N.I., Fedorov A.V., Cellular and tulip flame configuration// Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz. 2003. V. 44. № 3. P. 112–116.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРЕНИЯ МЕХАНОАКТИВИРОВАННОГО ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ФАКЕЛА В АВТОТЕРМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Кузнецов А.В.

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

Уголь – основное по ресурсам как у нас в стране, так и во всем мире энергетическое топливо, поэтому его эффективное использование является, несомненно, актуальным как с экономической, так и с экологической точек зрения. При этом особое значение имеет повышение энергетической эффективности его использования, т.е. снижение расходов на выработку единицы энергии. [1,2]

Для обеспечения автотермического режима с плазменным управлением процесса, было проведено исследование устойчивости горения пылеугольного факела. В ходе испытаний было проведено сжигание механоактивированной угольной пыли в улиточном горелочном устройстве при различных избытках воздуха и расходах топлива. Испытания проводились на огневом стенде тепловой мощностью до 5 МВт.

Стенд тепловой мощностью до 5 МВт для исследования горения и газификации пыли микропомола (рис. 1) состоит из горелочного устройства, системы топливоподачи, мельницы-дезинтегратора, дымососа и системы золоулавливания.





1 – бункер сырого угля, 2 – шнековый питатель, 3 – вертикальный транспортер, 4 – подвод первичного воздуха, 5 – мельница-дезинтегратор, 6 – смеситель, 7- дутьевой вентилятор дополнительного первичного воздуха, 8 – коллектор дополнительного первичного воздуха, 9 – система плазменного управления процесса, 10 – подвод воздуха на плазменное устройство, 11 – игольчатый клапан, 12 – закручивающий аппарат первичного воздуха, 13 – закручивающий аппарат первичного воздуха, 14 – дутьевой вентилятор вторичного воздуха, 15 – подвод вторичного воздуха, 16 – подвод воздуха на охлаждение, 17 – дымосос, 18 – циклон, 19 – бункер золы.

В ходе испытаний определялось время выхода в автотермический режим, а также температура воспламенения пыли. Испытания проводились для определения оптимального избытка воздуха и оптимальных скоростей воздуха, при которых наблюдался стабильный автотермический режим. В ходе проведения испытаний, стабильность процесса определялась визуально, а также по показаниям термопар в зоне горения.

При проведении данной серии испытаний, активное горение пыли завершалась на расстоянии 1-1,5м от места ввода вторичного воздуха (рис. 2). В середине и в конце камеры дожигания активного горения не наблюдалось.







Рис. 2. – Пылеугольный факел в камере дожигания.

Анализируя результаты проведенных исследований горения механоактивированной пыли, можно сделать вывод, что используемое на стенде вихревое горелочное устройство обеспечивает надежное воспламенение и устойчивую газификацию механоактивированной пыли в определенном диапазоне избытков воздуха с высокой полнотой выгорания топлива. Поэтому, при проектировании системы газификации углей микропомола рекомендуется использовать аналогичные вихревые устройства. Закручивающие аппараты могут быть как улиточными так и лопаточными, однако учитывая ограничения по габаритам, рекомендуется использовать лопаточные аппараты в каналах горелки. Проектируемые закручивающие аппараты должны обеспечивать стабилизацию пылеугольного факела вблизи устья горелки и обеспечивать устойчивое зажигание механоактивированной пыли.

По результатам проведенных исследований, оптимальный избыток первичного воздуха составил 0,7, диапазон устойчивого горения по избытку воздуха находится в диапазоне 0,5 -0,8 при температуре воздуха 22 С. Время выхода в автотермический режим составило 50 с.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 17-08-00445А

- Burdukov, A.P., Butakov, E.B., Popov, V.I., Chernetskiy, M.Y., Chernetskaya, N.S The use of mechanically activated micronized coal in thermal power engineering (2016) Thermal Science, Volume 20, 2016, Pages s23-s33
- А. П. Бурдуков, В. И. Попов, В. А. Фалеев, Т. С. Юсупов Использование механоактивированных углей микропомола в энергетике. Ползуновский вестник, №1, 2010 г., с. 93-98.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ГАЗОВЫХ УГЛЕЙ ПОДВЕРГНУТЫХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ

Бурдуков А.П.¹, Бутаков Е. Б.¹, Кузнецов А.В.¹, Яганов Е.Н.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. Карла Маркса, 20

Известно, что эффективное использование угольного топлива на теплоэлектростанциях является одной из основных задач развития теплоэнергетики. При этом в угольной энергетике для растопки и поддержания горения в пылеугольном котле используется мазутное топливо, которое вносит значительный вклад в загрязнение окружающей среды и дополнительные аварийные риски, например, на Березовской ГРЭС разрушение мазутного трубопровода в системе розжига привели к выходу из строя третьего энергоблока мощностью 800 МВт с полным разрушением топочной камеры котла. [1]

Стоимость мазута в разы выше стоимости угольного топлива, и введение новой технологии растопки и поддержания горения котлов с использованием в качестве основного топлива высокореакционного угля, воспламеняемого высокочастотным холодным плазменным разрядом, является актуальным. Данная технология обладает простотой технической реализации, малым потреблением электрической мощности, длительным ресурсом непрерывной работы (исчисляется годами), отсутствием необходимости применения систем охлаждения.

Разработанная в ОАО "Сибтехэнерго" система электрохимического воспламенения пылевзвеси угля основана на взаимодействие высокочастотного разряда с проходящим между электродами потоком пылевзвеси. Механизм взаимодействия высокочастотных дуг с частицами пылевзвеси пока не изучен. Повидимому, основой процесса воспламенения является выделение летучих из наиболее мелких частиц пыли, успевающих прогреться до температуры выхода летучих в процессе взаимодействия с дугой.

В экспериментах использовался Кузнецкий газовый уголь с содержанием летучих ~ 40% после измельчения в мельничном вентиляторе на одной из котельных г. Бердска.

Положительным моментом является относительно низкий расход электроэнергии на воспламенения факела, исследованного угля, значительно более низкий, чем, например, при использовании низкотемпературной плазмы.

Для исследования электрохимической активации использован полупромышленный стенд тепловой мощностью до 5 МВт, с встроенной системой ЭХТС показанная на рис. 1, состоящая из кварцевой трубы диаметром 80 мм с встроенными внутри медными электродами, на которые подается питание с высокочастотных трансформаторов высокого и низкого напряжения.

Проведены экспериментальные исследования реакционных свойств угольного топлива используемых на ТЭС и котельных Сибири. На укрупнённом тепловом стенде мощностью 5 МВт исследованы режимные характеристики процессов воспламенения и горения углей с использованием электрохимической технологии сжигания (ЭХТС).



Рис. 1. – система ЭХТС а) работающая системы электрохимического поджига б) трансформаторы высокого и низкого напряжения.

Выводы.

1. В экспериментах по воспламенению и горению углей системой ЭХТС на 5 МВт стенде в режимах избытка воздуха от 0,2 до 0,7 показало возможность использования системы ЭХТС как в качестве подцветки, так и начальной растопки котла.

2. Впервые испытан запуск установки с использованием технологии ЭХТС, а также получены режимные характеристики необходимые для управления тепловым режимом процесса.

> Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии № 14.607.21.0150 (Уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI60716X0150)

Список литературы:

 Burdukov A.P., Butakov E. B., Popov V.I., Chernetskiy M. Yu., Chernetskaya N. S. The use of mechanically activated micronized coal in thermal power engineering // Thermal Science. – 2016. – Vol. 20. – P. 23 – 33.

УДК 534.222.2, 544.454.3

НЕПРЕРЫВНАЯ ДЕТОНАЦИЯ СМЕСЕЙ МЕТАН/ВОДОРОД – ВОЗДУХ

Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф.

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

Результаты изучения непрерывной спиновой детонации (НСД) по схеме Б.В. Войцеховского [1], вызывающие в последнее время интерес во всем мире, обобщены в книге [2]. Обзор современного состояния экспериментальных исследований НСД в проточных кольцевых камерах сгорания (вариант воздушнореактивного двигателя) для ряда топливновоздушных смесей (ТВС) представлен в [3]. Цель настоящей работы – реализация и исследование НСД в проточной кольцевой цилиндрической камере диаметром 503 мм (ДК-500) самой труднодетонируемой ТВС метан – воздух при добавке водорода.

Представлены экспериментальные результаты по сжиганию ТВС метан - водород - воздух в мольных соотношениях [СН₄]/[Н₂]: 1/8, 1/4, 1/2 и 1/1,5 в режиме НСД. Исследования проведены в проточной кольцевой цилиндрической камере с наружным диаметром $d_c = 503$ мм, длиной $L_c = 490$ мм, кольцевой щелью для подачи воздуха δ = 3,5 мм и зазором между стенками камеры $\Delta = 18$ мм. В диапазоне удельных расходов воздуха через кольцевую щель $g_{\delta} = 470 \div$ 4050 кг/(с·м²) и коэффициента избытка горючего $\phi =$ 0.8 - 1.5 для составов горючего CH₄ + 8H₂ (m_H = 1/2) и $CH_4 + 4H_2$ (m_H = 1/3) впервые были осуществлены одноволновые (n = 1) и двухволновые (n = 2) режимы НСД смесей метан/водород - воздух с частотой вращения поперечных детонационных волн (ПДВ) f =0,56 - 1,66 кГц (скоростью детонации $D = 0,76 \div 1,3$ км/с). Здесь m_H – массовая доля водорода в составе двухкомпонентного горючего метан/водород. В смесях CH₄ + 2 H₂ (m_H = 1/5) и CH₄ + 1.5 H₂ (m_H = 3/19) наблюдали режимы НСД с двумя встречными поперечными детонационными волнами (ВПДВ) с частотами столкновения f = 0,86 - 1,34 кГц. В смесях CH₄ + H₂ (m_H = 1/9) наблюдали горение.

Максимальные скорости ПДВ достигаются при одноволновом режиме: D = 1,3 км/с ($m_{\rm H} = 1/2$) и D = 1,24 км/с ($m_{\rm H} = 1/3$).



Рис. 1. Фрагмент фоторегистрограммы ПДВ в смеси CH_4 + $4H_2$ + воздух: одноволновый режим HCД ($g_{\delta} = 3327$ $\kappa c/(c \cdot m^2), \phi = 1, 2, f = 0,79 к Ги, n = 1, D = 1,24 км/c).$

При одинаковом числе волн n и значениях параметра g_{δ} скорости НСД возрастают с повышением содержания водорода в двухкомпонентном топливе. Увеличение расхода ТВС пропорционально повышает давление в камере сгорания. Определены пределы существования НСД по минимальному удельному расходу воздуха: ($m_H = 1/2 - g_{\delta min} \approx 310 \ {\rm Kr}/({\rm c} \cdot {\rm M}^2)$ при $\phi = 0.91$; $m_H = 1/3 - g_{\delta min} \approx 570 \ {\rm Kr}/({\rm c} \cdot {\rm M}^2)$ при $\phi = 0.97$; $m_H = 1/5 - g_{\delta min} \approx 574 \ {\rm Kr}/({\rm c} \cdot {\rm M}^2)$ при $\phi = 1,23$; $m_H = 1/6,333 - g_{\delta min} \approx 940 \ {\rm Kr}/({\rm c} \cdot {\rm M}^2)$ при $\phi = 1,4$). Ниже этого предела наблюдаются случайно появляющиеся слабые ПДВ на фоне обычного горения. При указанных выше максимальных параметрах g_δ верхние пределы по детонации не определялись. Структура ПДВ в исследованных ТВС метан-водород-воздух (см. рис. 1) близка к структуре ПДВ в ТВС синтез-газ-воздух [3].

Зависимость частоты вращения ПДВ f от удельного расхода воздуха через кольцевую щель g_{δ} для состава CH₄ + 4H₂ представлена на рис. 2 (точки 1). Там же для сравнения нанесены данные для ТВС керосин/водород – воздух (точки 2) и синтез-газ – воздух (точки 3).



Рис. 2. Частота ПДВ в зависимости от удельного расхода воздуха через кольцевую щель в ДК-500: 1 – CH₄ + 4H₂, 2 – керосин (TC-1) + 8,5 % H₂, 3- CO + 2H₂ [3].

Видно, что с уменьшением удельных расходов исследованных ТВС приводит к уменьшению скорости ПДВ. При этом по фоторегистрограммам для смесей 2 и 3 отмечалось и снижение их регулярности.

Итак, в проточной кольцевой цилиндрической камере диаметром 503 мм впервые реализованы режимы НСД смеси метан-водород - воздух в ПДВ и ВПДВ. Определены пределы существования НСД по удельному расходу ТВС (минимальные значения). С уменьшением водорода в смеси их скорость уменьшалась, а НСД вырождалась в режим с ВПДВ и, наконец, в горение. Структура ПДВ и высоты фронтов исследованных ТВС близки к определенным ранее для смесей синтез-газ - воздух.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-01-00102а

- 1. Войцеховский Б.В. Стационарная детонация // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254-1256.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. Новосибирск. Изд-во СО РАН. 2013. 423 с.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А. Современное состояние исследований непрерывной детонации топливовоздушных смесей (обзор) // ФГВ. 2015. Т. 51, № 1. С. 31 - 46.

УДК 536.468 ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ЗАЖИГАНИЯ ВОДОУГОЛЬНЫХ СУСПЕНЗИЙ, ПРИГОТОВЛЕННЫХ НА ОСНОВЕ ОТХОДОВ УГЛЕОБОГАЩЕНИЯ И НИЗКОСОРТНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Вершинина К.Ю., Шевырёв С.А., Стрижак П.А.

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

Использование новых подходов для развития энергетической отрасли является важной задачей для большинства государств и регионов. Задачи расширение топливной базы, совершенствования технологий сжигания различных видов топлив и снижения антропогенных выбросов становятся все более актуальными. Возможным подходом к решению современных проблем теплоэнергетики является внедрение технологий сжигания композиционных жидких топлив. С точки зрения энергетического, экологического и экономического потенциала большой интерес в качестве компонентов топливных суспензий представляют горючие отходы обогащения угля. В данной работе рассмотрены фильтр-кеки – влажные отходы обогащения каменных углей методом флотации. Данные компоненты в большом количестве (сотни миллионов тонн ежегодно) образуются на обогатительных фабриках и представляют собой готовую водоугольную суспензию - желеобразную смесь частиц угля, минеральных составляющих, воды (в среднем 40-50%) и малой доли ПАВ, используемых в технологии флотационного обогащения угля. Несмотря на доступность, существенным недостатком фильтр-кеков является относительно низкая реакционная способность (особенно по сравнению с угольной пылью). Безусловно, снизить инерционность зажигания возможно путем повышения температуры источника нагрева, но с точки зрения снижения экологических выбросов и тепловой напряженности оборудования значительный интерес представляют альтернативные способы интенсификации зажигания (а также повышения теплоты сгорания) суспензий на основе отходов углеобогащения и низкосортных марок углей.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование характеристик зажигания водоугольных суспензий на основе отходов углеобогащения и определение подходов для интенсификации их зажигания.

Основным способом, используемым в настоящей работе, является добавление к водоугольным суспензиям на основе отходов различных компонентов органического происхождения. Одиночные капли органоводоугольных топлив (ОВУТ) разных составов подвешивались на спай малоинерционной термопары и помещалась в поток разогретого окислителя. Размеры капель варьировались в диапазоне 0,5–1,5 мм, температура и скорость потока воздуха – в диапазонах 600–1000 К и 0,5–2 м/с соответственно. Процессы физико-химических превращений при зажигании капли ОВУТ регистрировались при помощи измерения температуры в центре капли и высокоскоростной видеозаписи процесса.

Установлено, что добавление жидких нефтепродуктов в диапазоне массовых концентрация 5–15% в

суспензию на основе исследуемых отходов обогащения каменных углей (коксующегося, длиннопламенного, газового, слабоспекающегося, тощего) приводит к ускоренному зажиганию коксового остатка частиц фильтр-кека за счет дополнительного прогрева от газофазной реакции окисления паров жидкого нефтепродукта (отработанного турбинного, автомобильного, трансформаторного, компрессорного масла, водонефтной эмульсии). Этот эффект наиболее выражен в низкотемпературном диапазоне (до 1000 К) для составов на основе фильтр-кека с высокой зольностью и малым количеством летучих веществ (кек слабоспекающегося угля) с добавлением жидкого горючего компонента с низкой температурой вспышки и зажигания (например, турбинного или трансформаторного масла). В этом случае время задержки зажигания углерода может снижаться в 1,5-2 раза. Важно отметить повышение теплоты сгорания (в среднем на 15-25%) готовой суспензии при добавлении в композицию 10-15% жидкого нефтепродукта.

Эксперименты показали, что снижение инерционности и пороговых температур зажигания составов на основе фильтр-кеков возможно при использовании добавок обогащенных углей. Например, добавление 15% угольной пыли марки Т в ОВУТ на основе влажного фильтр-кека тощего угля приводило к снижению минимальных температур зажигания на 40–50 К, росту максимальных температур горения и теплоты сгорания, а также снижению инерционности зажигания на 20–40% в диапазоне температур внешней газовой среды 850–1000 К.

Для интенсификации зажигания ОВУТ на основе горючих фильтр-кеков (помимо нефтепродуктов) могут использоваться компоненты растительного происхождения (например, отходы древесного происхождения, рапсовое и касторовое масла). Экспериментально показано, что добавление в ОВУТ 10% опилок существенно (на 70–80 К) снижает пороговую температуру устойчивого зажигания. Использование компонентов растительного происхождения для интенсификации зажигания ОВУТ представляет интерес с точки зрения снижения образования токсичных продуктов сгорания (по сравнению с добавками нефтепродуктов).

В результате проведенного исследования показаны возможности интенсификации прогрева и зажигания жидких топливных композиций, приготовленных из низкосортных отходов. В качестве добавок могут использоваться невостребованные нефтепродукты (шламы, масла), обогащенные угли разных марок, а также компоненты растительного происхождения.

> Исследования выполнены за счет средств Российского научного фонда (проект № 15-19-10003).
УДК 621.9

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА КРУГЛУЮ СТРУЮ, СФОРМИРОВАННУЮ В КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ С ГОРЕНИЕМ И БЕЗ ГОРЕНИЯ

Вихорев В.В.^{1,2}, Литвиненко М.В.^{1,2}, Козлов.Г.В.²

 ¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
 ² Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 620000, Россия, Цорсоблики, Имериканики им. С.А. Христиановича СО РАН, 620000, Россия, Порсоблики, Имериканики им. С.А. Христиановича СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Струйные течения являются предметом исследования многих научных групп. Одним из наиболее часто встречающихся течений является течение, сформированное в криволинейном канале. Главная особенность такого течения - возникновение завихренности, обусловленной центробежными силами, которое приводит к рождению пары противовращающихся вихрей [1]. Дальнейшее рассмотрение течения позволяет говорить об особенностях развития в затопленном пространстве.

В работе [2], [3] представлены результаты экспериментальных исследований структуры течения в затопленных круглых струях, сформированных в криволинейных каналах для различных диаметров сопла (d = 20; 9; 1,5 мм) и влияния акустического поля на возникающие в струе вихревые структуры. Эксперименты проводились на струйных установках в ИТПМ СО РАН, г. Новосибирск. Для визуализации течения применялось два метода исследования – лазерно – дымовая визуализация и метод PIV. С помощью этих методов были получены мгновенные картины поперечных и продольных сечений струи и поля завихренности юz.

На рис. 1 представлены схема течения в криволинейном канале из работы [3] и мгновенные картины дымовой визуализации поперечных сечений круглой струи, сформированной в криволинейном канале, с диаметром сопла d = 20 мм и числом Дина De = 1154. Частота наложенного акустического поля в этом случае составляла f=40 Гц.



Рис.. 1. Схема течения и дымовая визуализация поперечных сечений струи в плоскости хг в различных координатах по оси у (вниз по течению), f = 40 Гц, d = 20 мм, De = 1154

Дымовая визуализация на различных расстояниях от сопла подтверждает наличие двух противовращающихся вихрей. Вблизи стенки с большим радиусом скругления наблюдается развитие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, которая проявляет себя в этом случае в виде вытянутого омега – образного вихря. Взаимодействие вихрей Дина с неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца приводит к сложной деформации структуры струи.

Термоанемометрические измерения (пространственные профили средней и пульсационной составляющих скорости на различных расстояниях от сопла) также подтверждают реализацию сугубо трехмерного профиля скорости. В сдвиговом слое, расположенном в высокоскоростной области, наблюдается более высокий уровень пульсаций в сравнении с низкоскоростной областью. Это связано с наличием точек перегиба и градиента скорости.

При переходе к меньшим диаметрам сопла был рассмотрен процесс диффузионного горения смеси пропан-бутана, при котором наличие искривления канала подразумевает, что горение происходит по структурам, которые развиваются в затопленном пространстве. На рис. 2 показаны картины диффузи-онного горения струи пропана с вихрями Дина для сопла с диаметром d = 1,5 мм без акустического воздействия и с акустическим воздействием, f = 2500 Гц. Пламя при диффузионном горении пропана подвержено трансформации под действием акустического поля и развивающихся в струе неустойчивостей.



Рис. 2. Картины диффузионного горения струи пропана для сопла с диаметром d = 1,5 мм без акустического воз действия (слева) и с акустическим воздействием (справа), $f = 2500 \Gamma \mu$

Грант Президента Российской Федерации Научная Школа НШ-8788.2016.1., РФФИ 14-08-00201.

- 1. Dean W. R. The stream-line motion of fluid in a curved pipe. Phil.Mag. 1928. V. 5. P. 671–695.
- Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Вихорев В.В., Козлов Г.В. Влияние акустических колебаний на круглую струю, сформированную в криволинейном канале. Вестник НГУ. Сер. Физика. –2015. –Т. 10 No. 2. –С. 67-72.
- Литвиненко Ю.А., Балбуцкий А.Б., Вихорев В.В., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Экспериментальное исследование развития гидродинамической неустойчивости в круглой микроструе пропана при воздействии внешнего акустического поля с горением и без горения. Вестник НГУ. Сер. Физика. –2015. –Т. 10 No. 4. –С. 21-28.

УСЛОВИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ СУСПЕНЗИОННОГО ТОПЛИВА ИСТОЧНИКОМ ОГРАНИЧЕННОГО ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЯ

Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.

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

В последние годы перспективы освоения дальнего космоса влияют на развитие ракетно-космической отрасли в России, США, Китае, Индии, Японии и некоторых других странах. Одним из приоритетных направлений успешной реализации такой программы является разработка новых рецептур высокоэнергетических материалов, например, гелеобразных топлив. Такое топливо по сравнению с жидкими и твердыми конденсированными веществами имеет более высокие энергетические характеристики, в частности, удельный импульс 300-350 секунд тяги при усилии в 1 кг на 1 кг горючего. Вследствие высокой реакционной способности горючего компонента и окислителя, входящих в состав топлива, температура его хранения близка к криогенным значениям (около 90 К). Также перспективным направлением развития ракетостроения является создание энергоэффективных воспламенительных устройств топливных зарядов, принцип действия которых может быть основан, например, на локальном кондуктивном подводе энергии к конденсированному веществу небольшой совокупностью источников ограниченного теплосодержания.

Проведение экспериментальных исследований в лабораторных условиях характеристик процессов инициирования горения реальных составов гелеобразного топлива нереализуемо на практике вследствие высокой реакционной способности горючего компонента и окислителя.

В данной работе для изучения основных закономерностей и характеристик процессов тепломассопереноса в течение индукционного периода при локальном нагреве конденсированного вещества источником ограниченного теплосодержания в качестве объекта исследования рассмотрено типичное суспензионное топливо, представляющее смесь низкокалорийного угля (или отхода углеобогащения), воды и отработанной горючей жидкости (или отхода нефтепереработки). Зажигание такого топлива, с одной стороны, имеет достаточно схожие закономерности с процессом инициирования горения гелеобразного топлива (например, стадии инертного прогрева, испарения жидкого горючего компонента, формирования парогазовой смеси), с другой стороны, отличается некоторыми особенностями, связанными с присутствием твердого горючего компонента (диспергированного угля) в суспензии. Поэтому изучение условий и характеристик зажигания суспензионного топлива при кондуктивном локальном нагреве создает предпосылки не только для развития ракетной техники, но и для разработки мероприятий по обеспечению пожарной безопасности технологического процесса выработки энергии на объектах промышленной теплоэнергетики, где суспензионное топливо используется в качестве энергоресурса (вместо традиционных твердых и жидких топлив).

Результаты выполненных экспериментальных исследований (рис. 1, 2) являются основой для разработки физических и математических моделей взаимосвязанных процессов тепломассопереноса, фазовых превращений и химического реагирования в окрестности источника зажигания.



Рис. 1. Видеограммы зажигания суспензионного топлива локальным источником при его начальной температуре Tp=1300 K, и размерах rp=6 мм, zp = 8 мм: 1 – горячая частица, 2 – топливо, 3 – пламя.



Рис. 2. Времена задержки зажигания топлива в зависимости от начальной температуры горячей частицы размерами: 1 – rp=5 мм, zp=4 мм; 2 – rp=5 мм, zp=6 мм; 3 – rp=6 мм, zp=5 мм; 4 – rp=6 мм, zp=8 мм.

В результате выполненных исследований установлена устойчивость переходного процесса и его основные характеристики (времена задержки зажигания) при варьировании начальной температуры, размеров, конфигурации локального источника нагрева.

> Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-6491.2016.8).

УДК 533.6.011; 536.46

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКРЫТОЙ КАВЕРНЫ КАК СТАБИЛИЗАТОР ПЛАМЕНИ СВЕРХЗВУКОВОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

Гольдфельд М.А.

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

Достижение эффективного воспламенения и устойчивого сгорания в высокоскоростном потоке остается серьезной проблемой в развитии гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателей. Вследствие низкой температуры и неполного смешения топлива и воздуха имеется тенденция срыву пламени, даже если используется стабилизаторы, такие как каверна или обратный уступ, и искусственное воспламенение с помощью пилотного факела, разряда или плазмы. Проблема может быть решена, если обеспечить необходимый уровень смешения и соответствующую структуру потока на входе в сгорания и в стабилизаторе пламени, который будет выполнять функцию источника устойчивого инициатора горения благодаря достаточному времени пребывания смеси рециркуляционной области стабилизатора пламени.

Цель работы состояла в изучении схем подачи топлива и структуры течения в открытой каверне для обеспечения самовоспламенения и горения керосина в относительно короткой сверхзвуковой камере сгорания (0,4-0,8 м). Модель представляла собой экспериментальный канал, состоявший из изолятора, инжекторной секции с постоянным поперечным сечением и расширяющегося выходного канала. Подача топлива осуществлялась с верхней стенки модели. Топливо подавалось по разным схемам: в ядро потока перед ступенькой по нормали или под углом к потоку (AI), в каверну навстречу потоку с задней стенки каверны (CI) или перпендикулярно потоку со дна каверны (NI). Комбинация различных способов подачи позволила исследовать 6 вариантов подачи топлива. Система для подачи топлива в канал модели состояла из топливных бачков, подводящих трубок, запирающих клапанов и системы синхронизации. При испытаниях измерялся давления и температуры топлива, расхода воздуха и топлива и определялся коэффициент избытка топлива.

Испытания модели проводились в режиме присоединенного трубопровода. В качестве источника высокоэнтальпийного рабочего газа (воздуха) использовалась импульсная аэродинамическая труба ИТ-302М ИТПМ СО РАН с длительностью рабочего режима 80-150мс, которая является эффективным инструментом для такого рода исследований. Эксперименты были проведены в диапазоне параметров потока: числа Маха на входе камеры сгорания варьировались от 2 до 4, полная температура от 1500К до 2400К, статическое давление от 0,06 МПа до 0,25МПа и коэффициент избытка керосина от 0,45 до 1,5. В опытах измерялись распределения статического давления и тепловых потоков на стенках моделей, распределения давления Пито на входе и выходе камеры сгорания, и проводились весовые измерения для определения сопротивление (тяга). Выполнялась теневая визуализации и визуализация в ультрафиолетовом диапазоне с целью определения воспламенения и положения зон реакции.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что выбор схемы инжекции для обеспечения стабилизации горения зависит от скорости потока на входе в камеру сгорания. При числе Маха M=2 и полной температуре на входе в канал до 1500К воспламенение керосина не происходило. Было получено только локальное незначительное увеличение статического давления и тепловых потоков. Устойчивое горение керосина по всему объему камеры сгорания обеспечивалось только в случае использовании конфигурации подачи топлива AR+NI при полной температуре на входе 2200К.

При увеличении числе Маха (М=2,5) воспламенение керосина не происходит даже при полной температуре на входе 2400К. Если использовалась конфигурация подачи топлива по схеме AR+CI с одновременным увеличением угла подачи топлива в ядро потока, достигалось воспламенение и интенсивное горение примерно при той же полной температуре на входе в канал, что и при числе Маха 2. Увеличение числа Маха сопровождалось более высоким уровнем повышения статического давления и тепловых потоков. Расчетные оценки показали, что такой эффект вызван улучшением смешения топлива и воздуха в каверне и проникновением смеси в ядро потока. Аналогичный эффект был достигнут при числе Маха М=3 при той же схеме подачи топлива, но при перпендикулярной инжекции топлива (AR) в ядро потока. В канале модели был получен 5-7-кратный рост статического давления и соответственно вырос тепловой потока в стенки канала. Одновременно было получено интенсивное горение длительностью более 60мс с выраженным участком квазистационарного режима при горении, который подтвержден результатами измерения давления и визуализацией потока.

Проведенные исследования показали, что для самовоспламенения и стабилизации пламени необходимо, прежде всего, обеспечить интенсивное горение в каверне, что приводит к улучшению эффективности каверны как совершенного смесевого реактора и как активного источника воспламенения и стабилизатора пламени. Таким образом, было установлено, что выбранная схема подачи топлива по схеме AR не позволяет обеспечить самовоспламенение и устойчивое горение по всей камере сгорания. Показано, что необходимые условия стабилизации могут быть обеспечены только при использовании дополнительной инжекции топлива с задней стенки каверны. Такая подача топлива позволяет создать структуру потока и зон рециркуляции, которая может гарантировать устойчивое самовоспламенение и стабилизацию горения.

УДК 632.29

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ГЕНЕРАЦИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОГНЕННЫХ ВИХРЕЙ

Дермер П.Б.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, 2-ая Бауманская, 5

Огненные смерчи наряду с воздушными смерчами являются примерами экологических катастроф, наносящими колоссальный ущерб окружающей среде и приводящими к многочисленным разрушениям и жертвам. Огненные вихри - вертикально ориентированные вращающиеся огненные факелы, драматически увеличивающие опасность природных и техногенных пожаров и их последствия. Огненные смерчи - довольно редкие природные явления, возникающие при крупных лесных пожарах, массовых пожарах в городах и авариях на крупных пожароопасных объектах нефтехимии, лесоперерабатывающей промышленности и др. Последствиями атомной бомбардировки Хиросимы и массированных бомбежек Гамбурга и Дрездена военно-воздушными силами США во время второй мировой войны стали исключительно опасные продолжительные неуправляемые пожары. После множественных одновременных возгораний в условиях города, плотно насыщенного горючими материалами, пламена сливались, образуя достаточно однородно горящую площадь, вследствие чего возникали огненные смерчи.

Вихревые (закрученные) течения используются для стабилизации процессов сжигания плохо горящих материалов (низкосортных углей, топлива растительного происхождения и т.п.). Известными техническими устройствами, в которых организуют закрутку потока, являются вихревые горелки и циклонные камеры сгорания. Наличие рециркуляционных зон обеспечивает интенсивное перемешивание и стабилизацию пламени, а также многократный рост времени нахождения топливо-воздушной смеси в зоне горения, что ведет к значительному увеличению полноты сгорания. Отметим, что генерация огненных концентрированных (компактные области горения с высокими значениями завихренности) вихрей возможна над поверхностью жидких или твердых горючих материалов при их сжигании.

Настоящая работа является продолжением исследования [1], в котором была продемонстрирована возможность генерации свободных концентрированных огненных вихрей в лабораторных условиях без использования принудительной закрутки.

Описана простая экспериментальная установка, позволяющая осуществлять генерацию огненных вихревых структур путем сжигания твердого топлива (уротропина), располагаемого на металлической подстилающей поверхности (лист алюминия). Приводятся результаты экспериментального исследования свободных нестационарных огненных вихрей. В отличие от большинства предыдущих исследований (см., например, [2,3]) в экспериментах не использовались механические закручивающие устройства и боковой воздушный поток для получения огненных вихревых структур. Предположено, что генерация огненных вихрей происходила вследствие неустойчивости процесса горения. В результате экспериментов получены данные по условиям генерации (количество таблеток, время начала генерации, мощность тепловыделения) огненных вихрей и их интегральным параметрам (время жизни, высота, диаметр).

Генерируемые огненные вихревые структуры являются лабораторными аналогами огненных вихрей и смерчей, часто возникающих при лесных пожарах и возгораниях на больших площадях в городских районах при плотной застройке, а также на лесоперерабатывающих предприятиях.

- Дермер П.Б., Вараксин А.Ю. Физическое моделирование нестационарных огненных вихрей при горении таблеток твердого топлива // Безопасность в техносфере. 2016. № 3. С. 65-70.
- Lei J., Liu N., Zhang L., Satoh K. Temperature, velocity and air entrainment of fire whirl plume: a comprehensive experimental investigation // Combust. Flame. 2015. V. 162. P. 745-758.
- Lei J., Liu N., Satoh K. Buoyant pool fires under imposed circulations before the formation of fire whirls // Proc. Combust. Inst. 2015. V. 35. P. 2503-2510.
 - Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН I.31П «Фундаментальные исследования процессов горения и взрыва» (координатор – академик РАН В.А.Левин).

УДК 66.097.3+662.6

КАТАЛИТИЧЕСКОЕ ГОРЕНИЕ И ПАРОВАЯ КОНВЕРСИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ В МИКРОРЕАКТОРЕ

Кузнецов В.В., Димов С.В., Гасенко О.А.

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

Разработка каталитической технологии сжигания и паровой конверсии природного газа и других углеводородных топлив является актуальной для разработки экологически чистых каталитических газотурбинных установок, нагревательных устройств. Каталитическое сжигание углеводородов обладает рядом преимуществ по сравнению с факельным сжиганием. Снижение температуры процесса приводит к существенному уменьшению образования оксидов азота, созданию тепловых потоков с меньшими температурами процесса [1].

Одной из основных проблем при этом является поиск подходящих катализаторов, обладающих высокой активностью и стабильностью для проведения реакции полного окисления при максимально низкой температуре начала процесса (250-400С) и наличии высокой термической устойчивости (до 1350С).

Целью данной работы являлось исследование окисления пропан-бутановой смеси и паровой конверсии метана в проточном щелевом реакторе, на стенки которого нанесен наноразмерный катализатор. Многослойное каталитическое покрытие создано на основе платины. Использование катализатора благородных металлов позволяет уже при температуре 250 –450С выполнить окисление основных компонент топливного газа. Носитель катализатор гамма-Al2O3. На рис. 1 приведена фотография частиц катализатора, полученная на просвечивающем электронном микроскопе.



Рис. 1. Фото катализатора.

Эксперименты выполнялись на установке описанной в работе [2] для трех времен контакта 32, 98, 161 мс. Смесь топливного газа и воздуха, задаваемые газовыми контроллерами Bronkhorst подавалось в камеру предварительного нагрева, а затем в щелевой реактор. В процессе опытов выполнялись измерения расходов газа, температура реактора, состав входной и выходной смеси газов. Температура реактора измерялась термопарой К типа. Состав выходных и входных газов анализировался хроматографом с масс селективным детектором Agilent, а также хроматографом Маэстро с датчиком по теплопроводности. Необходимая температура рабочего участка создавалась степенью нагрева электрического нагревателя. На рис.2 приведены составы выходных газов после реактора при различных температурах для времени контакта 98 мс.



Рис. 2. Зависимости относительных концентраций выходных газов, нормированные на входные от температуры реактора при времени контакта 98 мс.

Проведенные эксперименты показали высокую каталитическую активность и стабильность катализаторов платины и родия на модифицированном многослойном носителе гамма-Al₂O₃. Получено, что основные компоненты топливного газа пропан и бутан окисляются при температуре 450-500 С при времени контакта 98 мс. Увеличение времени контакта до 161 мс слабо влияет на состав выходных газов, а уменьшение до 32 мс приводит к трехкратному ухудшению окисления топливного газа при тех же температурах процесса. Экспериментально установлены закономерности физико-химических превращений при конверсии метана в кольцевом микроканальном реакторе, определена кинетическая схема и кинетические параметры реакций.

Исследование выполнено при частичной поддержке Программы ОЭММПУ РАН Э2.

- Ismagilov Z.R., Kerzhentsev M.A. Catalytic fuel combustion a way of reducing emission of nitrogen oxides // Catalysis Reviews: Science and Engineering. 1990. V. 32, N. 1–2. – P. 51–103. – doi: 10.1080/01614949009349940.
- Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V. and Gasenko O.A. Methane Steam Reforming in an Annular Mi-crochannel with Rh/Al2O3 Catalyst//Journal of Engineering Thermophysics. 2009. V.18. P. 187-196.

УДК 621.365.91

ГАЗИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДСОДЕРЖАЩИХ ОТХОДОВ В ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОПЕЧИ

Бутаков Е.Б., Домаров П.В., Урбах А.Э., Фалеев В.А.

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

Ежегодно в России образуется порядка 35-40 млн. т твердых бытовых отходов или 200 млн. м³. В Новосибирске ежегодно производится около 3,5 млн. м³ твердых бытовых отходов, за последние 15 лет его объем увеличился в 2,5 раза, которые вывозятся на полигоны и свалки, практически не утилизируются, загрязняя все большую площадь и представляя значительную угрозу здоровью населения.

При уничтожении отходов существуют проблемы: оптимальной технологией по безопасности, производительности и энергоэффективности. Для решения этих проблем предложена плазменно-омическая технология утилизации отходов. В настоящее время утилизация отходов с помощью плазменной технологии является одной из максимально безопасных методик. По всему миру насчитывается всего несколько небольших заводов, тестирующих плазменную технологию, основной недостаток которой - очень маленький ресурс работы электродов плазмотронов (до 100 ч). В России плазменные установки для утилизации отходов не используют. В России существуют единичные экземпляры экспериментальных образцов плазменных установок для переработки различной степени опасности отходов.

Применение плазменной технологии позволяет: значительно уменьшить объем газа, который подвергается очистке в очистных сооружениях (уменьшить объем самих очистных сооружений); плавить и остекловывать неорганическую часть отходов в самом реакторе (получать инертный шлак, который может использоваться в строительстве); исключить образование окислов благодаря восстановительной среде в реакторе; получить товарный синтез-газ (10-13 МДж/м³), пригодный для последующего его сжигания в энергетических котлах с целью получения тепловой энергии для собственных нужд (отопление, горячее водоснабжение и т.д.) или реализации тепловой энергии на сторону (тепловая мощность 0,5–0,65 Гкал/ч).

Технология основана на высокотемпературном (1300 - 1700 °C) плазменном воздействии и полном разложении утилизируемых продуктов с помощью дуговой плазмы с получением полезного продукта, синтез-газа, который представляет собой смесь водорода и оксида углерода и является ценным энергетическим сырьем, а также инертного шлака, который можно использовать как строительный материал.

Электроплазменная печь производительностью по отходам 20 кг/час состоит из загрузочного окна с

шлюзовой камерой, для предотвращения выхода дымовых газов в атмосферу из рабочей камеры плазменной печи. Загрузочное устройство, приводящееся в действие гидроприводом, подключенным к маслостанции, подает упакованные отходы в камеру печи. В качестве модельных отходов используются древесные опилки, полиэтиленовые гранулы, текстиль (ветошь). В средней зоне рабочей камере печи температура 1000÷1100 °С, поддерживается газовой горелкой мощностью 42кВт и электродуговым плазмотроном мощностью 50кВт, установленным в плавильной ванне.

Полученный в зоне газификации синтез-газ (топливный газ) поступает в центробежно-барбатажный аппарат (ЦБА) для закалки химических реакций и очистки дымовых газов. Измерение температуры синтез-газа на выходе из электропечи производится вольфрам-рениевой термопарой. Состав дымового газа измеряется многокомпонентным газоанализатором TECT-1.

Согласно проведенным термодинамическим расчетаможидается получение синтнз-газа с содержанием водорода до 50-55%об., моноокиси углерода до 30-35%об. Ожидаемая калорийность топливного газа составляет до 10-12МДж/нм³.

Оставшаяся неорганическая часть отходов расплавляется в зоне плавления плазменной струей при t=1500°C. Тепло от расплавленного шлака и плазменной струи поступает в зону газификации. При накоплении расплавленного шлака выше заданного уровня производится его слив в емкость с водой для получения гранулированного остеклованного шлака.

Такие характеристики электроплазменной установки как безопасность для окружающей среды позволяют использовать комплексы на её основе в крупных административных центрах. А простота масштабирования даёт возможность изготавливать комплексы небольших габаритных размеров. Небольшие габаритные размеры, безопасность и простота использования позволяют использовать комплексы на основе электроплазменной установки непосредственно на объектах производства отходов.

> Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ по соглашению о субсидии № 14.607.21.0118 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI60715X0118)

УДК 662.61

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ОКИСЛЕНИЯ ЛЕТУЧИХ НА КИНЕТИКУ ВЫГОРАНИЯ ДРЕВЕСНОЙ ЧАСТИЦЫ

Донской И.Г., Шаманский В.А., Козлов А.Н.

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

Сжигание и газификация биомассы – это перспективные для энергетики процессы. Для их разработки и оптимизации необходимо развитие математических моделей, учитывающих всю совокупность основных физико-химических процессов, таких как сушка, пиролиз и выгорание огарка.

В большинстве работ, посвященных моделированию горения древесных частиц, принимаются упрощения, связанные с влиянием кинетики газофазных реакций на гетерогенные реакции обуглившегося топлива. Например, принимается, что кинетика газофазных реакций может быть описана небольшим числом кинетических уравнений для брутто-реакций с участием модельных веществ (метан или условный суррогатный компонент [1]), а реакционная способность огарка не зависит от предыстории его образования. При этом, однако, теряется информация о промежуточных химических реакциях, которые ответственны за воспламенение и образование структуры пламени вблизи поверхности частицы. Дело в том, что термическая деструкция макромолекул древесины протекает преимущественно по радикальному механизму и транспорт радикалов к поверхности частицы может иметь эстафетный характер. Активные частицы в приповерхностном слое способны активировать как участки твердой фазы пиролизованного топлива, инициируя образование активных реакционных центров, так и молекулы газовой среды в этой области [2, 3]. Влияние выхода летучих на скорость выгорания углеродного остатка органического топлива может иметь разнонаправленный характер. В литературе есть данные, как по торможению, так и по ускорению этого процесса при воздействии пиролитического разложения [4]. При этом тепловые, газодинамические и химические процессы зачастую рассматриваются в совокупности, как они и проявляют себя в топливных реакторах различных типов. В результате, как отмечено выше, вынужденное упрощение сложной многофакторной модели горения твердого топлива производится, как правило, в наименее

изученной области – химико-кинетическом блоке, где достоверная информация о детальном механизме взаимодействия частиц и его кинетических параметрах нередко отсутствует [5].

В настоящей работе проводится исследование условий воспламенения и развития процесса горения мелких древесных частиц с учетом детального механизма выделения и горения летучих. Данные по составу и кинетике выхода летучих получены с помощью комплекса термического анализа STA449C совмещенного с квадрупольным масс-спектрометром QMS403C. Детальный кинетический механизм химических превращений разработан на основе обратимых двухчастичных взаимодействий реакционных частиц и анализе полной кинетической схемы (графа), объединяющей как гомогенные, так и гетерогенные процессы.

Список литературы:

- Yu J., Zhang M., Zhang J. Experimental and numerical investigations on the interactions of volatile flame and char combustion of a coal particle // Proceedings of the Combustion Institute. - 2009.
 - V. 32. - P. 2037-2042.
- Impact of gas-phase chemistry on the composition of biomass pyrolysis products / A. Kozlov, D. Svishchev, I. Donskoy, V. Shamansky // Journal of Thermal Analysis and Calorimetry. -2015. - V. 122. - No. 3. - P. 1089-1098.
- Goshayeshi B., Sutherland J.C. A comparison of various models in predicting ignition delay in single-particle coal combustion // Combustion and Flame. - 2014. - V. 141. - P. 1900-1910.
- Kinetics of thermochemical conversion of Azeisky coal / A. Kozlov, D. Svishchev, I. Donskoy, A.V. Keiko // Proc. of the 15th International Congress on Thermal Analysis and Calorimetry (20-24 August 2012 in Kinki Univ., Higashi-Osaka, Japan).
- Resolved flow simulation of pulverized coal particle devolatilization and ignition in air- and O2/CO2-atmospheres / G.L. Tufano, O.T. Stein, A. Kronenburg, A. Frassoldati, T. Faraveli, L. Deng, A.M. Kempf, M. Vascellari // Fuel. - 2016. - V. 185. - P. 285-292.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00694) УДК 544.452

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ БОРОСОДЕРЖАЩИХ ТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ

Дубкова Я.А., Жуков А.С., Жарова И.К.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

Скорость горения наряду с теплотой сгорания, теплоемкостью и теплопроводностью является важнейшей характеристикой топлив. Скорость горения зависит от многих кинетических и диффузионных факторов, а также от внешних условий – давления, начальной температуры топливного элемента, перегрузок, напряженно-деформированного состояния и др.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования скорости горения высокоэнергетических материалов (ВЭМ) – боросодержащих порошковых смесей – в зависимости от внешних условий.

Эксперименты поставлены на образцах ВЭМ цилиндрической формы, изготовленных прессованием порошковых смесей. Исследованиям подвергались смесевые композиции, состоящие из порошков аморфного бора, титана и алюминия в разном массовом соотношении. Изображения исходных порошков, полученные с помощью растрово-эмиссионного микроскопа (РЭМ-изображения), приведены на рис. 1.



в Рис. 1. РЭМ-изображения исходных порошков: аморфный бор (а); титан марки ПТОМ (б); алюминий марки АСД (в).

Скорость горения в зависимости от внешних условий определялась при атмосферном давлении в воздушной среде и в среде инертного газа (аргон/азот) в диапазонах изменения давления (0,1 ÷ 6) МПа. Экспериментальные данные получены методом скоростной визуализации. Процесс горения визуализировался с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры. Затем полученные видеофайлы обрабатывались с применением специальных программ для обработки видеофайлов с разбивкой в покадровом режиме «TimeLapse». На рис. 2 приведены кадры видеосъемки для фиксированных моментов времени, демонстрирующие характерные стадии процесса горения ВЭМ (69 % Ti + 31 % B) + 2,5 масс. % Al в инертной среде.



t = 0,010 c



t = 0,055 c



Рис.2.Кадры видеосъемки процесса горения образца

Время t = 10 мс соответствует моменту воспламенения образца. На кадре в момент времени t = 55 мс приведено типичное изображение процесса горения ВЭМ. Потухание образца зафиксировано при t = 108 мс.

По результатам серий экспериментов для исследуемых композиций ВЭМ получено:

1. Значение скорости горения ВЭМ рассматриваемых составов изменялось в диапазоне (100 ÷ 120) мм/с.

2. Скорость горения образцов в инертной среде в рассматриваемом диапазоне давлений $(0,1 \div 6)$ МПа не зависит от давления.

3. Минимально необходимое количество порошка алюминия в исходной смеси, позволяющее достигать оптимального значения скорости горения, составляет 2,5 масс. %.

УДК 66.011/.021.3/.4

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКТОРА СИНТЕЗА ФИШЕРА-ТРОПША С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУХЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ

Ермолаев В.С.^{1,2}, Мордкович В.З.^{1,2}

¹ ФГБНУ «Технологический институт сверхтвёрдых и новых углеродных материалов», 142190, Россия, Москва, Троицк, ул. Центральная, 7а ² ООО ИНФРА, 125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11-3в

Трубные аппараты с неподвижным зернистым слоем катализатора широко используются в химической технологии получения жидких углеводородов методом Фишера-Тропша.

Тепловая напряженность и диффузионные осложнения, характерные для таких реакторов, приводят к тому, что интересы безопасности требуют совместного анализа тепловой устойчивости как реакционных труб, так и контура охлаждения.

В настоящей работе рассмотрено совместное двухфазное течение синтез-газа и продуктов синтеза, таких как вода и углеводороды, в неподвижном зернистом слое катализатора с одной стороны, а также паро-водяной смеси в контуре охлаждения реактора.

Смесь монооксида углерода и водорода (синтезгаз) поступает в аппарат сверху, в результате протекания химической реакции на катализаторе образуются газообразные и жидкие продукты.

Надёжность работы реактора синтеза зависит от условий протекания химического процесса, которые определяются характером течения двухфазной среды в неподвижном слое катализатора.

Для описания тепло-массообмена в трубном и межтрубном пространстве предложена одномерная математическая модель течения двухфазной среды. Модель основана на семействе математических моделей Baer-Nunziato.

Решение данной системы уравнений проводится с использованием HLLC решения задачи Римана, предложенное в работе [1].

Для замыкания данной модели используются известные соотношения, основанные на карте режимов течения двухфазной среды, полученной на основе механистической модели [2].

Для расчёта термодинамических свойств веществ используется уравнение состояния PC-SAFT [3], для воды в межтрубном пространстве используется фундаментальное уравнение состояния IAPWS-1995 [4]. Для расчёта переносных свойств использованы рекомендуемые полуэмпирические зависимости [5].

Для решения задачи Римана используется уравнение состояния в форме уравнения Грюнайзена, параметры которого определяются на основе указанных выше уравнений состояния.

Термодинамические параметры, необходимые для описания процессов межфазного тепло-массообмена, вычисляются по уравнениям состояния и аппроксимируются линейными интерполяционными функциями.

Совместное решение задачи тепло-массообмена в трубном и межтрубном пространствах позволяет прогнозировать потерю тепловой устойчивости реактора в процессе его выхода на стационарный режим эксплуатации.

В работе показаны различные сценарии потери тепловой устойчивости реактора, как внутри слоя катализатора, так и вне его при осуществлении смены режимных параметров, таких как давление воды в контуре охлаждения реактора, расход теплоносителя.

Проведено сопоставление сценариев потери тепловой устойчивости реактора с экспериментальными результатами, полученными в реакторах различного размера (длин от 2 до 6 метров, диаметров труб от 12 до 25 мм).

Проанализирована последовательность вывода реактора на рабочие параметры процесса, а также разработана оптимальная последовательность подъёма температуры в реакторе синтеза для обеспечения тепловой устойчивости процесса.

- Furfaro D., Saurel R. A simple HLLC-type Riemann solver for compressible non-equilibrium two-phase flows // Computer and fluids. 2015. V. 111. PP. 159-178.
- Petalas N., Aziz K. A mechanistic model for multiphase flow in pipes // Journal of Canadian petroleum technology. 2000. V. 39. PP. 43-55.
- Revised release on the IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use // International association for the properties of water and steam. 2016.
- Gross J., Sadowski G. Perturbed-chain SAFT: an equation of state based on a perturbation theory of chain molecules // Industrial engineering chemistry research. 2001. V. 40. PP. 1244-1260.
- 5. Poling B., Prausnitz J., O'Connell J. The properties of gases and liquids // McGraw-Hill. 2001.

УДК 533.6

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ РЕЖИМОВ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ НА КОРНЕВУЮ СИСТЕМУ ХВОЙНОГО ДЕРЕВА

Барановский Н.В., Заковряшин Д.А.

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

Лесные пожары являются одной из причин гибели древостоев [1]. Один из механизмов, приводящих к отпаду деревьев в лесных формациях, – тепловое воздействие от очага лесного пожара на корневую систему дерева. В общем случае в результате теплового воздействия деревья получают различные повреждения, которые проявляются в виде [1]:

- 1. ожогов ствола;
- 2. ожогов и перегорания корней;
- 3. ожогов кроны.

Воздействие пожара на древесные растения проявляется чаще всего в образовании термических повреждений.

Цель работы – численное моделирование процессов теплопереноса в слоистой структуре корня хвойного дерева при воздействии поражающих факторов лесного пожара. Следует отметить различия в строении корневой системы деревьев хвойных и лиственных пород. Глубина залегания корней вблизи хвойного дерева невелика (корневые ответвления проходят в самом верхнем слое почвы, порой выходя на поверхность).

Ниже приведен механизм процесса термического повреждения корневой системы. В результате разогрева материала корневое ответвление нагревается и термически разлагается с выделением газообразных горючих продуктов пиролиза. При определенных температурах происходит термическое поражение древесины в области воздействия лесного пожара (лучистый тепловой поток, конвективный набегающий поток).

Математически процесс нагрева древесины корня под тепловым воздействием описывается системой нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений теплопроводности в полярных координатах с соответствующими начальными и граничными условиями.

Ниже представлена геометрия области решения (см. рис. 1).



Рис. 1. Геометрия области решения для двумерной модели

Воздействие высоких температур отлично для разных пород даже одного вида голосеменных (хвойных) деревьев. Это зависит от различных характеристик: диаметр ствола и корневого ответвления хвойного дерева, глубина залегания корневой системы, наличие открытых участков, где ткани корня наиболее уязвимы, и возраст дерева. Характерно, что подрост хвойных деревьев более подвержен тепловому воздействию поражающих факторов лесного пожара. Выполнено численное исследование процессов теплопереноса в слоистой структуре корневого ответвления хвойного дерева при тепловом воздействии от фронта лесного пожара. Получены распределения температур в системе «воздух-лесной горючий материал-верхний слой почвы-глина-корень» для различных моментов времени. Заметим, что строение ствола хвойных и лиственных деревьев в прикорневой зоне различно. В структуре ствола хвойного дерева

можно выделить защитный корковый слой, узкую подкорковую зону, в которой происходит транспорт влаги, и смолистую сердцевину. В последствие это также будет учтено в математической модели. Кроме того, получены распределения объемных долей фаз сухого органического вещества и газовых компонент в приповерхностном слое корневого ответвления. Таким образом, разработаны основы физически обоснованной теории термических повреждений древостоя при воздействии излучения от лесных пожаров.

> Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента для ведущих научных школ № 7538.2016.8

Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Прогноз возникновения лесных пожаров и их экологических последствий. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2009. 301 С.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕГО ПРЕДЕЛА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ДЛЯ ЭТАНО-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

Замащиков В.В.¹, Золотарский И.А.², Соболев В.И.²

¹ Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 3 ² Институт катализа им. Г.К.Борескова 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 5

Согласно тепловой теории [1] причиной концентрационных пределов распространения пламени являются теплопотери. То есть предел имеет место, когда потери тепла в единицу времени из фронта горения превосходят тепловыделение в единицу времени. Концентрационные пределы зависят от начальной температуры и давления также, как от условий, при которых распространяется пламя. С практической точки зрения важно знать: какими свойствами исходной горючей смеси определяются пределы. Эти знания позволили бы по пределу, полученному при нормальных условиях, оценить значения предельной концентрации при повышенных температурах и давлениях. Инициирование горения в центре сосуда (вдалеке от его стенок) исключается контакт горячих продуктов со стенками, но концентрационные пределы в этом случае определяются не только радиационными теплопотерями. Приближение к пределам приводит к уменьшению нормальной скорости, вследствие чего, очаг пламени под действием архимедовой силы начинает вплывать. Это усложняет процесса массо -теплообмена. Цель настоящей работы – экспериментальное исследование гашения пламени, при разных начальных температурах и давлениях. Анализ полученных данных для выявления параметра, от которого зависит верхний предел.

Эксперименты проводились в замкнутом 10 литровом стальном сферическом сосуде. В качестве горючей смеси использовалась этано -кислородные смеси. Поджиг смеси осуществлялся в центре сосуда либо электрический искрой, либо импульсно нагреваемой нихромовой спиралью. Эволюцию во времени очага горения регистрировалась с помощью скоростной шлирен-фотографии, а изменение давления – индуктивным датчиком ДД -10. Температура сосуда могла изменяться от комнатной до 200С. Начальной давление изменялось от атмосферного до 20 атм.

С уменьшением нормальной скорости очаг пламени начинает всплывать к верхней части сосуда, а затем распространяется вниз. При дальнейшем приближении к пределу пламя распространяется сверху вниз на все меньшее расстояние. В конце концов очаг всплывает вверх и гаснет. Записи давления показали, что датчик регистрирует повышение давления, если пламя распространяется сверху вниз. Если очаг всплывает и гаснет, то повышение давления не регистрируется. Таким образом записи давления позволяют судить о приближении к пределу.

Эксперименты показали, что с ростом начальной температуры и давления значение верхнего концентрационного предела возрастает. Температурная зависимость была получена при начальном давлении 2 атм, ее в первом приближении можно считать линейной. Чувствительность предела к температуре составляет около 0,5 % (об) на 10 °C. Зависимость от давления – нелинейная. Верхний предел изменяется от 63% (об) при 1 атм до 84,2 % (об) при 20 атм. Сравнение с зависимостями предела от давления (для этано-воздушной смеси), полученными другими авторами, показало, что они схожи, но сдвинуты друг относительно друга. Это не удивительно, потому что условия, при которых определялись пределы отличаются. Для определения параметра от которого зависит верхний предел строились зависимости верхнего предела от адиабатической температуры пламени, разницы адиабатической температуры и начальной, разницы адиабатической температуры в четвертой степени и начальной в той же степени. Адиабатическая температура продуктов вычислялась при термодинамическом равновесии. Оказалось, что на верхнем пределе меньше всего изменяется адиабатическая температура при изменении начального давления. При изменении начальной температуры адиабатическая температура изменяется, но меньше, чем другие параметры. Однако оказалось, что даже небольшое изменение адиабатической температуры вызывает значительно изменение объемной доли топлива, вследствие чего критерий постоянства температуры пламени на верхнем пределе не всегда пригоден для оценки его значения.

Список литературы:

 Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович, Г.И. Баренблатт, В.Б. Либрович, Г.М. Махвиладзе; М.: Наука, 1980. 479 с. УДК 544.452

ГОРЕНИЕ СМЕСЕВЫХ КОМПОЗИЦИЙ С БИМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ГОРЮЧИМ ПРИ СУБАТМОСФЕРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Золоторёв Н.Н.¹, Маслов Е.А.^{1,2}

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27 ² Национальный исследовательский Томский политехнический университет 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Одним из основных направлений при создании газогенераторов и двигательных установок широкого назначения является поиск новых высокоэффективных энергетических материалов. Экспериментальные исследования процессов горения необходимы для понимания механизма горения, нахождения способов управления и регулирования этих процессов, возможность практического применения в различных областях. По мере развития техники все более широкое применение находят газогенераторы, работающие на смесевых композициях (СК), содержащих металлическое горючее. Известно, что применение металлического горючего значительно улучшает энергетические характеристики СК [1]. Одним из путей повышения энергетических характеристик СК является использование в их составе металлов в виде порошков с различной степенью измельчения. Сжигание металлов, входящих в состав топлива, является более сложной задачей, чем сжигание органических соединений.

Наибольшее распространение в энергетических установках получили алюминий, магний, бериллий, бор, цирконий и другие металлы.

Температура плавления окиси алюминия Al_2O_3 лежит в пределах (2010÷2050) °С, а температура кипения 2980 °С [2]. Температура кипения окиси алюминия, выше температуры кипения металла, металл испаряется и пары его, диффундируя через окисел, смешиваются с кислородом и сгорают.

Добавка бора в пиротехнические составы и топлива, облегчает их воспламенение, поэтому он находит широкое применение в воспламенительных составах, реже в безгазовых и твердых топливах. Применение бора сдерживается значительной агломерацией частиц при горении состава, низкой полнотой сгорания и невысокой температурой горения, что объясняется низкой температурой плавления образующейся на частицах бора плёнки оксида бора и значительными затратами тепла на его плавление и испарение [3]. Температура плавления оксида бора В₂О₃ составляет 450 °С. В связи с этим образующаяся на поверхности частицы оксидная пленка обладает защитными свойствами. В работе [4] отмечается, что согласно экспериментальным данным температура частиц бора в момент воспламенения находится между температурой плавления 2200 °С и температурой кипения бора 3658 °С.

Изучение конденсированных систем при субатмосферных давлениях имеет важное практическое значение. При понижении давления химические реакции идут медленнее, что способствует более яркому проявлению влияния соотношения компонентов, добавок на характеристики горения. Более точное представление о механизме горения СК необходимо при разработке новых рецептур высокоэнергетических материалов, а так же важно при поиске путей расширения области применения.

Основной функцией при расчете внутрибаллистических характеристик энергетических систем является зависимость скорости горения от давления.

В статье представлены результаты экспериментального исследования горения СК на основе перхлората аммония дисперсностью меньше 50 мкм, инертного горючего-связующего СКДМ–80 и металлического горючего алюминий/бор, при субатмосферных давлениях. Массовая доля смешанного металлического горючего составляла не более 15 %. Коэффициент избытка окислителя смесевой композиции α =0,5. Экспериментально был получен степенной закон скорости горения в диапазоне давлений (0,02÷0,07) МПа

Анализ результатов показал, что в исследованных смесевых композициях замена промышленного порошка алюминия микронных размеров АСД-6 на ультрадисперсный алюминий (Alex) с добавлением бора, при прочих равных условиях, приводит к тому, что в диапазоне давлений $p = (0,02\div0,07)$ МПа скорость горения образцов ПХА/СКДМ-80/Alex/В увеличивается в 1,4 раза, а показатель степени v в законе скорости горения снижается от 0,78 до 0,54. Механизм влияния ультрадисперсного алюминия на процесс горения СК определяется возможностью интенсивного окисления алюминия на поверхности горения или в непосредственной близости от нее.

Замена смешанного металлического горючего с добавлением бора в СК приводит к увеличению скорости горения, а так же сокращает время задержки воспламенения и повышает эффективность горения алюминия в СК.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-03-00630a

- Лемперт Д.Б., Ничипоренко Г.Н., Манелис Г.Б. Энергетические возможности высокоплотных смесевых твердых ракетных топлив, содержащих цирконий или его гибрид // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 1. С. 52-61.
- Гидроокиси металлов / Чалый В.П. Киев: Наукова думка, 1972.
- Энергетические конденсированные системы. Краткий энциклопедический словарь / Жуков Б.П. М.: Янус–К, 2000. 596 с.
- Горение порошкообразных металлов в активных средах / Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Фролов Ю.В. и др. М.: Наука, 1972. 294 с.
- Zolotorev N., Kuznetsov V., Maslov E. Dynamic regime of ignition of solid propellant // MATEC Web of Conferences 72. 01136. 2016.

УДК 614.841

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ СЛОЯ ЛГМ ГОРЯЩИМИ ЧАСТИЦАМИ, ОБРАЗОВАННЫМИ В ОЧАГЕ ПОЖАРА

Фильков А.И.¹, Матвиенко О.В.^{2,3}, Касымов Д.П.³, Данейко О.И.², Горбатов Д.А.³

 ¹ University of Melbourne, School of Ecosystem and Forest Sciences, Water St, Creswick, VIC, 3363, Australia
 ² Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003, Россия, г. Томск, пл. Соляная, 2

³ Томский государственный университет,

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Известно, что в реальных условиях распространение природных пожаров осуществляется за счет различных механизмов. В ряде случаев определяющую роль зажигания лесных горючих материалов (ЛГМ) и распространения пожаров играют тлеющие частицы, которые переносятся конвективной колонкой фронта пожара и ветром [1], что приводит к образованию новых очагов. В результате проведения натурных экспериментов в сосновом лесу установлено [2], что в качестве тлеющих частиц при прохождении фронта пожара выступает кора деревьев, а также ветки.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование условий воспламенения слоя ЛГМ тлеющими частицами, формирующимися во фронте низового лесного пожара и переносимыми конвективным потоком.

Постановка задачи. Рассматривалось зажигание и горение ЛГМ горящими частицами, в предположении, что слой ЛГМ представляет собой многофазную реакционноспособную пористую сплошную среду, состоящую из сухого органического вещества и газовой фазы. Также считалось, что горючие компоненты, входящие в состав летучих продуктов пиролиза, можно моделировать одним эффективным горючим газом с реакционными свойствами монооксида углерода. Характерной особенностью представленной в настоящей работе модели является учет теплообмена между слоем ЛГМ и газовой фазой. Также особенностью модели является учет процесса испарения влаги, связанной со слоем ЛГМ, а также диффузионного распространения паров воды в зоне пиролиза.

Методика проведения эксперимента. Для тестирования и верификации математической модели была проведена серия экспериментов по определению времени зажигания напочвенного покрова одиночной тлеющей частицей. Описание установки, а также схема проведения эксперимента приведены в [3].

В качестве тлеющих частиц во всех опытах использовалась кора сосны с характерными линейными размерами 15; 20; 30 мм и толщиной 4÷5 мм, а также веточки сосны, диаметром 2÷4, 4÷6, 6÷8 мм и длиной 10; 20; 40; 60 мм. Напочвенный покров представлял собой слой опада хвои сосны.

В эксперименте рассматривалось воздействие одиночной частицы на напочвенный покров при различных условиях (размер частицы, скорость воздушного потока, плотность напочвенного покрова). Для каждого эксперимента проводилось не менее трех повторений. Если хотя бы в одном из трех случаев происходило воспламенение, считалось, что напочвенный покров воспламеняется.

Основные выводы. Результаты теоретических расчетов показали, что существенную роль в развитии процесса воспламенения играет длина тлеющей частицы. Если характерный размер частицы, который можно определить как отношение ее объема к площади поверхности, соприкасающейся со слоем ЛГМ, меньше некоторой характерной величины, то режим зажигания с резким максимумом температуры возле границы раздела фаз не реализуется. Это объясняется тем, что количество теплоты, отводимое через внешнюю холодную стенку, превосходит тепло, поступившее от горячего газа и выделившееся в результате химической реакции.

В ходе экспериментов анализировалось влияние характеристик тлеющих частиц и скорости воздушного потока на время воспламенения напочвенного покрова. Следует отметить, что независимо от размеров горящих частиц коры сосны, плотности напочвенного покрова, а также скорости воздушного потока, зажигания не наблюдалось. В отличие от коры сосны, влияние одиночных образцов веточек сосны при определенных параметрах эксперимента приводило к воспламенению напочвенного покрова во всем диапазоне плотностей (60÷105 кг/м³) при воздействии воздушного потока со скоростью $\geq 2m/c$.

Результаты сравнения расчётных и экспериментальных времен зажигания напочвенного покрова одиночной веточкой сосны в зависимости от ее размера, диаметра, а также скорости воздушного потока показали, что разработанная физико-математическая модель позволяет рассчитывать времена зажигания с удовлетворительной точностью.

- Albini, F.A. 1979. Spot fire distance from burning trees- a predictive model. Gen. Tech. Rep. INT-56, USDA Forest Service, Ogden, Utah.73p.
- Filkov, A., Prohanov, S., Mueller, E., Kasymov, D., Martynov, P., El Houssami, M., Thomas, J.C., Skowronski, N.S., Butler, B., Gallagher, M., Clark, K.L., Mell, W., Kremens, R., Hadden, R. and A Simeoni. Investigation of firebrand production during prescribed fires conducted in a pine forest, Proceedings of the Combustion Institute (2016), http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2016. 06.125.
- Alexander Filkov, Denis Kasymov, Vladislav Zima and Oleg Matvienko Experimental investigation of surface litter ignition by bark firebrands // AIP Conference Proceedings 1698, 060004 (2016); DOI: 10.1063/1.4937859.

УДК 544.452

ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ ГИБРИДНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Золоторёв Н.Н., Коноваленко А.И., Кузнецов В.Т.

Национальный исследовательский Томский государственный университет 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

Экспериментальное исследование взаимодействия горячей газовой струи с образцами высокоэнергетических материалов актуально как для проектирования перспективных реактивных двигателей, так и для опытной проверки существующих теоретических моделей и расчетных данных, выполненных на их основе. При этом в процессе эксперимента важно контролировать не только термодинамические и газодинамические параметры процесса (температуру, давление, расход газа), но и баллистические (развиваемую двигателем тягу) [1]. Описание такого экспериментального стенда представлено в настоящей работе.

Стенд состоит из блока подготовки газовой смеси и измерительного блока, выполненного в виде модельного двигателя, установленного на тягоизмерительном стенде. В качестве рабочего газа в установке использовался воздух. Нагрев газа осуществлялся в лабиринтной печи при помощи индукционного нагревателя мощностью 40 кВА (температура нагрева печи до 900 К). Параметры газа на выходе блока подготовки газовой смеси (в форкамере) составляли: давление до 0,3 МПа, температура до 550 К, расход (5÷30 г/с).

Исследуемый образец в виде цилиндрической шашки с размерами 30/10-40 мм размещался в текстолитовом контейнере в передней части модельного двигателя соосно с каналом диаметром 10 мм подачи газовой смеси. Двигатель жестко крепился в маятниковой подвеске тягоизмерительного стенда и передней крышкой опирался на датчик измерения силы. Использование шарикоподшипников в узле крепления подвески рычага маятника, малые его перемещения (<0,15 мм) и предварительное нагружение датчика отклонением маятника от положения равновесия, обеспечивали достоверное измерение осевой составляющей тяги двигателя. Оба блока стенда соединялись при помощи гибкого металлического трубопровода сильфонного типа, допускавшего свободное качание маятника.

Подача газа осуществлялась от баллона со сжатым газом через редуктор и электропневмоклапан АЭМ-021 с рабочим давлением до 4 МПа. Расход воздуха измерялся по перепаду давления на калиброванной диафрагме, установленной в проходном тракте подачи воздуха. Давление на стенде измерялось с помощью датчиков типа ЛХ-412 и MBS-3000, температура измерялась термопарами ВР 5/20 с диаметром электродов 0,35 мм, тяга измерялась датчиками силы ДСТ 1909 или MLB20. Расход газа измерялся по перепаду давления на калиброванной диафрагме. Использование критического режима истечения газа обеспечивает его постоянный расход во время эксперимента. Сигналы от датчиков поступали на цифровые усилители AT1-8 и S7-1200 и регистрировались на персональном компьютере.

Для определения временных параметров воспламенения исследуемого образца ВЭМ применялся оптический регистратор, позволяющий измерять время воспламенения образца по изменению яркости свечения пламени на выходе сопла модельного двигателя. Остронаправленная оптическая система линз регистратора обеспечивала точное наведение оптической оси регистратора на светящийся объект. В качестве чувствительного элемента в регистраторе использовался фотодиод ФД-К-155.

Для получения газовых потоков с температурой выше 550 К в установке использовался твердотопливный газогенератор. Газогенератор вместе с камерой смешения для подачи воздуха устанавливался перед форкамерой и обеспечивал подачу газовой смеси с заданной температурой и содержанием кислорода. Для равномерного перемешивания продуктов горения газогенератора с воздухом на входе и выходе камеры смешения устанавливались рассеивающие диафрагмы. Критические режимы истечения продуктов горения газогенератора и воздуха в камеру смешения исключали их взаимное влияние на расходные характеристики. В качестве топлива для газогенератора использовалась шашка торцевого горения пороха «Н», температура продуктов горения которой равна 2368 К. Расход газа из газогенератора составлял (20÷80) г/с в зависимости от давления в камере сгорания.

Средняя скорость горения исследуемых образцов высокоэнергетических материалов определялась по результатам обмеров несгоревших остатков и времени горения, определяемого с помощью оптического регистратора и из баллистических измерений температуры и давления в камере модельного двигателя.

Приведены принципиальные схемы лабораторного стенда для режимов работы с индукционным подогревом воздуха и с использованием твердотопливного газогенератора в качестве источника горячего газа, а также типичные осциллограммы процессов.

Список литературы:

 Исследование и стендовая отработка ракетных двигателей на твердом топливе / Волков В.Т., Ягодников Д.А., М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. 296 с.

УДК 62-643; 544.332.3; 662.613 ГОРЕНИЕ НЕКОНДИЦИОННЫХ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ С ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ Ануфриев И.С.¹, Арсентьев С.С.^{1,2}, Вигриянов М.С.¹, Копьев Е.П.¹, Шарыпов О.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

В предшествующих работах авторов [1, 2] на примере сжигания дизельного топлива в автономных горелочных устройствах были исследованы основные характеристики горения жидких углеводородов с подачей струи перегретого водяного пара. Показано, что в режиме с паровой газификацией обеспечиваются высокие интенсивность и полнота сгорания топлива, существенно улучшаются экологические показатели.

В развитие этих исследований, в данной работе на примере отработанного картерного машинного масла экспериментально изучается процесс горения некондиционных жидких углеводородов с принудительной регулируемой подачей струи перегретого водяного пара в зону горения. Основной целью исследования является изучение влияния режимных параметров (расхода и температуры водяного пара) на характеристики горения.

Исследования выполнялись на огневом стенде (рис. 1), оснащенном новым прямоточным горелочным устройством испарительного типа (до 10 кВт), электрическим парогенератором (средняя потребляемая мощность 1,5 кВт), плунжерным дозирующим насосом (расход до 1,6 л/ч), автоматизированной системой управления парогенератором, системой подогрева и подачи топлива, электронными весами - для контроля расхода воды и топлива, а также необходимыми контрольно-измерительными приборами. Основными элементами новой горелки являются: цилиндрический корпус, топочная камера, паровая форсунка и камера газогенерации. В топочной камере имеются отверстия для притока воздуха из атмосферы. Поскольку горелка испарительная, то для устойчивого воспламенения высоковязких топлив необходимо обеспечить их предварительный подогрев. Для этого используется система подогрева топлива (до 100°С) на основе ТЭНов. Топливо в топочную камеру подается через топливопровод. Стабильный расход топлива задается топливной форсункой и насосом и контролируется при помощи электронных весов. Паровая форсунка установлена соосно над топочной камерой у основания камеры газогенерации и ориентирована вертикально (выходной диаметр 0,5 мм). Паровая форсунка соединена с внешним парогенератором. Лабораторный электрический парогенератор позволяет получать перегретый водяной пар в диапазоне температуры 100÷550°С и расхода 0,25 ÷1,5 кг/ч (давление до 10 атм). Схема процесса сжигания, аналогична автономной горелке [2]. Химический состав используемого топлива: массовая доля углерода 84,25 %, водорода 13,48 %, кислорода 1,55 %, азота 0,73 %.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – парогенератор; 2 – тепловые электрические нагреватели (ТЭН); 3 – датчики температуры; 4 – питание ТЭНов; 5 – подача воды; 6 – горелочное устройство; 7 – топочная камера; 8 – паровая форсунка; 9 – камера газогенерации; 10 – топливоприемник.

При постоянном расходе топлива 0,75 кг/ч варьировался расход перегретого водяного пара в диапазоне 0,25-1,0 кг/ч при постоянной температуре пара 250°С (при давлении 1,5-7,0 атм). С помощью термопар получены профили температуры во внешнем факеле вдоль вертикальной оси горелки. Почти во всех режимах максимальная температура в факеле достигает 1400°С (продольный размер светящейся зоны 0,1-0.27 м). Измерение тепловой мошности при сжигании картерного масла в исследуемых режимах осуществлялось с помощью проточного калориметра [2]. По результатам измерений получено значение удельного тепловыделения до 45 МДж/кг при мощности горелки 8,5 кВт. Для контроля состава газообразных продуктов горения (O2, CO, NO, NO2, SO2, CO2) использовался газоанализатор TESTO 350. Забор проб охлажденных до комнатной температуры продуктов реакции осуществлялся на выходе калориметра [2]. Для всех исследуемых режимов измеренное содержание токсичных компонентов CO и NO_x в уходящих газах ниже уровня предельно допустимых концентраций и для СО не превышают 120 ррт. Найдены значения расходов пара и топлива, при которых одновременно достигается минимальное содержание CO и NO_x и максимальный удельный тепловой эффект.

Список литературы:

- Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т.21. № 3. С.411–414.
- Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики процесса сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // Физика горения и взрыва. 2016. Т.52. № 3.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01437)

УДК 544.452.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ВЭМ, СОДЕРЖАЩИХ AL, B, ALB₂, TIB₂

Коротких А.Г.^{1, 2}, Архипов В.А.², Слюсарский К.В.¹, Сорокин И.В.¹

¹ Энергетический институт, Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30 ² НИИ прикладной математики и механики, Томский государственный университет,

634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Бор имеет высокую теплоту сгорания и низкую молярную массу, а также максимальную среди элементов периодической таблицы объемную плотность тепловыделения при горении [1], что делает его одним из наиболее перспективных горючих для применения в смесевых твердых топливах [2]. Однако широкому его применению препятствует высокие температуры зажигания и относительно низкая скорость горения [2]. Для устранения негативного воздействия указанных факторов используют оболочки различных видов (для эффективного устранения оксидной пленки, затрудняющей доступ окислителя к бору [3]) или биметаллические композиции [4]. В качестве добавок металлов возможно использование порошков Al, Mg, Ti, Fe, или их соединений AlB₂, TiB₂.

В работе представлены результаты экспериментального исследования процесса лазерного зажигания высокоэнергетических материалов (ВЭМ) на основе перхлората и нитрата аммония, содержаших алюминий, бор и борсодержащие элементы.

В исследовании использовали четыре смесевых состава ВЭМ. Первый – базовый состав ВЭМ, содержащий перхлорат аммония (ПХА) (фракции 160– 315 мкм), нитрат аммония (НА) (фракции менее 50 мкм), активное горючее-связующее МПВТ-АСП, и металлическое горючее – микроразмерный порошок алюминия АСД-4. В оставшихся трех смесевых составах ВЭМ порошок алюминия полностью замещался на порошки аморфного бора, диборода алюминия AlB₂ и диборида титана TiB₂.

Зажигание ВЭМ осуществлялось с использованием установки лучистого нагрева на основе CO₂лазера непрерывного действия с длиной волны излучения 10,6 мкм и максимальной мощности 200 Вт (рис. 1). Перед опытом образцы ВЭМ нарезались на таблетки высотой 5 мм. При этом торцевая поверхность образцов визуально контролировалась на отсутствие пор, углублений и трещин.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки на основе CO₂-лазера: 1 – CO₂-лазер; 2 – полупрозрачное зеркало; 3 – измеритель мощности излучения; 4 – затвор; 5 – линза; 6 – образец ВЭМ; 7 – фотодиоды; 8 – держатель образца; 9 – АЦП; 10 – ПК; 11 – тепловизионная камера

Момент зажигания образца ВЭМ определялся по сигналу фотодиода при появлении пламени. Зависимость времени задержки зажигания ВЭМ от плотности теплового потока представлена на рис. 2.



Рис.2 Времена задержки зажигания образцов ВЭМ, содержащих порошки металлов, в зависимости от плотно-

сти теплового потока излучения: $ACД-4 - t_{ig} = 9,90 \cdot 10^5 \cdot q^{-1,75}; B - t_{ig} = 2,02 \cdot 10^5 \cdot q^{-1,61}; AlB_2 - t_{ig} = 7,39 \cdot 10^5 \cdot q^{-1,83}, TiB_2 - t_{ig} = 4,71 \cdot 10^5 \cdot q^{-1,62}$

Полная замена микронного порошка алюминия АСД-4 на порошок аморфного бора в образце ВЭМ приводит к уменьшению времени задержки зажигания в 2,1–2,7 раза в диапазоне плотности теплового потока излучения 90–200 Вт/см2. Замена бора на AIB2 в составе ВЭМ уменьшает времена задержки зажигания в 1,7–2,4 раза. При этом время задержки зажигания ВЭМ, содержащего ТіВ2, в 0,9–1,3 раза меньше по сравнению с базовым составом ВЭМ, содержащим АСД-4. Отметим, что все исследуемые образцы ВЭМ зажигались и горели в указанных условиях за исключением состава ВЭМ, содержащего ТіВ2. При закрытии затвора и отсечки лазерного излучения состав затухал и не поддерживал самоподдерживающий режим горения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-03-00630а.

- Gany A., Timnat M.Y. Advantages and drawbacks of boronfueled propulsion // Acta Astronautica. 1993. V.29. No. 3. P.181-187.
- Chintersingh K-L., Nguyen Q., Schoenitz M., Dreizin E.L. Combustion of boron particles in products of an air–acetylene flame // Combustion and Flame. 2016. V. 172. P.194-205.
- Liang D., Liu J., Chen B., Zhou J., Cen K. Improvement in energy release properties of boron-based propellant by oxidant coating // Thermochimica Acta. 2016. V. 638. P. 58-68.
- Korotkikh A.G., Glotov O.G., Arkhipov V.A., Kiskin A.B., Zarko V.E., Effect of iron and boron ultrafine powders on combustion of aluminized solid propellants // Combustion and Flame. 2017. V. 178. P. 195-204.

УДК 662.76

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДВУХСТАДИЙНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА С КОМБИНИРОВАННОЙ ПРОТИВОТОЧНО-ПРЯМОТОЧНОЙ СХЕМОЙ

Кузнецов В.А.¹, Чернецкий М.Ю.², Рыжков А.Ф.³

 ¹ Сибирский федеральный университет, 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79
 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ³ Уральский федеральный университет, 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Газификация угольного топлива является одним из самых перспективных направлений переработки угля. Анализ рынка газификационных технологий показывает, что наиболее востребованными являются поточные газификаторы, их доля составляет около 80% [1]. Поточные технологии могут организоваться на основе одностадийной подачи окислителя и топлива, так и с использованием двухстадийной подачи.

Анализ используемых в новых разработках газификаторов технических решений с точки зрения эффективности и экономичности их применения в твердотопливных ПГУ с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ) показал, что использование двухстадийного принципа организации процесса конверсии топлива является одним из перспективных направлений модернизации технологии. По данным [2] переход от одностадийного процесса в поточном газификаторе к двухстадийному, даже без оптимизации состава синтез-газа может давать увеличение КПД ПГУ-ВЦГ почти на 1%.

Разработка двухстадийных газификаторов с сухой топливоподачей идет по двум схемам: прямоточного типа с восходящим потоком и с комбинированной противоточно-прямоточной схемой. Разработанный в рамках Японского проекта «Coal Energy Application for Gas, Liquid and Electricity» (EAGLE) [3] двухстадийный газификатор типа EAGLE является одним из оригинальных решений с комбинированной противоточно-прямоточной схемой.

В данной работе, на основе численных исследований, с использованием в качестве топлива Кузнецкого угля, рассматривается влияния ряда режимных параметров газификатора EAGLE (рис. 1), на тепло – массообменные параметры в камере газификации и эффективность процесса газификации.



Рис. 1. Газификатор EAGLE

Предполагаемый расход угля составляет 1700 т/день. Расход воздуха для газификации был выбран исходя из предельного избытка воздуха 0,32. Подачи пыли осуществлялась с высокой концентрацией под давлением. Для транспортировки пыли использовался азот. Дутье нижнего яруса горелок было обогащено кислородом ($O_2=25\%$, об.) за счет транспортировки угля в виде ПВК азотом. В верхней ярус горелок вместе с воздухом подается пар из расхода 0,137 кг пара/кг угля. Расход угля на нижней ярус горелок составил 25% от общего количества угольного топлива подаваемого в камеру. Температура воздуха в нижней ярус составляла 830 °С, температура паровоздушной смеси в верхней ярус 900 °С.

Для расчетов была выбрана математическая модель, которая включала в себя: описание движения несущей фазы на основе RANS подхода с двухпараметрической моделью турбулентности k-є, перенос излучения на основе дискретно-ординатного метода, горение в газовой фазе на основе модели «обрыва вихря», движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение угольной частицы включало в себя выход остаточной влаги, выход летучих и горение коксового остатка.

из камеры при изменении количества подаваемого пара					
Пар, кг. па-	Химический	СО+H ₂ +СН ₄ , об %			
ра/кг. угля	КПД, %				
0,5	87	20,73 +20+0,9			
0,268	86	25,7 +19,3 +1,4			
0,137	86	28,5 +16,6 +2,3			
0,089	85	29,8+16+2,3			
0,045	85	31,1+14,6+2,65			
0	83	31,5+13,8+2,8			

Таблица 1. Состав генераторного газа на выходе

По результатам работы, сделаны выводы о перспективности двухстадийного газификатора типа EAGLE применительно к кузнецкому углю. За счет использования предварительного нагрева окислителя и добавления присадки водяного пара можно увеличить химический КПД газогенератора до 87 %.

Исследования выполнены в УрФУ (Чернецкий М.Ю., Кузнецов В.А., Рыжков А.Ф.) за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

- A reference Higman C. State of the Gasification Industry –the Updated Worldwide //International Pittsburgh Coal Conference Beijing, CHINA, September 16 – 19, 2013.
- 2. Higman C., Burgt M. Gasification. Elsevier Science. 2008. 435 p.
- Kiso F, Akiyama T, Morihara A, Takahashi K, Kida E, Iritani J, et al. EAGLE project for IGFC in Japan. 25th International conference on coal utilization & fuel systems; March 7-10, 2000. Clearwater, FL, USA.

УДК 532.525.2

УСТОЙЧИВОСТЬ ДОЗВУКОВЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ДИФФУЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ

Литвиненко Ю.А.

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

В работе представлен обзор экспериментальных исследований структуры и характеристик развития дозвуковых круглых и плоских макро- и микроструй. Представлены результаты по диффузионному горению пропана при наличии неустойчивости течения, генерируемой акустическим способом. Показано, что для макроструй, с диаметром сопла ~5мм и более при числах Re ~ 5000, сценарий развития струйного течения будет зависеть от начальных условий (формы профиля скорости на выходе из сопла). Для развития струи существует два предельных случая - это Побразный профиль скорости и параболический. Побразный профиль скорости способствует развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и генерации осесимметричных кольцевых периодических вихрей. Дальнейшее развитие струи связано с локальным разрушением вихревых колец, появлением вторичных возмущений и т.д (см. рис. 1, а). В случае со струей с параболическим профилем на выходе из сопла, будет наблюдаться дальнобойная струя с протяженным ламинарным участком, при этом не восприимчивая к внешним акустическим воздействиям (см. рис. 1, б). При уменьшении характерных размеров и переходе к микроструям (диаметр сопел тысячи, сотни микрон, числа Re ~100) Воздействие поперечного акустического поля на микрострую оказывается значительно более сильным, чем на макрострую. Если воздействие акустики на макрострую приводит лишь к изменению периодичности вихреобразования и ускорению ее турбулизации, то воздействие поперечного акустического поля на микрострую вызывает как изменение ее структуры (из круглой она становится плоской), так и приводит к раздвоению микроструи и



Рис. 1. Дымовая визуализация струйного течения при акустическом воздействии круглая макроструя с (а) П-образным профилем скорости, (б) параболическим профилем скорости



Рис. 2. Дымовая визуализация струйного течения при акустическом воздействии круглая микроструя с П-образным профилем скорости

развитию двух струй под некоторым углом, с образованием вторичной высокочастотной неустойчивости на каждой из них (см. рис. 2).

Дальнейшие исследования показали особенности процесса диффузионного горения пропана для данных струй. Так, например, было обнаружено что диффузионное горение пропана при воздействии внешнего акустического поля, истекающего из микросопла происходит в виде двух разделившихся факелов. Данный факт свидетельствует о том, что мощное восходящее конвективное течение не подавило неустойчивость синусоидального типа, возникшую на срезе сопла, и к моменту начала фронта пламени имеющую значительную амплитуду поперечных колебаний (см. рис. 3)



Рис. 3. Процесс раздвоения пламени круглой микроструи (d = 500мкм) при диффузионном горении пропана (слева – пламя струи без акустического воздействия, справа – фото пламени при акустическом воздействии, $f = 5-7,5 \ \kappa \Gamma \mu$), $U_0 = 12,5 \ m/cek$

Следует отметить что для развития данного режима горения необходимо создать область роста возмущений в близи среза сопла, т.е. реализовать поднятый факел. В случае когда горение осуществляется непосредственно от сопла, воздействие внешнего акустического поля не способно привести к раздвоению микроструи.

> Работа выполнена при поддержке грант РФФИ 16-08-00425

- Устойчивость дозвуковых струйных течений и горение / Г.Р. Грек, В.В. Козлов, Ю.А. Литвиненко; Учебное пособие: Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2013. 239 С., ISBN 978-5-4437-0062-5
- Visualization of Conventional and Combusting Subsonic Jet Instabilities / Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A., Dordrecht: Springer International Publishing, 2016. –P. 126.

УДК 531/534

ИССЛЕДОВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕРМОГРАФИИ СВЯЗИ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАМЕНИ С МАСШТАБАМИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Лобода Е.Л.¹, Матвиенко О.В.^{1,2}, Агафонцев М.В.¹, Рейно В.В.³

 ¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36
 ² Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2
 ¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634055, Россия, Томск, пл. акад. Зуева, 1

Горение с диффузионным притоком окислителя достаточно распространено и встречается как в технологических устройствах, так и при природных пожарах. Оно, как правило, реализуется при турбулентном течении продуктов горения в пламени [1]. Турбулентность проявляется в виде переноса газообразных продуктов горения с различными скоростями, которые складываются из осредненной и пульсационной составляющей. Турбулентное горение является нестационарным процессом перемешивания газообразных продуктов горения со свежей смесью, которая воспламеняется вследствие роста температуры. Этот нестационарный процесс приводит к искривлению формы пламени, что приводит к увеличению площади ее поверхности и скорости сгорания.

В условиях турбулентности масштаб турбулентных пульсаций и интенсивность перемешивания существенно влияют как на форму пламени, скорость сгорания, так и на термодинамические параметры процесса, полноту сгорания и эффективность. Масштаб турбулентности и величины пульсации параметров существенно влияют на механизм горения в турбулентных потоках [2].

Несмотря на многочисленные исследования [3-6], проблема описания турбулентного горения остается одной из самых сложных проблем. Многие стороны этой проблемы не только не исследованы теоретически и экспериментально, но и не достигли уровня конкретизации, который позволил бы с уверенностью говорить о завершении этапа постановки задачи. Ответы на многие вопросы, связанные с исследованием горения в турбулентных пламёнах может дать бесконтактное экспериментальное исследование структуры турбулентного пламени, причем не только исследование гидродинамических параметров (PIV и PLIF), но и исследование термодинамических параметров пламени с применением термографии.

Термография позволяет отказаться от применения значительного числа термопар, вносящих возмущение в поток продуктов горения и вызывающих дополнительный отвод тепла из зоны реакции. Развитие методов термографии дает достаточно обнадеживающие результаты для получения достоверных температур в пламени. Благодаря этому возможна визуализация температурных неоднородностей [7, 8].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований горения некоторых видов жидких (спирт, бензин, керосин, дизельное топливо) и твердых топлив (древесина сосны, березы, кедра и др. растительные горючие материалы), полученные с применением методов термографии в узких спектральных интервалах среднего ИК-диапазона. При помощи скоростной съемки инфракрасных изображений показаны цикличные процессы в пламени, которые являются причиной пульсаций температуры. Показана связь этих пульсаций с режимом течения в пламени и масштабами турбулентности в нем. Оценка масштабов производилась двумя способами: прямым измерением на термограммах и при помощи упрощенной математической модели, позволяющей производить оценку масштабов турбулентности по характерным частотам в спектре изменения температуры в пламени.

В результате сравнения различных способов оценки масштабов турбулентности в пламени получено удовлетворительное согласование результатов. Дополнительно было проведено сопоставление экспериментальных данных с результатами математического моделирования горения дизельного топлива с оценками экспериментальных и теоретических расчетов масштабов турбулентных вихрей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-01-00513_а и комплексная программа фундаментальных научных исследований Сибирского отделения РАН № 11.2 "Интеграция и развитие" № 0368-2015-0013.

- 1. Lewis, B. and G. Elbe, Combustion, Flames and Explosions of Gases. 3 ed. 1987: Academic Press.
- Warnatz J. Combustion / J. Warnatz, U. Maas, R.W. Dibble. Berlin: Springer, 1999. – 300 p.
- Gran, I. R., Ertesvåg, I. S. and Magnussen, B. F. Influence of Turbulence Modeling on Predictions of Turbulent Combustion // AIAA Journal, 1996, Vol. 35, No 1, p. 106.
- Lilleheie, N. I., Byggstøyl and Magnussen, B. F. Numerical Calculations of Turbulent Diffusion Flames with Full Chemical Kinetics // Task Leaders Meeting, IEA, Amalfi, Italy, 1988.
- Bray, K.N.C., Champion, M., Libby, P.A. & N., Swaminathan 2006 Finite rate chemistry and presumed pdf models for premixed turbulent combustion // Combustion and Flame 146, pp. 665–673.
- Arkhipov V.A., Egorov A.G., Ivanin S.V., Maslov E.A., Matvienko O.V. Numerical simulation of aerodynamics and combustion of a gas mixture in a channel with sudden expansion // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2010. T. 46. № 6. P. 647-655.
- Loboda E.L., Reyno V.V., Vavilov V.P. The Use of Infrared Thermography to Study the Optical Characteristics of Flames from Burning Vegetation // Infrared Physics and Technology 67 (2014). P. 566-573.
- C. Qian and K. Saito. Measurements of Pool-Fire Temperature Using IR Technique // Combustion Institute/Central and Western States (USA) and Combustion Institute/Mexican National Section and American Flame Research Committee. Combustion Fundamentals and Applications. Joint Technical Meeting. Proceedings. April 23-26, 1995, San Antonio, TX, Gore, J. P., Editor(s), P. 81-86.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ МОНОДИСПЕРСНОЙ ВЗВЕСИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет, 634041, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

В работе решена задача об искровом зажигании взвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси. Целью исследования является численное определение зависимости минимальной энергии зажигания угле-метано-воздушной смеси (УМВС) от объемного содержания метана.

Предполагается, что по объему равномерно распределена монодисперсная взвесь угольной пыли с массовой концентрацией *m*_{dust} и метано-воздушная смесь с объемной концентрацией метана а_{СН4}. Нитевидный мгновенный источник зажигания расположен в центре. Правая граница расчетной области полагалась бесконечно удаленной от источника зажигания. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры. В смеси протекают две параллельные реакции - экзотермическая химическая реакция в газе и гетерогенная реакция на поверхности частиц. Скорость реакции в газе описывается кинетикой второго порядка (первого порядка по метану и первого порядка по кислороду). Константа скорости химической реакции в газе зависит от температуры по закону Аррениуса. Скорость гетерогенной химической реакции на частицах лимитируется коэффициентом массоотдачи В. Учитывается межфазное взаимодействие между частицами и газом. Потерями тепла на электроды пренебрегается.

Математическая модель основана на двухфазной двухскоростной модели реагирующей газодисперсной среды и состоит из уравнений энергии и сохранения импульса для газа и частиц; баланса массы кислорода, метана и частиц; неразрывности и состояния для газа; изменения счетной концентрации и радиуса частиц.

Задача решалась численно с использованием метода С. К. Годунова. Слагаемые в правых частях уравнений, описывающие процессы переноса за счет механизмов теплопроводности и диффузии, аппроксимировались явно на трехточечном шаблоне. Расчет уравнений, описывающих параметры конденсированной фазы, выполнен аналогично [1], использована схема распада в среде, лишенной собственного давления. Шаг по пространству в области источника зажигания (до координаты $r = 10^{-3} M$) задавался равным $\Delta h_{const} = 10^{-6} \, M$. После координаты $r = 10^{-3} \, M$ шаг по пространству увеличивался в направлении правой границы по правилу $\Delta h_{i+1} = 1.005 \cdot \Delta h_i$. Величина схемной диффузии при выбранном шаге Δh была много меньше коэффициента диффузии D. Шаг по времени определялся из условия устойчивости Куранта. Проверка программы на достоверность расчета осуществлялась из расчета адиабатической температуры горения и проверки балансных соотношений. Погрешность расчета составила 0,03 %.

Решение задачи об искровом зажигании взвеси

угольной пыли в метано-воздушной смеси выполнено при теплофизических и кинетических параметрах угольной пыли [2]. В расчетах энергия искрового зажигания определялась в размерности $\mathcal{Д}$ ж/м, для нахождения энергии искрового зажигания, выраженной в $\mathcal{Д}$ ж нужно учесть межэлектродное расстояние, составляющее по данным [3] $4 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3}$ м.

Зависимость минимальной энергии искрового зажигания УМВС от объемного содержания метана в смеси для частиц радиуса $r_k = 5 \cdot 10^{-7} \, m$ в размерности Дж/м представлена на рис. 1а. Минимальная энергия искрового зажигания для межэлектродного расстояния $4 \cdot 10^{-3} \, m$ представлена на рис. 1b.



Кривая на рис. 1b качественно согласуется с результатами [3]. Неполное численное совпадение результатов объясняется отсутствием данных о дисперсности угольной пыли в [3]. Основной вывод, следуемый из результатов расчета, соответствует [3]: с увеличением объемного содержания метана в смеси значительно уменьшается минимальная энергия искрового зажигания УМВС. Особенно хорошо это видно на примере сравнения минимальной энергии зажигания аэровзвеси угольной пыли без метана и взвеси угольной пыли в 1 % метано-воздушной смеси. Величина минимальной энергии зажигания уменьшается в 5 раз.

> Работа поддержана РФФИ (грант 16-33-60091 мол_а_дк).

- 1. Крайко А.Н. О поверхностях разрыва в среде, лишенной собственного' давления// ПММ. 1979. Т. 43. № 3. С. 500-510.
- Krainov A. Yu. Moiseeva K. M. Modeling of the flame propagation in coal-dust- methane air mixture in an enclosed sphere volume// JPCS. 2016. V. 754. 052003.
- Пожаровзрывобезопасность промышленной пыли / А. Я. Корольченко. М.: Химия, 1986.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕГРУЗОК НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ДОБАВЛЕНИЕМ ПОРОШКА МЕТАЛЛА

Порязов В. А., Крайнов А. Ю.

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

Исследование проводилось на основе разработанной физико-математической модели горения металлизированного твердого топлива при перегрузках, направленных по нормали к поверхности горения. Модель строилась на основе модели, представленной в работе [1]. Модель учитывает тепловой эффект разложения конденсированной фазы, конвекцию, диффузию, экзотермическую химическую реакцию в газовой фазе, нагрев и горение частиц алюминия в потоке газа, движение продуктов сгорания, скоростное отставание частиц от газа, влияние поля ускорений на движение частиц алюминия. Учитывается влияние размера и массовой доли в составе топлива вылетающих с поверхности горения частиц металла на скорость горения. Исследовано влияние размера вылетающих с поверхности горения частиц алюминия на линейную скорость горения при перегрузке. Задача решалась численно, методами, изложенными в [1]. Задача решалась при использовании теплофизических параметров, соответствующих баллиститному пороху Н с добавлением порошка алюминия.



Установлено, что для каждого металлизированного состава величина скорости горения изменяется тем сильнее, чем выше величина перегрузки (см. рис. 1). Показано, что чем больше размер частиц алюминия, вылетающих с поверхности горящего топлива, тем больше относительное изменение скорости горения от перегрузки.

Увеличение давления над поверхностью горения приводит к более существенному росту скорости горения при заданной величине перегрузки (см. рис. 16). Таким образом, отклик относительной скорости горения к росту перегрузки тем выше, чем выше давление над поверхностью горения.

В рамках параметрического исследования установлено, что увеличение массовой доли порошка металла в составе топлива вплоть до 20 % приводит к большему относительному увеличению скорости горения при одинаковых значениях величины перегрузки.



4 - Р=40атм, 5 - Р=20атм.

В результате проведенного исследования показано, что скорость горения составов твердого топлива при перегрузках, направленных по нормали к поверхности горения, увеличивается за счет удержания у поверхности горения инерционными силами частиц алюминия. С ростом величины перегрузки частицы металла достигают температуры начала их горения на меньшем расстоянии от поверхности горения, что приводит к увеличению кондуктивного теплового потока к ней и, как следствие, к увеличению температуры поверхности пороха и линейной скорости его горения. Полученные результаты зависимости скорости горения пороха Н с добавлением порошка алюминия в поле ускорений качественно согласуются с зависимостями, описанными в научной литературе.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1763.2017.8

Список литературы:

 В.А. Порязов, А.Ю. Крайнов, Д.А. Крайнов Математическое моделирование горения пороха Н с добавлением порошка алюминия // ИФЖ. – 2015. – Т.88, № 1. – Р. 93–101.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ

Порязов В. А.¹, Крайнов А. Ю.¹, Крайнов Д. А.²

¹ Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36 ² Томский политехнический университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 30

Представлена физико-математическая модель горения металлизированного твердого топлива. Модель строится на основе моделей, представленных в работах [1,2]. В модели учитываются химические реакции в конденсированной и в газовой фазах, нагрев и горение частиц алюминия в потоке газа, движение продуктов сгорания, отставание скорости движения частиц от газа. На поверхности горения ставятся граничные условия четвертого рода (условия сопряжения).

В системе координат, связанной с поверхностью твердого вещества, система уравнений математической модели записывается в виде:

Для конденсированной фазы

$$\rho_1 c \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q_1 k_1 \rho_1 (1 - \eta) e^{-\frac{E_1}{RT_1}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = k_1 (1 - \eta) e^{-\frac{E_1}{RT_1}}.$$
(2)

Для газовой фазы

$$\rho_2 c \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} + v \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{dp}{dt} +$$
(3)

+
$$Q_2 k_2 \rho_2 Y e^{-RT_2} + 4\pi \alpha_i r_{3,j}^2 n_j (T_3 - T_2)$$
,

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} = D \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - k_2 Y e^{-\frac{K_2}{RT_2}},$$
(4)

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v}{\partial x} = -G , \qquad (5)$$

$$p = \frac{\rho_2 RT}{\mu}, \tag{6}$$

$$c_{3}\rho_{3}\left(\frac{\partial T_{3}}{\partial t} + w\frac{\partial T_{3}}{\partial x}\right) =$$

$$= -4\pi \alpha r^{2}n(T-T) + \frac{2\mu_{Al}}{C} GO$$
(7)

$$= -4\pi\alpha r_{k}^{2}n(T_{3}-T_{2}) + \frac{2\mu_{Al}}{3\mu_{O}}GQ_{Al} ,$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_3 w)}{\partial x} = G , \qquad (8)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + W \frac{\partial W}{\partial x} = -\tau_{fr} , \qquad (9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nw)}{\partial x} = 0, \qquad (10)$$

Граничные условия:

$$\lambda_{1} \frac{\partial T_{1}(x_{s},t)}{\partial x} = \lambda_{2} \frac{\partial T_{2}(x_{s},t)}{\partial x}, T_{1}(x_{s},t) = T_{2}(x_{s},t),$$

$$\frac{\partial T_{1}(-\infty,t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T_{2}(\infty,t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y(\infty,t)}{\partial x} = 0,$$

$$\alpha_{Al}\rho_{1}u = \rho_{3}w(x_{s},t), \quad \rho_{2}(x_{s},t) = P/RT_{2}(x_{s},t),$$

$$n(x_{s},t) = \rho_{3}(x_{s},t) / \left(\frac{4}{3} \pi r_{Al,0}^{3} \rho_{k}\right), \qquad (11)$$

$$(1-\alpha_{Al})\rho_{1}u = (\rho_{2}vY)|_{(x_{s},t)} - D\rho_{2}(x_{s},t)\frac{\partial Y(x_{s},t)}{\partial x}, \qquad (11)$$

$$(1-\alpha_{Al})\rho_{1}u = \rho_{2}(x_{s},t)v(x_{s},t).$$
Начальные условия:
Для $-\infty < x < x_{s} : T_{1}(x,0) = T_{0}, \ \eta(x,0) = 0, \qquad (13)$
Для $x_{s} < x < \infty : T(x,0) = T_{ig}, \ Y(x,0) = 0, \qquad v(x,0) = 0, \qquad (12)$

$$\rho_{2}(x,0) = \rho_{0}\mu / RT_{ig}, \qquad \rho_{3}(x,0) = 0, \ w(x,0) = 0, \qquad n(x,0) = 0.$$
Сила взаимодействия частиц алюминия с газом

Сила взаимодействия частиц алюминия с газом вычисляется по формуле:

$$\pi_{tr} = F_{tr} / (\frac{4}{3} \pi r_k^3 \rho_k), \ F_{tr} = C_R S_m \rho_2 (w - u) |u - w| / 2.$$

Коэффициент сопротивления определяется по эмпирической формуле:

$$C_R = \frac{24}{\text{Re}} (1+0.15 \,\text{Re}^{0.682}), \text{Re} = 2r_k \rho_2 |u-w|/\eta.$$

Коэффициент теплоотдачи определяется как:

$$\alpha = \frac{Nu\lambda_2}{2r_k}, Nu = 2 + \sqrt{Nu_1^2 + Nu_1^2},$$
(13)

где
$$Nu_l = 0,664 \operatorname{Re}^{0.5}, Nu_l = 0,037 \operatorname{Re}^{0.8}$$

Выражение для скорости изменения массы частиц при их горении:

$$G = \frac{3\mu_o}{2\mu_{Al}} n\rho_k 4\pi k_{Al} a^{0.9} r_{Al}^{1.5}, \ k_{Al} = 2.22 \cdot 10^{-5} \ m^{1.5} / c \ . \tag{14}$$

Размер текущей части алюминия r_{Al} в частице r_k определяется по формуле:

$$r_{Al} = \left[\frac{2\mu_{Al}}{3\mu_o}\left((1 + \frac{3\mu_o}{2\mu_{Al}})r_{Al,0}^3 - \frac{\rho_3}{(4/3)\pi n\rho_k}\right)\right]^{\frac{1}{2}}.$$
 (15)

1/

Скорость горения определяется как скорость движения изолинии глубины превращения η =0,99.

Задача решалась численно, методами, изложенными в [1,2]. Проведено исследование зависимости скорости горения от глубины и скорости изменения давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1763.2017.8

- 1. В. А. Порязов, А. Ю. Крайнов, Д. А. Крайнов Математическое моделирование горения пороха Н с добавлением порошка алюминия // ИФЖ. – 2015. – Т.88, № 1. – Р. 93–101.
- Порязов В. А., Крайнов А. Ю. Численное моделирование погасания пороха Н при резком сбросе давления на основе сопряженной модели горения // ФГВ. – 2015. – Т.51, № 2. – С. 47–52

УДК 536.521.082.52, 536.462, 535.233.43 ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ УГЛЕВОДОРОДНОГО ПЛАМЕНИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Мошаров В.Е., Радченко В.Н., Сенюев И.В.

Центральный аэрогидродинамический институт им. профессора Н.Е. Жуковского, 140180, Россия, г. Жуковский, ул. Жуковского, 1

Сжигание углеводородного топлива, наверное, самый распространенный технологический процесс на земле. Температура пламени - основной параметр этого процесса. В большинстве случаев данная задача может быть решена только с помощью оптических методов. Например, с использованием методов эмиссионной и адсорбционной спектроскопии или более сложных локальных методов лазерной спектроскопии.

Световое излучение пламени обусловлено не только свечением нагретого газа, но и частицами сажи, образующимися при горении. Для измерения температуры сажи можно применять методы оптической пирометрии, которые измеряют температуру по интенсивности теплового излучения, в частности метод спектральной пирометрии [1]. Суть метода заключается в регистрации спектра теплового излучения исследуемого объекта в широком диапазоне длин волн и сравнении его со спектром абсолютно черного тела и нахождении участка, где эти спектры подобны. Толчком для развития спектральной пирометрии явилось появление спектрометров на основе ПЗС линеек, которые позволяют одномоментно регистрировать спектр излучения в широком диапазоне длин волн.

Как известно тепловое излучение любого тела описывается следующим выражением:

$$E(\lambda,T) = \varepsilon(\lambda,T)E_0(\lambda,T) = \varepsilon(\lambda,T)\frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(c_2/\lambda T) - 1}, \quad (1)$$

где E_0 – спектр излучения абсолютно черного тела, описываемый законом Планка, ε – коэффициент спектральной излучательной способности, $c_1=2\pi c^2 h=$ =3,7515·10⁻¹⁶ Вт м² и $c_2=hc/k=1,43879\cdot10^{-2}$ м К, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света. На практике часто вместо закона Планка пользуются законом Вина, то есть пренебрегают единицей в знаменателе закона Планка (1<<exp($c^2/\lambda T$)). С учетом вышесказанного в спектральной пирометрии удобна следующая запись закона теплового излучения:

$$\ln(I \cdot \lambda^5) = \ln(\varepsilon(\lambda, T) \cdot c_1) - c_2 / \lambda \cdot T .$$
(2)

Из которой видно, что в координатах $(\ln(I \lambda^5), 1/\lambda)$ закон теплового излучения принимает вид наклонной прямой, причем наклон прямой равен $-c_2/T$. Следовательно, для определения температуры необходимо построить зарегистрированный спектр излучения в координатах $(\ln(I \lambda^5), 1/\lambda)$ и по наклону определить спектральную температуру *Ts*.

Необходимо отметить, что определение спектральной температуры корректно для тел с известной зависимостью излучательной способности от длины волны, в частности для серых тел (ϵ =const), причем абсолютное значение ϵ не имеет значения.

Углеводородное пламя можно рассматривать как облако мелких частиц, причем размер частицы сажи много меньше длины волны видимого света. Излучательная способность углеводородного пламени, таким образом, находится из законов распространения света в мутных средах [2]. Причем коэффициент спектральной излучательной способности мутной среды обратно пропорционален длине волны:

$$\varepsilon = ND \frac{36\pi n\chi}{\left(n^2 + \chi^2 + 2\right)^2 + 4n^2\chi^2} \frac{\upsilon}{\lambda} = \frac{K}{\lambda}, (3)$$

где N – концентрация частиц, D – оптический путь в пламени, n – показатель преломления, χ – показатель поглощения, υ – объем частицы.

С учетом выше сказанного выражение (2) можно привести к следующему виду:

$$\ln(I \cdot \lambda^6) = -c_2 / \lambda \cdot T + \ln(K \cdot c_1). \quad (4)$$

В этом случае спектр пламени принимает вид наклонной прямой в координатах (ln($I \lambda^6$), 1/ λ), а наклон прямой будет так же равен $-c_2/T$.

В работе были проведены измерения температуры пламени газовой горелки, в которой в качестве топлива использовался метан, а в качестве окислителя – воздух. Спектры излучения регистрировались с помощью малогабаритного спектрометра на базе ПЗСлинейки OceanOptics USB2000+. В процессе работы были измерены температуры пламени при разных соотношениях топлива и окислителя.

Также температура пламени измерялась другими оптическими методами, такими как: КАРС [3], адсорбционная спектроскопия [4], эмиссионная спектроскопия [5].

- 1. Спектральная пирометрия / Магунов А.Н. М.: Физматлит, 2012.
- Рассеяние света в мутной среде / Шифрин К.С. М. Л.: ГИ ТТЛ, 1951.
- Datta A., Beyrau F., Seeger T., Leipertz A. Temperature and co concentration measurements in a partially premixed Ch4/air coflowing jet flame using coherent anti-stokes Raman scattering// Combustion Science and Technology, 2004, №176, pp. 1965-1984.
- Большов М. А., Курицын Ю. А., Лигер В. В., Мироненко В. Р. Разработка метода абсорбционной спектроскопии с диодными лазерами для определения температуры и концентрации молекул в удаленном объекте// Оптика и спектроскопия, 2011, Т. 110, № 6, с. 900–908.
- Садовин М.А., Сахаров В.Б. Пирометр спектрального отношения для определения температуры газовых потоков// Мир измерений, 2013, № 10, с. 13-16.

УДК 544.452.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ CO2-ЛАЗЕРОМ

Коротких А.Г., Слюсарский К.В., Сорокин И.В.

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

Угольная энергетика и предприятия металлургии являются одними из основных источников выбросов оксидов серы, азота и парниковых газов в атмосферу [1]. Одним из наиболее действенных способов снижения выбросов оксидов азота является снижение максимальной температуры горения топлив [2]. Однако чрезмерное снижение температуры может привести к нестабильному режиму работы оборудования, неполному горению и затуханию топлива. Для избежания подобных режимов работы необходимы достоверные данные о характеристиках зажигания используемого твердого топлива (TT).

В последние годы были опубликованы работы, направленные на исследование закономерностей зажигания угля в различных условиях [3]. В большинстве работ для определения температур зажигания использовались установки синхронного термического анализа [4] или экспериментальные установки конвективного нагрева [5]. Точно определить тепловой поток при конвективном подводе тепла достаточно сложно, т.к. используемый при этом коэффициент теплопередачи не может быть измерен. При горении твердых топлив в реальных условиях энергоустановок, доминирующим механизмом теплопередачи в топочном пространстве является излучение. Возможное использование установок лучистого нагрева позволяет устранить указанные недостатки и приблизиться к реальным условиям. Отметим, что одна их последних работ по данной теме исследования была опубликована 20 лет назад [6].

В работе представлены результаты экспериментального исследования зажигания образцов ТТ (кокса и угля) с применением CO_2 -лазера непрерывного действия в диапазоне плотностей теплового потока 90–160 Вт/см². В опытах использовались прессованные образцы (d=10 мм и h=5 мм) исходного каменного угля марки Т и бурого угля марки 2Б Кузнецкого и Канско-Ачинского месторождений, а также их коксовых остатков, полученных в печи. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.



Рис. I Схема экспериментальной установки зажигания TT: 1 – CO₂-лазер, 2 – полупрозрачное зеркало, 3 –измеритель мощности излучения, 4 – затвор, 5 – линза, 6 – образец TT, 7 – фотодиод, 8 – держатель, 9 – АЦП, 10 – ПК, 11 – тепловизионная камера.

Момент зажигания образцов ТТ определялся по сигналу фотодиода при появлении видимого пламени или яркому свечению на поверхности горения образца. Полученные данные времени задержки зажигания образцов ТТ в зависимости от плотности теплового потока представлены на рис. 2.



ТТ от плотности теплового потока

Аппроксимация опытных данных проводилась методом наименьших квадратов с использованием степенной зависимости

$$t_{ign} = a \cdot q^{-n} ,$$

где t_{ign} – время задержки зажигания, мс; q – плотность теплового потока, BT/cm^2 . Значения констант аппроксимации представлены в табл. 1.

|--|

TT	Уголь Т	Уголь 2Б	Кокс Т	Кокс 2Б
а	$3,86\ 10^{10}$	$2,20\ 10^{10}$	5,74 10 ⁸	3,94 10 ⁸
n	3,92	3,9	2,95	2,86

- Roslyakov P.V. Modern Air Protection Technologies at Thermal Power Plants (Review) // Thermal Engineering. 2016. V. 63. Iss. 7. P. 495-510.
- Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович, Г.И. Баренблатт, В.Б. Либрович и др.; Под ред. Р.И. Солоухин. М.: Наука, 1980. 478 с.
- Khatami R., Levendis Y.A. An overview of coal rank influence on ignition and combustion phenomena at the particle level // Combustion and Flame. 2016. V. 164. P. 22-34.
- Fang L., Yu L. Thermo-gravimetric experiment on combustion performance of coal particle in oxygen-enriched environments// Journal of Combustion Science and Technology. 2014. V. 20. Iss. 4. P.297-302.
- Sarroza A.C., Bennet T.D., Eastwick C., Liu, H. Characterising pulverised fuel ignition in a visual drop tube furnace by use of a high-speed imaging technique// Fuel Processing Technology. 2017. V. 157. P.1-11.
- Qu M., Ishigaki M., Tokuda M. Ignition and combustion of laserheated pulverized coal // Fuel. 1996. V. 75. No. 10. P.1155-1160.

ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СТРУКТУРЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Кузнецов Г.В.¹, Саломатов В.В.¹, Сыродой С.В.²

 ¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 630050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30a
 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Применение водоугольных топлив (ВУТ) является одним из перспективных направлений развития теплоэнергетики [1]. Но пока не создана теория зажигания и горения таких существенно неоднородных топлив. До настоящего времени еще не проводился анализ влияния теплофизических характеристик на условия зажигания частиц водоугольного топлива. Однако известно [2], что теплопроводность, теплоемкость и плотность могут оказывать существенное влияние на динамику воспламенения конденсированных сред.

Разработанные к настоящему времени математические модели и методы решения задач зажигания частиц ВУТ базируются на ряде допущений, не позволяющие проводить прогностическое моделирование влияния различных параметров (вид угля, форма частицы) на динамику воспламенения. Например, в [3] приведено решение задачи воспламенения на основе «балансных» уравнений энергии. По этой причине цель работы – проведение экспериментальных исследований зажигания капли ВУТ и разработка математической модели процесса воспламенения.

Проведен комплекс экспериментальных исследований зажигания частицы водоугольного топлива в условиях, соответствующих камерам сгорания котельных агрегатов. Эксперименты проведены на установке, обеспечивающей с достаточно высокой точностью определение основных характеристик воспламенения (время задержки зажигания t_{ign}). Проанализировано влияние основного параметра теплообмена – температура окружающей среды (Te) на характеристики воспламенения. По результатам детального (при большом увеличении) анализа кадров видеограммы зажигания частицы ВУТ разработана математическая модель воспламенения капли водоугольного топлива. Она базируется на системе нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных. Последние описывают протекающие совместно в индукционный период времени процессы термической подготовки и зажигания в условиях интенсивных фазовых и термохимических превращений. Задача зажигания решена численно методом конечных разностей.

По результатам численного моделирования получены времена задержки воспламенения. Проведен анализ влияния гетерогенности частицы топлива и способа описания теплофизических характеристик неоднородной структуры капель ВУТ на условия их зажигания.

На рис.1 приведены результаты сравнительного анализа времен задержек зажигания (в зависимости от температуры внешней среды), полученных теоретически и экспериментально. Теплофизические ха-

рактеристики варьировались в достаточно широком диапазоне и рассчитывались по формулам [4]. Можно сказать, что в достаточно широком диапазоне температур внешней среды ($800 < T_e < 1300$ К), установлена удовлетворительное соотношение t_{ion}. Анализ кривых показывает, что наибольшее отклонения экспериментальных и теоретических значений t_{ign} по формулам [4] не превышает 8% во всем диапазоне температур внешней среды. Соответственно можно сказать, что способ описания гетерогенности структуры ВУТ может оказывать влияние на характеристики воспламенения, но степень такого воздействия незначительна. Применение разных методов описания теплофизических характеристик неоднородных ВУТ не приводит к существенным отклонениям расчетных значений t_{ign}.

На основании численного моделирования воспламенения частиц ВУТ можно сделать достаточно обоснованный вывод о возможности использование достаточно простых моделей теплопроводности, теплоемкости и плотности таких топливных композитов при оценках условий и характеристик зажигания ВУТ.



Рис.1 Сравнение времен задержки воспламенения частицы ВУТ, полученных численно (кривые (1)-(9)) и экспериментально (кривая (10)) при коэффициентах теплопроводности, рассчитанных по формулам [4].

- Alekseenko, S. Kravchenko, I., Maltsev, L. Combustion technology for water-fuel mixtures// Air and Waste Management Association - International Conference on Thermal Treatment Technologies and Hazardous Waste Combustors 2012, Pages 305-323
- Решетников И.С., Антонов А. В., Халтуринский П. А. Математическое описание горения вспучивающихся полимерных систем//ФГВ. 1997. Т. 33, №6 С.48-67
- Agnieszka Kijo–Kleczkowska. Combustion of coal–water suspensions//Fuel, 2011, V. 90, P. 865-877.
- Чудновский, А. Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М.: Физ-Мат. Лит. 1962.

УДК 533.6.011.5; 533.6.072 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ ПРИ ИСКУССТВЕННОМ ВОСПЛАМЕНЕНИИ ВОДОРОДО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Бедарев И.А.¹, Ванькова О.С.^{1,2}, Гольдфельд М.А.¹, Темербеков В.М.^{1,2}, Федорова Н.Н.^{1,2}, Федоров А.В.^{1,2}

 ¹ Институт теоретической и прикладной механики им. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
 ² Новосибирский государственный технический университет,

630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Проблема инициирования воспламенения и эффективного сгорания топлива в сверхзвуковом потоке важна как с научной, так и с технологической точек зрения. Для инициирования используются различные подходы, включающие газодинамическое воздействие (дросселирование канала, газовый факел, ударные и детонационные волны) или плазмохимическое воздействие для оптимизация кинетических механизмов воспламенения (разряды, плазменный факел, электронный пучок). Вместе с этим для эффективного горения должна быть обеспечена стабилизация пламени и его распространение по всему объему камеры сгорания.

Цель работы состоит в исследовании воспламенения и стабилизации горения в сверхзвуковом модельном канале после однократного инициирующего воздействия детонационной волны [1] или электронного пучка низкой энергии (до 10 кэВ) [2] на предварительно перемешанную смесь. Двумерная модельная камера сгорания представляет собой плоский канал высотой H = 100 мм, на стенках которого установлены стабилизаторы в виде обратного уступа с относительной высотой *h/H*=0,25 и закрытой каверны длиной L/h=4,5. Исследованы две конфигурации канала. В несимметричной модели стабилизаторы расположены на нижней стенке канала, в симметричной - на верхней и нижней стенках. Во входном сечении в канал подается предварительно перемешанная водородно - воздушная стехиометрическая смесь. Моделирование было выполнено при числе Маха на входе в канал M = 4, статическом давлении $P_0 = 50$ кПа и полной температуре $T_0 = 1500 \div 2400$ К.

Разработана математическая модель взаимодействия детонационной волны и электронного пучка со сверхзвуковым потоком и создана математическая технология для ее реализации. Математическая модель включает в себя осреднённые по Фавру уравнения Навье-Стокса для многокомпонентной газовой смеси с учетом химических реакций, дополненные SST модификацией *k*-ю модели турбулентности. Для описания химической кинетики использованы две верифицированные по времени задержки воспламенения и скорости детонации кинетические схемы горения водорода в воздухе: брутто-схема с одной реакцией и детальная схема с 38 реакциями для 8 компонент. Расчеты нестационарных турбулентных течений выполнены в программном комплексе ANSYS Fluent. Для аппроксимации по времени использовалась неявная схема второго порядка, а для аппроксимации по пространству – схема расщепления вектора потоков AUSM второго и третьего порядка точности.

Предварительные расчеты показали, что при этих температурах самовоспламенения смеси не происходило. Этот результат подтвержден экспериментально. Поэтому для обеспечения воспламенения использовалось искусственное инициирование горения. Воздействие электронного пучка моделировалось путем объемной ионизации, т.е. перевода в атомарное состояние смеси в зоне расширения за уступом на длине 100 мм, что соответствует условиям эксперимента [2]. Для моделирования воздействия детонационной волны использовался детонационный канал с условиями для формирования детонационной волны, которая распространялась по каналу в поперечном к основному потоку направлении и обеспечивала воспламенение смеси в канале.

В результате проведенных исследований было установлено, что с помощью воздействия как электронного пучка, так и детонационной волны можно обеспечить воспламенение предварительно перемешанной смеси при низких температурах. Вместе с этим показано, что в симметричном и несимметричном канале со стабилизатором в виде уступа при воздействии электронного пучка стабилизация пламени не происходит. Этот результат подтвержден экспериментальными данными. Применение детонационной волны в этих условиях также не приводит к стабилизации пламени. Если в качестве стабилизатора использовалась каверна, воздействие детонационной волны сопровождается устойчивой стабилизацией горения при несимметричной схеме стабилизации. Применение симметричной схемы стабилизации усиливает эффективность процесса тепловыделения.

Таким образом, показано, что детонационная волна может быть эффективным средством инициирования горения и для обеспечения стабилизации пламени достаточно однократного воздействия. Выявлено, что для рассмотренных условий каверна является предпочтительным средством для стабилизации пламени при искусственном воспламенении.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РНФ (проект № 16-19-00010).

- Бедарев И.А., Темербеков В.М., Федоров А.В., Рылова К.В. Численное моделирование инициирования воспламенения в камере сгорания гиперзвукового воздушно-реактивного двигателя детонационной волной // Вестник НГУ. Серия: Физика⁺, 2016. Т. 11, № 4. С. 34-44.
- Goldfeld M.A., Pozdnyakov G.A. Ignition of hydrocarbon-air supersonic flow by volumetric ionization // Journal of Thermal Science. 2015. Vol.24, No.6. P. 583-590.

УДК 629.735.015

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУШЕНИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ АВИАЦИОННЫМИ ВОДОСЛИВНЫМИ СИСТЕМАМИ

Ткаченко А.С.^{1, 2}, Архипов В.А.¹, Булавко А.М.³, Жарова И.К.¹, Козлов Е.А.¹

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27 ² Томский государственный педагогический университет,

634041, Россия, Томск, ул. Киевская, 60

³ ГУ МЧС России по Томской обл.,

634057, Россия, Томск, пр. Мира, 26

Исследования, связанные с разработкой эффективных методов и средств борьбы с пожарами как природного, так и техногенного характера, не утрачивают актуальности, несмотря на многочисленные отечественные и зарубежные научные публикации, посвященные различным аспектам пожаротушения. Наиболее распространенным средством тушения лесных пожаров является вода (в виде струй пара или в распыленном состоянии). Применение авиации для доставки и сброса хладоагента (в том числе с ингибирующими добавками) в зону пожара является дорогостоящим, но в то же время одним из наиболее перспективных технических направлений в практике пожаротушения. Однако отсутствие возможности надежного прогнозирования эволюции хладоагента при локальном сбросе в зону пожара может приводить к неоптимальным техническим и тактическим решениям в конкретных ситуациях. В работе представлены физико-математическая модель и результаты численного анализа процесса выпадения капель воды при тушении пожара авиационными водосливными устройствами.

При постановке задачи пожаротушения путем авиационного сброса распыленной воды математическое моделирование и результаты численного анализа проводились при следующих предположениях. Учитывались метеорологические условия (сила и направление ветра): предполагалось, что на каждую каплю в аэрозольном облаке, выброшенную в атмосферу с заданной начальной скоростью и начальной температурой, действует сила тяжести, ветровая нагрузка и сила аэродинамического сопротивления, направленная навстречу суммарному вектору скорости капли. При моделировании учитывалось изменение во времени температуры капли вследствие конвективнокондуктивного теплообмена с окружающим воздухом и вклад в теплообмен теплоты фазового перехода при испарении капли и изменение размера капли вследствие испарения. В рамках сделанных допущений математически задача описывается следующей системой уравнений [1]:

$$\begin{aligned} \frac{du_s}{dt} &= \phi(u - u_s), \frac{dv_s}{dt} = \phi(v - v_s), \frac{dw_s}{dt} = \phi(w - w_s) + g \\ \frac{dT_s}{dt} &= \frac{3}{2} \frac{\lambda}{r_s^2 \rho_s c_p} \operatorname{Nu}(T - T_s) - \frac{q_{vap} m_{vap}}{m_s c_p}, \\ \frac{dr_s}{dt} &= -\frac{k}{\rho_s} \frac{p_0}{p - p_0}, \frac{dx}{dt} = u_s, \frac{dy}{dt} = v_s, \frac{dz}{dt} = w_s, \end{aligned}$$

ſ

где u_s , v_s , w_s – компоненты вектора скорости капли \vec{U}_s ; u, v, w – компоненты вектора скорости ветра \vec{U} ; $\phi = \frac{3\rho}{8\rho_s r_s} C_D |\vec{U} - \vec{U}_s|$ – безразмерный комплекс;

 ρ – плотность воздуха; ρ_s – плотность жидкости; C_D – коэффициент сопротивления; r_s – радиус капли; g – ускорение свободного падения; T – температура воздуха; T_s – температура капли (осредненная по объему); λ – коэффициент теплопроводности воздуха; c_p – удельная теплоемкость жидкости; Nu = 2+0.6Re^{1/2} Pr^{1/3} – число Нуссельта; Re = 2 $\rho |\vec{U} - \vec{U}_s| r_s / \mu$ – число Рейнольдса относительного движения капли; Pr – число Прандтля; q_{vap} – удельная теплота испарения жидкости; m_{vap} – масса испарившейся жидкости; m_s – масса капли; k – коэффициент массоотдачи; p – давление окружающей среды; p_0 – парциальное давление пара.

Учет дробления капель за счет неустойчивости Рэлея-Тейлора или Кельвина-Гельмгольца проводился путем расчета значений чисел Бонда и Вебера [2]. Предполагалось, что при достижении критического значения числа Бонда или числа Вебера капля дробится на две сферические капли равной массы. При этом учитывалось, что дробление капель происходит не мгновенно, а через характерное время [2]

$$t_* = \frac{2r_s}{\left|\vec{U} - \vec{U}_s\right|} \left(\frac{\rho_s}{\rho}\right)^{1/2}.$$

Математическая модель тестирована на решении задачи, имитирующей условия пожаротушения с вертолета с помощью водосливного устройства ВСУ–5. На основании разработанной модели проведен численный анализ эволюции хладоагента при локальном сбросе в зону лесного пожара с использованием реальных исходных данных.

- Arkhipov V.A., Kozlov E.A., Titov S.S., Tkachenko A.S., Usanina A.S., Zharova I.K. Evolution of a liquid-drop aerosol cloud in the atmosphere // Arabian Journal of Geosciences, 2016. Vol. 9. № 3. Pp. 1-10.
- Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.

УДК 621.9

3-D МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЛАНДАУ-МАРКШТЕЙНА В МЕТАНОВОЗДУШНОМ ПЛАМЕНИ

Чернов А.А.^{1,2}, Шмаков А.Г.^{1,3}, Коробейничев О.П.¹, Татаренко В.И.², Ляпина О.П.², Торопецкий К.В.², Чернов Г.А.³

¹ Институт химической кинетики и горения СО РАН, Новосибирск, Россия ² Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

кии государственный университет теосистем и технологии, новосиоирск, Росси

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Улучшение качества результатов моделирования турбулентного горения и развитие оптических методов диагностики процессов горения отмечены научным советом по горению и взрыву РАН среди первостепенных актуальных задач научных и прикладных исследований. Важнейшим признаком качества моделирования является точность предсказания значений скорости горения в зависимости от аэродинамических условий распространения пламени. При горении турбулентного пламени, по крайней мере до Re=65000, важную роль играет теория распространения ламинарных микропламен в условиях комбинированной деформации фронта пламени: дивергенция скорости движения газовой смеси и дивергенция направления движения фронта. В зависимости от скорости деформации наблюдаются 3 эффекта: ускорение скорости горения, замедление и погасание.

В настоящей работе была осуществлена проверка закона Маркштейна о линейной зависимости и установление механизма явления зависимости скорости свободного распространения пламени от дивергенции скорости движения газовой смеси и дивергенции направления движения фронта пламени в широком диапазоне значений скорости деформации пламени (от -2000 до 2000 1/с). Для этого были проведены измерения зависимости скорости распространения пламени от локальных значений скорости деформации и кривизны фронта пламени с помощью оптического метода визуализации потоков PIV, численный 3D расчет с применением глобальной и детальной кинетики. Сравнение экспериментальных и расчетных данных позволяет выявить механизмы взаимодействия процессов молекулярного переноса и химических реакций, установить ключевые стадии и частицы, ответственные за закон Маркштейна.

Скорости распространения идеального одномерного пламени и экспериментально измеряемого отличаются из-за газодинамических условий распространения и геометрических деформаций фронта пламени. Реальный фронт пламени имеет определенную толщину, диффузионно-тепловую структуру и стабилизируется только в постоянно расширяющейся трубке тока газов. Интерпретация результатов измерений для метановоздушного конусного бунзеновского пламени привела к необходимости сформулировать принцип стабилизации фронта пламени, названный коллективом эффектом Ландау-Маркштейна [1-3].

Для экспериментального исследования эффекта Ландау – Маркштейна использовалась экспериментальная установка на основе горелки Маха-Хебра, представляющая собой стеклянную, вертикально расположенную трубку с внутренним диаметром 2,4 см и длинной 27 см. На верхнем конце, на участке длиной 3 см, трубка имеет коническое сужение до диаметра d = 1 см. Горючая смесь подавалась в горелку снизу через сосуд с порошком и механической мешалкой, в котором создавалась взвесь твердых частиц TiO₂. Методом PIV экспериментально определялось поле скоростей, концентрация частиц, трубки тока, положение фронта пламени по максимальному градиенту скорости в трубке тока.

Был проведен численный 3D расчет с применением программного обеспечения ANSYS FLUENT. Для решения системы уравнений Навье-Стокса использовалась сетка ~600 тыс. ячеек. Входные данные: концентрации CH₄, O₂, N₂, начальная скорость и температура газа, без излучения, температура стенки горелки постоянная, потоки компонентов на стенке горелки равны нулю, шероховатость 0,2, 2 химические реакции, 6 частиц (включая N₂). Результаты моделирования, представленные на рис.1 показывают взаимосвязь ускорения интенсивности химических реакций во фронте пламени с повышенным теплоприходом в зону предварительного нагрева при малой кривизне.



Таким образом, метод PIV позволяет детально изучить динамическую структуру пламени с высокой точностью, определяемой разрешением камеры. Интерпретация результатов измерений привела к необходимости сформулировать принцип стабилизации фронта пламени, названный нами эффектом Ландау-Маркштейна. Анализ динамической структуры фронта пламени с привлечением общего понимания об эффекте Ландау-Маркштейна позволяет достаточно эффективно сравнивать результаты моделирования влияния скорости деформации фронта пламени на

скорость горения с и экспериментальными данными.

- 1. Ландау Л.Д. Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1944. – Т. 14, № 6, – с. 240-244
- Markstein G.H. Journal of the Aeronautical Sciences. 1951. Vol. 18, № 3. – p. 199-209.
- 3. Большова Т.А. и др. Физика горения и взрыва, 2016, т.52, №2, с.1-6

УДК 536.46:534.222

МОДОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ФРОНТА ГОРЕНИЯ В ПЛОСКОМ КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ

Трилис А.В.

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

Создание двигателей (типа жидкостного реактивного и газотурбинного реактивного), использующих горение топлива в режиме детонации, является перспективным направлением, так как детонационный режим термодинамически более выгоден по сравнению с дефлаграционным режимом горения [1]. Профессор Б. В. Войцеховский был первым, кто предложил сжигать смесь в режиме непрерывной детонации с помощью поперечных вращающихся волн. Он реализовал данную идею на практике [2] в кольцевой камере сгорания при радиальной подаче смеси из центра к периферии (кольцевая камера плоскорадиального типа). Исследования таких волн в кольцевых камерах сгорания выявили важную особенность – скорость распространения редко достигает величины скорости идеальной детонации D₀ и чаще всего лежит в диапазоне от D_0 до скорости звука в продуктах детонации с_d (для газовых горючих смесей $c_d \approx 0.55 D_0$). Объяснения такому поведению до сих пор не существует. В силу такого поведения, поперечную детонационную волну принято называть квазидетонационной.

Из экспериментов [2] следует, что на начальном этапе поджига горючей смеси в кольцевой камере реализуется дефлаграционное горение, и возникают неустойчивые колебания и бегущие волны с малыми амплитудами. С течением времени неустойчивости развиваются в вышеописанные квазидетонационные волны. В настоящей работе предпринята попытка описать числовое значение скорости вращающейся квазидетонационной волны с точки зрения исследований линейной модовой устойчивости цилиндрического фронта горения в кольцевой камере плоскорадиального типа.

Радиальная скорость газа в кольцевой камере в режиме стационарного течения является дозвуковой. При помощи теории экзотермического скачка [1] цилиндрический фронт горения рассматривается как сильный разрыв газодинамических параметров, в котором радиальная скорость горения будет дозвуковой (волна дефлаграции). Считается, что длины волн возмущений много больше ширины зоны горения.

В результате расчёта получены функции (моды) и квазисобственные частоты колебаний и волн (реальные значения определяют частоты колебаний, а мнимые значения квазисобственных частот определяют развитие колебаний во времени) системы «исходная смесь-фронт горения-продукты». При помощи численно-аналитических методов исследована механика колебаний. Показано, что существуют радиальные и окружные неустойчивые возмущения, растущие по времени. Обнаружены вращающиеся окружные волны возмущения фронта горения с конечным количеством локальных пучностей («горбов») (см. рис. 1) и определены скорости вращения этих волн:

$$V_{kl} = \frac{\operatorname{Re}(\omega_{kl})}{k} \cdot R$$

где ω_{kl} – квазисобственная частота, R – радиус стационарного фронта горения, k – окружной номер моды, равный количеству «горбов»; l - радиальный номер моды.

Качественное поведение рассчитанных скоростей вращения окружных волн соответствует экспериментальным данным [2].

Также было исследовано поведение скоростей вращения окружных волн в зависимости от положения R стационарного фронта горения в кольцевом канале.



Рис.1. Формы возмущённого фронта горения для мод {3-l} (слева) и {4-l} (справа). Сплошная чёрная линия - границы плоского кольцевого канала, пунктирная линия стационарный фронт R, серая линия возмущённый фронт горения.

По результатам работы можно заключить, что за распространение поперечной квазидетонационной волны в кольцевом канале отвечает развитие по времени неустойчивых окружных волн возмущения цилиндрического фронта горения.

- Митрофанов В.В. Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: изд-во Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2003.
- Войцеховский Б.В. Спиновая стационарная детонация// ПМТФ. 1960. № 3. С. 157–164.

УДК 662.612:32

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ПРИСУТСТВИИ МИКРОЧАСТИЦ УГЛЯ

Федоров А.В.¹, Тропин Д.А.¹, Пенязьков О.Г.², Лещевич В.В.², Шимченко С.Ю.²

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1 ² Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

Исследования воспламенения и горения дисперсных систем, состоящих из смеси реакционноспособных частиц в атмосфере газообразных горючего и окислителя, актуально с точки зрения взрыво- и пожаробезопасности, например в угледобывающей промышленности. В атмосфере шахт присутствует метан и другие реагирующие газы, кроме того и отложения угольной пыли на стенках, кровле и подошве.

Для описания процессов воспламенения гетерогенных смесей метан/воздух/угольные частицы разработана физико-математическая модель механики гетерогенной среды, учитывающая детальную кинетику окисления газовой смеси метан/водород/воздух и процессы термической деструкции частиц угля с выходом летучих (метан и водород) в газовую фазу, воспламенение и горение летучих в газовой фазе и гетерогенную реакцию окисления углерода [1].

Используя данную математическую модель, были проведены расчеты воспламенения смесей метан/воздух/уголь. На рис. 1 представлены зависимости времени задержки воспламенения микрочастиц угля диаметром 26 мкм и стехиометрической метановоздушной смеси от температуры. Видно, что добавление частиц угля в метано-воздушную смесь в диапазоне температур от 900 до 1450 К уменьшает ее времена задержки воспламенения. Кроме того, добавление частиц угля в метано-воздушную смесь приводит к смещению предела воспламенения газовой смеси в сторону более низких температур: для чистой газовой смеси воспламенение начинается при температуре приблизительно 1100 К; для газовзвеси с микрочастицами угля с объемной концентрацией $m_2 = 2.5 \cdot 10^{-4} - 1000$ К, $m_2 = 5 \cdot 10^{-4} - 950$ К. Таким образом, чем больше объемная концентрация частиц угля в газовзвеси, тем ниже времена задержки воспламенения метано-воздушной смеси и тем больше сдвинут предел воспламенения метано-воздушной смеси в сторону низких температур.

Отметим, что ранее в [2] экспериментально было показано, что добавление микрочастиц угля в метано-воздушную смесь уменьшает время задержки воспламенения и предельную температуру воспламенения метано - воздушной смеси. Поэтому представляется интересным провести и количественное сопоставление наших расчетов с экспериментальными данными. На рис. 2 приведены экспериментальные [2] и расчетные зависимости времени задержки воспламенения угольных частиц и времени задержки воспламенения метана в смеси метан/воздух/частицы угля от температуры смеси в конце такта сжатия. Видно, что имеется удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных времен задержек воспламенения во всех рассматриваемых диапазонах давлений и температур смеси.



Рис. 1. Зависимости времени задержки воспламенения микрочастиц угля и стехиометрической метановоздушной смеси от температуры. Влияние объемной концентрации частиц на времена задержки воспламенения стехиометрической метано-воздушной смеси.



Рис. 2. Зависимости времени задержки воспламенения микрочастиц угля и метано-воздушной смеси от температуры. Сравнение с экспериментальными данными [2].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ - БРФФИ (грант № 16-58-00052-Бел_а).

- Динамика и воспламенение газовзвесей / Федоров А.В., Фомин В.М., Гостеев Ю.А.; Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. 344 с.
- Лещевич В.В., Пенязьков О.Г., Шимченко С.Ю. Воспламенение метановоздушной смеси в присутствии угольной пыли при температурах 800–1200К // Горение и взрыв. 2016. Т. 9. № 2. С. 31-37

УДК 533.17

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ПРИ ЧИСЛЕ МАХА НА ВХОДЕ М=4. ЧАСТЬ 1: НЕРЕАГИРУЮЩЕЕ ТЕЧЕНИЕ

Гольдфельд М.А., Федорова Н.Н.

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

Одной из наиболее сложных и важных проблем при разработке ГПВРД является организация воспламенения топлив при сверхзвуковой скорости потока на входе в канал камеры сгорания. Определяющую роль в решении этой задачи играют экспериментальные методы, вместе с этим комплексное использование численного моделирования и экспериментальных методов позволяет существенно расширить возможности исследования сложных сверхзвуковых течений в канале с массоподводом и химическими реакциями. Настоящая работа является первым этапом комплексных исследований течений в сверхзвуковой камере сгорания, цель которого состояла в проведении всестороннего изучения развития нереагирующего потока и смешение топлива и воздуха при изменении схемы подачи и типа топлива.

Модель относительно короткой камеры сгорания (0,4 ÷ 0,8 м) состоит из изолятора, инжекторной секции с постоянным поперечным сечением и расширяющейся части. Подача топлива в направлении ядра потока осуществлялась из отверстий, расположенных на верхней и нижней стенках перед ступенькой под углом к потоку 30°, 60° и 90°. Испытания модели проводились в режиме присоединенного трубопровода. В качестве источника высокоэнтальпийного рабочего воздуха использовалась импульсная аэродинамическая труба ИТ-302М ИТПМ СО РАН с длительностью рабочего режима 80÷150 мс. Эксперименты были проведены при числе Маха на входе в канал M=4, полной температуре $T_0 = 1500 \div 2400$ К и статическом давлении $P_0 = 0.06 \div 0.25$ МПа. Относительный скоростной напор струи $J = (\rho U^2) j / (\rho U^2)_0$ изменялся от 2,35 до 8. В опытах измерялись распределение статического давления и тепловых потоков на стенках модели, распределения давления Пито на входе и выходе камеры сгорания и расхода воздуха и топлива по условиям истечения из замкнутого объема. Проводилась высокоскоростная теневая визуализация для определения структуры потока и положения возможных зон реакции.

Математическое моделирование пространственного течения с инжекцией струй были выполнены с помощью коммерческого пакета ANSYS Fluent на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных k- ω SST моделью турбулентности. Результаты, выполненные авторами расчетов двумерных турбулентных сверхзвуковых течений в каналах, показали хорошее согласование с экспериментальным данным [1]. В расчетной области была построена структурированная сетка с четырехугольными ячейками, имеющая сгущение по направлению к твердым поверхностям и в окрестности отверстий для инжекции газа в поток.

В результате систематических исследований были определены структура нереагирующего потока в канале, распределение давления и тепловых потоков на стенках модели за обратным уступом, уровень смешения и концентрация подаваемого газа при инжекции водорода, гелия, аргона и метана. Полученные данные сравнивались с результатами, полученными для течения без подачи газа. Показано, что увеличение угла инжекции газа приводит к увеличению глубины проникновения поперечной струи, но при этом происходит уменьшение массовой его доли в зоне отрыва и в пристенном слое за ней. Увеличение наклона струи, как и увеличение величины *J*, сопровождается увеличением потерь полного давления в камере сгорания, и при определенных условиях происходит запирание канала ввиду появления прямого скачка и развитого отрыва перед областью инжекции.

Расчетные поля давлений, температуры и числа Маха в плоскости симметрии канала были получены для нескольких поперечных сечений. Эти данные показали существенную неоднородность потока в продольном направлении. Анализ сдвиговых напряжений в канале показывает, что область отрыва пограничного слоя имеет трехмерный характер, как перед струями, так и за ними, а также в отрывной области за уступом. Линии присоединения за областью отрыва не является прямой, и размер отрыва был меньше в плоскости симметрии инжектируемой струи. Изменение молекулярного веса инжектируемо струи при прочих равных условиях слабо влияет на структуру течения в зоне отрыва за уступом, но приводит к заметному изменению давления и концентрации инжектируемого газа по длине камеры сгорания.

Численное моделирование процессов было выполнено для условий проведенных экспериментальных исследований с целью выяснения и понимания структуры течения, которая не всегда может быть определена в опытах. Сравнение расчетных и экспериментальных данных свидетельствует об их удовлетворительном соответствии. Некоторые отличия в параметрах течения на верхней и нижней стенках модели в эксперименте и расчете обусловлены неравномерностью течения в сверхзвуковом сопле и изоляторе перед уступом, ламинарно-турбулентным переходом и отличием расхода инжектируемого газа.

Полученные расчетные результаты позволили получить более ясное понимание структуры течения в канале и ее влияния на процессы смешения и распределение концентрации смеси по длине. Они явились основой для определения условий воспламенения, выбора схемы подачи топлива и эффективности тепловыделения в сверхзвуковых камерах сгорания.

> Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РНФ (проект № 16-19-00010).

Федорова Н. Н., М.А. Гольдфельд, Ю.В. Захарова Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоэнтальпийным высокоскоростным потоком // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т.19, No. 6. С. 673-687

УДК 533/536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В ПРОТОЧНЫХ ТРАКТАХ РДТТ С ЗАРЯДОМ ТИПА «ЗВЕЗДА»

Бендерский Б.Я.¹, Чернова А.А.²

 ¹ Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова,
 426069, Россия, Ижевск, ул. Студенческая, 7
 ² Институт механики УрО РАН,
 426063, Россия, Ижевск, ул.Т. Барамзиной, 34

Развитие вычислительной техники позволило применить аппарат и методы численного моделирования для исследования внутрикамерных процессов в ракетных двигателях. Однако, для расчета толщины теплозащитного покрытия в предсопловом объеме ракетных двигателей, до настоящего времени в инженерной практике, используются критериальные уравнения Крауссольда [1 - 4], основанные на экспериментальных данных о процессах теплообмена на поверхности пластины и в цилиндрическом трубах.

Отметим, что конструктивные особенности переднего и заднего (предсоплового) объемов приводят к пространственности течения продуктов сгорания. Поэтому необходимо оценить применимость используемых критериальных уравнений сравнением с результатами численного моделирования пространственных процессов газодинамики и теплообмена [1 -4], протекающим в камере сгорания РДТТ.

Рассматривается стационарное пространственное турбулентное течение сжимаемого газа в каналах и проточных трактах РДТТ с зарядом звездообразной формы поперечного сечения. Математическая постановка задачи приведена в [5].

Поставленная задача решалась методом конечных объемов с помощью программного комплекса ANSYS CFX (лицензия инв. № 1000014044 от 2007 г.). Все вычислительные схемы, алгоритмы, а также используемая математическая модель тщательно верифицировались на задачах, имеющих подробное экспериментальное описание [6]. Отмечено качественное и количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных [5]

Получена топологическая картина структуры потока в предсопловом объеме двигателя (см. рис.1). Показано, что имеют место локальные области повышенного теплообмена в зависимости от конструктивных особенностей заднего днища и времени работы двигателя.

В результате решения сопряженной задачи теплообмена получены данные об особенностях процесса теплообмена как в канале заряда типа «звезда» и вблизи бронированных торцев, так и в предсопловом объеме. Выявлены области, характеризующиеся локальным повышением интенсивности теплообмена. Для данных областей тепловые потоки были обработаны в виде критериальных уравнений, которые сопоставлены с известными эмпирическими формулами [1-4].



Рис. 1. Топология потока и распределение коэффициента теплообмена на торце заряда и входной поверхности утопленного сопла

Показана необходимость уточнения корректности и целесообразности использования критериального уравнения Крауссольда.

Показано, что использование для оценки теплообмена критериального уравнения Крайссольда приводит к существенному завышению значений числа Нуссельта (до 34%). Выявленные отличия являются следствием как топологических особенностей внутренних течений, так и следствием того что соотношения [1-4] построены для критериев, вычисленных при использовании в качестве геометрического масштаба площади проходного сечения трубы.

- Абугов Д.И., Бобылев В.М. Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива. Учебник для машиностроительных вузов. – М.: Машиностроение, 1987. – 272с.
- Основы теплопередачи в авиационной и ракетнокосмической технике. Учебник для авиационных специальностей вузов/ Под общ. ред. В. С. Авдуевского, В. К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1992. — 528 с.
- Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю. Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе. Учебное пособие. — М.: Машиностроение, 1968. — 536 с.
- Фахрутдинов И.Х., Котельников А.В. Конструкция и проектирование ракетных двигателей твердого топлива Учебник для машиностроительных вузов М.:Машиностроение, 1987. -328с.
- 5. Бендерский Б.Я., Чернова А.А. Формирование вихревых структур в каналах с массоподводом и их взаимодействие с поверхностями в РДТТ // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 2. С. 195-200
- 6. Бендерский Б.Я., Тененев В.А. Пространственные дозвуковые течения в областях со сложной геометрией // Математическое моделирование. 2001. Т.13, №8. С. 121-127.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПОРОШКОВОЙ КОМПОЗИЦИИ С ПЛАВЯЩИМСЯ КОМПОНЕНТОМ В УСЛОВИЯХ СИНТЕЗА ПОД НАГРУЗКОЙ

Чумаков Ю.А.¹, Князева А.Г.²

¹ ИФПМ СО РАН, 634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4 ² ТПУ, 634034, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

При высокотемпературном синтезе композиционных материалов в системах с инертными включениями (например, Ni-Al + карбид (или тугоплавкий металл) температура может превышать температуру плавления отдельных компонентов. В условиях синтеза с приложением внешней нагрузки появление жидкой фазы и эволюция пористости приводят к изменению теплофизических и реологических свойств реакционной смеси, что, в свою очередь, оказывает влияние на преобразование структуры и макрокинетику реакций. В литературе имеются модели синтеза композитов в комбинированных технологиях, однако ни одна из них явным образом не учитывает влияние напряженно-деформированного состояния, связанного не только с фактом внешнего нагружения, но и вследствие изменения свойств и состава в процессе синтеза.

В настоящей работе предложена модель синтеза многофазного композита из смеси порошков металлов (Ni и Al), в том числе, с добавками тугоплавких включений типа карбида титана TiC в условиях нагрева, совмещенного с нагружением. Изменение структуры возможно как в матрице, так и в частицах (в инертных включениях), что приводит к необходимости разработки двухуровневой модели, включающей эволюцию свойств как в матрице, так и в частицах.

Для изучения особенностей влияния механических процессов на распространение зоны реакции выделим плоский слой реагента, который может подвергаться растяжению, сжатию или сдвигу. Выделенное плоское сечение считаем неподвижным и сделанным из реакционноспособной смеси спрессованных частиц. Полагаем, что в результате нагрева, совмещенного с внешним механическим нагружением, происходят плавление алюминия, и образование интерметаллидных фаз, что в первом приближении опишем суммарной реакционной схемой «реагент продукт реакции». В качестве модели среды, которая используется при построении модели синтеза, на данном этапе выбрана модель вязкоупругого тела Максвелла, которая обобщается за счет учета зависимости свойств от состава и пористости, а также за счет учета появления в системе напряжений и деформаций, связанных с фактом химической реакции.

Тепловая часть задачи включает уравнение теплопроводности, связанное с деформациями и содержащее два вида источников тепла – вследствие химической реакции и вследствие вязкой диссипации, а также уравнение химической кинетики. Внешний нагрев находит отражение в граничных условиях задачи. Предполагается, что скорость химической реакции зависит от температуры по закону Аррениуса, а от концентраций – степенным образом. Для определения напряженно-деформированного состояния плоского слоя рассматриваем задачу о механическом равновесии пластины в приближении обобщенного плоского напряженного состояния. Поскольку в рассматриваемом случае искомых компонент тензора напряжений 3: $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \sigma_{yy}$, то для получения дополнительного соотношения используем условия совместности.

Граничные условия соответствуют характеру нагружения слоя (растяжение, сжатие, сдвиг) и условиям импульсного нагрева.

В модели учитывали влияние изменения пористости на изменение свойств композита, для этого использовали соотношение, полученное в тории спекания

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\theta}{\eta_{y}} (p + p_{\pi}) \quad (1)$$

где θ – пористость, p – давление, $p_{\pi} = 3\sigma / r_0 (1 - \theta)^2 - эффективное лапласово давление, <math>\sigma$ - коэффициент поверхностного натяжения, r_0 - радиус частиц.

Численная реализация предложенной двухуровневой модели потребовала разработки специального алгоритма, учитывающего наличие в системе различных пространственных и временных масштабов для разных физических процессов. Ниже представлены расчеты процесса синтеза для композиции, которые отчетливо демонстрируют влияние эволюции пористости на динамику процесса.



Рис. 1. Зависимость степени превращения (η) и первого инварианта тензора деформации (ε) от времени (случай одноосного растяжения). (1) пористость постоянная; (2) пористость определяется из (1), θ₀=0,4.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020, проект № 23.2.2. УДК 621.18, 533.6.08

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОТОКА В МОДЕЛИ ЧЕТЫРЕХВИХРЕВОЙ ТОПКИ

Шадрин Е.Ю.¹, Ануфриев И.С.¹, Папулов А.П.², Шарыпов О.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

Получение тепловой и электрической энергии при сжигании угля является основной задачей современной теплоэнергетики. Ограниченность запасов высококачественных видов твердого топлива приводит к необходимости вовлечения топливнов энергетический баланс низкосортных (непроектных) углей. Решение этой задачи предполагает существенное повышение характеристик паровых котлов ТЭС, необходимость разработки новых типов топочных устройств, отвечающих современным требованиями по энергоэффективности и экологической безопасности. Одной из перспективных технологий в этом направлении является сжигание топлива в вихревом потоке. Закрутка потока позволяет добиться большей полноты выгорания топлива за счет лучшего перемешивания и увеличения времени пребывания топливных частиц в камере горения.

В данной работе экспериментально исследуется структура потока в лабораторной изотермической модели (масштаб 1:25) перспективного топочного устройства [1] с четырехвихревой схемой сжигания твердого топлива (рис.1).



Рис. 1. Четырехвихревая схема сжигания угля: 1 – поток пылевоздушной смеси через основные фронтальные сопла; 2 – поток воздуха через боковые сопла; 3 – третичный воздух.

Такая схема сжигания пылеугольного топлива была разработана для котла БКЗ-320-140 ст. № 18 Красноярской ТЭЦ-1 с переводом его с жидкого на твердое шлакоудаление, а также была реализована при реконструкции топок котлов первой очереди Гусиноозерской ГРЭС БКЗ-640-140-ПТ. Практика показала, что сжигание высокозольных углей в топках этих котлов приводит к интенсивному шлакованию топки и пароперегревателя, в результате чего котлы несут пониженную нагрузку. Оценка эффективности реконструкции котлов выявила ряд недостатков в работе котла, требующих дальнейшей его модернизации. Для повышения технико-экономических и экологических показателей необходима оптимизация режимных и конструктивных параметров четырёхвихревой топки пылеугольного котла на основе детального изучения её аэродинамики на лабораторных моделях.

В работе на основе физического моделирования с использованием бесконтактных оптических методов измерений (ЛДА, PIV) получены поля скорости в ряде сечений исследуемой модели топки, выявлены основные структурные особенности потока. Результаты исследований могут быть использованы для верификации математических моделей при полномасшабных численных расчетах топочных процессов.



Рис. 2. Схема лабораторной модели четырёхвихревой топки: 1 – фронтальные сопла; 2 – боковые сопла; 3 – задние сопла (третичный воздух); 4 – вентиляция.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00137-П).

Список литературы:

 Патент РФ № 2032853. Призматическая экранированная топка. Патентообладатель: Сибирский филиал ВТИ. Авторы: Срывков С.В., Процайло М.Я., Дектерев А.А., Козлов С.Г., Пронин М.С., Ковалевский А.М., Попов В.П. Зарегистрирован 10.04.1995. Приоритет от 01.09.1992. УДК 544.452.42, 536.46

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ ПРОПАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

Шараборин Д.К.^{1,2}, Дулин В.М.^{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 работе представлены результаты экспериментального исследования структуры течения, распределения плотности и концентрации основных компонент в турбулентном закрученном пламени при горении предварительно перемешанной смеси. Число Рейнольдса потока закрученной струи составляло 5000. Закрутка потока была организована лопаточным завихрителем, установленном в осесимметричном сужающемся сопле. Диаметр выходного отверстия сопла составлял d = 15 мм. Рассмотрено два случая со степенью закрутки равной 0,4 и 1,0. Из сопла поступала пропановоздушная смесь с коэффициентом избытка топлива 0,7.

Экспериментальные исследования были проведены с использованием метода PIV в стереоскопической конфигурации и метода на основе регистрации интенсивности спонтанного комбинационного рассеяния (СКР). Стереоскопическая PIV система состояла из двух объединенных импульсных Nd:YAG лазеров (Quantel, Ever Green) (70 мДж в импульсе на длине волны 532 нм) и пары 4Мпикс ПЗС камер (ImperX). Для расчета поля мгновенной скорости трассеров было использовано ПО «ActualFlow». В качестве зондирующего излучения в экспериментах по регистрации интенсивности СКР использовались вторая и третья (532 и 355 нм) гармоники импульсного Nd:YAG лазера (Quanta-Ray). Для регистрации сигнала СКР использовалась интенсифицированная 16-битная камера с электронно-оптическим преобразователем (Princeton instruments PI-MAX-4). Для повышения соотношения сигнал-шум, сигнал СКР регистрировался для двух перпендикулярных поляризаций излучения Nd:YAG лазера, для поворота поляризации применялась полуволновая пластина для соответствующей длины волны. Время экспозиция каждого кадра составляло 30 нс. Во время регистрации спектральной картины СКР использовался оптический полосно-заграждающий фильтр, который позволил уменьшить негативное влияние бликов, фона и рассеяния Релея на СКР сигнал и, тем самым, существенно увеличить динамический диапазон измерительной системы.

Анализ структуры течения показал, что в сильно закрученном потоке (S = 1,0), в том числе и без горения, имеет место распад вихревого ядра с образованием центральной зоны рециркуляции в форме пузыря. Установлено, что во внутреннем слое смешения (вокруг центральной зоны рециркуляции) распространяются крупные вихри, которые деформируют фронт пламени, а также способствуют тепломассообмену между продуктами горения в центральной зоне рециркуляции и струей. В работе также измерено пространственное распределение плотности и

профили концентрации основных компонент и температуры в потоке на основе СКР. Фотография пламени и поле средней скорости, а также распределения концентрации и температуры представлены на Рис. 1. Установлено, что вблизи выхода из сопла по периферии потока истекает бедная пропановоздушная смесь, а фронт пламени на начальном участке струи стабилизирован во внутреннем слое смешения струи и имеет форму обращенного конуса. С ростом расстояния от сопла градиент температуры в слое смешения закрученного потока снижается, и концентрация топлива в струе монотонно уменьшается.





УДК 536.248.2

О ФОРМЕ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ В МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Шарыпов О.В.¹, Красинский Д.В.¹, Копьев Е.П.¹, Шадрин Е.Ю.¹

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

В экспериментах по теплообмену при кипении наблюдается интересный с научной и технической точки зрения режим, при котором происходит распространение парового слоя вдоль цилиндрического нагревателя в условиях перегрева жидкости выше температуры кипения при заданном давлении [1–4]. Известные модели не описывают форму межфазной поверхности.

В работе аналитически исследовано распространение самоподдерживающегося фронта испарения в перегретой жидкости вдоль плоского нагревателя. Форма стационарной межфазной поверхности проанализирована в рамках приближенной физикоматематической модели. Получена аналитическая зависимость толщины парового слоя y = f(x) от координаты и физических параметров (с интегрируемой особенностью при x = 0). Решение представлено в безразмерной инвариантной форме в переменных $\phi = mx$, g = mf:

$$\varphi = (1 + g/2)\sqrt{g + g^2/4} - 2 \operatorname{Arsh}(\sqrt{g}/2),$$

где *m* – основной параметр модели, зависящий от скорости распространения фронта испарения *V*, перегрева жидкости, теплопроводности и теплоемкости жидкости, плотности пара и жидкости, удельной теплоты испарения.

Теоретические результаты количественно соответствуют экспериментальным данным для фреона R21 на цилиндрическом нагревателе с диаметром 3 мм, см. рис. 1 (в соответствии с условиями эксперимента [1, 2] задано значение $m^{-1} = 20$ мкм).



Puc. 1. Аналитическое решение f (x) (сплошная линия) и экспериментальные данные [1, 2]: межфазная поверхность (штриховой пунктир) и граница теплового слоя (δ).

На рис. 2 и 3 представлено сравнение аналитического решения ($m^{-1} = 400$ мкм) с экспериментальными данными [3, 4] для ацетона при различных физических условиях на цилиндрическом нагревателе с диаметром 2,5 мм.

Для полученной аналитической зависимости проведено численное моделирование структуры потока жидкости, обтекающего непроницаемую недеформируемую поверхность. Получено распределение скорости и давления в жидкости. Показано, что вблизи передней части фронта испарения в жидкости формируется застойная зона с замкнутыми линиями тока (см. рис. 4).



Рис. 2. Аналитическое решение f (x) (пунктир) и экспериментальные данные [3].



Рис. 3. Аналитическое решение f (x) (сплошная линия) и аппроксимация экспериментальных данных [4] для толщины паровой полости сверху и снизу нагревателя (пунктир).



Рис. 4. Застойная зона вблизи передней части поверхности, обтекаемой жидкостью (численное моделирование), гидродинамические параметры соответствуют условиям эксперимента [1, 2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-08-01359-а.

- Жуков В.Е., Кузнецов Д.В., Моисеев М.И., Барташевич М.В. Динамика распространения самоподдерживающегося фронта испарения в условиях нормальной и микро-гравитации // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2013. Вып. 1 (12). С. 329–335. Днепропетровск: НПВК «Триакон», 2013.
- Pavlenko A.N., Tairov E.A., Zhukov V.E., Levin A.A., Moiseev M.I. Dynamics of transient process at liquid boiling-up in the conditions of free convection and forced flow in a channel under nonstationary heat release // Journal of Engineering Thermophysics. 2014. Vol. 23. No. 3. P. 173-193.
- Авксентюк Б.П., Овчинников В.В. Третий кризис теплоотдачи при недогреве // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15. № 2. С. 281-289.
- Авксентюк Б.П., Овчинников В.В. Форма паровой полости при взрывном гетерогенном кипении // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11. № 4. С. 625-633.


СЕКЦИЯ 3

Теплофизические свойства веществ. Секция посвящена 100-летию со дня рождения академика РАН И.И. Новикова



УДК 536.412:669.721

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ЖИДКОГО МАГНИЯ

Абдуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Агажанов А.Ш.

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

К настоящему времени термические свойства магния в области высоких температур твердого и жидкого состояний исследованы недостаточно надежно и подробно. Достаточно отметить, что результаты различных авторов по коэффициенту теплового расширения расплава магния вблизи температуры плавления отличаются друг от друга практически в два раза [1–4], а прямые измерения скачка плотности при плавлении-кристаллизации, по нашим сведениям, проводились лишь в одной работе [4]. Трудности экспериментальной работы с магнием вблизи и выше точки плавления в первую очередь связаны с его высокой химической активностью и высоким давлением паров. Данные проблемы могут быть решены путем применения бесконтактных методов исследования термических свойств веществ (в частности, гамма-метода) и использования герметичной ячейки (вакуумированной, или заполненной инертным газом) в качестве контейнера для образца магния.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование плотности и теплового расширения магния в широком интервале температур жидкого состояния и в окрестности температуры фазового перехода твердое тело – расплав. В качестве исследуемого материала использовался магний чистотой 99,95 вес. % производства ОАО «Соликамский магниевый завод». Плотность магния при комнатной температуре ρ_r определялась методом гидростатического взвешивания в силиконовом масле, с погрешностью не выше 0,05%. Полученное значение $\rho_r = 1737,3$ кг/м³ практически совпадает с плотностью, рассчитанной из параметров кристаллической решетки [5].

Измерения скачка плотности при плавлениикристаллизации и теплового расширения магния в жидком и твердом состояниях проводились методом просвечивания образца узким пучком гаммаизлучения (гамма-метод) [6], в интервале температур 750-1244 К, при скорости нагрева-охлаждения 2-5 К/мин. Измерительная ячейка для образца магния была изготовлена из молибдена марки МЧВП. Ячейка состояла из цилиндрического тигля высотой 72 мм, внутренним диаметром 37 мм и крышки с тонкостенной гильзой для хромель-алюмелевой термопары. Заполнение ячейки образцом и ее герметизация (аргонно-дуговой сваркой) проводились в перчаточном боксе, заполненном чистым аргоном (99,992 об. %). Защитная гильза термопары погружалась в расплав на глубину 15 мм. Перед экспериментом установка вакуумировалась и заполнялась аргоном до давления 0,1 МПа. Отсутствие газовых включений на границе раздела тигель-расплав и усадочных дефектов в зоне просвечивания при кристаллизации контролировалось путем сканирования образца.

По результатам эксперимента было установлено, что в исследованном интервале температур плотность расплава магния, в пределах погрешности, линейно уменьшается с температурой. Температура плавления металла T_f равна 921,5±1,5 K, относительный скачок плотности при плавлениикристаллизации $\delta \rho_f$ составляет (4,89±0,16)%, объемный коэффициент термического расширения расплава вблизи точки плавления $\beta_m(T_f)$ равен $(14,9\pm0,5)\times10^{-5}$ K⁻¹.

Построение политермы плотности магния в интервале температур 293–1244 К проводилось по справочным данным о термическом коэффициенте линейного расширении твердого металла $\alpha(T)$ [7] с привязкой к плотности при комнатной температуре ρ_r , и по скачку плотности при плавлениикристаллизации $\delta \rho_f$ и тепловому расширению расплава $\beta_m(T)$, полученными гамма-методом. Погрешность полученных таким образом данных по плотности жидкого магния, согласно нашим оценкам, не превышает 0,3% во всем исследованном интервале температур.

По результатам исследований получены новые надежные экспериментальные данные по плотности и коэффициентам теплового расширения жидкого магния в интервале температур от температуры плавления до 1244 К, а также по скачку плотности при фазовом переходе твердое тело – расплав. Построены температурные зависимости изученных свойств (в виде уравнений и справочной таблицы). Проведено сопоставление полученных результатов с литературными данными.

Список литературы:

- McGonigal P.J., Kirshenbaum A.D., Grosse A.V. The liquid temperature range, density, and critical constants of magnesium // J. Phys. Chem. – 1962. – V. 66. №. 4. – P. 737–740.
- Ченцов В.П. Автореферат канд. дисс. Свердловск: Институт электрохимии УНЦ АН СССР, 1972. – 24 с.
- 3. Кулинский А.И. Плотность жидкого магния // Цветные металлы. 1988. № 25. С. 73–74.
- Станкус С.В., Хайрулин Р.А. Температурные и межфазные изменения плотности магния в твердом и жидком состоянии // Цветные металлы. – 1990. – № 9. – С. 65–67.
- 5. Тонков Е.Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. М.: Наука, 1979. 192 с.
- Станкус С.В., Хайрулин Р.А. Измерение термических свойств платины в интервале температур 293–2300 К методом проникающего излучения // Теплофизика высоких температур. – 1992. – Т. 30, № 3. – С. 487–494.
- 7. Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E. Thermophys. Prop. Matter. New-York. 1975. V. 12. 1348 p.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-38-00669).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЖИДКОГО РУБИДИЯ

Агажанов А.Ш., Абдуллаев Р.Н., Самошкин Д.А., Станкус С.В.

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

Теплофизические свойства большинства щелочных металлов, особенно их транспортные свойства, исследованы недостаточно подробно. Попытка систематизировать имеющиеся результаты исследования по теплофизическим свойствам щелочных металлов, отобрать наиболее надежные и на их основе построить интерполяционные кривые была предпринята в [1], однако данная монография вышла в печать в 70-е годы прошлого столетия. С тех пор, в литературе редко встречаются более современные оригинальные работы. Основная сложность заключается в обеспечение чистоты исследуемых образцов. В частности для жидкого рубидия, коэффициенты переноса тепла малоизучены и являются, как правило, оценочными. Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование коэффициентов тепло- и температуропроводности расплава рубидия в интервале температур от точки плавления до 873 К.

Измерение коэффициентов тепло- и температуропроводности рубидия (чистота 99,9 вес. %) проводилось методом лазерной вспышки на автоматизированной экспериментальной установке LFA-427 фирмы Netzsch (Германия). Для экспериментов использовалась измерительная ячейка из нержавеющей стали марки 12X18H10T. Заплавка рубидия в ячейку проводилась в защитной атмосфере перчаточного бокса. Герметизация ячейки осуществлялась аргоннодуговой сваркой. Атмосферой бокса являлся аргон с чистотой 99,998 об. %, который в процессе подготовки образца дополнительно доочищался, непрерывно прогоняясь через губчатый титан, нагретый до 900-1000 К. Обработка полученных экспериментальных данных осуществлялась по трехслойной модели (тигель – расплав – крышка) на основе разработанного нами пакета программ [2]. При обработке такие свойства как плотность, удельная теплоемкость образца и материала ячейки считались заданными, температуропроводность материала ячейки измерялась отдельно. Общая систематическая погрешность определения коэффициентов тепло- и температуропроводности составляет 2-5%.

Результаты по теплопроводности рубидия представлены на рис. 1 в сопоставлении с известными литературными данными. Аппроксимация полученных результатов в интервале температур 312–873 К методом наименьших квадратов дала уравнение:

$$\lambda (T) = 37,30 - 0,0102 T - 3,558 \times 10^{-6} T^{2}, \quad (1)$$

где λ в Вт/(м К), *T* – температура в К. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных точек от (1) не превышало 0,9%.



Как видно из рис. 1, наши данные согласуются с большинством работ в пределах суммарных погрешностей измерения и лежат выше оригинальной работы [3]. Остальные точки являются либо рекомендуемыми значениями из справочных изданий [4–7], либо рассчитанными по электросопротивлению [8].

Список литературы:

- Теплофизические свойства щелочных металлов / Э.Э. Шпильрайн, К.А. Якимович и др. М.: Стандарт, 1970. 487 с.
- Станкус С.В., Савченко И.В. Измерение коэффициентов переноса тепла жидких металлов методом лазерной вспышки // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 4. С. 625–632.
- Шпильрайн Э.Э., Крайнова И.Ф. Экспериментальное исследование теплопроводности жидкого рубидия //Теплофизика высоких температур. 1968. Т. 6. № 3. С. 451-454.
- 4. Ho C.Y., Powell R.W., Liley P.E. Thermal conductivity of the elements: a comprehensive review // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1974. Vol. 3. No. 1. P. 279–422.
- Справочник по теплопроводности жидкостей и газов / Н.Б. Варгафтик, Л.П. Филиппов, А.А. Тарзиманов, Е.Е. Тоцкий. М.: Энергоатомиздат, 1990. 352 с.
- Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справ. изд. / В.Е. Зиновьев. М.: Металлургия, 1989. 384 с.
- Thermophysical Properties of Matter. Vol. 1. Thermal Conductivity - Metallic Elements and Alloys / Y.S. Touloukian et al. West-Lafayette: Thermophysical and electronic properties information analysis center, 1970. 1595 p.
- Tepper F., Murchison A., Zelenak J., Roehlich F. Thermophysical properties of rubidium and cesium // MSA Research Copr., Callery, Penna. 1964.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда, проект № 16-19-10023.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СОЕДИНЕНИЯ УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИТОВ С ПОМОЩЬЮ СИНТЕЗА ГОРЕНИЕМ

Князева А.Г.^{1,2}, Алигожина К.А.¹

¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 630055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4 ² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 630050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30.

Углерод-углеродные композиты обладают свойствами, которые являются привлекательными в различных отраслях. Вместе с тем, область применения данных композитов расширяется, что требует создания все новых способов их соединения.

Как известно, выбор метода соединения материалов определяется не только самими материалами, но и размерами, геометрией, а также условиями будущей эксплуатации. Однако соединение углеродуглеродных композитов осуществить достаточно сложно в связи с тем, что они, в отличие от металлов, не поддаются сварке, и поэтому, подходящей технологией было бы соединение методом синтеза горением. Эффективность соединения материалов с использованием энергии химических реакций для формирования соединения между двумя углеродноуглеродными композитами была доказана в [1]. Экспериментальное исследование было проведено с системой, состоящей из двух дисков С-С композитов, которые необходимо было соединить и реагирующего наполнителя между ними (см. рис. 1). Система была расположена между двумя электродами (1), которые были подсоединены к источнику энергии постоянного тока (2). Постоянный ток используется для того, чтобы нагреть систему и равномерно инициировать реакцию в реагенте. Вследствие того, что электрическое сопротивление пористой порошковой области выше, чем сопротивление композита, Джоулево тепло, в первую, очередь выделяется в соединительном слое.



Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи

Математическое моделирование позволяет исследовать процессы в широкой области изменения параметров и помочь экспериментаторам в оптимизации технологий, а также в прогнозировании физических и механических процессов, сопровождающих процесс соединения композитов.

Предложенная математическая модель включает в себя уравнение теплопроводности в композите

 $c_{B}\rho_{B}\frac{\partial T_{B}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{B}r\frac{\partial T_{B}}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_{B}\frac{\partial T_{B}}{\partial z}\right) + \sigma IU + C_{B}\left(1 - C_{B} - P_{B}\right)Qk\exp\left(-\frac{E_{a}}{RT_{B}}\right),$ которое включает в себя два добавочных слагаемых.

Один из них определяет действие источника тепла за счет химической реакции, второй выражает действие источника прямого тока. Уравнение теплопроводности в реагирующем наполнителе содержит только одно дополнительное слагаемое, связанное с выделением тепла вследствие реакции. Это обусловлено тем, что реагирующая смесь проникает в слой композита вследствие диффузии.

$$c_A \rho_A \frac{\partial T_A}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_A r \frac{\partial T_A}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial z} \right) + C_A \left(1 - C_A - P_A \right) Qk \exp \left(-\frac{E_a}{RT_A} \right).$$

Что касается уравнений диффузии, то они содержат слагаемые, связанные с затратами компонентов на образование новых соединений.

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_A(T_A) r \frac{\partial C_A}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_A(T_A) \frac{\partial C_A}{\partial z} \right) - C_A(1 - C_A - P_A) k \exp\left(-\frac{E_a}{RT_A}\right),$$

$$\frac{\partial C_B}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_B(T_B) r \frac{\partial C_B}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_B(T_B) \frac{\partial C_B}{\partial z} \right) - C_B(1 - C_B - P_B) k \exp\left(-\frac{E_a}{RT_B}\right).$$

К этим уравнениям добавляем кинетические уравнения для продукта реакции в каждой области.

Граничные и начальные условия определяются условиями эксперимента.

$$z = l_c + h/2; \frac{\partial I_B}{\partial z} = 0; \frac{\partial C_B}{\partial z} = 0;$$

$$z = l_c + h: \lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial z} = \lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial z}; T_B = T_A; D_B \frac{\partial C_B}{\partial z} = D_A \frac{\partial C_A}{\partial z}; C_B = \gamma C_A;$$

$$z = 2l_c + h: \frac{\partial T_A}{\partial z} = 0; \frac{\partial C_A}{\partial z} = 0;$$

$$r = R_0: \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \varepsilon \sigma_0 \left(T^4 - T_w^4\right); \frac{\partial C}{\partial r} = 0;$$

$$r = 0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

В соединительном составе:

$$C_B = C_{B0}; Y_B = Y_{B0}; P_B = 0$$

В композите $Y_A = Y_{A0}$. P_k - это смесь продуктов (инертных) и примесей (если они есть, инертных).

Здесь T_k – температура; C_k – концентрация титана; Y_k – концентрация углерода; Q – тепловыделение в химической реакции; k_0 – предэкспоненциальный множитель; E_a – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная; λ_k , c_k , ρ_k , D_k – теплопроводность, теплоемкость, плотность и коэффициент диффузии материалов. Индекс А относится к области, занятой композитом, индекс В – к области, занятой реагирующим составом;

Задача решается численно. В результате удается построить распределения температуры и концентраций всех фаз в различные моменты времени при варьировании технологических параметров.

Список литературы:

 A. S. Mukasyan, J. D. E. White Combustion joining of Refractory Materials // International Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis. – 2007. – V. 16, № 3. – P. 154–168. УДК 622.276.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕВОДОРОДНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Ахмадуллина А.Г., Хуснутдинова Р.Р., Ямалетдинова А.А., Габдуллин А.Р., Гоц С.С., Ямалетдинова К.Ш.

ФГБОУ ВО «Башкирский государственный университет», 450074, Россия, Уфа, ул. Заки Валиди, 32

Нефть представляет собой смесь углеводородов и различных примесей. Нефти различны по составу и отличаются друг от друга по содержанию легких бензиновых фракций, твердых парафинов, асфальтосмолистых веществ. Входящие в нефть компоненты существенно отличаются друг от друга по своим электрофизическим характеристикам. С достаточной долей приближения нефть можно отнести к диэлектрическим материалам [1]. В целом нефть относят к неполярным веществам [2], так как ее диэлектрическая проницаемость находится в пределах 2,0-2,5.

Одним из эффективных методов исследования физико-химических свойств различных материалов является импедансная спектроскопия [3-4]. В силу того, что большинство образцов нефти обладают чрезвычайно низкой проводимостью при температурах ниже 60 ^{o}C , стандартные методы и стандартные приборы не в состоянии измерять электрофизические характеристики образцов нефти на низких частотах. В связи с этим указанные характеристики нефти в указанных условиях в настоящее время практически не изучены.

Целью данной работы является изучение низкочастотных электрофизических характеристик образцов нефти в диапазоне температур от 10 до 60 0 С и в диапазоне частот от 10 Г μ до 10 МГ μ . Учитывая начальный этап экспериментальных исследований в указанных выше условиях, на разных участках частотного диапазона нами были использованы простейшие эквивалентные электрические схемы замещения образцов нефти в виде эквивалентного конденсатора или эквивалентного резистора. Такой уровень приближения является вполне приемлемым для практических приложений, связанных с электромагнитными воздействиями на залежи нефти [1].

Эксперимент проводился следующим методом. В измерительную ячейку с двумя электродами помещался образец нефти. Синусоидальный сигнал с генератора сигналов через измерительную ячейку поступал на нормированную нагрузку. Частота сигнала варьировалась от 10 Г μ до 10 МГ μ . Величина напряжения U_{μ} на нагрузке измерялась с помощью осциллографа и цифрового милливольтметра. На основе измеренных значений U_{μ} определялся модуль электрической проводимости и эквивалентная электрическая емкость образцов нефти.

Равномерный прогрев образцом нефти по всему объему в интервале температур от тридцати до шестидесяти градусов обеспечивался за счет использования инфракрасного излучения с диапазоном длин волн от *1 мкм* до 5 мкм. Охлаждение образцов нефти осуществлялось с помощью термостата. Результаты измерений частотных зависимостей эквивалентной

электрической емкости одного из образцов нефти представлен на рис. 1.

Согласно результатам, полученных в ходе эксперимента, мы видим, что с ростом частоты емкость образца уменьшается и, доходя до $1000 \ \Gamma u$, устанавливается и не меняется. Это связано с тем, что в ходе эксперимента мы не разделяем ток через образец на активную и реактивную составляющую. Активная составляющая тока через образец явным образом проявляется на низких частотах, и как мы видим из графика, что она зависит от температуры образца. Реактивная составляющая тока через образец проявляется на более высоких частотах, начиная примерно от $1000 \ \Gamma u$, и она в значительно меньшей мере, чем активная составляющая, зависит от температуры.



Рис. 1. Зависимости эквивалентной емкости образца нефти от частоты сигнала при температурах от 10 до 60 ⁰C

- Баринов А.В., Саяхов Ф.Л., Зиннатуллин Р.Р. и др. Диэлектрическая спектрометрия в нефтедобыче. Архангельск: Издво Арханг. гос. техн. Универс., 2003. 113 с.
- Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. Учебн. пособие: «Высшая школа» - М., 1977. 448 с.
- Евдокимов С.В., Притуленко А.С., Сапига А.А. и др. Установка для исследования импеданса диэлектриков на низких и сверхнизких частотах. Ученые записки Таврического национ. универс., серия физ.-мат. науки, 2011, т.24(63), № 2, с.187-192
- Эме Ф. Диэлектрические измерения для количественного анализа и для определения химической структуры: «Химия»-Москва, 1967 – 223 с.

УДК 541.13+11

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ РАДИОАКТИВНЫЙ ГРАФИТ-ВОДЯНОЙ ПАР

Барбин Н.М.^{1,2}, Кобелев А.М.¹, 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 620075, Россия, Екатеринбург, ул. Карла Либкнехта, 42

В России и странах мирового сообщества существует проблема обращения с облученным графитом активных зон уран-графитовых реакторов после выведения их из эксплуатации.

Существует несколько способов переработки радиоактивного графита: «Консервация», «Захоронение», «Ликвидация» [1]. Первые два варианта требуют строительства глубинных хранилищ и больших капитальных затрат. Способ «Ликвидация» является более эффективным, так как объемы облученного графита сокращаются в 90 раз[2].

Ликвидация облученного графита может осуществляться следующими способами[2]: окисление солями, окисление в расплавах щелочей, карбонатов, жидкофазное окисление в кислотах, связывание графита с металлами, окисление воздухом, кислородом, углекислым газом, водяным паром.

В данной работе исследуются теплофизические характеристики (V, S, I, U, Z) системы радиоактивный графит – водяной пар.

Расчеты проводились методом термодинамического моделирования с помощью программы TERRA.

Термодинамическое моделирование проводилось при начальном давлении – одна атмосфера, при начальной температуре 373 К и конечной температуре 3273 К. Шаг изменения температуры – 100 К.

В интервале температур от 373 до 573 К удельный объем системы увеличивается от 1,29 до 2,01 м³/кг. При температуре 573 К наблюдается точка перегиба и в интервале температур от 573 до 973К удельный объем увеличивается от 2,01 до 4,98 м³/кг. При температуре 973 К прослеживается точка перегиба и в интервале температур от 973 до 2373 К удельный объем увеличивается от 4,98 до 12,38 м³/кг. В точке 2373 К наблюдается перегиб и в интервале температур от 2373 до 3273 К удельный объем увеличивается от 12,38 до 19,7 м³/кг.

В области температур от 373 до 573 К энтропия увеличивается от 8,63 до 9,56 кДж/(кг·моль). При температуре 573 К прослеживается точка перегиба и при температуре от 573 до 973 К энтропия увеличивается от 9,56 до 13,41 кДж/(кг·моль). В точке 973 К наблюдается перегиб и в интервале температур от 973 до 2373 К энтропия увеличивается от 13,41 до 15,89 кДж/(кг·моль). При температуре 2373 К прослеживается перегиб и на участке температур от 2373 до 3273 К энтропия увеличивается от 15,89 до 18,35 кДж/(кг·моль).

При температуре от 373 до 573 К полная энтальпия увеличивается от -9873,53 до -9432,54 кДж/кг. При температуре 573 К наблюдается точка перегиба и на участке температур от 573 до 973 К полная энтальпия увеличивается от -9432,54 до - 6368,44 кДж/кг. При температуре 973 К прослеживается точка перегиба и в интервале температур от 973 до 2373 К полная энтальпия увеличивается от -6368,44 до -2482,69 кДж/кг. При температуре 2373 К наблюдается точка перегиба и полная энтальпия увеличивается от -2482,69 до 4704,91 кДж/кг.

На участке температур от 373 до 573 К полная внутренняя энергия увеличивается от -9899,44 до -9529,15 кДж/кг. При температуре 573 К наблюдается точка перегиба и в области температур от 573 до 973 К полная внутренняя энергия увеличивается от -9529,15 до -6713,87 кДж/кг. В точке 973 К наблюдается перегиб и в интервале температур от 973 до 2373 К полная внутренняя энергия увеличивается от -6713,87 до -3565,17 кДж/кг. При температуре 2373 К наблюдается точка перегиба и полная внутренняя энергия увеличивается от -3565,17 до 2914,22 кДж/кг.

В области температур от 373 до 573 К массовая доля конденсированной фазы увеличивается от 0,13 до 0,05. В точке 573 К наблюдается перегиб и в области температур от 573 до 873 массовая доля конденсированной фазы уменьшается от 0,05 до нуля.

Выделены 4 интервала температур в которых происходят изменения термодинамических характеристик системы.

1 температурный интервал от 373 до 573 К: изменения термодинамических характеристик системы связаны с увеличением содержания газа CH₄.

2 температурный интервал от 573 до 973 К: изменения термодинамических характеристик системы связаны с уменьшением содержания газа CH₄ и со сгоранием конденсированного С.

3 температурный интервал от 973 до 2373 К изменения термодинамических характеристик носят линейный характер и определяются парогазовой фазой.

4 температурный интервал > 2373 К: изменения термодинамических характеристик системы связаны с термическим разложением парогазовой фазы.

Основной вклад в термодинамические характеристики системы вносит конденсированный С до температуры его сгорания (873 К). При температуре более 873 К термодинамические характеристики системы определяются парогазовой фазой.

- Цыганов А.А., Хвостов В.И., Комаров Е.А. и др. Проблемы утилизации реакторного графита остановленных промышленных уран-графитовых реакторов // Известия Томского политехнического университета. 2007. Т.310. №2. С.94-98.
- Гринько А.М., Токаревский В.В. // Матер. 5-ой международной конференции «Сотрудничество для решения проблемы отходов». Украина, г. Харьков, 2008. С. 340.

УДК 532.6

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ РАСТВОРОВ МЕТАН – ВОДОРОД И ЭТАН – ВОДОРОД

Байдаков В.Г., Гришина К.А., Хотиенкова М.Н., Каверин А.М.

Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

В условиях высокого уровня потребления энергии и истощения нефтяных ресурсов использование природного газа в качестве энергоносителя является одним из приоритетных направлений современной энергетической политики. Метан – основной компонент природного газа. Присутствие в природном газе этана, пропана, водорода, и ряда неуглеводородных элементов существенно влияет на его физикохимические свойства. Данные о свойствах метаносодержащих растворов и, в частности, о поверхностном натяжении, необходимы для расчетов технологических процессов, связанных с использованием, транспортировкой и хранением сжиженного природного газа.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований капиллярной постоянной и поверхностного натяжения растворов метан– водород и этан–водород.

В опытах использовался дифференциальный вариант метода капиллярного поднятия [1]. Чистое вещество (этан или метан) конденсировалось в вакуумированную измерительную ячейку, находящуюся при заданной температуре. Ячейка содержала три стеклянных капилляра разного внутреннего диаметра. После установления равновесия измерялась разность высот поднятия менисков в капиллярах и определялась капиллярная постоянная a^2 . Раствор готовился напуском в ячейку водорода. Для раствора метан-водород эксперименты проведены по десяти изотермам в интервале температур 95 – 176К, для раствора этан-водород - по одиннадцати изотермам в интервале 93,15 – 283,15 К, при давлениях от давления насыщения чистого растворителя до 4 МПа. Концентрация и ортобарические плотности жидкой и паровой фаз раствора метан-водород определялись по уравнению состояния [2]. Для раствора этанводород концентрация определялась по экспериментальным данным [3], а ортобарические плотности рассчитывались из вириального уравнения состояния. Поверхностное натяжение σ определялось по данным о капиллярной постоянной и разности ортобарических плотностей жидкой и паровой фаз.

С увеличением давления капиллярная постоянная растворов уменьшается (см. рис. 1). Рост температуры приводит к понижению влияния добавок водорода на капиллярную постоянную. Растворение водорода в метане понижает поверхностное натяжение раствора (см. рис. 2), как и в случае с капиллярной постоянной, понижение поверхностного натяжения метана и этана с ростом концентрации водорода связано с адсорбцией последнего в поверхностный слой. Предложены уравнения, аппроксимирующие зависимость a^2 и о от давления, температуры и концентрации водорода.



Рис. 1. Изотермы а² раствора этан-водород: 1 – Т=93,15К; 2 – 133,15; 3 – 153,15; 4 – 173,15; 5 – 193,15; 6 – 213,15; 7 – 233,15; 8 – 253,15; 9 – 263,15; 10 – 273,15; 11 – 283,15.



Рис. 2. Изотермы о раствора метан-водород: 1 – T=95K; 2 – 105; 3 – 120; 4 – 135; 5 – 150; 6 – 160; 7 – 165; 8 – 170; 9 –173; 10 –176.

Список литературы:

- Байдаков В.Г. Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. – Екатеринбург: УИФ "Наука", 1994, 374 с.
- O. Kunz, R. Klimeck, W. Wagner, M. Jaeschke. The GERG-2004 Wide-Range Equation of State for Natural Gases and Other Mixtures. —Düsseldorf, Germany: GERG TMIS, VDI Verlag, (2007).
- R.B.Williams, D.L.Katz. Vapor Liquid Equilibria in Binary Systems Hydrogen with Ethylene, Ethane, Propylene, and Propane // Ind. Eng. Chem. Res. 1954 V.46. №12.P. 2512-2520.

Работа поддержана РФФИ (грант №15-08-03399) и Комплексной программой фундаментальных исследований УрО РАН (грант №15-1-2-6).

УДК 53.082.64

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВОЛЬФРАМА В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕБАЯ

Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З.

Башкирский Государственный университет, 450076, Россия, Уфа, ул. Заки Валиди, 32

Процесс нагрева металлов электрическим током представляет собой одну из классических задач, рассматриваемых в экспериментальной физике на протяжении многих десятков лет. Из теоретической физики известно, что характер процессов нагрева металлов протекает по-разному в зависимости от того, в каком температурном диапазоне исследуется процесс. Границей раздела указанных выше диапазонов температур является температура Дебая, указывающая для каждого вещества области, где существенно, а где несущественно квантование колебаний. Для экспериментального определения температуры Дебая используются дифрактометрические методы, основанные на том, что истинный колебательный спектр кристалла аппроксимируется дебаевским распределением частот [1]. Проводится съёмка одного и того же образца при двух температурах в одинаковых геометрических условиях. Так как при температуре ниже дебаевской колебательный спектр изменяется незначительно и можно использовать дебаевское приближение, то съёмка проводится при низкой (обычно температуре кипения жидкого азота) и комнатной температурах.

В обычных электрофизических измерениях характеристик металлов в зависимости от температуры обычно не удается обнаружить точку перехода через температуру Дебая. Это обусловлено двумя причинами: недостаточно высокой точностью определения температуры образца и его электрических характеристик. Данная работа направлена на решение указанных выше проблем.

На основе детального анализа вольтамперных характеристик, дифференциальной проводимости и её производной по напряжению обнаружено проявление различного характера рассеяния энергии электронов на фононах кристаллической решётки вольфрама в диапазонах температур выше и ниже температуры Дебая. В качестве объекта исследования использована нить накала термоэмиссионного ионизационного датчика вакуума. Методика измерения температуры нити накала взята из [2]. Для повышения точности вычисления дифференциальной проводимости и её производной по напряжению выбран относительно небольшой шаг дискретизации выставления значения напряжения. По измеренным вольтамперным характеристикам рассчитаны дифференциальная проводимость G_d и её производная по напряжению dG_d/dU (см. рис. 1 и 2). Для уменьшения влияния инструментальной и операторной погрешностей G_d и dG_d/dU рассчитывались по 11 точкам с использованием линейной аппроксимации участков вольтамперных характеристик и дифференциальной проводимости. Как видно из рис. 1, переход через температуру Дебая (около 405 К) не проявляется заметным образом на изменении G_d от температуры T.



Рис. 1. Зависимость дифференциальной проводимости от температуры для вольфрамовой проволоки

Существенно заметнее переход через температуру Дебая проявляется на температурной зависимости dG_d / dU (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость первой производной дифференциальной проводимости по напряжению в зависимости от температуры для вольфрамовой проволоки

На данном графике можно выделить три температурных области: 300 - 405 К – отличающееся от нуля отрицательное значение dG_d / dU с чётко выраженным минимальным значением в середине указанного температурного интервала; 405 - 600 К – плавное монотонное стремление dG_d / dU к нулю с повышением температуры; 600 - 1500 К – практически нулевое значение dG_d / dU .

Полученные в работе результаты хорошо согласуются с существующей теорией твёрдого тела [3].

- Егоров А.А., Монахов И.С. Определение дебаевской температуры сплавов систем Fe-Cr и Fe-V// Труды Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике электронике, экологии и медицине», М.: КДУ, 2011. С. 204 – 210.
- Захаров Ю.А. Постановка лабораторной работы по измерению температуры нити накала электрических ламп// Проблемы современного физического образования: материалы III Всероссийской конф. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2015. С. 106.
- Н. Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твёрдого тела. Том 2 / Перевод с англ. М.: Мир, 1979. 424 с.

УДК 532.13. 533.16 +536.71

ПРОСТОЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ФЛЮИДА ДЛЯ КСЕНОНА

Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С.

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

В настоящее время в литературе принято описывать термодинамические свойства вещества с помощью так называемых "фундаментальных" уравнений состояния, которые описывают приведенную функцию Гельмгольца α с независимыми переменными температурой *T* и плотностью ρ (удельным объемом *V*):

$$\alpha = \alpha^0 + \alpha^r = F/RT = \varphi(T, \rho).$$
(1)

Здесь α - приведенная функция Гельмгольца, α^0 – приведенная функция Гельмгольца идеального газа, α^r – приведенная избыточная функция Гельмгольца, F – свободная энергия Гельмгольца, T – абсолютная температура, R – газовая постоянная, ρ – плотность.

Уравнение состояния, записанное в такой форме, имеет определенные преимущества по сравнению с УС для фактора сжимаемости $Z = Z(T, \rho)$, поскольку в расчетах термодинамических характеристик по фундаментальному уравнению в основном используется процедура дифференцирования.

Один из вариантов фундаментального малопараметрического уравнения состояния для высокоточного описания термодинамических свойств нормальных однокомпонентных веществ в газовом, жидком и флюидном состояниях (кроме сингулярностей в окрестности критической точки жидкость – пар) в приведенных переменных и имеет вид:

$$\alpha^{r}(\omega,\tau) = a_{1} \left(e^{\tau} - 1 - \tau \right) (\omega - \omega_{r})^{3} \omega + a_{2} \tau \omega + a_{3} \left(e^{-\tau} - 1 \right) \omega + + a_{4} \left(e^{3\tau} - 1 - 3\tau \right) (\omega - \omega_{r})^{5} \omega + a_{5} \left(e^{6\tau} - 6\tau \right) (\omega - \omega_{r})^{4} \omega^{2} +$$
(2)
+ $a_{6} \left(e^{-3\tau} - 1 \right) \omega + a_{7} \ln \left(1 - Z_{c} \omega \right) + \frac{a_{8} \omega}{(1 - Z_{c} \omega)} + \frac{a_{9} \omega^{2}}{(1 - Z_{c} \omega)^{2}} + \frac{a_{10} \omega^{3}}{(1 - Z_{c} \omega)^{3}}$

Здесь $Z = P/\rho RT$ – фактор сжимаемости, Z_C – фактор сжимаемости в критической точке, $\omega = \rho/\rho_c$, $\tau = T/T_C$, P – давление, ρ – плотность, T_C – критическая температура, ρ_C – плотность вещества в критической точке, $\rho_{\rm tr}$ – плотность в тройной точке, $\tau = T_C/T$ – приведенная обратная температура, $\omega = \rho/\rho_C$ – приведенная плотность, $\omega_{\rm t} = \rho_{\rm tr}/\rho_c$ – приведенная плотность в тройной точке. Уравнение для расчета коэффициентов, входящих в (2), имеет вид:

$$P = \rho RT \left(1 + \omega \left(\frac{\partial \alpha^r}{\partial \omega} \right)_T \right).$$
(3)

Уравнения (2), (3) содержат до 10 эмпирических подгоночных коэффициентов, которые рассчитываются методом наименьших квадратов по уравнению (3). При выполнении трех критических условий и "привязки" к тройной точке число подгоночных эмпирических коэффициентов снижается до 6, причем 4 из них необходимы для описания функции только плотности (коэффициенты $a_7 - a_{10}$) в уравнении (2).

Как показал анализ, качество описания термодинамических характеристик однокомпонентных веществ по уравнениям (2), (3) при этом несколько улучшилось по сравнению с результатами расчета этих характеристик с помощью фактора сжимаемости. Установлено также, что предложенные уравнения позволяют производить надежную экстраполяцию термодинамических свойств за пределы "опорного" участка.

На рис. 1 приведено сопоставление плотности и энтальпии ксенона, рассчитанных по уравнениям (2), (3), с табличными данными [1]. Как показал анализ, расхождения между рассчитанными по (2), (3) значениями термодинамических характеристик и табличными (усредненными экспериментальными) значениями в основном не превышают оцененных погрешностей исходных данных. Подчеркнем, что калорические свойства и скорость звука ксенона рассчитаны без привлечения каких либо – экспериментальных или табличных – данных по этим свойствам (за исключением, естественно, энтальпии идеального газа).



Рис. 1. Сопоставление рассчитанных значений плотности ксенона (а) с табличными данными [1] на изобарах от 0,1 до 20 МРа. и рассчитанных значений энтальпии ксенона (б) (сплошные линии) с табличными данными [1] (точки) на изотермах, температура в К. Пунктир – линия насыщения.

Список литературы:

 E.W. Lemmon, R. Span. Shot Fundamental Equation of State for 20 Industrial Fluids // J. Chem. Eng. Data. 2006. 51. 785-850. УДК 636.1+544.45

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА КОМПОЗИТА С ОКСИДНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Князева А.Г.^{1,2}, Травицкий Н.³

¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 630055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4 ² Томский политехнический университет, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

³ University of Erlangen-Nuremberg,

D-91058, Martensstr.,5, Erlangen, Germany

В работе обсуждается возможность управляемого синтеза многофазного композита на основе сплава $Fe_{0.49}Cr_{0.32}Ni_{0.19}$ с включениями Al_2O_3 . В соответствии с экспериментальными данными [1], исходная смесь, помещаемая в цилиндрический реактор, содержит Al, Fe₂O₃; Fe; Cr; Ni.

Нагрев порошковой смеси может осуществляться со стороны боковых поверхностей цилиндрического реактора (а) и со стороны плунжера, который способствует уплотнению смеси (б). В первом случае нагрев в первом приближении можно считать однородным по всей высоте реактора, так что процесс будет зависеть только от радиуса. В приближении тонких стенок реактора для расчета распределения температуры требуется одномерное уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r}\right) + W,$$

где теплоемкость c, плотность ρ и коэффициент теплопроводности зависят от состава и пористости θ , а функция W есть суммарное тепло химических реакций, протекающих в порошковой смеси. Среди них можно выделить экзотермическую реакцию

$$2Al(L) + Fe_2O_3 \rightarrow Al_2O_3 + 2Fe$$

и суммарную эндотермическую реакцию образования многофазного сплава

 $4.9Fe + 3.2Cr + 1.9Ni \rightarrow 10Fe_{0.49}Cr_{0.32}Ni_{0.19}$.

Тогда для семи компонентов реакционной смеси потребуются кинетические уравнения вида

$$\rho \frac{dC_k}{dt} = w_k \,,$$

где w_k - сумма источников и стоков для каждого компонента в реакциях, C_k - их массовые концентрации.

Вместо одного из кинетических уравнений можно использовать баланс масс

$$\sum_{k=1}^{7} C_k = 1$$

Для каждой из реакций выполняется закон сохранения массы

$$\sum_{k=1}^{7} \mathbf{v}_{ki} m_k = 0, \ i = 1,2$$

Формальный подход позволяет записать для скоростей реакций следующие выражения

$$\begin{split} \phi_1 &= z_1 C_1^2 C_2 \Phi \big(C_6 + C_7 \big) exp \bigg(-\frac{E_1}{RT} \bigg), \\ \phi_2 &= z_2 C_3^{4.9} C_4^{3.2} C_5^{1.9} \Phi \big(C_6 + C_7 \big) exp \bigg(-\frac{E_2}{RT} \bigg), \end{split}$$

тогда

$$W = W_1 + W_2, \ W_i = Q_i \varphi_i,$$

Q_i - тепловые эффекты реакций.

Функция Ф отражает торможение реакции слоем твердофазного продукта [2].

Пористость изменяется в соответствии с кинетическим уравнением

$$\frac{d\theta}{dt} = \varphi(\theta, T, P),$$

где *Р* - приложенная нагрузка.

Плавление в модели учитывается через теплоемкость. Граничные условия учитывают нагрев излучением от источника заданной температуры и потери (накопление) тепла в стенках реактора.

Задача решается численно. Обсуждается весьма серьезная проблема поиска или расчета кинетических параметров и эквивалентных свойств. При достаточно низких тепловых эффектах реакций процессом можно управлять за счет изменения скорости нагрева и температуры стенок, при которой внешний нагрев прекращается. Пример изменения среднего состава во времени показан на рис. 1



Рис. 1. Изменение среднего состава смеси во времени

Динамика процесса существенно зависит от размеров реактора, скорости нагрева и условий теплообмена, изменения эквивалентных свойств во времени.

- N.Travitzky, P.Kumar, K.H.Sandhage, R.Janssen, N.Claussen, Rapid synthesis of Al2O3 reinforced Fe-Cr-Ni composites // Material science and Engineering, A. 2003 244. C. 245-252
- Мержанов А.Г. Теория безгазового горения. Препринт. Черноголовка. 1973. 26

УДК 536.413.2

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ НЕКОТОРЫХ САМАРИЙ-КОБАЛЬТОВЫХ МАГНИТОЖЕСТКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Козловский Ю.М., Савченко И.В.

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

Термический коэффициент линейного расширения (ТКЛР) исследовался на горизонтальном дилатометре DIL-402С производства фирмы NETZSCH (Германия) с держателем и толкателем, изготовленными из спеченного корунда. Образец зажимался между держателем и толкателем с усилием 45 сН, которое поддерживалось постоянным в ходе всего эксперимента. Удлинение измерялось индуктивным датчиком перемещения (LVDT) с разрешением 1 нм, а температура – термопарой (тип S), королек которой располагался в непосредственной близости от боковой поверхности образца. Измерения проводились в интервале температур 293-1163 К при нагревеохлаждении печи со скоростью 2 К/мин и получасовой изотермической выдержке при максимальной температуре. Перед экспериментом установка вакуумировалась (1 Пa) И заполнялась гелием (99,995 об. %). Учет нелинейности характеристики датчика перемещений, отличия в температурах и коэффициентах линейного расширения материалов держателя и толкателя и т.д. проводился путем измерения нулевого хода дилатометра.

Установка, методика проведения измерений и обработки результатов апробировались в экспериментах с образцом платины (99,93%). Сопоставление результатов измерений с наиболее достоверными литературными данными [1] показало, что отличие в значениях ТКЛР не превышает 1,5%. Непосредственно до и после экспериментов проводились контрольные измерения линейных размеров, массы и магнитного поля создаваемого образцом.

Измерения проводились на образцах марок YX-18, YX-24 и YXG-22, YXG-30. В качестве основного компонента данной группы магнитожестких соединений выступает кристаллическая фаза SmCo₅ и Sm₂Co₁₇, соответственно. Разные марки отличаются друг от друга диапазоном рабочих температур, величиной коэрцитивной силы и значением точки Кюри. Образцы представлены в форме цилиндров $Ø6\times25$ мм с плоскопараллельными основаниями.

Для каждой марки исследуемого соединения было проведено 2 серии экспериментов: первый цикл нагрева–охлаждения до рабочей температуры без потери исходной намагниченности и второй – до температуры, превосходящей точку Кюри, что равноценно полному размагничиванию. Анализ и сравнение полученных данных показали, что величина магнитного поля никак не влияет на ТКЛР исследованных материалов, что аналогично результатам для магнитов системы Nd-Fe-B [2].

На рис. 1 представлены температурные зависимости ТКЛР двух исследованных марок.



Рис. 1. Температурная зависимость ТКЛР самарийкобальтовых магнитов марок YX-24 (а) и YXG-22 (б).

Для всех магнитов получены таблицы рекомендуемых значений ТКЛР и относительного удлинения, а в области точки Кюри была проведена обработка скейлинговскими зависимостями [3], что позволило рассчитать критические индексы.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-38-20223

- 1. Kirby R.K. Platinum. a Thermal Expansion Reference Material // Int. J. Thermophys. 12 (1991) 679.
- I. Savchenko, Y. Kozlovskii, D. Samoshkin, O. Yatsuk. The thermal expansion of hard magnetic materials of the Nd-Fe-B system // Web of Conference (2017).
- Dolejsi D.A., Swenson C.A. Experimental thermal expansivities for single crystal gadolinium near the Curie temperature // Phys. Rev. B: Condens. Matter. 24 (1981) 6326-6335.

КЛАССИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА СТЕФАНА: ПОЛИНОМИАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ

Кот В.А.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН РБ, 220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

Под задачей Стефана понимают класс математических моделей, описывающих в основном тепловые и диффузионные процессы, сопровождающиеся фазовыми превращениями с поглощением либо выделением скрытой теплоты. Решение задачи Стефана состоит в вычислении температурного (концентрационного) профиля с определением положения межфазной границы s(t) [1]. Основная трудность связана с тем, что подвижная граница формирует переменные области, положение данной границы неизвестно и определяется в ходе решения. Данные модели представляют собой существенно нелинейные краевые задачи. Аналитические подходы в решении данных задач сильно ограничены и дают, как правило, решения с низкой аппроксимационной точностью, которая намного ниже точности, обеспечиваемой современными численными методами [2-5].

В настоящей работе изложены результаты решения классической задачи Стефана при переменных во времени граничных условиях Дирихле, Неймана и Робина (данное условие включает конвективный теплообмен при наличии теплового потока). Математическая формулировка задачи для температурной функции T(x,t) в области $(x,t) \in [0, s(t)] \times (0, t_1]$ при разных граничных условиях имеет вид:

 $T_{t} = \kappa T_{xx}, \quad 0 < x < s(t), \quad t > 0$ $T = h(t); \quad -\lambda T_{x} = q(t); \quad \alpha T_{x} + \beta T = \gamma(t), \quad (x = 0)$ $T = T_{m}, \quad -\lambda T_{x} = \rho L_{m} s_{t}, \quad x = s(t), \quad t > 0$ $s(t) = 0, \quad t = 0.$

Здесь $\kappa = \lambda / c \rho$ – коэффициент температуропроводности; λ , ρ , c, L_m – коэффициент теплопроводности, плотность, удельная теплоемкость и скрытая теплота плавления на единицу массы соответственно.

На основе введения в рассмотрение интегральных граничных характеристик [6, 7] в виде (n = 1, 2, ...)

$$H_n \equiv \underbrace{\int_{0}^{t} dt \dots \int_{0}^{t} h dt}_{n} Q_n \equiv \underbrace{\int_{0}^{t} dt \dots \int_{0}^{t} q dt}_{n} \Upsilon_n \equiv \underbrace{\int_{0}^{t} dt \dots \int_{0}^{t} \gamma dt}_{n}$$

получены три последовательности из тождественных равенств, подынтегральные выражения которых содержат искомую температурную функцию T(x,t). Так, для условия Неймана данная последовательность приобретает вид ($n \in \mathbb{Z}_+$)

$$\mathcal{L}_n T_x + \operatorname{Ste}^{-1} \sum_{k=1}^n S_n^k(t) \equiv Q_n(t), \quad \forall n \in \mathbb{Z}_+,$$

где Ste = $c(T_{ref} - T_m)/L_m$, T_{ref} – референтная температура, $\mathcal{L}_n(\cdot)$ – интегральный оператор [7], $S_n^k(s)$ – интегральная функция. Посредством представления искомой температурной функции в виде полинома

 $T(x,t) = \sum_{j=0}^{N} a_j(t)(x/s)^j$ удается свести задачу к дифференциальному уравнению порядка N-1.

В тестовой задаче при заданном тепловом потоке $(T_x = -\exp(t), \text{ Ste} = 1, T_x = -\exp(t-x)-1, s(t) = 1)$ полином пятой степени дает для межфазного фронта при t = 1 ошибку $\varepsilon_s = |s/s^* - 1| \cdot 100\% = 1,8 \cdot 10^{-7}\%$, что на несколько порядков меньше, чем в известных численных методах [2–5]. Для норм $\|\varepsilon_T\|_1$ и $\|\varepsilon_T\|_2$ в отношении аппроксимационной ошибки расчета температурного профиля полученные аналитические результаты превзошли численные схемы примерно на два порядка и имеют одинаковый порядок с численным согласно схеме Кранка-Николсона (при максимальной разбивке h = 1/80) – $\|\varepsilon_T\|_2 \sim 10^{-6}$. Таким образом, полученные решения можно считать условно-точными (см. рис. 1).



Рис. 1. Температурные профили в расплаве при тепловом потоке $q(t) = \exp(t)$ и числе Стефана Ste = 1 в моменты времени t = 1 (1); 2 (2); 2,5 (3); 3 (4): сплошная линия – точное решение, пунктирная – полином (N = 4).

- Gupta S.R. The Classic Stefan Problem. Basic Concepts, Modelling and Analysis. Amsterdam: Elsevier, 2003. 385 pp.
- Gupta R. S., Kumar D. Variable time step methods for onedimensional Stefan problem with mixed boundary condition // Int. J. Heat Mass Transf. 1981. V. 24. No. 2. P. 251-259.
- Kutluay B., Bahadir A.R., Ozdes A. The numerical solution of one-phase classical Stefan problem // J. Comput. Appl. Math. 1997. V. 81. No. 1. P. 135-144.
- Caldwell J., Savovic S., Kwan Y.Y. Nodal integral end finite difference solution of one-dimensional Stefan problem // J. Heat Trans. (ASME). 2003. V. 125. No. 3. P. 523-527.
- Mitchell S.L., Vynnycky M. Finite-difference methods with increased accuracy and correct initialization for one-dimensional Stefan problems // Appl. Math. and Comput., 2009. V. 215. No. 4. P. 1609-1621.
- Kor V.A. Integral Method of Boundary Characteristics: The Dirichlet Condition. Principles // Heat Transfer Research. 2016. V. 47. No 10. P. 927-944.
- Кот В.А. Интегральный метод граничных характеристик в решении задачи Стефана: условие Дирихле // ИФЖ. 2016. Т. 89. № 5. С. 1301-1327.

ЗАДАЧА СТЕФАНА ДЛЯ ШАРА: УСЛОВИЕ ДИРИХЛЕ

Кот В.А.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН РБ, 220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

Задача Стефана для сферического тела (шара) является одной из важнейшей в обширном классе задач стефановского типа [1]. Их большая актуальность общеизвестна и не вызывает сомнений. В этой связи, несмотря на уже имеющиеся решения, данная проблема, ввиду ее очевидной незавершенности, вызывает постоянный неугасающий интерес, причем как со стороны теплофизиков, так и прикладных математиков [2-4]. Отметим также, что данная задача (в отличие от декартовой системы координат) не имеет точных решений ни при каких законах изменения температуры поверхности. В настоящей работе, на основе нового подхода с выводом системы тождественных равенств, дается новое полиномиальное решение классической однофазной задачи Стефана с переменным во времени с условием Дирихле.

Математическая формулировка задачи (в безразмерном виде) записывается следующим образом:

$$u_t = u_{rr}, \quad S(t) < r < 1, \quad 0 < t < t^*$$

$$u = 0; \quad u_r = -\text{Ste}^{-1}S(t) \ S'(t), \quad r = S(t)$$

$$u(1,t) = h(t); \qquad S(0) = 1.$$

Здесь u = rT, $T = (\overline{T} - T_m) / (T_{ref} - T_m)$, $t = \kappa \overline{t} / R_0$, \overline{T} – температурная функция, T_{ref} – референтная температура, T_m – температура плавления, $\kappa = \lambda / c \rho$ – коэффициент температуропроводности; λ , ρ , c, L_m – коэффициент теплопроводности, плотность, удельная теплоемкость и скрытая теплота на единицу массы соответственно, Ste = $c (T_{ref} - T_m) / L_m$ – число Стефана, $S(t) = R(t) / R_0$, R(t) – координата положения межфазной границы.

Решение задачи определено в виде полинома

$$u = h(t) + \sum_{j=1}^{N} a_{j}(t) \left(1 - \frac{y}{1 - S(t)}\right)^{j}$$

Для определения полиномиальных коэффициентов на основе применения операторов вида [5]

$$\mathcal{L}_{n}(\cdot) \equiv \int_{s}^{n} \int_{s}^{y} dy^{(2)} \dots \int_{s}^{\infty} \int_{s}^{y} dy^{(2)} \int_{s}^{y} \int_{s}^{y} (\cdot) dy^{(2)}, \quad n \in \mathbb{Z}_{+}$$

нами получена последовательность из тождественных равенств

$$\mathcal{L}_n u + \frac{1}{\text{Ste}} \sum_{k=1}^n \int_{\underline{0}}^t dt \dots \int_{\underline{0}}^t \frac{\sigma^k}{(2k)!} \left(1 - \frac{2ks}{2k+1}\right) dt \equiv H_n, \forall n \in \mathbb{Z}_+,$$

где H_n – граничные характеристики [5]. В итоге приходим к последовательности из уравнений

$$\sum_{j=1}^{N} \frac{\sigma^{n} a_{j}(t)}{\prod_{k=1}^{k-2} (j+k)} + \frac{1}{\text{Ste}} \sum_{k=1}^{n} \int_{0}^{t} \frac{dt \dots \int_{0}^{t} \frac{\sigma^{k}}{(2k)!} \left(1 - \frac{2ks}{2k+1}\right) dt \equiv H_{n}.$$

В итоге задача Стефана свелась к одному (в зависимости от степени полинома N) из дифференциальных уравнений относительно s(t) = 1 - S(t). В частности, в простейшем случае (h(t) = 1, N = 2) приходим к дифференциальному уравнению

$$\frac{15-2ss'}{s^2}t + \frac{ss'}{6} - \frac{5}{2\text{Ste}} \left(3-s + \frac{ss'}{15}(3-5s)\right) = 1.$$

Проведенный численный анализ показал очень высокую аппроксимационную точность полученных полиномиальных решений рассматриваемой задачи (см. рис. 1). Ошибка в определении R(t) и T(r,t) по сравнению с численным решением достигает (в зависимости от N и Ste) сотых долей процента.



Рис. 1. Температурные профили при N = 3, числах Стефана Ste = 0,1 (a) и Ste = 5 (б) в разные моменты времени: t = 0,01 (1); 0,03 (2); 0,05 (3); 0,08 (4); 0,1 (5) (a) t = 0,2 (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,2 (4); 1,3 (5) (б).

- Alexiades V., Solomon A.D. Mathematical Modelling of Melting and Freezing Processes. Washington, 1993. 336 pp.
- Riley D.S., Smith F.T., Poots G. The inward solidification of spheres and circular cylinders // Int. J. Heat Mass Trans. 1974. V. 17. No. 12. P. 1507-1516.
- Hill J.M., Kucera A. Freezing a saturated liquid inside a sphere // Int. J. Heat Mass Trans. 1983. V. 26. No. 11. P. 1613-1637.
- Herrero M.A., Velazguez J.L. On the Melting of Ice Balls // SIAM J. Math. Anal. 1997. V. 28. No. 1. P. 1-32.
- Kor V.A. Integral Method of Boundary Characteristics: The Dirichlet Condition. Principles // Heat Trans. Res. 2016. V. 47. No 10. P. 927-944.

НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ УСКОРЕНИЙ

Лепешкин А.Р.

ФГУП "ЦИАМ им. П.И. Баранова", 111116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2

Для определения теплового состояния различных деталей двигателей и машин требуется знание теплофизических свойств материалов, в частности, температуропроводности и теплопроводности. Исследование температуропроводности металлических материалов в поле действия ускорений и сил является новой проблемой и ее решение имеет важное значение для авиакосмической техники [1-5].

В данной работе проведены экспериментальные исследования температуропроводности в поле действия центробежных ускорений и растягивающих сил при испытаниях на разгонном стенде с использованием разработанного метода исследований.

Данный метод исследований предусматривал закрепление на полотне модельного диска двух теплоизолированных проводников из хромелевого провода длиной 55 мм с диаметром 0,5 мм с электронагревателем длиной 10 мм. Электронагреватель размещался в месте соединения теплопроводников. Теплоизолированный объект закреплялся на полотне диска фольгой, привариваемой точечной сваркой. Первый теплопроводник был размещен в радиальном направлении, а другой вместе с нагревателем располагался в окружном направлении. Внутри вакуумной камеры стенда устанавливался модельный диск со жгутом проводов. Испытания проводились в данной испытательной камере на разгонном стенде, оснащенном автоматической системой управления частотой вращения электропривода. Контроль за температурным состоянием радиального и окружного теплопроводников, размещенных на вращающемся диске с нагревателем, производился компьютерной системой. Обработка результатов осуществлялась по разработанной программе. Для питания электронагревателя использовался стабилизированный источник Б5-47. Провода питания нагревателя и термопары от теплопроводников присоединялись к ртутному токосъемнику. Во всех экспериментах на разных частотах вращения проводился контроль температур поверхности диска. Получены экспериментальные данные о кинетике нестационарного нагрева: кривые изменения температур на концах трех теплопроводников как для базового эксперимента без вращения, так и при вращении на частотах 2500, 5000 и 10000 об/мин. Максимальная средняя скорость нагрева теплопроводников в базовом эксперименте (без вращения) составила 0,033 °С/с и время передачи тепла по теплопроводникам составляло 60 сек. В соответствии с разработанным методом по результатам исследований получены относительные изменения времени передачи тепла по теплопроводникам в зависимости от частоты вращения (рис. 1). При этом время прихода тепла теплового потока от нагревателя к концу каждого теплопроводника (повышение его температуры на 0,5 °С) изменялось в несколько раз.





 2 – окружной теплопроводник, то – время передачи тепла по теплопроводникам в эксперименте без вращения, т(п) – время передачи тепла по теплопроводникам в экспериментах в зависимости от частоты вращения.

Из анализа относительного времени передачи тепла (рис. 1) можно определить, что температуропроводность в радиальном направлении (кривая 1, рис. 1) для радиального теплопроводника возрастает не менее, чем в 3,0 и 4,3 раз соответственно на частотах вращения 2500 и 5000 об/мин. Причем, в радиальном направлении от центра температуропроводность возрастает в среднем в 2 раза больше, чем в окружном (кривая 2, рис. 1).

Разработан новый метод исследования температуропроводности металлов на основе анализа времени передачи тепла по теплопроводникам.

Полученные результаты в данной работе имеют важное практическое значение для оценки теплового состояния роторных деталей (дисков, лопаток, покрытий и др.), работающих в поле центробежных сил в авиадвигателестроении, энергетике и других отраслях машиностроения.

- Лепешкин А.Р., Бычков Н.Г. Способ и установка для определения теплофизических характеристик твердых материалов в поле действия центробежных сил / Патент 2235982 РФ, опубл. 20.04.2011, Бюл. № 11.
- Лепешкин А.Р., Бычков Н.Г. Экспериментальное исследование температуропроводности материалов в поле действия центробежных ускорений и сил // Тепловые процессы в технике. 2012. № 8. С. 376-379.
- Lepeshkin A.R., Vaganov P.A. Investigations of thermal conductivity of metals in the field of centrifugal and vibration accelerations // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 774.
- Lepeshkin A.R. Technique of Study of Thermal Difffusivity of Metallics in Different Technique of Study of Thermal Difffusivity of Metallics in Different Directions in a Field of Centrifugal Accelerations and Forces // Journal of Engineering Thermophysics. Vol. 26, No. 1, 2017. - pp. 1–7.
- Lepeshkin A.R. The Increase of Thermoconductivity of Materials in the Field of Centrifugal Accelerations and Forces // 10th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics - HEFAT2014. 14 – 26 July 2014. Orlando, Florida. USA. 2014. - P. 618-621.

УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЭФФЕКТ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ В МЕТАЛЛАХ

Лепешкин А.Р.

ФГУП "ЦИАМ им. П.И. Баранова", 111116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2

Исследование теплофизических свойств материалов: температуропроводности и теплопроводности в поле действия вибраций [1, 2] и ультразвуковых колебаний является новой и сложной проблемой, решение которой имеет актуальное значение для машиностроения и авиакосмической техники.

Передача тепла в металлах и других твердых телах имеет свои специфические особенности. Физика воздействия ультразвука на твердое тело в упрощенном виде воспринимается как возбуждение в нем ультразвуковой волны с амплитудой и частотой, соответствующими интенсивности и частоте колебаний ультразвукового излучателя. Обычно границей начала ультразвукового диапазона частот принято считать 15-20 кГц. Реальное ультразвуковое поле в твердом теле имеет сложный характер. Рост температуры и интенсивности ультразвука приводит к повышению степени возбуждения колебаний, к повышению их средней энергии, определяющей внутреннюю энергию твердого тела. При повышении внутренней энергии твердого тела (металла) в ультразвуковом поле свободные электроны получают приращение скорости в направлении распространения ультразвуковых волн. Таким образом, упругие волны кристаллической решетки толкают свободные электроны. При взаимодействии с электроном фонон обменивается с ним импульсом и энергией. Следовательно, электрон получает прибавку скорости в направлении распространения ультразвуковой волны. Движение свободных электронов в направлении ультразвуковой волны создает электрический ток. За счет движения электронов со скоростью дрейфа также осуществляется и перенос порций тепла. При этом электроны взаимодействуют с атомами кристаллической решетки металлов и передают ей тепло.

В данной работе впервые открыт и исследован ультразвуковой эффект температуропроводности в металлах и предложена методика нестационарного определения температуропроводности материалов в поле действия ультразвуковых колебаний. Разработано устройство для определения указанных характеристик, которое представляет собой конструкцию с ультразвуковым вибропреобразователем и стержнем (волноводом) с электронагревателем.

Внутри средней части конструкции расположен вибропреобразователь, работающий на частоте 20 кГц с интенсивностью 50 Вт и на конце конструкции - стержень. Методика исследований предусматривала закрепление на середине стержня переменного сечения (в виде конуса) электронагревателя, состоящего из нескольких витков хромелевого провода. Для исследования теплового состояния конусного стержня и бесконтактных измерений температур его поверхности использовался термограф. Контроль за температурным состоянием стержня с электронагревателем, производился компьютерной системой, связанной с термографом ИРТИС-2000. Базовая модель камеры термографа комплектуется ИК-приемником, охлаждаемым жидким азотом. Это определяет ее высокую (не хуже 0,05 °C) чувствительность в широком диапазоне температур и позволяет стабилизировать параметры ИК-приемника независимо от температуры окружающей среды, обеспечивая высокую точность измерения абсолютных температур. Спектральный диапазон камеры 3-5 мкм. Обработка результатов осуществлялась по разработанной программе. Для питания электронагревателя использовался стабилизированный источник питания. Перед проведением исследований определялось влияние ультразвукового преобразователя, нагреваемого в процессе его работы, на нагрев конусного стержня без включения электронагревателя. При этом температура кончика стержня поднималась на 10 °C по сравнению с начальной температурой 20 °С. Это учитывалось в методике определения температуропроводности и в корректировке результатов.

Проводились исследования кривых нагрева кончика конусного стержня в зависимости от времени при передачи тепла от электронагревателя в экспериментах с включенным ультразвуковым преобразователем и без него до температуры 130 °С. После обработки указанных кривых нагрева были получены кривые скоростей нагрева от времени, по которым оценивались значения температуропроводности материала металлического стержня. По результатам указанных исследований было получено, что температуропроводность металлического стержня из углеродистой стали с учетом влияния ультразвуковых колебаний увеличивается в 2 раза. Новые результаты также были получены с ультразвуковыми преобразователями, работающими на высоких частотах 3 и 10 МГц с интенсивностью, меньше 0,5 Вт. При этом температуропроводность металлического образца увеличивалась на 40-60 %. Изменение температуропроводности металлических материалов зависит от интенсивности и частоты ультразуковых колебаний.

Полученные результаты необходимо учитывать при работе деталей машин и конструкций в условиях эксплуатации, работающих при высоких виброускорениях и ультразвуковых колебаниях.

- Лепешкин А.Р. Метод исследования распространения тепла и температуропроводности металлов в поле действия виброускорений // Сборник тезисов докладов Всероссийской конференции XXXI «Сибирский теплофизический семинар», посвящённый 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе, 17-19 ноября 2014, Новосибирск. 2014.
- Лепешкин А.Р. Исследование теплопроводности материалов с учетом влияния виброускорений // Сборник тезисов докладов V Международной конференции "Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках"- 19-22 октября 2015 г. Казань. 2015.

УДК 537.525.72

ИНДУКЦИОННЫЙ РАЗРЯД В ВОДЯНЫХ ПАРАХ ДЛЯ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Медведев Р.Н.¹, Чуркин Д.С.²

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15 ² Институт лазерной физики СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13/3

В последнее время возрос интерес к исследованию свойств водяного пара, как плазмообразующего газа для индукционного разряда. По сравнению с электродным и диафрагменным (капиллярным) разрядом в жидкости индукционный разряд позволяет избавиться от таких нежелательных эффектов, как влияние электродов и потери на джоулев нагрев жидкости [1-2].

В работе представлены экспериментальные результаты измерения эмиссионных свойств водной плазмы индукционного разряда.

Разряд возбуждался в кварцевых трубках диаметром D = 20 - 45 мм медным индуктором, имеющим N= 2 – 5 витков. На индуктор подавался ток от ВЧ источника CESAR 2710 с частотой 27,12 МГц. Выделяемая на нагрузке мощность составляла $P_s = 600 \pm$ 30 Вт. С одной стороны кварцевой трубки устанавливался вакуумный насос, с другой стороны - сосуд с водопроводной водой, имеющий дозирующий клапан, при помощи которого подавались пары воды в систему. Спектр разряда регистрировался с боковой стороны кварцевой трубки через оптический волоконный кабель при помощи спектрометра Solar Systems S-150. Экспозиция регистрации спектра варьировалась в зависимости от яркости свечения регистрируемых линий. Давление в разрядной трубке контролировалось вакуумметром (Testo 552). Время горения разряда составляло 0,1 – 0,3 сек.

Устойчивое горение разряда в парах воды при $P_s = 600$ Вт наблюдалось при давлении p до 5 мбар. При повышении давления свыше 10 мбар путем увеличения потока пара дозирующим клапаном разряд гас из-за недостаточной мощности.

По параметрам цепи согласования были определены электрические характеристики водной плазмы.

Сопротивление водной индуктивно-связанной плазмы R_{pl} для трубки с D = 45 мм при p = 0.25 мбар составило $R_{pl} \approx 4$ Ома. Для D = 20 мм, p = 1 мбар: $R_{pl} \approx 1$ Ом.

В экспериментах с D = 20 мм и D = 45 мм проводимость плазмы оказалась примерно одинаковой и равной 10^3 Ом⁻¹м⁻¹.

Глубина скин-слоя получилась равной 3 мм.

Эти значения близки к значениям, полученным для аргоновой плазмы при тех же условиях [3].

На рис. 1 показана зависимость температуры плазмы от давления p для трубки диаметром D = 45мм при $P_s = 600$ Вт и N = 2. Температура определена по относительным интенсивностям спектральных линий Бальмеровской серии водорода (434,1, 486,1 и 656,3 нм) способом, аналогичным работе [4].



Рис. 1. Зависимость температуры плазмы от давления. $D = 45 \text{ мм}, P_s = 600 \text{ Bm}, N = 2.$

Видно, что с ростом давления при одинаковой мощности нагрева температура плазмы уменьшается, что закономерно, так как концентрация частиц растет пропорционально давлению. Также сравнение с меньшими диаметрами трубки (при D = 20 мм и $P_s = 500$ Вт температура равна 5200К [4]) показывает уменьшение температуры с ростом диаметра, что объясняется увеличением теплопотерь при увеличении диаметра плазменного витка.

Была определена концентрация электронов в плазме при помощи вычисления Штарковского уширения спектральных линий H_{β} [5]. Концентрация электронов составила 5*10²¹ м⁻³. Как показали экспериментальные результаты, она не зависит от давления в диапазоне p = 0,25 - 8 мбар.

В результате можно сделать вывод, что для оптимизации излучательной способности водной индуктивно-связанной плазмы в целях эмиссионной спектрометрии необходимо уменьшать давление в камере, уменьшать размеры камеры (для уменьшения теплопотерь из зоны плазмы) и увеличивать мощность ВЧ источника.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-38-60039).

- Медведев Р.Н., Содномай А.Б. // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2015. Вып. 1(16). С. 115.
- Медведев Р.Н., Зарубин И.А. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2013. Т. 79. Вып. 11. С. 18.
- Gudmundsson J.T., Lieberman M.A. // Plasma Sources Science and Technology. 1997. V. 6. 540. doi:10.1088/0963-0252/6/4/012
- Medvedev R.N., Churkin D.S., Zarubin I.A. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 754. doi:10.1088/1742-6596/754/10/102007
- Marco A. Gigosos, Manuel A'. Gonza'lez, Valent'ın Carden oso. // Spectrochimica Acta Part B. 2003. V. 58. 1489. doi:10.1016/S0584-8547Ž03.00097-1

УДК 536.25:621.9

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ НА ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ В МЕТОДЕ БЗП

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

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Монокристаллы различных материалов для микроэлектроники, силовой электроники, лазерной техники, оптоэлектронных систем и нелинейной оптики получают из расплавов методами Чохральского, Бриджмена-Стокбаргера и бестигельной зонной плавки (БЗП). Методом БЗП можно выращивать особо чистые монокристаллы веществ, расплавы которых вследствие химической активности или очень высокой температуры плавления взаимодействуют со стенками тиглей. Например, бескислородные монокристаллы кремния, используемые в силовой электронике, которые сложно получить иными методами из-за взаимодействия расплава с кварцевым тиглем и попадания кислорода и других примесей в расплав и затем в кристалл.

В камере с газом находится монокристалл, получаемый в результате плавления индуктором нижнего торца исходного поликристаллического стержня. Кристалл выращивается снизу вверх от монокристаллической затравки. Разращивается коническая часть до выхода на заданный диаметр. При больших диаметрах монокристалла фронт кристаллизации имеет параболическую форму вогнутую в объем монокристалла. Свободная граница расплава выпуклая, смачивает внешние кромки кристалла и удерживается от выливания силами поверхностного натяжения. Форма фронта кристаллизации существенно зависит от теплоотвода внутри твердого тела от фронта кристаллизации и от теплоотдачи от монокристалла в окружающую среду ростовой камеры. Поэтому в методе БЗП как и в методе Чохральского для поиска оптимальных технологических режимов необходимо знать зависимость полей температуры в кристаллах от режимов теплообмена с окружающей средой в ростовой камере. Поскольку технологический процесс БЗП высокотемпературный и проводится в атмосфере инертного газа с повышенным давлением, то вклады радиационного и конвективного механизмов теплоотдачи могут быть равноценными.

Несмотря на широкое использование метода БЗП процессы теплоотдачи от монокристалла и теплообмен в целом теплового узла с окружающей средой недостаточно исследованы. В виду высокой температуры и высокой химической активности расплава проводить технологические эксперименты во время процесса роста монокристалла крайне дорого и затруднительно. При проведении физического моделирования роста практически невозможно, получить информацию о распределении температуры внутри твердого тела. Поэтому актуально применение численного моделирования.

Проведено численное моделирование различных режимов теплоотдачи от поли- и монокристаллов

различной относительной длины для геометрий, подобных технологическим. Методом конечных элементов [1] в осесимметричной постановке решалась система уравнений Навье-Стокса, энергии и неразрывности в приближении Буссинеска, записанная в переменных температура, функция тока и вихрь скорости в цилиндрической системе координат. Проведены расчеты полей температуры в режимах теплопроводности и термогравитационной конвекции, в радиационно-кондуктивном И радиационноконвективном режимах в зависимости от характерных перепадов температуры для геометрии, соответствующей зонной плавке стержня и для геометрии, подобной технологической схеме "игольное ушко". Задачи решены с учетом и без учета наличия индуктора. Радиационные потоки вычислялись на основе зонального метода [2].

Положение расплавленной зоны влияет на развитие конвективного течения. В зависимости от длины кристалла и поликристалла существенно меняются режимы обтекания. Наиболее сильно меняется локальная структура течения газа в зоне перехода от поликристалла к расплаву и монокристаллу. В области ниже зоны расплава продольное распределение температуры создает ускоряющийся конвективный поток, в верхней части наоборот разогретый газ натекает на холодную стенку поликристалла, разогревая его. Соответственно меняются локальные поля температуры и тепловые потоки. В монокристалле в зависимости от его длины сильно меняются градиенты температуры. При учете радиационной теплоотдачи изотермы сгущаются к зоне расплава, увеличиваются локальные тепловые потоки с образующей кристалла, существенно растут осевые и радиальные градиенты температуры. В качестве первого шага расчеты проведены без учета конвективного течения в расплаве, которое имеет тепловой гравитационнокапиллярный характер и подвержено влиянию излучения индуктора. Основное внимание уделено тепловой истории кристалла, влияющей на качество получаемого монокристалла, от нее зависят распределения примесей, дислокаций и термических напряжений в кристалле.

Работа выполнена при поддержке СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант 15-08-07991а).

Список литературы:

 Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. – 896с.

^{2.} Э.М Спэрроу, Р.Д. Сесс. Теплообмен излучением. Л.: "Энергия", 1971. 294 с.

УДК 621.039.5/544.032.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ БОРНОЙ КИСЛОТЫ ПРИ 298-363 К

Морозов А.В., Питык А.В., Сахипгареев А.Р.

АО «ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского», 249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

Исследование процессов накопления и кристаллизации борной кислоты в активной зоне имеет важное прикладное значение для расчетов аварийных процессов на АЭС с реакторами ВВЭР нового поколения, оснащенными пассивными системами безопасности. Связано это, прежде всего, с требованиями к обеспечению безопасности, предъявляемыми к современным АЭС. Согласно требованиям EUR к атомным станциям нового поколения, при запроектных авариях система отвода тепла от активной зоны должна быть рассчитана на 72 часа автономной работы. В проекте «АЭС-2006» при возникновении аварийной ситуации с разрывом главного циркуляционного трубопровода работа пассивных систем безопасности обеспечивает длительное (не менее 24 часов) охлаждение активной зоны реактора за счет подачи в нее раствора борной кислоты с концентрацией 16 г/кг из гидроёмкостей первой (ГЕ-1) и второй (ГЕ-2) ступеней [1]. Согласно концепции обеспечения безопасности проекта ВВЭР-ТОИ, охлаждение активной зоны реактора за счет подачи в нее борного раствора должно осуществляться в течение 72 часов. Для выполнения этой задачи планируется использование гидроемкостей третьей ступени (ГЕ-3). Учитывая длительность аварийного процесса, кипение теплоносителя и малое содержание борной кислоты в паровой фазе, выходящей из активной зоны, не исключена вероятность кристаллизации борной кислоты на поверхности твэлов и элементах внутрикорпусных устройств реактора.

Для расчетов процессов накопления и кристаллизации борной кислоты в активной зоне реактора ВВЭР необходимо знание теплофизических свойств высококонцентрированных растворов борной кислоты. В настоящее время данные о плотности и вязкости растворов борной кислоты носят весьма общий характер и не охватывают весь диапазон параметров (температура, давление, концентрация кислоты), характерный для аварийной ситуации на АЭС с ВВЭР. Тем не менее, в литературе встречаются сведения об экспериментальных исследованиях в этой области.

Например, в работе [2] представлены экспериментальные данные по значениям плотности водных растворов борной кислоты в достаточно широком интервале температур (298-573 К) и давлений (10-50 МПа). В данной работе проводилось исследование растворов в диапазоне концентраций 3,1 – 43,4 г/кг, что существенно ниже возможной концентрации борной кислоты в активной зоне реактора при возникновении аварийной ситуации.

Результаты экспериментальных исследований плотности и вязкости водных растворов борной ки-

слоты с концентрациями 2,52; 25 и 45 г/кг при атмосферном давлении и при температурах 338,6 и 373 К представлены в работе [3].

Несмотря на то, что во всех приведенных выше исследовыаниях использовались растворы борной кислоты малой концентрации и условия проведенных экспериментальных исследований не соответствовали параметрам, характерным для аварийных режимов АЭС с ВВЭР, полученные авторами данных работ результаты говорят о том, что теплофизические свойства растворов борной кислоты отличаются от свойств воды и это различие усиливается с увеличением концентрации кислоты.

Для выяснения теплофизических свойств водных растворов борной кислоты в диапазоне повышенных концентраций, характерных для аварийных режимов АЭС с ВВЭР, в АО «ГНЦ РФ – ФЭИ» были проведены экспериментальные исследования.

Измерение плотности растворов борной кислоты происходило пикнометрическим методом. Измерение плотности пикнометром основано на взвешивании находящегося в нём раствора, заполняющего пикнометр до метки на горловине, что соответствует номинальной вместимости пикнометра. Для проведения экспериментов использовались стеклянные пикнометры объемом 10 мл.

Для изучения влияния температуры на плотность раствора борной кислоты опыты повторялись при нескольких температурах.

Вязкость растворов борной кислоты определялась с помощью стеклянного вискозиметра ВПЖ-1 с диаметром капилляра 0,34 мм.

В результате проведенных исследований были измерены значения плотности и вязкости борной кислоты в диапазоне концентраций 2,5-200 г борной кислоты/кг воды при нескольких значениях температур в диапазоне 298-363 К.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).

- Морозов А.В., Ремизов О.В. Экспериментальное обоснование проектных функций дополнительной системы пассивного залива активной зоны реактора ВВЭР – Теплоэнергетика, 2012, №5, с. 22 – 27.
- Азизов Н. Д., Ахундов Т.С. Термические свойства водных растворов борной кислоты при 298–573 К – Теплофизика высоких температур, 1996, т. 34, вып. 5, с. 798–802.
- WCAP-17021-NP, Rev. 1 "Summary of Tests to Determine the Physical Properties of Buffered and Unbuffered Boric Acid Solutions," March 2009

УДК 536.2, 544.77, 537.63

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЖИДКОСТЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ОТ ВРЕМЕНИ

Пряжников М.И.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Гузей Д.В^{.1,2}

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79 ²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В последнее время активно исследуются так называемые ферромагнитные наножидкости (несущая жидкость + наночастицы оксидов железа). Отличительной чертой ферромагнитных наножидкостей является то, что они способны реагировать на внешнее магнитное поле. В ряде зарубежных работ по исследованию, касающихся измерений теплопроводности магнитных жидкостей в магнитном поле, был обнаружен эффект аномального повышения коэффициента теплопроводности. Так, например, в работе [1] наблюдали 23 % прирост к теплопроводности наножидкости на основе керосина и наночастиц Fe₃O₄ (размером 10 нм и объёмной концентрацией 7,8 %), а в отсутствии магнитного поля – 300 %. Авторы работы [2] исследовали наножидкости на водной основе с наночастицами Fe₃O₄ (размером 10 нм и объёмной концентрации 5 %) под воздействием магнитного поля и наблюдали более чем трёхкратное повышения теплопроводности. В рамках нашего исследования были проведены измерения коэффициента теплопроводности ферромагнитной наножидкости в постоянном магнитном поле. В качестве наночастиц использовались наночастицы Fe₂O₃ (порошки наночастиц приобретены у фирмы «Plasmotherm», г. Москва), а в качестве базовой жидкости - дистиллированная вода. Для приготовления наножидкостей использовался стандартный двухшаговый метод.

Измерение теплопроводности наножидкостей проводилось при помощи метода нагретой нити (hotwire method) с мостовой схемой Уитстона. Методика измерения коэффициента теплопроводности наножидкостей при помощи метода нагреваемой нити была реализована и протестирована нами ранее [1-2]. Принцип измерения теплопроводности методом нагретой нити основан на линейной зависимости между ростом температуры нити и логарифмом времени нагрева нити.

Для создания магнитного поля использовались постоянные неодимовые магниты размерами 50x30x10 мм. Было рассмотрено два варианта приложения магнитного поля: магнитное поле, создаваемое одним магнитом; магнитное поле, создаваемое двумя магнитами.

В ходе экспериментальных измерений было отмечено нестационарное поведение коэффициента теплопроводности магнитной наножидкости. Для исследования этого эффекта была проведена серия измерений коэффициента теплопроводности наножидкостей от времени с момента начала действия магнитного поля (см. рис. 1). Измерения были проведены для наножидкости на основе дистиллированной воды и наночастиц Fe₂O₃ со средним размером 50 нм. Длительность одной серии измерений – 25 минут.

В результате исследований установлена временная зависимость коэффициента теплопроводности магнитной наножидкости под действием магнитного поля. Было показано, что примерно через 30 секунд после начала действия магнитного поля относительный коэффициент теплопроводности достигает максимального значения (1,94). По истечении примерно ста секунд, после начала воздействия магнитного поля, относительный коэффициент теплопроводности наножидкости снижается с 1,92 до 1,30 и в дальнейшем не меняется. Остаточный уровень коэффициента теплопроводности под действием поля существенно выше чем без него (1,3 против 1,12).



Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкости от времени действия магнитного поля

Таким образом, было показано, что обнаруженный ранее в ряде зарубежных работ эффект аномального повышения коэффициента теплопроводности магнитных наножидкостей под действием поля носит временный характер. И обусловлен скорее не собственно теплопроводностью, а связан в большей степени с магнитной конвекцией, вызванной движением магнитных частиц под действием поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-00580 «мол_а».

- Philip J., Shima P. D., Raj B. Enhancement of thermal conductivity in magnetite based nanofluid due to chainlike structures// Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. № 203108. P. 1-3.
- Gavili A., Zabihi F., Isfahani T.D., Sabbaghzadeh. The thermal conductivity of water base ferrofluids under magnetic field// J. Exp. Therm. Fluid Sci. 2012. V. 41. P.94-98.
- Minakov A.V., Pryazhnikov M.I., Rudyak V.Ya., Guzei D.V., Lobasov A.S. Measurement of the thermal-conductivity coefficient of nanofluids by the hot-wire method// J. Eng. Phys. Thermophys. 2015. V. 88. № 1. P. 149-162.

УДК 621.039.6.536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ВЕРТИКАЛЬНОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ В КОМПЛАНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Пятницкая Н.Ю.^{1,2}, Разуванов Н.Г.², Свиридов Е.В.²

 ¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, д. 17
 ² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва 125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д.13

Жидкие металлы (ЖМ) являются интересным объектом для изучения применительно к ядерной и термоядерной энергетике. Например, в реакторе ИТЭР течение теплоносителя (ЖМ) происходит в сильных магнитных полях. При такой конфигурации определяющими факторами, влияющими на течение, оказываются магнитное поле (МП) и термогравитационная конвекция (ТГК) [1-3]. МП и ТГК являются главными факторами, оказывающими влияние на теплообмен и гидродинамику течения.

В данной работе приводятся экспериментальные данные, полученные на ртутном стенде ОИВТ РАН – МЭИ. Исследовалось опускное и подъемное течения ЖМ в прямоугольном канале в компланарном магнитном поле (МП). Эксперименты проводились при двух режимах обогрева (односторонний и двусторонний) со следующими режимными параметрами: Re=10000÷50000, Ha=0÷800, qc=5000÷35000 BT/m² или Gr_g=1,2 ·10⁸÷7·10⁸.

В прямоугольном канале существует три различный конфигурации течения ЖМ в МП это течение в продольном, поперечном и компланарном МП. Поясним, компланарное это поперечное МП направленное по длинной стороне сечения канала, а не по узкой и характер его влияния на течения значительно отличается от характера влияния поперечного МП

Рабочий участок представляет собой канал прямоугольного сечения размером 17×56 мм, расположенный в зазоре между двумя полюсами электромагнита постоянного тока. Для осуществления различных режимов обогрева на двух сторонах канала смонтирован ленточный двухсекционный нагреватель, обеспечивающий двусторонний или односторонний обогрев. Для измерения температурных профилей в канале применяется рычажный зонд с измерительным датчиком.

На кафедре инженерной теплофизики в течение многих лет исследований были построены модели переноса импульса и тепла для течения ЖМ в продольном и поперечном МП [4]. Поскольку конфигурация течения, представленная в работе, является достаточно перспективной, для неё также необходима модель переноса импульса и тепла.

Для снижения влияния ТГК предыдущих экспериментах задавалось низкое значение теплового потока. Это было сделано с целью получения «чистого» влияние МП на поток. Для получения обратного эффекта «чистого» влияния ТГК была проведена серия экспериментов по исследованию подъёмного течения.

Сравнение полученных экспериментальных данных для разных режимов: подъемного и опускного, представлено на рис. 1.



Рис. 1. Профиль интенсивности температурных пульсаций. Re=20000, Grq=6·108, Ha=500. 1 –подъёмное течение, 2 – опускное течение.

В случае с ярко выраженным влиянием ТГК, можно ожидать что экспериментальные точки для двух разных режимов будут значительно отличаться друг от друга, что и показано на рис. 1.

> Работа проводится при поддержке гранта РФФИ №16-08-00866.

- Батенин В. М. и др. Развитие экспериментальной базы исследований МГД-теплообмена перспективных ядерных энергоустановок //Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53. – №. 6. – С. 934-937.
- Bühler L. et al. Facilities, testing program and modeling needs for studying liquid metal magnetohydrodynamic flows in fusion blankets //Fusion Engineering and Design. –2015. –T. 100. – C. 55-64.
- Н.Ю. Пятницкая, Е.В. Свиридов. Гидродинамика и теплообмен при течении жидкого металла в прямоугольном канале в компланарном магнитном поле. Тепловые процессы в технике. 2016. Т. 8. № 11. С. 531-536.
- Генин Л.Г., Краснощекова Т.Е., Свиридов Е.В. Гидродинамика и теплообмен при течении электропроводной жидкости в плоском канале в поперечном магнитном поле. Теплофизика высоких температур.-1998.-Т.36.-№3.-С.461-469.

УДК 669:539.381

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ ВЕЩЕСТВ

Савватимский А.И.

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

Введение. С.В. Лебедевым и С.Э. Хайкиным в 1954 году [1] была обнаружена аномально высокая электронная эмиссия металлов, импульсно нагреваемых электрическим током. Причиной этого эффекта, возникающего перед самым плавлением металлов, указывалось [2] возникновение парных дефектов по Френкелю (междоузельный атом + вакансия).

Возможность появления такого типа дефектов в металлах была постулирована и обоснована Я.И. Френкелем [3]. Причина их появления именно в быстром процессе нагрева до сих пор не ясна. Повидимому, одним из условий плавления вещества является насыщенность дефектами, которые обеспечивают структурную «свободу» решетке. При обычном медленном нагреве материал насыщается вакансиями, которые диффундируют в объем с поверхности зерен и образца. При быстром нагреве равновесный диффузионный процесс не может обеспечить насыщение вакансиями. Неизбежно возникает конкурирующий процесс образования вакансий непосредственно в объеме металла, сопровождающийся дополнительной тратой энергии. Энергия образования Френкелевского дефекта (междоузельный атом + вакансия) - больше, чем появление двух вакансий. Следовательно, избыточная энергия может быть обнаружена.

В этой связи напомним, что группа М.М. Мартынюка [4], измеряя при импульсном нагреве металлов только ток и напряжение, получила незначительное превышение введенной энергии над равновесными величинами в начале плавления. Не говоря о точности измерений в [4], это превышение, разделенное на среднее значение известной равновесной теплоемкости, было безосновательно авторами [4] отнесено к повышению температуры плавления (которую, напомним, авторы [4] не измеряли). Отсюда родился миф о перегреве металлов в точке плавления при быстром нагреве. В [5] было установлено, что такого перегрева при импульсном (микросекундном) нагреве не наблюдается. Температура плавления металлов, карбидов (как и углерода) - не зависит от скорости нагрева, но наблюдается повышенная теплоемкость вблизи плавления. Таким образом, при импульсном нагреве перед плавлением металлов возникает аномально высокая теплоемкость. Этот эффект наблюдался в тот же момент, что и аномалии электронной эмиссии. Естественно возникает предположение о том, что причина проявления этих двух эффектов – одна: возникновение неравновесных парных дефектов Френкеля в объеме быстро нагреваемого металла.

Как и для других проводников, быстрый нагрев карбида [6] также показывает крутой рост теплоемкости вблизи плавления, подтверждая предположение о за рождении парных дефектов Френкеля перед самым плавлением быстро нагреваемых веществ. Причем этот крутой рост теплоемкости не может быть объяснен неточностями в получении теплоемкости так как она рассчитывалась пошагово (около 100 точек за время крутого роста), а не как производная от введенной энергии по температуре (dE/dT). При погрешности измерения теплоемкости 20–25% крутой рост теплоемкости не может быть объяснен методическими неточностями.

Представлены экспериментальные данные, подтверждающие образование неравновесных парных дефектов Френкеля при импульсном нагреве графита, карбидов и металлов. Как следствие это приводит к незначительному увеличению введенной удельной энергии к моменту начала плавления. Это увеличение не выходит за пределы погрешностей измерения введенной энергии (около 5%), однако на величине теплоемкости вблизи плавления сказывается существенно, - рост теплоемкости происходит в разы. Поэтому можно говорить, что перед плавлением быстро нагреваемых веществ решетка уходит от равновесного состояния, поглощая избыточную энергию, определяемую аномальным ростом теплоемкости. Возникновение таких дефектов возможно во всех быстрых процессах, в том числе и в ударно волновых экспериментах, сопровождаемых ростом температуры. В этой связи представляет интерес привлечение к прогнозированию свойств металлов и углерода специалистов расчетных работ. Так, например, опубликование в [7, 8] данных о высокотемпературном поведении графита, подтверждает широкие возможности расчетных методов. Использование идей Я.И.Френкеля в таких расчетах могло бы открыть новую главу в высокотемпературной теплофизике неравновесных явлений.

> Экспериментальная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ 17-19-01099).

- Лебедев С.В. и Хайкин С.Э., Аномалии электронной эмиссии вольфрама, нагреваемого импульсом тока большой плотности// ЖЭТФ. 1954, Т.26, В. 6, С.723-735.
- Лебедев С.В., Явления, связанные с электронной эмиссией "взрывающихся проволок" в стадии плавления, //ТВТ, т.8, №2, 252-259 (1970)
- Я.И.Френкель, Введение в теорию металлов, 1950 г. (Госуд. Изд-во технико-теоретич. Лит-ры, Москва-Ленинград, 383 с).
- М.М. Мартынюк., В.И. Цапков, О.Г. Пантелейчук, И. Каримходжаев. Исследование физических свойств металлов при импульсном нагреве, М., Университет дружбы народов им. Патриса Лулумбы, 1972, 130 страниц
- Onufriev S V, Savvatimskiy A I and Kondratyev A M., Tantalum melting temperature under fast (microseconds) heating: overheating is not found, //High Temp.–High Press. 2014. 43 217–226
- Kondratyev A.M., Muboyajan S.A., Onufriev S.V., Savvatimskiy A.I. The application of the fast pulse heating method for investigation of carbon-rich side of Zr–C phase diagram under high temperatures.// J. of Alloys and Compounds. 2015. V. 631. P.52-59.
- Орехов Н.Д., Стегайлов В.В. Молекулярно-динамическое моделирование плавления графита // ТВТ. 2014. Т. 52. № 2. С. 220
- Orekhov N.D., Stegailov V.V. Graphite Melting: Atomistic Kinetics Bridges Theory and Experiment // Carbon. 2015. V. 87. P. 358.

УДК 546.831+546.17

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КАРБИДОВ И НИТРИДОВ В ОБЛАСТИ ПЛАВЛЕНИЯ И В ЖИДКОМ СОСТОЯНИИ

Савватимский А.И.¹, Онуфриев С.В.¹, Мубояджян С.А.²

¹ Объединенный институт высоких температур РАН savva@iht.mpei.ac.ru 125412, Россия, Москва, Ижорская ул., д.13, корп.2 ² Всероссийский Институт авиационных материалов 105005, Россия, Москва, ул. Радио, д. 17

Существует настоятельная потребность в исследовании высокотемпературных теплофизических свойств карбидов и нитридов, применяемых в авиации и атомной энергетике. Эти соединения являются составной частью матриц ядерного топлива нового поколения. В авиационной и ракетной технике карбиды и нитриды используются в качестве высокотемпературных защитных покрытий.

Самым оптимальным методом измерения высокотемпературных свойств проводящих веществ является импульсный нагрев током, так как он позволяет получить высокую температуру за счет выделения джоулева тепла в образце. Таким образом, не требуется применение затратного оборудования для длительного поддержания высокой температуры.

Высокие температуры плавления карбидов и нитридов облегчают их исследование при высоких температурах, так как упрощается регистрация излучения в узком спектральном интервале.

В импульсных экспериментах основной проблемой является измерение истинной температуры образца. Эта задача может быть решена применением модели черного тела, изготовленной из исследуемого материала, и регистрацией излучения этой модели. Модель черного тела (т.е. сам образец) нагревается импульсом электрического тока, достигается высокая температура, которая измеряется в полости черного тела быстродействующим оптическим пирометром. За счет скорости нагрева (длительность нагрева 1-5 микросекунд) образец сохраняет свое положение в пространстве, не меняя формы модели черного тела. Однако за то же самое короткое время тепловое расширение образца реализуется в направлении малого размера - толщины покрытия (~ 5-10мкм) или толщины пластины (50-100 мкм). Таким образом, стандартные теплофизические свойства (например, плотность, теплоемкость, энтальпия, электросопротивление) в зависимости от температуры, могут быть исследованы при быстром нагревании. Сравнение полученных "импульсных результатов" с равновесными теплофизическими данными показало, что между ними имеется хорошее соответствие.

При использовании объемного нагрева образцов электрическим током время эксперимента составляет от 1 до 10 микросекунд, что соответствует методу быстрого импульсного нагрева. Столь короткое время нагрева обеспечивает:

достижение высоких температур (практически до 5000 К) за счет объемного выделения джоулева тепла;
малую величину тепловых потерь всех видов, даже при высоких температурах, вплоть до 5000 К,

- малую величину химического взаимодействия с окружающей средой за время измерений Возможность точного (в пределах суммарной погрешности 5%) измерения удельной введенной энергии в образец, начиная от момента нагрева, при использовании цифровой осциллографии;

 возможность применения быстродействующей оптической пирометрии для измерения температуры с погрешностью около 2% на уровне 5000 К;

- возможность исследования образцов не только в твердом, но и в жидком состоянии, так как за короткое время нагрева сила поверхностного натяжения и сила тяжести не могут сдвинуть образец из исходного состояния (не требуется тигля).

Преимущества быстрого нагрева (при сохранении возможности получения равновесных состояний) состоят в получении максимально высоких температур. Это позволяет исследовать свойства карбидов и нитридов не только в твердом, но и в жидком состоянии.



Рис.1. Осциллограммы эксперимента [1] с моделью черного тела, изготовленной на основе карбида циркония ZrC+C.Область плавления (переход солидус – ликвидус) выглядит как наклонное плато (3). 1 – напряжение; 2 – импульс тока; 3 – излучение из уголковой модели черного тела (высокая чувствительность); 4 – то же самое излучение (низкая чувствительность).

В докладе будут представлены также подробные данные о свойствах и для нитрида циркония в зависимости от температуры.

> Экспериментальная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ 17-19-01099).

Список литературы:

 Kondratyev A.M., Muboyajan S.A., Onufriev S.V., Savvatimskiy A.I. The application of the fast pulse heating method for investigation of carbon-rich side of Zr–C phase diagram under high temperatures.// J. of Alloys and Compounds. 2015. V. 631. P.52-59.

УДК 536.2.023 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ Nd-Fe-B И Sm-Co

Самошкин Д.А., Агажанов А.Ш., Савченко И.В.

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

Сложно представить современную технику без использования мощных постоянных магнитов. Непрерывно ведется работа по созданию новых магнитожестких материалов с уникальными свойствами. Одним из самых интересных и перспективных классов магнитных материалов являются сплавы на основе редкоземельных металлов (РЗМ), в том числе сплавы РЗМ с 3d-переходными металлами. На сегодняшний день наиболее высокие характеристики (коэрцитивная сила, остаточная индукция и максимальное энергетическое произведение) имеют постоянные магниты на основе соединений Nd-Fe-B и Sm-Co. Исследователи проявляют высокий интерес к обнаруженным в прошлом столетии магнитотепловым, магнитокристаллическим и магнитоупругим эффектам в магнетиках [1]. Однако было замечено, что в литературе практически отсутствуют достоверные данные по теплофизическим свойствам магнитных материалов, в частности по температуропроводности. В этой связи целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование коэффициента температуропроводности магнитожестких материалов систем Nd-Fe-B и Sm-Co в широком интервале температур твердого состояния, включая область магнитного фазового перехода.

Измерение коэффициента температуропроводности *а* проводилось методом лазерной вспышки [2] на автоматизированной экспериментальной установке LFA-427 фирмы Netzsch (Германия). Опыты проводились на образцах магнитотвердых материалов марок N35M, N35H, N35SH, а также YX18, YX24 и YXG22, YXG30, содержащих в качестве основного компонента кристаллические фазы типа Nd₂Fe₁₄B, SmCo₅ и Sm₂Co₁₇, соответственно. С точки зрения известных физических свойств, исследованные марки магнитных соединений отличаются диапазоном рабочих температур, величиной коэрцитивной силы, остаточной магнитной индукции и максимальной магнитной энергии. Образцы имели форму дисков $Ø12,6\times2$ мм с плоскопараллельными основаниями.

Исследуемый образец, располагаясь на специальной подставке внутри высокотемпературной электропечи, снизу облучался коротким лазерным импульсом (1,064 мкм) от Nd: YAG лазера с длительностью 0,8 мс и энергией до 10 Дж. После чего изменение температуры верхней поверхности регистрировалось ИК-детектором, который охлаждался жидким азотом. Величина *а* определялась по полученной термограмме разогрева этой поверхности с учетом тепловых потерь по модели [3]. Вводилась поправка на конечную длительность лазерного импульса и его реальную форму [4]. Эксперименты проводились в статической атмосфере аргона, чистота которого составляла 99,998 об.%. Общая погрешность определения коэффициента температуропроводности составляет 2–3%.

На рис. 1 представлены первичные результаты по

а исследованных магнитожестких материалов систем Nd-Fe-В и Sm-Co. а, мм²/с 6,0 5.5 5.0 4,5 4,0 1 Δ 2 3,5 3 3,0 4 5 2.5 6 7 20 300 450 750 900 1050 1200 Т, К 600 Рис. 1. Температуропроводность Nd-Fe-B и Sm-Co: 1 – N35M, 2 – N35H, 3 – N35SH, 4 – YX18, 5 – YX24, 6 – YXG22, 7 – YXG30.

Впервые были проведены измерения коэффициента температуропроводности магнитотвердых материалов марок N35M, N35H, N35SH, YX18, YX24, YXG22 и YXG30 в интервале температур 293– 773...1273 К. Подробно исследовано поведение температурной зависимости температуропроводности в области магнитного фазового перехода. Определены критические индексы и критические амплитуды для всех исследованных соединений. Разработаны аппроксимационные уравнения и таблицы справочных данных для научного и практического использования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 15-38-20223.

- 1. Магнитно-тепловые явления в редкоземельных магнетиках / К.П. Белов. М.: Наука, 1990. 96 с.
- Станкус С.В., Савченко И.В., Багинский А.В., Верба О.И., Прокопьев А.М., Хайрулин Р.А. Коэффициенты переноса тепла нержавеющей стали 12Х18Н10Т в широком интервале температур // ТВТ. 2008. Т. 46. №5. С. 1-3.
- 3. Cape J.A., Lehman G.W. Temperature and Finite Pulse-Time Effects in the Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 7. P. 1909–1913.
- Blumm J., Opfermann J. Improvement of the Mathematical Modeling of Flash Measurement // High Temp.–High Press. 2002. V. 34. P. 515.

УДК 621.039.6.536.24

ОПАСНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛООБМЕНА ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ И РАСПЛАВОВ СОЛЕЙ В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ – ТОКАМАКЕ

Генин Л.Г.¹, Свиридов В.Г.^{1,2}

 ¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 17
 ² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва 125412,Россия г. Москва, ул. Ижорская, д.13

В докладе представлены текущие результаты и планы развития работ объединенной научной группы теплофизиков МЭИ-ОИВТ РАН в области экспериментальных исследований теплообмена жидких металлов (ЖМ). Концепция развития ядерной энергетики России предусматривает, наряду с тиражированием водо-водяных тепловых реакторов ВВЭР и быстрых реакторов типа БН с натриевым теплоносителем, создание быстрых реакторов нового поколения БРЕСТ, а также термоядерных энергетических реакторов и термоядерных источников нейтронов (ТИН) [1-2]. Объединенная научная группа МЭИ-ОИВТ РАН много лет посвятила изучению особенностей теплообмена тяжелых ЖМ в условиях реакторатокамака, поскольку эти условия являются наиболее сложными по сравнению с другими ЯЭУ.

Течение и теплообмен ЖМ в токамаке осуществляется под воздействием сильных магнитных полей (МП) и больших тепловых нагрузок в бланкете и диверторе. Иными словами, конвективный МГДтеплообмен в токамаке происходит в условиях существенного совместного влияния массовых сил различной природы – электромагнитной силы и силы плавучести, связанной с термогравитационной конвекцией (ТГК).

Крайне опасные режимы теплообмена были выявлены в МГД – конфигурациях, встречающихся в различных проектах бланкетов токамаков, например, при опускном течении в прямоугольном канале в компланарном МП. Эта конфигурация соответствует индийско-российскому проекту модуля бланкета термоядерного реактора ITER [2]. Рассмотрим рис. 1, имеющий отношение к вышеупомянутому случаю теплообмена. Исследовался случай одностороннего обогрева, что близко к реальной ситуации в зоне бланкета у первой стенки. Обнаружено, что при значениях параметра МГД – взаимодействия, соответствующих полному подавлению турбулентности МП, в потоке ЖМ развиваются низкочастотные пульсации температуры очень высокой амплитуды. Проникая в стенку теплообменного канала, благодаря теплопроводности эти пульсации вызывают циклические термические напряжения и усталостные разрушения материала стенки. Измеренные микротермопарами пульсации температуры наблюдаются и на внутренней, и на наружной стороне и стенок канала. То есть циклическая тепловая волна пробивает стенку теплообменного канала насквозь! При этом размах пульсаций близок к перепаду температур между стенкой и жидкостью, что, нашим оценкам, в реальных условиях токамака может достигать 100-150 градусов [3].

Ситуация аварийная, поскольку ни один материал стенки теплообменного канала не может работать в подобных условиях продолжительное время. Причина их возникновения — развитие в потоке тяжелого ЖМ вторичных течений термогравитационной природы. Эти течения имеют вид упорядоченных, крупных вихрей, занимающих практически всё поперечное сечение теплообменного канала. МП токамака отнюдь не подавляет, а напротив, стабилизирует вторичные вихри, делает связанную с ними термокачку ещё более сильной и опасной.



Рис. 1. Конфигурация исследуемого течения (а), осциллограмма интенсивности температурных пульсаций в поперечном сечении канала (б).

Необходимо предотвратить возможность развития описанных выше аварийных режимов. К счастью, аварийные режимы МГД-теплообмена возникают не всегда, а только при определенных соотношениях режимных критериев Re, Gr и Ha. Поэтому, необходимо выявление «запрещённых диапазонов» или, точнее, «запрещённых соотношений» критериев Re, Gr, Ha, недопустимых при эксплуатации теплообменных систем токамака.

> Работа поддерживается Мегагрантом № 14.Z50.31.0042.

- Рачков В.И. НИОКР состояние реализации и ключевые развилки – Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика-2015), 6-9 октября 2015, г.Обнинск. ГНУ РФ-ФЭИ.2015. Тезисы докладов, с.13-14.
- Kumar E. et all. Preliminary design of Indian Test Blanket Module for ITER - Fusion Engineering and Design. – 2008. №83. P.1169-1172.
- Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Аварийные режимы теплообмена в термоядерном реакторе. – Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика – 2015), 6–9 октября 2015г. Обнинск. ГНУ РФ-ФЭИ.2015, тезисы докладов. С.87 - 89.

УДК 665.71

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТРАНСФОРМАТОРНОГО МАСЛА ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Хуснутдинова Р.Р., Ахмадуллина А.Г., Нурутдинов А.А., Емельянов Д.В., Гоц С.С., Ямалетдинова К.Ш.

ФГБОУ ВО «Башкирский государственный университет», 450076, Россия, Уфа, ул. З.Валиди, д.32

Трансформаторное масло представляет собой очищенную фракцию нефти, то есть является минеральным маслом. Его получают посредством перегонки нефти, где данная фракция кипит при 300 — 400°С. Свойства трансформаторного масла, как электрического изолятора, определяются, главным образом, значениями электрической прочности, диэлектрической проницаемости и фактором диэлектрических потерь.

Крайне важным свойством трансформаторных масел является их стабильность в условиях окисления, трансформаторное масло должно сохранять требуемые параметры на длительный период работы. При использовании специальных сортов трансформаторного масла для пропитки диэлектриков конденсаторов важное внимание уделяется температурной стабильности электрической емкости образцов. В связи с этим значительный интерес представляет исследование в широкой полосе частот температурных зависимостей электрической емкости конденсаторов, в качестве диэлектриков в которых используется трансформаторное масло.

В данной работе приведены результаты исследований частотных зависимостей электрической емкости и проводимости образцов трансформаторного масла. Измерительная ячейка [1-2] представляла собой диэлектрический контейнер с плоскопараллельными электродами из алюминиевой фольги. Испытательное синусоидальное напряжение амплитудой 15 В подавалось на один из электродов ячейки с генератора сигналов. Диапазон частот f испытательного напряжения составлял от 10 Гц до 10 МГц. Проходящий через ячейку ток создавал на нормированной резистивно-емкостной нагрузке напряжение U(f), амплитуда которого измерялось с помощью осциллографа. На основе измеренного значения величины U(f) вычислялись частотные зависимости импеданса [3] и электрической емкости.

В ходе исследования проводились эксперименты по определению зависимости электрофизических свойств трансформаторного масла от частоты переменного тока. Эксперимент ставился в интервале температур от комнатной температуры до 60 °C. На рис. 1 представлена зависимость электрической емкости трансформаторного масла от частоты переменного тока в интервале температур от комнатной до 60 °C. На низких частотах - менее $10^3 \Gamma u$ емкость увеличивается с уменьшением частоты, наблюдается зависимость емкости от температуры. На высоких частотах – более $10^3 \Gamma u$ емкость не зависит от частоты, и не зависит от температуры.





На рис. 2 представлена зависимость электрического сопротивления трансформаторного масла от частоты переменного тока в интервале температур от комнатной температуры до 60 0 С. На низких частотах сопротивление не зависит от частоты, наблюдается зависимость сопротивления от температуры. На высоких частотах сопротивление уменьшается с увеличением частоты и не зависит от температуры.



Рис. 2. Зависимость электрического сопротивления трансформаторного масла от частоты переменного тока в интервале температур от комнатной температуры до 60 °C.

- Сушко Б.К., Ямалетдинова К.Ш., Гоц С.С., Сушко Г.Б., Зарипов А.Р. Ячейка для определения электропроводности жидких материалов – Б.К. Сушко – Материалы Международной научно-практической конференции «Безопасность жизнедеятельности в современных условиях: проблемы и пути решения», 2015, Уфа с. 136-138.
- Сушко Б.К., Ямалетдинова К.Ш., Гоц С.С, Сушко Г.Б., Шайхетдинова З.Ф. Устройство для определения электропроводности жидких материалов – Б.К. Сушко – Сборник материалов Международной научно-практической конференции «Инновационные технологии в нефтегазовом комплексе» 2014, Уфа с. 128-131.
- Поклонский Н.А., Горбачук Н.И. Основы импедансной спектроскопии композитов. – 2005, Минск, 130 с.

УДК 536.631; 536.7

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ ТРИС-ДИПИВАЛОИЛМЕТАНАТА КОБАЛЬТА ОТ 300 К ДО ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ

Черняйкин И.С.^{1,2}, Беспятов М.А.¹, Наумов В.Н.¹

¹ИНХ СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Трис-дипивалоилметанат кобальта принадлежит к классу бета-дикетонатов металлов и кристаллизуется в решетках молекулярного типа. Бета-дикетонаты кобальта используются в качестве прекурсоров при изготовлении плёнок и покрытий различного типа методом химического осаждения из газовой фазы. В связи с этим исследование его термодинамических свойств - является актуальным. В данной работе на основе низкотемпературных данных о теплоёмкости [1], полученных адиабатическим методом в интервале 8-300 К, для Со(С11H19O2)3 вычислены термодинамические функции (теплоёмкость, энтропия, внутренняя энергия) во всей области существования твёрдой фазы. При этом использовался метод эффективной суммы (МЭС) [2,3], который основан на высокотемпературном разложении теплоёмкости в рамках гармонического приближения. Особенности колебательных спектров молекулярных кристаллов (наличие межмолекулярной и внутримолекулярной компоненты) сужают область применимости МЭС. В настоящей работе предложен метод расширения области применимости МЭС для соединений такого класса. Теплоёмкость любого твёрдого тела может быть представлена в виде двух слагаемых: $C(T) = C_{L}(T) + C_{H}(T)$, где $C_{L}(T)$ -теплоёмкость, порождённая низкочастотной компонентой $g_L(\omega)$, а $C_H(T)$ высокочастотной компонентой $g_H(\omega)$. Высокочастотная часть спектра описывается модельной функцией [4], и теплоёмкость этой компоненты $C_H(T)$, отнимается от экспериментальной. Полученная компонента $C_L(T)$ описывается в рамках МЭС.

В результате аппроксимации $C_L(T)$ мы получаем набор моментов функции $g_L(\omega)$, которые используются для вычисления теплоёмкости при высоких температурах. Далее к этой теплоемкости прибавляется $C_H(T)$. Следует отметить, что в силу аддитивности $g(\omega)$ и C(T), даже существенная ошибка при определении компоненты $C_H(T)$ не создаёт ошибку при описании суммарной теплоёмкости. Таким образом, были получены данные о теплоёмкости до температуры плавления (519 K) (см. рис. 1). По результатам проведенных исследований трис-дипивалоилметанат кобальта не обнаруживает каких- либо признаков изменения структуры ниже температуры плавления, что обосновывает описание изохорной теплоемкости во всей области существования твердой фазы.



Рис. 1. Теплоемкость Со(С₁₁H₁₉O₂)₃ при высоких температурах. 1-экспериментальные данные; 2-расчитанная кривая.

Полученная таким образом зависимость теплоемкости от температуры была использована для вычисления интегральных термодинамических функций.

Таблица 1. Изохорная теплоёмкость (С), энтропия (S) и внутренняя энергия (U) для Co(C₁₁H₁₉O₂)₃.

Т, К	С,	S,	U,
	Дж моль ⁻¹ К ⁻¹	Дж моль ⁻¹ К ⁻¹	кДж моль ⁻¹
300	888,3	980,4	146,1
350	1011	1127	193,5
400	1125	1269	247,0
450	1229	1408	305,9
500	1321	1542	369,7
519	1353	1592	395,1

- Bespyatov M.A., Chernyaikin I.S., Naumov V.N., Dorovskikh S.I., Gelfond N.V., Morozova N.B. Low-temperature heat capacity of Co(C11H19O2)3 //XX International Conference on Chemical Thermodynamics in Russia. 2015 P. 88.
- Naumov V.N. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. No. 18. P. 13247– 13250.
- Наумов В.Н., Ногтева В.В., Пауков И.Е., Цагарейшвили Г.В. // ЖФХ. 1997. Т. 71. С. 1596–1601.
- Bespyatov M.A., Naumov V.N. Model of spectrum and the description of heat capacity of solid bodies at low temperatures // Abstracts of the XVII International conference on chemical thermodynamics in Russia. 2009. V. 1. P. 255.

УДК 536.631+51.73

АСИМПТОТИЧЕСКИ ТОЧНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР

Наумов В.Н., Беспятов М.А., Черняйкин И.С.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Исследования термодинамических свойств веществ на основе экспериментально получаемой теплоёмкости в области низких температур востребованы, так как они позволяют рассматривать и изучать широкий спектр явлений, происходящих в твердых телах. В рамках таких исследований важной задачей является развитие методов описания экспериментальных данных. Такая потребность возникает при решении целого ряда прикладных задач, а также задач, связанных с прогнозированием термодинамического поведения рядов или групп веществ, объединенных по некоторым физико-химическим признакам. Хорошо известно, что теплоемкость твердых тел C(T) на асимптотиках, то есть при низких и высоких температурах, может быть описана в рамках универсального поведения, которое определяется справедливостью предельных законов при ее описании. При низких температурах это обуславливается справедливостью закона Дебая [1], в рамках которого для всех твердых тел фононная компонента теплоемкости пропорциональна кубу температуры и определяется всего одним параметром – температурой Дебая. При высоких температурах заполняются все колебательные моды кристалла, и теплоемкость неизбежно приближается к предельному закону Дюлонга и Пти. При этом в высокотемпературной области, точнее выше точки перегиба кривой C(T), поведение теплоемкости практически не зависит от формы колебательного спектра, и определяется главным образом первыми четными моментами фононной плотности состояний. Теплоемкость здесь с высокой точностью может быть описана универсальным аналитическим уравнением с малым числом параметров [2].

Мы предлагаем новое уравнение для описания теплоёмкости твёрдых тел в широкой области температур. Уравнение имеет три параметра, при вариации которых можно независимо сохранять правильное асимптотическое поведение, как при низких, так и при высоких температурах. Нам удалось в рамках одного уравнения найти асимптотическое описание, которое соответствует универсальным уравнениям упомянутым выше:

$$\frac{C_{\phi}(T)}{3Rn} = C = \left[\left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^{-\alpha\beta} + 1 \right]^{-\frac{1}{\alpha}}$$
(1)

Возведем обе части уравнения (1) в степень – а и после преобразования получим:

$$\left(\frac{1-C^{\alpha}}{C^{\alpha}}\right)^{\frac{1}{\alpha}} = \left(\frac{\Theta_{D}}{T}\right)^{\beta}$$
(2)

После логарифмирования уравнения (2) имеем:

$$\frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{1 - C^{\alpha}}{C^{\alpha}} \right) = \beta \ln \Theta - \beta \ln T$$
(3)

Далее делая замену:

$$\frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{1 - C^{\alpha}}{C^{\alpha}} \right) = Y; \ln T = X; \beta \ln \Theta = A; \beta = B$$
(4)

получим линейное уравнение

$$Y(\alpha) = A - BX, \tag{5}$$

которое удобно для нахождения неизвестных параметров α , β , Θ . Заметим, что *Y* зависит от неизвестного параметра α , который необходимо выбрать таким образом, чтобы экспериментальные данные наилучшим образом описывались уравнением прямой (5).

Описание теплоемкости предложенным уравнением рассмотрено для целого рада объектов, среди которых модельные объекты, имеющие разную степень анизотропии, элементы, простые и сложные соединения, включая молекулярные кристаллы. Это рассмотрение показывает, что точность описания может быть получена на уровне от 0,1 % до 1%. Пример использования уравнения (5) для описания теплоемкости модели Дебая (Puc.1) и VO₂ (Puc.2).



Рис. 1. Теплоемкость модели Дебая. 1 – обычные координаты; 2 – теплоемкость в координатах (4).



Рис. 2. Теплоемкость VO₂. – 1; 2 – координаты (4); 3 – прямая, соответствующая уравнению (5). Выше ~250 К видна аномалия (переход металл – диэлектрик в VO₂).

Предлагаемое уравнение может быть использовано для экстраполяции теплоёмкости к нулю, а также для описания изохорной теплоёмкости при высоких температурах. Использование уравнения (1) позволяет выделять ангармонические компоненты теплоемкости, а также аномалии, связанные с фазовыми переходами.

- 1. Debye P. // Ann. Phys. 1912. V. 39. No14. P. 789-839.
- 2. Naumov V.N. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 13247-13250.

УДК 622.692

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АСФАЛЬТОСМОЛОПАРАФИНОВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Шайхутдинова М.Ш.¹, Гоц С.С.², Ямалетдинова К.Ш.²

 1 AO «Транснефть-Урал»,

450077, Россия, Уфа, ул. Крупской, 10 ² ФГБОУ ВО «Башкирский государственный университет», 450074, Россия, Уфа, ул. Заки Валиди, 32

Асфальтосмолопарафиновые отложения (АСПО), которые образуются в процессе эксплуатации резервуаров при транспортировке и хранении нефти, отрицательно влияют на качество перекачиваемой нефти. АСПО представляют собой многокомпонентную смесь соединений, состоящей из различных углеводородов, свойства и состав которой, прежде всего, зависят от физико-химических свойств нефти, из которой они образуются [1].

Существует множество методов исследования теплофизических свойств нефти и её производных. К числу таких методов можно отнести механические, оптические, радиационные, электрофизические и другие. Электрофизические методы исследования образцов нефти и их производных изучаются относительно давно. Среди публикаций в этой области можно выделить работы, посвященные исследованиям электрофизических характеристик на постоянном токе [2], а также исследования на переменном токе на частотах от единиц до сотен МГц [3]. Относительно малоизученным остается диапазон низких частот от единиц герц до сотен килогерц.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований образцов АСПО нефти Туймазинского месторождения. Все измерения электропроводности образцов проводились на переменном токе в диапазоне частот $4 \ \Gamma u \div 1 \ \kappa \Gamma u$ и температур $20^{\circ}C \div 60^{\circ}C$ с дальнейшим построением фазовочастотных характеристик (ФЧХ) и амплитудночастотных характеристик (АЧХ).

Методика измерений осуществлялась следующим образом. Образец помещался в прямоугольный диэлектрический контейнер, снабженный плоскопараллельными электродами, выполненными из алюминиевой фольги. Температура образца задавалась при помощи термостата и определялась выносным датчиком. Измерения осуществлялись при помощи виртуального двухканального генератора сигналов и виртуального двухканального анализатора сигналов на базе ПК [4-6]. С выходов генератора сигналы через двухканальный усилитель мощности подаются соответственно на измерительную ячейку с образцом АСПО и на эталонный резистор.

Результаты измерений АЧХ и ФЧХ для пяти значений температуры, представленные на рис. 1. Все представленные графики имеют температурную зависимость, причём при увеличении температуры угол сдвига фаз уменьшается, а значение проводимости увеличивается на всем диапазоне частот. Полученные электрофизические характеристики позволяют однозначно отнести данный образец АСПО к диэлектрикам в диапазоне ниже $40^{\circ}C$, и к полупроводникам в диапазоне температур выше $40^{\circ}C$.



Рис. 1. Результаты экспериментальных исследований (а) фазово-частотные и (б) амплитудно-частотные характеристики электропроводности АСПО для пяти фиксированных температур.

- Шайхутдинова М.Ш., Ямалетдинова К.Ш., Гоц С.С. и др. Исследование физико-химического состава АСПО и обработка результатов в программе 3D image// Наукоемкие технологии в решении проблем НГК: материалы Междунар. молодежной научной конф.– Уфа: РИЦ БашГУ, 2016. – С. 70-74.
- Петров А.М., Доломатов М.Ю., Бахтизин Р.З., Рыжиков О.Л., Хайрутдинов И.Р. Электрофизические свойства высокомолекулярных углеводородных фракций// Вестник Башкирского университета. 2015. Т.20. №3. С.826-831.
- Пат. 2209422 РФ, МПК G01N27/044, G01N27/22 устройство диагностики состояния нефтей и продуктов нефтепереработки по их активной электропроводности и диэлектрической проницаемости/ Богачев И.М., Богачева Н.А. и др. – 2002104159/25; заявлено 07.02.2002; Опубл. 27.07.2003.
- Гоц С.С. Применение виртуальных измерительных приборов в лабораторном практикуме. - В сборнике материалов III Всерос. научно-методической конф. «Проблемы современного физического образования», Уфа, 2015, с. 22 -27
- Гоц С.С. Низкочастотный анализатор сигналов в микроэлектронных блоках аппаратуры связи. – Лекции и научные статьи Всерос. конф. элементами научной школы «Приборное и научно-методическое обеспечение исследований и разработок в области микро- и наноэлектроники, Уфа, 2011, с.79-85
- Гоц С.С. Основы построения и программирования автоматизированных систем цифровой обработки сигналов - учебное пособие для студентов вузов, обучающихся по специальности 010400-Физика.-Уфа, 2006, с. 211.



СЕКЦИЯ 4

Волновая механика газожидкостных систем, многофазные течения и тепломассообмен в многофазных средах



УДК 612.13, 532.5

ПРОЯВЛЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ КРОВИ ПРИ ФИЗИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ СОСУДОВ СО СТЕНОЗОМ

Ахметов А.Т.¹, Рахимов А.А.¹, Валиев А.А.¹, Саметов С.П.^{1,2}

 ¹ Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, 450054, Россия, Уфа, Проспект Октября, 71
 ² Башкирский государственный университет, 450076, Россия, Уфа, ул. Заки Валиди, 32

Теоретические достижения в моделировании течения биологической дисперсии – крови в кровеносных сосудах, связаны, как с использованием методов механики многофазных сред [1], так и методов, основанных на мезомасштабном моделировании кровотока [2] с использованием суперкомпьютеров. Численное моделирование течения крови в микрососудах со стенозом обнаружили ряд эффектов, связанных с флуктуацией потока [3]. Среди большого количества работ на микрожидкостных устройствах (МЖУ), можно отметить, результаты по особенностям течения разбавленной крови, иллюстрирующие уменьшение концентрации эритроцитов у стенки после прохождения участка со стенозом (сужением) [4].

Кровь представляет собой дисперсию, состоящую из плазмы и форменных элементов, основную часть которых составляют эритроциты. Эритроциты представляют собой двояковогнутые диски, содержащая их жидкость обладает анизотропными свойствами. Анализ особенностей сложной биологической дисперсии, связанных с седиментацией эритроцитов и образованием «монетных столбиков», позволил обосновать методику измерения реологических свойств крови на прецизионном реометре.

В кровеносной системе человеческого организма, по мере удаления от сердца происходит разветвление сосудов. Оно сопровождается увеличением их количества и значительным ростом суммарного сечения, которое на 3 порядка больше сечения аорты. Во столько же раз уменьшается и соотношение скоростей крови, однако, скорость деформации сдвига, несмотря на столь значительное изменение скорости изменяется незначительно и составляет величину порядка 100с⁻¹. В сосудах больного организма со стенозом сосудов, естественные условия течения крови нарушаются. При прохождении крови через сужение скорость деформации сдвига многократно превышает её значение в здоровой части кровеносного сосуда. Это означает, что условия течения крови в сосуде со стенозом аномальны по отношению к условиям кровотока в сосудистой системе здорового организма.

Для изучения аномальных для человеческого организма условий течения крови были разработаны МЖУ с прямолинейным участком, содержащим ступенчатое сужение, которое моделирует стеноз, и с бифуркацией. Оба типа МЖУ изготовлены с помощью метода мягкой фотолитографии на предметном стекле, МЖУ оснащены акустическим излучателем.

Наличие стеноза в сосуде приводит к асимметрии структуры течения перед сужением и после него, изменяется ориентация эритроцитов, проявляются анизотропные свойства крови при формировании потока перед сужением и после него. В процессе ускорения потока и в самом сужении эритроциты ориентируются вдоль линий тока при выходе из сужения происходит их переориентация, плоскости эритроцитов располагаются перпендикулярно к линиям тока. Фронтальная скорость эритроцитов в симметричных точках перед сужением и после него различны. В части сосуда после выхода из сужения скорость ниже, эритроциты расположены плоскостями к друг к другу, вероятность тромбообразования выше.

На основе экспериментальных измерений объёмного расхода крови через плоский микроканал с сужением и расчетов для цилиндрического микроканала с сужением установлено синергетическое возрастание гидравлического сопротивления при стенозе кровеносного сосуда за счет двух факторов: 1) замедление течения из-за уменьшения сечения в районе стеноза; 2) замедление течения из-за увеличения вязкости крови в здоровой части сосуда.

При малой концентрации эритроцитов в крови, также обнаружена асимметрия структуры потока у входа и выхода в сужение. В зоне ускорения течения эритроциты ориентируются вдоль линий тока, а в зоне замедления течения перемещаются в область больших скоростей в ячейке Хили-Шоу и ориентируются параллельно плоскостям ячейки (по отношению к плоскости эритроцитов входной зоны они поворачиваются на 90⁰).

Действие акустического поля активно влияет на межклеточное взаимодействие в диапазоне частот $25 - 30 \text{ к}\Gamma$ ц и $70 - 100 \text{ к}\Gamma$ ц. При воздействии ультразвукового поля обнаружено, что поток крови, несмотря на наличие постоянного гидростатического перепада давления 100 - 500 Па, совершает возвратно-поступательные движения в области сужения микроканала частотой 1 - 2 Гц. Оно, вероятно, связано с резонансными свойствами микроканала в области стеноза. Полученные результаты говорят о возможности акустического воздействия в области стеноза с целью активации движения для предотвращения тромбообразования.

- 1. Медведев А.Е. Двухфазная модель течения крови //Российский журнал биомеханики. – 2013. – №. 4.
- Fedosov D. A., Noguchi H., Gompper G. Multiscale modeling of blood flow: from single cells to blood rheology //Biomechanics and modeling in mechanobiology. – 2014. – T. 13. – №. 2. – C. 239-258.
- Vahidkhah K., Balogh P., Bagchi P. Flow of red blood cells in stenosed microvessels //Scientific Reports. - 2016. - T. 6.
- Susana Novais, Diana Pinho, David Bento and etc. Cell-free layer (CFL) measurements in complex geometries: contractions and bifurcations //Visualization and Simulation of Complex Flows in Biomedical Engineering. – Springer Netherlands, 2014. – C. 119-132.

УДК 532.529.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В МИКРОКАНАЛЕ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ СЕЧЕНИЕМ

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, Пирогова, 2

В настоящий момент значительное внимание уделяется исследованиям газожидкостных и двухжидкостных течений в микроканалах. Это связано с использованием микроканалов в высокоинтенсивных системах охлаждения на основе микроканальных теплообменников, в том числе для охлаждения процессоров компьютеров, в химических реакторах и биологических чипах для экспресс-анализа крови. Это показывает, что изучение локальных характеристик двухфазных течений является актуальным, так как они оказывают определяющее влияние на интенсивность процессов тепломассобмена в различных технологических и природных процессах. Гидродинамика газожидкостных течений в микроканалах изучена в ряде работ в которых определены основные режимы течения, например [1, 2]. Целями данной работы являются проведение экспериментов по газожидкостному течению с использованием жидкостей, имеющих существенно различные физические свойства, и обобщение карт режимов течения для вертикального и горизонтального каналов в безразмерных координатах.

В данной работе экспериментально изучены локальные характеристики двухфазного газожидкостного течения в прямоугольном микроканале сечением 269×362 µм с Т-образным смесителем на входе. Ключевыми особенностями данной работы являются использование жидкостей с различными физическими свойствами, включая поверхностное натяжение на границе с газообразным азотом и вязкость, что позволило построить обобщенную карту режимов течения в безразмерных координатах, а также относительно большая длина микроканала (L=0,275 м). Визуализация и регистрация режима течения и измерение его характеристик проводились с помощью высокоскоростной видеосъемки камерой Optronis СХ600х2 и метода двойного лазерного сканирования.

Проведены работы, направленные на изучение влияния свойств жидкости (поверхностное натяжение, вязкость, плотность) и расположения микроканала в пространстве (горизонтальное, вертикальное) на режимы течения и области их существования. В качестве жидкой фазы использовались этанол, дистиллированная вода и 40% водный раствор этанола; в качестве газа-азот. Установлено, что для данного

микроканала, отношение длины которого к ширине превышает 700, формируются 3 основных режима течения: периодическое течение с удлиненными пузырями, переходное течение (непериодическое течение с удлиненными пузырями) и кольцевое течение. На основе визуализации и лазерного сканирования были построены карты режимов течения для всех типов смесей (дистиллированная вода-азот, этанолазот, 40% водный раствор этанола-азот). Показано незначительное влияние расположения микроканала на границы режимов течения, что говорит о доминировании капиллярных сил. Карты режимов построены в безразмерных координатах комплексов чисел Рейнольдса и Вебера Re^{0,2} We^{0,4,} предложенных в статье Waelchli [3]. Безразмерный комплекс позволяет учитывать свойства жидкости и дает хорошее обобщение экспериментальных данных. Определены показатели степени в комплексах чисел Рейнольдса и Вебера, при которых наблюдается наилучшее совмещение границ режимов течения.

Измерения локальной толщины пленки жидкости в удлиненном пузыре проводились для восходящего течения водно-азотной смеси, используя метод лазерно-индуцированной флуоресценции (µLIF), который имеет высокое пространственное и временное разрешение. Получено, что толщина пленки жидкости на стенках микроканала неравномерная в поперечном сечении канала и уменьшается с увеличением расстояния от вершины пузыря.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда (РНФ №16-19-10519).

- Kovalev A.V., Yagodnitsyna A.A., Bilsky A.V. Experimental study of liquid-liquid plug flow in a T-shaped microchannel // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – T. 754. – №. 9. – C. 092001.
- Kuznetsov V.V. Two-phase microfluidics: thermophysical fundamentals and engineering concepts // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – T. 754. – №. 3. – C. 032012.
- Waelchli S., Rudolf von Rohr P. Two-phase flow characteristics in gas-liquid microreac-tors // Int. Jour. of Multiphase Flow 2006. Vol. 32. P. 791-806.

УДК 533.6.011.72

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН С ЧАСТИЦАМИ НА МИКРОУРОВНЕ

Бедарев И.А.¹, Федоров А.В.^{1,2}

¹ Институт теоретической и прикладной механики имени С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, Институтская, 4/1 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Работа посвящена проблеме механики реагирующих гетерогенных сред, связанной с разработкой методов изучения ударно-волновых, взрывных и детонационных явлений в реагирующих смесях газов и микрочастиц. Задача обусловлена вопросами взрывои пожаробезопасности, в частности разработкой методов подавления газовой детонации инертными частицами. Это представляет интерес при изучении на микроуровне явления подавления детонационных волн, а также инициирования и реинициирования детонации при взаимодействии ударных волн, распространяющихся по горючей смеси, с частицами. Кроме того, при моделировании прохождения ударных и детонационных волн через облако частиц важно точное представление о локальных параметрах поля течения. Такие характеристики обтекания как сопротивление частицы, динамика ее теплообмена с окружающей средой и химических превращений, времена воспламенения и горения мелких частиц металлов и других горючих веществ будут зависеть от того, является ли скорость обтекания до - или сверхзвуковой, то есть от того, какой режим обтекания реализуется. Режим обтекания частиц во-первых, будет зависеть от того, сформировался ли коллективный скачок перед облаком частиц или частицы обтекаются индивидуально, а во-вторых, от того находится ли частица в аэродинамической тени частиц-соседей. Представляется актуальным провести анализ влияния режима обтекания частиц на их сопротивление, тепловую и скоростную релаксацию, динамику воспламенения смеси в рамках моделей турбулентного течений газа. При этом целесообразно рассмотреть различное взаимное расположение частиц относительно набегающего потока.

Целью настоящей работы было численное изучение количественных характеристик взаимодействия проходящих ударных и детонационных волн, распространяющихся по горючей смеси, с системой микрочастиц для определения влияния режима обтекания на коэффициент сопротивления, время тепловой и скоростной релаксации частиц, а также динамику воспламенения смеси. В качестве математической модели использовались осредненные по Фавру нестационарные уравнения Навье-Стокса, дополненные SST модификацией k-ю модели турбулентности и уравнением состояния идеального газа. Для описания процесса горения смеси горючего и окислителя задействован приведенный кинетический механизм. Для численной реализации данной математической модели в рамках пакета инженерного анализа ANSYS Fluent с применением решателя 6DOF создана вычислительная технология прямого моделирования

скоростной и тепловой динамики массива частиц диаметром от 1 мкм до 100 мкм для описания волновых процессов в реагирующей водородо-воздушной смеси на микроуровне. Для учета столкновений использована модель упругого взаимодействия частиц.

Проведены оценки соотношения времен скоростной и тепловой релаксации для частиц различного диаметра в потоке продуктов за детонационной волной. Выполнены расчеты для частиц глинозема (Al_2O_3) , песка (SiO_2) и карбида вольфрама (WC) диаметром в диапазоне от 1 мкм до 100 мкм. Показано, что для частиц глинозема и песка, обладающих сравнимой плотностью и близкой теплоемкостью, время скоростной релаксации несколько превышает время тепловой релаксации (для 1 мкм частиц примерно в 1,5 раза, для 100 мкм времена практически сравниваются). Для частиц карбида вольфрама, обладающих высокой плотностью и меньшей теплоемкостью, во всем диапазоне диаметров наблюдается превышение времени скоростной релаксации по сравнению со временем тепловой релаксации примерно на порядок с тенденцией некоторого снижения этой разницы при увеличении диаметра. Проведенные оценки позволили судить о применимости модели процесса использованной на следующем этапе.

Выполнено моделирование прохождения плоской детонационной волны через решетку неподвижных изотермических частиц. Такая постановка справедлива для частиц с высокой теплоемкостью (Al2O3, SiO2) и диаметром порядка 100 мкм. Анализ ударноволновых конфигураций показал, что в зависимости от поперечного расстояния между частицами в результате формирования скачков перед частицами в потоке за детонационной волной могут возникнуть различные режимы взаимодействия ударных волн. При малых расстояниях – реализуется коллективная конфигурация ударных волн, которая с увеличением расстояния переходит сначала в маховское, а затем в регулярное взаимодействие. Кроме того, при прохождении волны наблюдается срыв детонации с разделением фронта на ударную волну и волну горения. Для больших продольных расстояний между частицами (малых объемных концентрациях) в дальнейшем волна горения может догнать ударную волну и произойдет реинициирование детонации. При росте объемной концентрации, как и ожидается, возможен полный срыв детонации без реинициирования последней.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 15-08-01947 и 15-08-01723.

УДК 532.546; 536.421; 519.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССОЦИАЦИИ ГАЗОВОГО ГИДРАТА В ПЛАСТЕ НА ГАЗ И ЛЕД ПРИ ОТБОРЕ ГАЗА

Мусакаев Н.Г., Бородин С.Л.

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 625026, Россия, Тюмень, ул. Таймырская, 74

В настоящее время углеводородный газ является одним из важнейших источников для химической и энергетической отраслей промышленности. При этом наибольшие запасы метана на нашей планете находятся в виде газовых гидратов [1]. Общепринятыми способами извлечения природного газа из газогидратных залежей являются тепловое воздействие на гидратонасыщенные пласты и/или понижение давления на забое добывающей скважины. Если разложение гидрата происходит не на газ и воду, а на газ и лед, то это позволяет уменьшить энергетические затраты на разработку газогидратных месторождений, так как удельная теплота фазового перехода гидрат лед и газ значительно ниже теплоты фазового перехода гидрат - вода и газ [2, 3]. Стоит отметить, что добыча углеводородного сырья из газогидратных залежей является весьма сложной технологической проблемой, поэтому необходима тщательная и всесторонняя теоретическая проработка.

Для проведения численного исследования процесса диссоциации газового гидрата в пласте на газ и лед при отборе газа была построена математическая модель неизотермической фильтрации газа с учетом фазовых переходов. Эта модель базируется на уравнениях сохранения массы гидрата, газа и льда, уравнении Дарси, уравнении состояния реального газа, коэффициент сверхсжимаемости в котором находится с использованием уравнения Латонова-Гуревича [4], а также уравнении энергии для неизотермической фильтрации. Построенная система уравнений была решена итерационно, с использованием неявной разностной схемы, метода прогонки и оригинального метода для расчета гидратонасыщенности.

С помощью написанной программы «Hydrate Decomposition to Methane and Ice» проведена серия численных экспериментов. На рис. 1 представлены распределения по координате радиальной координате температуры и гидратонасыщенности при различных давлениях на забое скважины. Видно, что в зависимости от забойного давления возможны три случая. Первый случай характеризуется отсутствием разложения гидрата, во втором случае диссоциация газового гидрата полностью происходит на фронтальной границе, в третьем - возникает протяженная (объемная) зона фазовых переходов. Также из рис. 1 видно, что температура в трехфазной области опускается ниже исходной температуры пласта, что обусловлено поглощением скрытой теплоты фазового перехода и снижением температуры газа при фильтрации вследствие дросселирования и адиабатического охлаждения. Следовательно, в случае отрицательной начальной температуры пласта диссоциация газового гидрата всегда будет происходить на газ и лед. Кроме того, объемная зона возникает при меньших значениях давления на забое скважины (больших значениях

градиента давления), т.е. при уменьшении забойного давления становится невозможным рассмотрение изучаемого процесса в рамках фронтальной схемы. Также из рис. 1 следует, что уменьшение давления на забое приводит к увеличению протяженности объемной области и доли разложившегося гидрата, приходящуюся на эту область.



Рис. 1. Распределения температуры Т и гидратонасыщенности S_h по радиальной координате r. При значениях забойного давления: 1 – 2,6; 2 – 2,4; 3 – 2,2; 4 – 2 и 5 – 1,8 МПа. Исходное давление в пласте 2,8 МПа.

Работа выполнена при финансовом содействии Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-6987.2016.1).

- Тимоти С. Коллетт, Р. Льюис, Т. Учида. Растущий интерес к газовым гидратам // Нефтегазовое обозрение. Осень, 2001. С.38–53.
- Хасанов М.К., Мусакаев Н.Г., Гималтдинов И.К. Особенности диссоциации газогидратов с образованием льда в пористой среде // Инженерно-физический журнал. 2015. Т.88, №5. С.1022-1030.
- Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа / В.Ш. Шагапов, Н.Г. Мусакаев М.: Наука, 2016. 238 с.
- Латонов В.В., Гуревич Г.Р. Расчёт коэффициента сжимаемости природного газа // Газовая промышленность. 1969. № 2. С. 7-9.
УДК 536.2

К ВОПРОСУ ИНТЕРПОЛЯЦИИ КРИВЫХ ФАЗОВОГО РАВНОВЕСИЯ ГИДРАТОВ МЕТАНА И УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

Мусакаев Н.Г., Бородин С.Л.

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 625026, Россия, Тюмень, ул. Таймырская, 74

Природные газовые гидраты являются весьма перспективным источником метана, так как содержащееся в них количество этого газа на два порядка превышает его количество в традиционных извлекаемых запасах [1]. Помимо этого одним из способов утилизации парникового углекислого газа является газогидратная консервация CO₂ в пористых коллекторах. Теоретическая проработка таких задач требует адекватных интерполяционных кривых фазового равновесия гидратов изучаемых газов.

В работе собрана база из 200 экспериментальных точек кривой фазового равновесия гидрата метана из работ более 15 авторов, а также более 300 экспериментальных точек для гидрата углекислого газа из работ более 20 авторов. Проведена оценка погрешности расчетов равновесного давления гидратов CH₄ и CO₂ по 6 интерполяционным формулам из работ [2-5] относительно экспериментальных данных. Также построены и оценены собственные интерполяции вида:

$$\ln(p) = \frac{A}{T^2} + \frac{B}{T} + C,$$

где T – температура (К); p – соответствующее равновесное давление (МПа). Коэффициенты A, B и C приведены в таблице:

СН	H-I-G Q1 (272,9 К; 2,563 МПа) [6]	159,9- 272,9 К	A = 44890 B = -2523 C = 9,57
C114	Н-W-G нет Q2	272,9- 302 K	A = 7376037 B = -60927 C = 125,16
CO ₂	H-I-G Q1 (273,1 К; 1,256 МПа) [6]	151,5- 273,1 К	A = -13847 B = -2442 C = 9,23
	H-W-G Q2 (283 K; 4,499 MПа) [6]	273,1- 283 К	A = 12322391 B = -98491 C = 195,64

Здесь H-I-G – фазовое равновесие системы «гидрат – лёд – газ», H-W-G – «гидрат – вода – газ». Гидрат диоксида углерода так же может разлагаться на воду и жидкий CO₂ (при температуре выше 283 К), но в литературе не было найдено таких интерполяций, и попытка построить ее в этой работе показала плохое соответствие с экспериментом, поэтому она не приводится.

В нижеприведенной таблице представлены интервалы применимости интерполяций разных авторов, а также средние и максимальные погрешности относительно экспериментальных данных.

Из таблицы видно, что интерполяции, представленные в настоящей работе, хорошо согласуются с экспериментальными данными ($\delta_{cped} < 3\%$) в широком диапазоне изменения параметров.

Автор(ы); газ	<i>Т</i> , К	$\delta_{\text{сред}}, \%$	$\delta_{\text{макс}}, \%$
1002 11	260-273	1,21	2,21
1992, Истомин,	273-285	3,19	9,82
ЛКУШЕВ,	282-291	2,98	11,13
	290-302	5,92	16,24
1992, Истомин,	180-232	8,88	16,80
Якушев;	263-273	6,90	9,79
CO ₂ [2]	273-282	4,06	15,80
1983, Годбол,	248-273	2,64	4,47
Холдер; СН4 [2]	273-298	8,80	28,21
1983, Годбол,	248-273	1,47	5,62
Холдер; CO ₂ [2]	273-284	3,58	13,83
1969, Хаферман,	250-272,95	1,72	3,76
Миллер; CH ₄ [2]	272,95-287	8,8	20,38
1969, Хаферман,	253-273	2,71	21,58
Миллер; CO ₂ [2]	273-282	12,12	27,85
1999, Wendland	256,8-271,8	0,69	3,66
et al.; CO ₂ [3]	270,3-282,9	2,78	12,51
2003, Anderson;	256,8-273,1	1,84	12,23
CO ₂ [4]	273,1-283	2,29	13,54
2009, Sarshar et	159,9-272,9	4,07	8,45
al.; CH ₄ [5]	272,9-302	2,69	11,04
2009, Sarshar et	151,5-273,1	2,78	13,66
al.; CO ₂ [5]	273,1-283	2,75	12,02
Настоящая ра-	159,9-272,9	1,61	5,89
бота; СН4	272,9-302	2,13	7,35
Настоящая ра-	151,5-273,1	2,52	12,48
бота; СО ₂	273.1-283	2.58	12.46

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 17-51-540001).

- Тимоти С. Коллетт, Р. Льюис, Т. Учида. Растущий интерес к газовым гидратам // Нефтегазовое обозрение. Осень, 2001. С.38–53.
- Газовые гидраты в природных условиях / В.А. Истомин, В.С. Якушев. М.: Недра, 1992. 237 с.
- M. Wendland, H. Hasse, G. Maurer. Experimental Pressure-Temperature Data on Three- and Four-Phase Equilibria of Fluid, Hydrate, and Ice Phases in the System Carbon Dioxide-Water // J. Chem. Eng. Data. 1999. 44. 901-906.
- Graydon K. Anderson. Enthalpy of Dissociation and Hydration Number of Carbon Dioxide Hydrate from the Clapeyron Equation // J. Chem. Thermodynamics. 35 (2003). 1171–1183.
- M. Sarshar, J. Fathikaljahi, F. Esmailzadeh. Developing Correlations for Calculating Dissociation Enthalpies of Simple and Mixed Hydrates // Iranian J. of Science & Technology, Transaction B, Engineering. 2009. Vol. 33. No. B3. 279-284.
- Clathrate Hydrates of Natural Gases. Third Edition / E. Dendy Sloan, Carolyn A. Koh. 2008. 761 p.

УДК 532.516; 532.529

ПРИСОЕДИНЕННАЯ МАССА ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ДВУХФАЗНЫХ СРЕДАХ ПОВЫШЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Бошенятов Б.В.^{1,2}

¹ Институт прикладной механики Российской академии наук, 125040, Россия, Москва, Ленинградский пр-кт, 7 ² Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ, 634050, Россия, Томск, Ленина пр-кт, 36, стр. 27

Развитие теоретических моделей описания дисперсных сред, а также методов расчета их осредненных характеристик является одним из важнейших условий повышения эффективности технологических процессов и создания новых прорывных технологий [1-3]. Умение с достаточной точностью рассчитывать присоединенную массу дисперсных частиц особенно важно в акустических исследованиях, когда главную роль играют инерционные эффекты [4-7]. При повышенных концентрациях дисперсной среды необходимо учитывать взаимное влияние дисперсных частиц друг на друга, т.е. по существу решать известную проблему механики о взаимодействии многих тел. Применительно к дисперсным средам эта проблема, как правило, решается с привлечением методов статистической физики и численных вычислений сложных интегралов [8]. Попытки решить проблему в рамках феноменологических теорий приводят к незамкнутой системе уравнений, для замыкания которой требуются дополнительные предположения, основанные на интуиции. Достоверность таких предположений в ряде случаев недостаточно обоснована, что, даже в частном случае для пузырьковых сред, приводило к существенному расхождению теоретических результатов различных авторов [9].

В работе [10] разработан «метод самосогласованного поля», который в рамках классических уравнений механики позволяет аналитически исследовать эффекты гидродинамического взаимодействия дисперсных частиц на более детальном, структурном уровне и получать осредненные физические характеристики таких систем [11,12].

В настоящей работе дан краткий обзор существующих методов расчета присоединенной массы, приведены результаты исследований за последние 4-5 лет, связанные с развитием метода «самосогласованного поля» и решением задачи о присоединенной массе дисперсных частиц в двухфазных средах повышенной концентрации [9,13-14]. В работе [13] впервые получена аналитическая зависимость присоединенной массы сферических частиц от объемной концентрации дисперсной фазы, при произвольном соотношении плотностей частиц и несущей жидкости. В работе [15] показано, что присоединенная масса дисперсных частиц в суспензиях, вычисленная как с учетом, так и без учета гидродинамического взаимодействия частиц, зависит от выбора физической системы отсчета, которая определяется заданием граничных условий на бесконечности при решении уравнения Лапласа для потенциала скоростей. Проведено сравнение имеющихся в литературе данных по теоретическому определению присоединенной массы дисперсных частиц в единой системе отсчета,

которое позволило установить наиболее достоверные результаты и оценить степень влияния на них тех или иных предположений, упрощающих задачу.

- Бошенятов Б.В. Микропузырьковые газожидкостные среды и перспективы их использования. - Saarbrucken (Deutschland): LAP LAMBERT Academic Publishing RU, 2016. – 170 с.
- Boshenyatov B.V., Chernyshev I.V. The effective viscosity of a microbubbly medium // Fluid Mechanics, Soviet Research. 1991. T. 20. № 6. C. 124-129.
- Архипов В.А., Усанина А.С. Движение частиц дисперсной фазы в несущей среде: учеб. пособие. – Томск: Изд. Дом ТГУ, 2014. - 252 с.
- Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 366 с.
- Boshenyatov B.V., Popov V.V. Acoustic measurement of the gas content (void fraction) of dispersions of very small bubbles in liquids // Fluid Mechanics, Soviet Research. 1990. T. 19. № 2. C. 112-117.
- Бошенятов Б.В. Исследование нерезонансного эффекта затухания низкочастотных звуковых волн в микропузырьковой газожидкостной среде // Известия высших учебных заведений. Физика. 2005. Т. 48. № 11. С. 43-48.
- Бошенятов Б.В., Попов В.В. Затухание низкочастотных звуковых волн в микропузырьковой газожидкостной среде // Фундаментальные исследования. 2009. № 3. С. 99-102.
- Felderhof B. U. Virtual mass and drag in two-phase flow // J. Fluid Mech., 1991. V.225. P.177-196.
- Бошенятов Б.В. К вопросу о присоединенной массе и гидродинамическом взаимодействии пузырьков в жидкости // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник материалов научной конференции. – Томск: Томский государственный университет, 2011. С. 349-350.
- Струминский В.В., Гуськов О.Б., Корольков Г.А. Гидродинамическое взаимодействие частиц в потенциальных потоках идеальной жидкости. // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290. № 4. С. 820-824.
- Бошенятов Б.В. К теории электро- и теплопроводности пузырьковых газожидкостных сред // Доклады Академии наук. 2014. Т. 459. № 6. С. 693-695.
- Бошенятов Б.В. К расчету эффективных коэффициентов переноса в монодисперсных суспензиях сферических частиц // Письма в Журнал технической физики. 2015. Т. 41. № 3. С. 67-73.
- Гуськов О.Б., Бошенятов Б.В. Гидродинамическое взаимодействие сферических частиц в потоке невязкой жидкости // Докл. РАН. 2011. Т. 438. № 5. С. 626-628.
- 14. Гуськов О.Б., Бошенятов Б.В. Взаимодействие фаз и присоединенная масса дисперсных частиц в потенциальных потоках жидкости // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 4. Ч. З. С. 740–741.
- Бошенятов Б.В. Гидродинамическое взаимодействие и присоединенная масса дисперсных частиц // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57. № 8-2. С. 50-60.

УДК 621.9

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПРЕГРАДОЙ ИСТЕКАЮЩЕГО ВОДЯНОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ СО СВЕРХКРИТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Вожаков И.С.^{1,2}, Алексеев М.В.¹, Лежнин С.И.^{1,2}, Прибатурин Н.А.¹

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В современных энергетических установках в связи с ростом энергонапряженности, рабочие давления и температуры приближаются к значениям критической точки. В связи с этим чрезвычайно важно уметь предсказывать сценарии развития, например при внезапной разгерметизации рабочей области. Связанное с этой задачей изучение особенностей распространения волн вблизи критической точки представляет интерес и для фундаментальной науки.

В настоящем исследовании рассматривается осесимметричная задача об истечении водяного теплоносителя из сосуда высокого давления с целью получения характеристик ударноволнового воздействия на внешнюю преграду и параметров истечения. Задача описывается уравнениями Эйлера совместно с уравнением неразрывности и уравнением энергии для двухфазной гомогенной смеси.

Для описания фазового перехода используются модель, основанная на обработке экспериментальных данных по времени релаксации (перехода) «неравновесное - равновесное вскипание» [1] и равновесная модель. Расчет свойств водяного пара и воды в до- и сверхкритическом состоянии проводился с использованием пакета программ TTSE [2]. На базе релаксационной модели с применением вычислительного комплекса LCPFCT [3] был разработан программный код для решения широкого класса задач [4] по разгерметизации сосудов или трубопроводов с перегретым водяным теплоносителем.

На PV-диаграмме при начальных данных $P_0=23$ МПа и $T_0=370$ ⁰С линия адиабаты пройдет левее критической точки и пересечет линию кипения, т.е. войдет в двухфазную область с паросодержанием равным нулю [5]. В случае, когда начальные данные примут значения $P_0=23$ МПа и $T_0=380$ ⁰С, линия адиабаты пройдет правее критической точки и пересечет линию конденсации, т.е. войдет в двухфазную область с паросодержанием равным единице. Таким образом незначительное отличие в начальных данных приведет нас к принципиально различному результату.

Проведены расчеты истечения воды, находящейся в сверхкритическом состоянии при различных начальных параметрах и в условиях разной геометрии расчетной области. Получены характеристики ударноволнового воздействия на преграду при малых временах и параметры квазистаицонарного истечения на больших временах. Получены квазистационарные осевые профили давления и радиального распределения давления на преграде при различных расстояниях от насадки до преграды. Показано изменение пространственных распределений давления теплоносителя при внесении преграды. Рассчитаны значения давления в зависимости от времени. Для процесса с начальной температурой $T_0=380$ ⁰C характерно резкое падение давления после входа в двухфазную область на PV-диаграмме, в то время как для процесса с начальной температурой T0=370 ⁰C резкого падения давления не наблюдается.





- Downar-Zapolski P., Bilicky Z., Bolle L., Franco J. The nonequilibrium relaxation model for one-dimensional liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1996. – Vol.22, No 3. – P. 473 - 483.
- Guideline on the Tabular Taylor Series Expansion (TTSE) Method for Calculation of Thermodynamic Properties of Water and Steam Applied to IAPWS-95 as an Example. The International Association for the Properties of Water and Steam, Vejle, Denmark, August 2003
- Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations.
- Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Особенности эволюции волн давления, генерируемых вскипающим теплоносителем // Теплофизика и Аэромеханика. – 2016. – Т. 23, №6. – С. 905-914.
- I.S. Vozhakov, M.V. Alekseev, S.I. Lezhnin, N.A. Pribaturin. Modeling wave processes at the outflowing of a water coolant with supercritical initial parameters // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. Vol. 754. – P. 032021-5.

УДК 532.529.5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В ПУЗЫРЬКОВОМ ПОТОКЕ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ СБОРКЕ СТЕРЖНЕЙ 3X3 ПРИ ВВОДЕ ГАЗА ИЗ ОДИНОЧНОГО ИСТОЧНИКА

Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д.

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

В тепловыделяющих сборках ядерных энергетических установок возможно закипание теплоносителя на поверхности тепловыделяющих элементов. Вследствие этого процесса происходит образование двухфазного потока пар-жидкость. В литературе существует большое количество работ, посвященных исследованию газо- и парожидкостных потоков в трубах. В частности показано, что при возникновении или добавлении дисперсной фазы происходит перестроение локальной структуры потоков, могут существенно изменяться ключевые теплогидравлические параметры, такие, как гидравлическое сопротивление и коэффициенты теплообмена [1, 2]. В связи с вышесказанным, актуальной задачей является исследование закономерностей распределения дисперсной фазы при движении двухфазных потоков в сборках стержней и ее влияние на теплогидравлические характеристики потока. Задачей данной работы являлось проведение исследования распределения газа на некотором расстоянии от одиночного источника газовой фазы в сборке вертикальных стержней ЗХЗ в квадратной компоновке.

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости контур. С помощью насоса жидкость (дистиллированная вода с добавлением соды) из бака подавалась в рабочий канал, представляющий собой сборку из девяти вертикально ориентированных стержней с затенением сечения в виде позиционирующих элементов, моделирующих течение в тепловыделяющих сборках реакторных установок. В один из угловых стержней был впаян капилляр из нержавеющей стали, через который с помощью контроллера Bronkhorst в поток подавался газ (атмосферный воздух). Капилляр был загнут и направлен по потоку жидкости. Стержень, подающий газ, был ориентирован так, что бы точка ввода газа в поток была повернута к центру канала. К центральному имитатору ТВЭЛа был прикреплен датчик локального газосодержания, представляющий собой платиновую проволочку, вваренную в стеклянный капилляр. Датчик газосодержания использовался в режиме датчика электропроводности. На него подавалось переменное напряжение частотой 100 кГц. Его ток усиливался и выпрямлялся. Низкочастотная огибающая этого сигнала имела два уровня, соответствующие нахождению чувствительного элемента датчика в жидкой и газовой фазах. Сигнал этого датчика использовался для определения локального газосодержания. Положение датчика менялось с помощью вращения стержня вокруг своей оси, шаг составлял 15°. Расход измерялся с помощью калиброванной расходомерной диафрагмы. Перепад давления на диафрагме измерялся с помощью дифференциального манометра Метран–100 ДД. Газожидкостная смесь с выхода канала через гибкую трубку подавалась в бак-сепаратор, где происходило разделение газа и жидкости, далее жидкости сливалась в основной бак по возвратной трубе.



Рис. 1. Зависимость локального газосодержания от угла поворота датчика, при различных числах рейнольдса, Qg = 1000мл/мин.

Эксперимент проводился при числах Рейнольдса Re = 4500 – 9000 и расходах газа от 500 – 1000 мл/мин, что соответствовало расходным газосодержаниям от 2% до 4%.

Были получены распределения локального газосодержания вокруг центрального ТВЭЛа при различных числах Рейнольдса и расходных газосодержаниях. На рис.1 представлены зависимости для Re = 4500 – 9000 и расходе газа 1000 мл/мин.

- Nakoryakov, V.E., Kashinsky, O.N., Burdukov, A.P., and Odnoral, V.P., Local Charac-teristics of Upward Gas-Liquid Flows // Int. J. Multiphase Flow, 1981, vol. 7, no. 1, pp. 63–81.
- Wang, S.K., Lee, S.J., Jones, O.S., Jr., and Lahey, R.T., Jr., 3-D Turbulence Structure and Phase Distribution Measurements in Bubble Two-Phase Flows // Int. J. Multiphase Flow, 1987, vol. 13, pp. 327–343.

УДК 533.5

ИСТЕЧЕНИЕ ПРИСТЕННОЙ ПЛЕНКИ СМЕСИ «ВОДА-ЭТАНОЛ» ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА В ВАКУУМ

Вязов Ю.Н., Вотинов П.Р., Ярыгин И.В.

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

Струйное истечение газа в вакуум было предметом многочисленных как экспериментальных, так и теоретических исследований, однако задача истечения в вакуум жидкости, в том числе в виде пристенных пленок совместно с потоком газа, не была исследована в достаточной мере. Практический интерес к изучению таких потоков связан, в первую очередь, с космическими приложениями, такими как выброс жидкостей с космических кораблей при продувке систем дозаправки компонентами топлива, работе двигателей ориентации, в которых топливная пленка используется для охлаждения стенок камеры сгорания и сопла, и др. Поскольку давление насыщенных паров жидкостей обычно на несколько порядков выше давления в космическом пространстве, жидкость, попадая в вакуум, становится "мгновенно перегретой". Это приводит её вскипанию, распаду на капли, и фазовым переходам на поверхности и внутри капель. Существенное влияние на поведение пристенной пленки жидкости оказывает и спутный поток газа, приводя к диспергированию пленки на выходной кромке и разлету капель на углы более 90° относительно оси сопла.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию истечения пристенных пленкок воды, этанола и их смесей со спутным потоком воздуха из цилиндрического канала в вакуум.

Эксперименты проводились на вакуумной газодинамической установке ВИКИНГ ИТ СО РАН, большой объем рабочей которой (150 мЗ) позволяет работать в импульсном режиме с большими расходами газа и жидкости. Цилиндрическая трубка диаметром 5 мм, длиной 20 мм и толщиной стенки 1 мм была установлена в вакуумной камере вертикально, выходным сечением вниз. Жидкость подавалась через кольцевой зазор шириной 0,1 мм в форкамеру канала (сопла). Одновременно через канала продувался газ. Время подачи газа и жидкости не превышало 4 с, что было достаточно для формирования квазистационарного режима истечения. Газ и жидкость имели комнатную температуру, начальное давление в вакуумной камере в экспериментах составляло 1 Па. В экспериментах проводилась съемка процесса истечения жидкости с помощью цифровой камеры, а также измерялась температура на внешней поверхности трубки с помощью датчиков температуры TI LM50.

На рис. 1 представлены снимки истечения пристенных пленок этанола и воды. При истечении этанола в вакуум наблюдается движение пленки по внешней поверхности канала в обратном направлении, даже против силы тяжести. При истечении в атмосферу обнаруженный эффект отсутствует, а имеет место обычный газокапельный поток за срезом канала.



Рис. 1. Истечение в вакуум пристенной пленки этанола (а) и воды (b)

Особенностью истечения пленки воды является формирование слоя льда на наружной поверхности сопла, при этом подъем льда на всю высоту трубки был неожиданным. При истечении пленки смеси вода-этанол, её поведение было близким к поведению пленки этанола, однако после прекращения подачи оставшаяся жидкость на наружной поверхности замерзала.

Результаты измерения температуры пленки на внешней поверхности канала для воды, этанола и смеси с 50% концентрацией приведены на рис. 2.



Было показано, что конечная температура жидкой пленки зависит от давления в вакуумной камере. Например, для этанола при давлении в камере 1300 Па пленка охлаждается до температуры около -4°С, а и при 130 Па температура снижается до -28°С. Этот результат имеет ясное объяснение, если предположить, что пленка жидкости охлаждается до температуры, при которой давление насыщенных паров становится близким к давлению в вакуумной камере. Для воды ситуация другая. При давлении в камере 1300 Па пленка воды охлаждается до 1,5°С, а при 130 Па она замерзает, и температура падает до -5,5°С, что вероятно, связано с высокой удельной теплотой испарения воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №16-38-00406. УДК 532.529.5: 544.778

МОДЕЛЬ СМЕСИ ДЛЯ ТЕЧЕНИЙ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СУСПЕНЗИЙ

Гаврилов А.А.^{1,2}, Шебелев А.В.²

¹ Красноярский филиал Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 660036, Россия, Красноярск, ул. Академгородок, 50/44 ² Сибирский федеральный университет 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Канальные течения смеси жидкости с твёрдыми частицами широко встречаются в инженерной практике во многих отраслях индустрии. Ламинарные течения смесей, реализующиеся при малых скоростях жидкости и часто с образованием слоя осевших частиц, по-прежнему изучены недостаточно хорошо. В работе предложена одножидкостная эйлерова модель для описания ламинарного течения высококонцентрированной смеси ньютоновской жидкости с твёрдыми частицами с учётом скольжения между фазами и межчастичными взаимодействиями.

Математическая модель. Модель смеси, сформудля макроскопических параметров, лированная включает дифференциальные уравнения неразрывности и движения для смеси в целом и уравнения переноса концентрации дисперсной фазы. В предположении малости времени релаксации частиц формулируется алгебраическое уравнение на относительную скорость между фазами. Модель учитывает перенос частиц под действие массовых сил, транспорт частиц вследствие отклонения траекторий частиц от линий тока жидкости; включает миграцию частиц в результате градиента нормальных напряжений континуума частиц, возникающих в результате межчастичного взаимодействия, с использованием эмпирических соотношений; и учитывает механизм формирования слоя скольжения на твёрдой стенке. Модель содержит один эмпирический реологический параметр зависимость сдвиговой вязкости смеси от концентрации частиц.

Результаты моделирования. Предложенная модель валидизируется на данных экспериментов для течений с нейтрально плавучими частицами в цилиндрическом зазоре (вращательное течение Куэтта), в плоском канале и в круглой трубе.

Для оценки прогностических способностей модели выполнено численное моделирование установившегося ламинарного течения суспензии в горизонтальной круглой трубе для нескольких случаев, для которых существуют экспериментальные данные [1]. Рассмотрено несколько вариантов отличающихся несущей жидкостью и диапазонами чисел Рейнольдса течений.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные и численные результаты по зависимости перепада давления и переносимой концентрации частиц от среднеобъемной скорости смеси для варианта со следующими параметрами: отношение плотностей частиц и несущей жидкости 3,06, отношение диаметров частицы и трубы 0,008 и среднеобъёмная концентрация частиц 20%. Число Рейнольдса течения < 10. Полученный результат демонстрирует хорошую предсказательную способность модели как в отношении распределений частиц по сечению канала, так и в отношении зависимости перепада давления от скорости смеси (рис. 1а). Однако, предсказания зависимости от скорости второй важной интегральной характеристики, переносимой концентрации, несколько хуже (рис. 1б). Расчёт предсказывает ненулевое продольное движения частиц в плотном слое даже при малых скоростях. Модельное описание процесса ресуспензии не имеет резкого скачкообразного перехода от неподвижного слоя к движущемуся.



Рис. 1. Зависимость (а) перепада давления и (б) доставляемой концентрация частиц от среднеобъемной скорости в горизонтальной трубе. 1 – эксперимент [1], 2 – модель, 3 – течение без частиц.

Работа подготовлена при частичном финансировании РФФИ (16-48-242085 р_офи_м) и при финансовой поддержке Новосибирского Технологического центра компании "Бейкер Хьюз".

Список литературы:

 Gillies R.G., Hill K.B., McKibben M.J., Shook C.A. Solids transport by laminar Newtonian flows // Powder Technology. 1999. V. 104. P. 269–277.

УДК 532.529.5: 532.526.4

ОСОБЕННОСТИ СНИЖЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТРЕНИЯ ЖИДКОСТИ НА СТЕНКЕ КАНАЛА ПУТЕМ МИКРОПУЗЫРЬКОВОГО ГАЗОНАСЫЩЕНИЯ

Евсеев А.Р., Мальцев Л.И.

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

Существенное сокращение турбулентного трения на движущихся в воде объектах с помощью введения в поток микропузырьков газа показано в многочисленных экспериментах, обзор которых приведен в работах [1, 2]. В докладе представлены результаты экспериментального исследования по снижению турбулентного трения на стенке канала при введении микропузырьков газа в поток жидкости через пористое покрытие (поры 20 мкм), его зависимость от распределения газовой фазы в пограничном слое. Напряжение сдвига на стенке измерялось датчиками типа "плавающая стенка" в диапазоне чисел Рейнольдса $\text{Re}_{x} = (0.23 \cdot 0.9)10^7$ в ближней зоне за газогенератором ($X^* = 93$ мм вниз по потоку), измерение профилей объемной концентрации газовой фазы проведено с помощью волоконно-оптического зонда.

Показана корреляционная связь между снижением локального турбулентного трения и распределением газовой фазы в пограничном слое жидкости. Приведено сравнение результатов измерений с известными данными физического и математического моделирования газонасыщения турбулентного пограничного слоя (ТПС), а также обсуждение основных процессов в механизме снижения касательных напряжений на стенке.

Максимальное снижение трения на стенках канала с помощью вдува газа через проницаемую вставку получено на минимальном расстоянии вниз по потоку за газогенератором (93 мм). При росте расхода газа снижение локального трения на стенке достигает максимума 70-80%, после которого эффект ухудшается. Особенно это наблюдается на нижней стенке, для которой оптимальный расхода газа (Qg*) составлял 3,4; 4,2 и 6,8 л/с соответственно при скоростях потока U = 3,6; 6,3 и 10,2 м/с. Измерения профиля газовой фазы показали, что при расходах газа больше оптимальной величины наблюдается увеличение толщины пузырькового слоя, которая почти в два раза превышает толщину однофазного ТПС при U = 6,3 м/с. Процессы слияния и дробления при больших концентрациях пузырьков приводят к частичной потере эффекта снижения трения из-за дополнительной турбулизации потока. При постоянном расходе газа (Q_g<Q_g*) увеличение скорости потока приводит и к уменьшению объемной концентрации газа в ТПС, и уменьшению эффекта снижения локального трения на стенке.

В докладе показано относительное снижение трения на стенках канала в ближней зоне за газогенератором (X*= 93 мм) в зависимости от расходной концентрации газа β , которая определялась как отношение расхода газа к полному расходу смеси. Достаточно хорошая корреляция теоретических и экспериментальных результатов косвенно подтверждает гипотезу об утолщении вязкого подслоя при пузырьковом методе снижения турбулентного трения. Как показано в [3], расходная концентрация газа (β) не является универсальным параметром для обобщения результатов по снижению трения с помощью газонасыщения из-за различной динамики пузырькового облака вниз по потоку под действием сил плавучести, гравитационной ориентации, градиента давления и других факторов. Ключевым параметром для снижения трения с помощью пузырькового метода является концентрация газовой фазы в пристенной (буферной) зоне безградиентного турбулентного пограничного слоя, величина которой определяется расходом газа, скоростью жидкости, расстоянием вниз по потоку за газогенератором и гравитационной ориентацией стенки.





Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант № 14-19-01685, ведущий ученый – Маркович Д.М.) через ИТ СО РАН.

- Ceccio L.S. Friction Drag Reduction of External Flows with Bubble and Gas Imjection. Annu. Rev. Fluid Mech., 2010, 42, p. 183-203.
- 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.scientificjournals.eu
- Elbing B.R., Winkel E.S., Lay K.A., Ceccio S.L., Dowling D.R., and Perlin M. Bubble-induced skin-friction drag reduction and the abrupt transition to air-layer drag reduction. Journal of Fluid Mechanics, 2008, v. 612, p. 201-236.

УДК 532.1

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ ШЛАМА НА ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ В СТВОЛЕ СКВАЖИНЫ

Жигарев В.А.¹, Минаков А.В.^{1,2}, Неверов А.Л.¹

 ¹ ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет» 660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

повышения Важнейшее условие техникоэкономических показателей бурения - совершенствование буровых растворов. В современных условиях задача управления качеством буровых растворов состоит в том, чтобы в сочетании с горногеологическими условиями и гидравлической программой бурения поддерживать их требуемые структурно-реологические и фильтрационные свойства при минимальном содержании твердой фазы и заданном уровне ингибирования. Реологические свойства буровых растворов оказывают значительное влияние на вынос выбуренной породы на поверхность, создание перепада давления в скважине. Перепад давление, в свою очередь, определяет возможность возникновения осложнений в процессе строительства скважин: проявление или поглощение бурового раствора, гидро-разрыв горных пород, а также загрязнение нефтегазосодержащего пласта. Поэтому возникает задача управления реологическими характеристиками буровых растворов в скважине. Эта задача решается путем химической обработки буровых растворов различными полимерами. Одной из задач исследования было изучения влияние примесей шлама на перепад давления в стволе скважины и прогнозирование влияния различного содержания шлама на параметры течения.

В данной работе для решения этой задачи использовались методы вычислительной гидродинамики (CFD), основанные на численном решении пространственных и нестационарных уравнений Навье-Стокса применительно к сложной реологии реальных буровых растворов [1]. В качестве реологических законов течения в скважине рассмотрены все основные модели (степенная модель, бингамовская модель, модель Herschel-Bulkley), описывающие в широком диапазоне параметров поведение большинства буровых растворов.

Для тестирования расчетного алгоритма создан экспериментальный стенд.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Стенд представлял собой замкнутый контур. В рабочий участок подавалась жидкость из бака (1) при помощи центробежного насоса (2). Расход жидкости

регулировался вентилями (3-4) и контролировался при помощи расходомера (5). Далее жидкость попадала в рабочий участок (6) – кольцевой канал, Для измерения перепада давления во внешнюю трубку были установлены штуцера на расстоянии 1м.

Измерения перепада давления проводились при помощи дифференциального манометра ОВЕН ПД200 (7). Показания расходомера и манометра фиксировались с помощью вольтметра GDM-78261.

В ходе экспериментов расход варьировался в широком диапазоне значений от 0,1 л/мин до 10 л/мин, что соответствует диапазону чисел Рейнольдса от 800 до 12000. Для верификации экспериментального стенда в начале были проведены опыты на чистой воде. Полученные экспериментальные результаты по перепаду давления с высокой точностью совпали с известными аналитическими решениями. Проведена серия экспериментов на модельных и реальных буровых растворах с известными реологическими показателями. Получены зависимости перепада давления от реологических свойств (k - показатель консистенции и n – показатель нелинейности) и расхода модельного раствора[2]. В дальнейшем проведены эксперименты по прокачиванию модельных буровых растворов с добавлением шлама. В результате проделанной работы было выявлено, что присутствие примесей шлама в буровом растворе можно учитывать с помощью соответствующих реологических показателей раствора. Это позволяет в процессе численного моделирования учитывать попадание примесей шлама в буровой раствор и тем самым исследовать их влияние на процесс бурения. Тем самым прогнозировать процессы износа оборудования и технологических аварий в процессе бурения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 16-41-243034

- Гаврилов А.А., Минаков А.В., Дектерев А.А., Рудяк В.Я. Численный алгоритм для моделирования установившихся ламинарных течений неньютоновских жидкостей в кольцевом зазоре с эксцентриситетом. Вычислительные технологии. 2012. Т. 17. № 1. С. 44-56.
- Неверов А.Л., Минаков А.В., Жигарев В.А., Каратаев Д.Д. Повышение эффективности сооружения глубоких скважин комплексами со съемными керноприемниками. ФТПРПИ №6, 2016. С. 75-85

УДК 536.24

ДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В МИНИ-КАНАЛЕ

Кабов О.А.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}, Ткаченко Е.М.^{1,2}, Орлик Е.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

На сегодняшний день мировая промышленность готова к выпуску высокопроизводительных электронных компонентов, плотность теплового потока на отдельных участках, которых может достигать величины 1000 Bт/см² и выше [1]. Но использование таких устройств требует наличия эффективной системы охлаждения, так как необходима реализация отвода столь высоких значений удельных тепловых потоков в окружающую среду. Многообещающим способом отведения больших тепловых потоков является использование интенсивно испаряющейся пленки жидкости, движущейся под действием потока газа в канале [2]. В данной работе выполнены систематические экспериментальные исследования течения и разрушения пленки, увлекаемой потоком газа в канале, при нагреве от локального источника тепла размером 1x1см². Исследовано влияние расходов жидкости и газа, высоты канала, угла наклона канала на теплообмен и критический тепловой поток (КТП).

На рис. 1 показана конструкция рабочего участка. Его основная часть представляет собой пластину из нержавеющей стали, в которую впрессован медный стержень с квадратной головкой $1x1 \text{ см}^2$. Стержень нагревается с помощью спирали, намотанной вокруг его нижней части. Такая конструкция нагревателя обеспечивает условие постоянства температуры на поверхности стержня, T = const (что подтверждается измерениями термопар). Рабочий участок накрыт прозрачной крышкой из оптического стекла, таким образом, формируя плоский канал. Высота канала составляет 0,2 – 2,0 мм, ширина 40 мм.



Рис. 1. Устройство рабочего участка: 1 — источник локального нагрева; 2 — пластина из нержавеющей стали; 3 — регулятор высоты канала; 4 — нож; 5 — медный стержень; 6 — термостабилизатор; 7 — вход жидки, 8 — текстолитовая подложка.

Газ (воздух с температурой 24-27°С и относительной влажностью 15-30%) подается в рабочий участок с помощью компрессора. Жидкость (дистиллированная вода Milli-Q с начальной температурой 24°С) подается из термостата насосом, попадает в канал через жидкостное сопло и движется под действием трения газа по пластине из нержавеющей стали в виде пленки. Газ после прохождения рабочего участка выходит в атмосферу, жидкость возвращается в термостат.

Термопары, встроенные в пластину из нержавеющей стали и в медный стержень, позволяют определить температуру рабочей поверхности. Тепловой поток определяется по электрической мощности, выделяемой на нагревательной спирали. По оценке, использующей измерения термопар, встроенных в стальную пластину, растечки тепла не превышают 15% при q>200 Bт/см². По оценке, использующей измерения термопар, встроенных в нагреватель, тепловые потери в атмосферу не превосходят 10% при q>400 Bт/см². Суммарно тепловые растечки и потери не превышают 25% при q>400 Bт/см².



Рис. 2. Зависимость критического теплового потока от приведенной скорости газа, USg, числа Рейнольдса жидкости, Rel, и высоты канала, H. 1 – Rel = 8,5, H = 1,2 мм; 2 – Rel = 30, H = 1,2 мм; 3 – Rel = 62, H = 1 мм; 4 – Rel = 113, H = 1 мм; 5 - Rel = 193, H = 1 мм; 6 – кипение жидкости в свободном объеме; 7 – кипение недогретой жидкости в свободном объеме (работы Кутателадзе и Шнейдермана); 8 – кипение жидкости в канале [3].

Обнаружено, что КТП для пленки воды, движущейся под действием газа, при массовом расходе воды 175 кг/м²с (рис. 2, точка Re_I=193, U_{Sg} =71,3 m/s) достигает значения 1.2 кВт/см². При этом, как показано в [3], КТП для кипения недогретой воды в миниканале при том же массовом расходе жидкости достигает значения 170 Вт/см² (рис. 2, линия 8). Таким образом, подтверждается перспективность использования тонких пленок жидкости, движущихся под действием трения потока газа, в современных системах охлаждения оборудования с высоким локальным тепловыделением.

- 1. Bar-Cohen A, Wang P. ASME. J. Heat Transfer, 134(5), 051017, 2012.
- Kabov O.A., Lyulin Yu.V., Marchuk I.V. and Zaitsev D.V. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28, pp. 103-112, 2007.
- 3. W. Zhang, T. Hibiki, K. Mishima, Y. Mi, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 49, pp. 1058-1072, 2006.

УДК 621.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЫВА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Кочкин Д.Ю.^{1,2}, Зайцев Д.В.¹, Кабов О.А.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Рабочий участок, на котором проводились исследования, состоит из текстолитового основания (рис. 1а), на которое устанавливается подложка, в центре подложка нагревается медным стержнем круглой формы диаметром 12,7 мм впрессованным в основание. К стержню снизу присоединен керамический нагреватель. Тепловой поток определяется по электрической мощности, рассеиваемой на нагревателе. По периметру подложка охлаждается с помощью охладительного контура, по которому циркулирует вода с температурой 25 °C. В качестве рабочей жидкости используется дистиллированная вода Milli-Q с начальной температурой 25 °C.

Конструкция рабочего участка позволяет использовать сменные подложки различной шероховатости, смачиваемости, теплопроводности и толщины. В качестве подложек используются диски диаметром 50,8 мм толщиной 1 и 3 мм из стекла, нержавеющей стали, меди и латуни. Шероховатость подложек контролировалась с помощью атомно-силового микроскопа (Solver Pro NT MDT).

Толщина пленки жидкости контролировалась двумя независимыми друг от друга методами: оптическим методом с использованием ССD камеры DMK 23GP031 и источника параллельного света MI-150, а также методом щупа. Методы показали хорошее соответствие результатов измерений.

На рис. 16 представлен график зависимости порогового теплового потока (в момент разрыва) от начальной толщины пленки жидкости на подложках из различных материалов разной толщины. Из анализа графика следует, что пороговый тепловой поток для подложек из материалов с более высокой теплопроводностью и толщиной выше, т.к. при увеличении теплопроводности и толщины подложки тепловой поток перераспределяется по подложке, при этом уменьшается градиент температуры на поверхности пленки, вызывающий термокапиллярный эффект. На подложках из меди и латуни из-за их высокой теплопроводности разрыв не наблюдался. На графике также показано сравнение наших данных с данными из работы [1], данные имеют удовлетворительное соответствие.

Для регистрации динамики разрыва пленки использовалась ССD камера DMK 23GP031. На рис. 1в показана динамика распространения сухого пятна пленки (на подложке толщиной 3 мм из стекла) толщиной 300 мкм при q = 6,1 Вт/см² (верхний ряд фотографий) и пленки толщиной 500 мкм при q = 18,6 Вт/см² (нижний ряд фотографий). Видно, что сухое пятно в обоих случаях зарождается в центре подложки над нагревателем и распространяется по всей подложке. Скорость распространения пятна для пленки толщиной 300 мкм несколько выше, чем для пленки толщиной 500 мкм.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда (a), зависимость порогового теплового потока от начальной толщины пленки жидкости (б), динамика разрыва пленки (показано время от начала разрыва) (в).

Список литературы:

 Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А. Влияние смачиваемости подложки на разрыв локально нагреваемой пленки жидкости // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 11. С. 79-85. УДК 532.529.2

ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОБОДНО ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ СЛОЯ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ИНЕРТНОГО ГАЗА

Крета А.С.^{1,2}, Люлин Ю.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

Исследование тепломассопереноса через границу раздела жидкости и газа является актуальной задачей на сегодняшний день. Во многих технологиях происходит переход от процессов тепло- и массо- обмена в большом объеме к процессам в тонких слоях жидкости. Существенно возрастают удельные и объемные плотности теплового потока. Для решения задач по отводу высоких тепловых потоков перспективной является двухфазная система охлаждения, в которой тонкий слой жидкости движется в плоском мини- или микроканале, увлекаемый потоком газа. В подобной системе непосредственное влияние на тепломассообмен оказывает взаимосвязь между испарением и конвекцией в слое жидкости. Интенсивное испарение с поверхности слоя жидкости под воздействием потока газа вызывает различные конвективные течения в слое жидкости. Форма и структура этих течений являются достаточно сложными и могут оказывать существенное влияние на интенсивность расхода испарения и, соответственно, на эффективность теплообменных аппаратов.

Целью исследования является измерение распределения поля температур на поверхности свободно испаряющегося слоя жидкости под действием потока газа, с помощью ИК камеры. Расчет касательных напряжений вызванных трением потока газа о поверхность жидкости и термокапиллярным эффектом.

Эксперименты проводились при атмосферном давлении в рабочем участке и неподвижном слое жидкости толщиной 5 мм. В качестве исследуемой жидкости использовалась НFE 7100. Площадь поверхности испарения составляла 100 мм² с соответствующим размером выреза в пластине 10х10 мм. Расход газа варьировался от 100 до 1000 мл/мин с шагом 100 мл/мин, что соответствует его средней скорости от 0,0139 м/с до 0,138 м/с. Температура системы "жидкость-газ" изменялась от 20 °C до 40 °C с шагом 10 °C.

На поверхность свободно испаряющегося слоя жидкости действуют различные силы касательных напряжений, которые оказывают существенное влияние на интенсивность испарения и движения межфазной границы. С одной стороны на поверхность слоя жидкости действуют силы касательных напряжений со стороны газа тg. При их расчете предполагается, что в канале реализуется течение Пуазейля, а поверхность жидкости представляет собой неподвижную твердую стенку. С другой стороны действуют силы касательных напряжений вызванных градиентом температуры на поверхности слоя жидкости тs, возникает термокапиллярный эффект. На рис. 1 представлена зависимость отношения сил касательных напряжений связанных с градиентом температуры на поверхности слоя жидкости тs к силам касательных напряжений вызванных трением потока газа о поверхность тg при различных температурах системы "жидкость - газ" и при различных Рейнольдса газа.



Рис. 1. Отношение термокапиллярных сил к касательным напряжений для температур системы "Жидкость-газ" T=20, 30, 40 °C

Из графика видно, что при увеличении рейнольдса газа увеличивается влияние сил касательных напряжений вызванных трением потока газа о поверхность жидкости для всех диапазонов температур. Данный факт объясняется увеличением силы трения о свободную поверхность слоя жидкости при увеличении скорости потока газа. В результате силы поверхностного натяжения вызванные потоком газа начинают вносить больший вклад в характер и скорость распространения конвективных течении в слое жидкости. При росте температуры системы "жидкость газ" увеличивается влияние сил касательных напряжении вызванных возрастанием термокапиллярного эффекта при увеличении градиента температуры на поверхности слоя жидкости. При максимальных расходах газа на кривой T=20 °C.

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

- Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear-stres //. Int. J. Heat and Mass Transfer, 2014, 70, pp. 599-609.
- 2. Kreta A.S., Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Effect of temperature on the convection flow within the liquid evaporation in-to the gas flow // Journal of Physics: Conference Series, 2016, 754.
- Goncharova O.N., Kabov O.A. Mathematical and numerical modeling of convection in a horizontal layer under co-current gas flow // Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53, pp.2795-2807.

УДК 536.423:536.4.033

ДВУХФАЗНЫЕ МИКРОЖИДКОСТНЫЕ СИСТЕМЫ: ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ИНЖЕНЕРНЫЕ КОНЦЕПЦИИ

Кузнецов В.В., Козулин И.А., Барткус Г.В., Шамирзаев А.С., Сафонов С.А.

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

Значительный прогресс в развитии технологий машиностроения и микроэлектроники привел к созданию и широкому применению двухфазных микрожидкостных систем, предназначенных для проведения процессов с малыми объемами веществ. На их основе создаются перспективные технологии отвода больших потоков тепла в системах охлаждения компьютерных процессоров и лазерных зеркал, микроканальные парогенераторы, конденсаторы и реакторы альтернативной энергетики. Ключевую роль в обосновании микрожидкостных систем играют фундаментальные закономерности газожидкостных течений и процессов переноса на микромасштабе, которые изучены недостаточно полно [2]. В данной работе рассмотрены закономерности капиллярной гидродинамики и фазовых переходов в микроканалах, развиты методы расчета таких процессов и рассмотрено применение двухфазных микрожидкостных систем.

Газожидкостное течение в микроканале, поперечный размер которого много меньше капиллярной постоянной, характеризуется определяющим влиянием капиллярных сил на режим течения и тепломассообмена. Экспериментальное исследование газожидкостного течения в прямоугольном микроканале, проведенное с использованием лазерного сканирования и лазерной индуцированной флюоресценции, позволило установить тонкую структуру течений и определить их характерные режимы. Предложен метод определения границ режимов течения на основе статистической обработки результатов лазерного сканирования и обоснована модель эквивалентной толщины пленки жидкости для расчета границы кольцевого течения. Разработан численный метод расчета кольцевого газожидкостного течения в микроканале, основанный на многомасштабном анализе межфазного взаимодействия, приведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по эволюции формы межфазной поверхности по длине канала.

Применительно к разработке микроканальных систем охлаждения и двухфазных теплообменников рассмотрены закономерности фазовых переходов при кипении в условиях вынужденной конвекции, разработана сопряженная модель кольцевого течения и теплообмена. Модель основана на выделении течения жидкости в углу канала и пленочного течения на стенке. При испарении жидкости, расчет показывает значительную интенсификацию теплообмена в окрестности контактной линии при формировании сухих пятен. Для широкого класса хладонов и терморегулирующей жидкости FC-72 развит и экспериментально обоснован метод расчета теплоотдачи при кипении в условиях вынужденной конвекции в двухфазных микрожидкостных системах. Коэффициент теплоотдачи рассчитывается как суперпозиция коэффициентов теплоотдачи при пузырьковом кипении с учетом подавления кипения при толщине пленки жидкости, сравнимой с диаметром критического зародыша, двухфазной конвекции и испарении тонкой пленки жидкости: $h^2 = (h_{con}F)^2 + (h_{boil}\Psi_{sup}S)^2 + (h_{ev}E)^2$, $\Psi_{sup} = \tanh^2(2,5\cdot10^{-3}\theta_{sup}^2)$, $\theta_{sup} = (y_{vis}/d_{tan})^{0.6}/(Bo_x^{0.4}We_{all_liq}^{-0.08}Pr^{1/3})$. Здесь Во_x - число кипения, определенное по скорости жидкости для паросодержания x, y_{vis} - толщина вязкого подслоя для жидкой пленки, τ_w – трение на стенке, d_{tan} - диаметр активного зародыша, $E = (1 + \rho_{gas}(1 - x)/\rho_{liq}x)^{-1}$ доля поверхности канала, занятая пленкой для течения с удлиненными пузырями и E = 1 для расслоенного течения, $F = [1 + x Pr_{liq}(\rho_{liq}/\rho_{gas} - 1)]^{0.35}$ и $S = (1 + 0.55F^{0.1} Re_{liq}^{0.16})^{-1}$.

На рис. 1 приведена зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении терморегулирующей жидкости перфторгексан (FC-72) в условиях вынужденной конвекции в микротеплообменнике с поперечным размером каналов 335х930 мкм. Как видно, испарение тонкой пленки жидкости является определяющим механизмом теплообмена при малых тепловых потоках и обуславливает интенсификацию теплоотдачи по сравнению с пузырьковым кипением в большом объеме.



Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении перфторгексана, G=450 кг/м²c, T_s=69 °C, x=0,25.

Исследование выполненопри финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10519).

Список литературы:

1. Kuznetsov V.V. Heat and mass transfer with phase change and chemical reactions in microscale // Proc. Int. Heat Transfer Conference IHTC14. Washington, D.C., 2010. Paper 22570.

УДК 621.175

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ С МАССОВЫМ СОДЕРЖАНИЕМ НЕКОНДЕНСИРУЮЩИХСЯ ГАЗОВ ДО 20%

Мильман О.О.¹, Крылов В.С.¹, Птахин А.В.^{1,2}, Кондратьев А.В.^{1,2}

¹ ЗАО «НПВП «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща,43
² КФ МГТУ им. Н.Э. Баумана,
248000, Россия, Калуга, ул. Баженова, 2

Реализация проекта высокотемпературной паротурбинной установки напрямую связана с вопросами конденсации пара, содержащего большое (до 15-20% по массе) количество неконденсирующихся газов. Конструкции современных конденсационных установок не рассчитаны на эффективную работу при большом содержании неконденсирующихся газов, они не могут обеспечить высокий коэффициент теплоотдачи α и массообмена β от парогазовой смеси к стенке на фоне роста концентрации газов по мере конденсации пара[1]. Расчет такого устройства не имеет методической базы и надежных экспериментальных данных для определения α и β .

В связи с этим разработана конструкция и проведены исследования высокоэффективного конденсатора пара для получения опытных данных, разработки методик расчетов и обоснования принципов проектирования.

Описание стенда. Подвод пара в конденсатор производится через паровой коллектор с выравнивающей решеткой, после которой пар поступает на теплообменный модуль. Перед трубным пучком производится измерение давления. Пар проходит через 6 групп теплообменных труб (рис. 1), каждая из которых имеет самостоятельный подвод и отвод охлаждающей воды.



Рис. 1. Расположение трубных пучков экспериментального образца высокоэффективного конденсатора и распределение по группам.

Трубные пучки сформированы таким образом, что теплообменный модуль имеет треугольную форму. Это позволяет сгруппировать конденсатор из нескольких теплообменных модулей необходимой тепловой мощности с контролем процессов тепломассопереноса в различных зонах трубного пучка. Так же такая компоновка обеспечивает практически постоянную высокую скорость паровоздушной смеси по мере ее конденсации.

Результаты испытаний. На Рис. 2. представлены зависимости среднего коэффициента теплопередачи от объемной доли воздуха при разных относительных тепловых нагрузках. Примечание: Здесь и далее относительная тепловая нагрузка определяется как $\overline{Q} = Q/Q_{\text{ном}}$, где $Q_{\text{ном}} = 87,6$ кВт по расчетам экспериментальных данных. На Рис. 3. представлены зависимости давления от объемной доли воздуха при разных относительных тепловых нагрузках.



Рис. 2. Зависимости среднего коэффициента теплопередачи от объемной доли воздуха при разных относительных тепловых нагрузках.



при разных относительных тепловых нагрузках.

Выводы.

1. С увеличением расхода неконденсирующихся газов эффективность разработанного конденсатора снижается, но остается на приемлемом уровне (значения среднего коэффициента теплопередачи на номинальном режиме при v = 8,9 % составляет 2606 Вт/м²·К).

2. В конденсаторах такого типа влияние неконденсирующихся газов меньше, чем в классических конденсаторах: при конденсации пара с объемным содержанием до 9% неконденсирующихся газов коэффициент теплопередачи уменьшается в 1,6-2,5 раза, тогда как классические конденсаторы с такими параметрами не работоспособны.

Список литературы:

 Конденсаторы паротурбинных установок / В.А. Федоров, О.О. Мильман; Под ред. Издательство МГТУ им Н.Э. Баумана, 2013.г. 163 с. УДК 532.5

РЕЖИМЫ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ ДАВЛЕНИЯ В МОДЕЛИ ОТСАСЫВАЮЩЕЙ ТРУБЫ ФРЕНСИСА

Литвинов И.В.^{1,2}, Гореликов Е.Ю.^{1,2}, Шторк С.И.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В результате варьирования нагрузки генератора рабочее колесо гидротурбины испытывает кратковременные изменения частоты вращения, вследствие чего поток за ним становится закрученным. Это приводит к формированию нестационарных режимов течения, при которых формируется гидродинамическая неустойчивость закрученного потока, известная как прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ) или прецессирующий вихревой «жгут». На сегодняшний день причины формирования ПВЯ до конца не изучены. Также не выявлена однозначная связь между распределениями скорости за рабочим колесом и уровнем пульсаций давления, вызванных ПВЯ. В этом контексте, в настоящей работе экспериментально исследованы режимы течения с сильными пульсациями давления в модели отсасывающей трубы гидротурбины, показана вихревая природа этих пульсаций и связь с эффектом ПВЯ. Анализ распределений скорости позволил выявить индикаторы формирования ПВЯ при изменении входных параметров экспериментального стенда.

Опыты проводились в воздушной модели отсасывающей трубы радиально-осевой гидротурбины Френсиса. Диапазон варьирования распределений скорости на входе в модель охватывал 866 режимов по изменению условий загрузки гидротурбины, включая в том числе режимы с максимальными когерентными пульсациями давления на стенках модели. В работе использованы контактный и бесконтактный методы: измерения пульсаций давления на стенках модели с помощью акустических датчиков, а также измерения осредненных распределений скорости с лазерно-допплеровского помощью анемометра «ЛАД- 06и». Анализ результатов показал, что в конусе модели возникают режимы с формированием прецессирующего вихревого жгута, сопровождающиеся резким увеличением амплитуды когерентных пульсаций давления на стенке и перестроением поля скорости.

Чтобы характеризовать неоптимальные режимы течения за гидротурбиной, отличающиеся сильной

остаточной закруткой, была использована формула интегрального параметра крутки:



где V_{θ} , V_{a} – тангенциальная и аксиальная компоненты средней скорости и D – диаметр входного конуса отсасывающей трубы.



Рис. 1. Зависимость параметра крутки от объемного расхода, отнесенного к расходу при оптимальном режиме *Q*_c гидротурбины (частота вращения рабочего колеса зафиксирована).

Рассчитанный по профилям скорости параметр крутки для различных расходов представляет собой линейную зависимость от расхода. При этом повышенный уровень пульсаций, вызванных ПВЯ, и центральная область возвратного течения появляются при S > 0,5, что соответствует известному из литературы критическому значению, при превышении которого в закрученном потоке происходит распад вихря и генерация ПВЯ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-29-00203). УДК 536.242

ТЕПЛООБМЕН ПУЗЫРЬКОВОГО ПОТОКА С ВНЕШНЕЙ СТЕНКОЙ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА

Лобанов П.Д., Курдюмов А.С., Светоносов А.И.

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

Двухфазные пузырьковые паро-/газожидкостные потоки применяются в различных энергетических и технологических устройствах. Это является причиной их детального исследования в течении многих лет. В большинстве работ, посвященных исследованию теплообмена и гидродинамики двухфазных потоков, исследования проведены в вертикальных трубах. Показано, что введение в поток жидкости дисперсной фазы может приводить к существенному изменению гидродинамической структуры потока, за счет перераспределения газовой фазы в сечении канала и вызванного этим явлением изменения (подавление или интенсификация) турбулентной структуры потока и профилей скорости жидкости. Особенно важно это для пристенной области течения, являющейся определяющей для процессов теплообмена со стенкой канала. Известно (Кашинский и др., 2006, Lu и Tryggvason, 2008), что введение в поток жидкости даже малого количества дисперсной фазы может приводить существенному к изменению гидродинамической структуры потока по сравнению с однофазным течением. Однако количество работ, посвященных исследованию влияния малых количеств газовой фазы на структуру потока крайне ограничено.

Данные, полученные в трубах сложно интерпретировать в отношении каналов с более сложной геометрией, например кольцевых каналах, в которых течение происходит в зазоре между двумя трубами. Исследование структуры потоков в кольцевых каналах важно для различных областей техники, но особое значение они имеют для атомной энергетики. Интенсификация теплообмена в тепловыделяющих сборках атомных энергоблоков может приводить к увеличению массовой концентрации паровой фазы. Данный вопрос напрямую связан с безопасностью эксплуатации реакторных установок, так как при больших объемных содержаниях дисперсной фазы работа реактора может быть неустойчивой или даже аварийной. В связи с этим проведение исследований двухфазных дисперсных течений в элементах атомных реакторов представляет собой крайне актуальную задачу. В настоящее время существует лишь небольшое количество работ, посвященных данной тематике.

В связи с вышесказанным, исследование гидродинамики двухфазных пузырьковых течений в кольцевых каналах является актуальной задачей. В работе предлагается комплексный экспериментальный подход, на основе которого получены новые экспериментальные данные о теплообмене пузырьковых течений в кольцевом канале, а также механизмах взаимодействия непрерывной и дисперсной фаз при малых газосодержаниях.

Эксперимент проводился на экспериментальном стенде ИТ СО РАН. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Температура рабочей жидкости 25 °C. Расход жидкости измерялся при помощи ультразвукового расходомера с погрешностью измерения 2 % от измеряемой величины, расход газа с помощью контроллера Bronkhorst с погрешностью 2% от измеряемой величины. Рабочий участок установки представлял собой осесимметричный кольцевой канал. Диаметр внутренней трубы 20 мм, внешней 42 мм, гидравлический диаметр 22 мм. Участок стабилизации потока до измерительной области 70 Dг. Измерения проведены при числах Рейнольдса по жидкой фазе 5000-10000, расходное газосодержание до 3,3%, размеры пузырей газа в потоке 2-5 мм. Измерения теплообмена производились в рабочем участке, выполненном из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм. Нагрев рабочего участка осуществлялся с помощью электрического тока. Измерения температуры нагреваемой стенки производились одновременно с помощью двух методов: инфракрасной термографии и миниатюрных резистивных датчиков температуры, прижатых к поверхности трубы через тонкий слой термопасты.

Показано, что при добавлении в поток жидкости пузырей газа происходит интенсификация теплообмена. Увеличение расхода газа приводит к увеличению разницы для случаев однофазного и двухфазного потоков. Для Re=5000 и b=3% наблюдается интенсификация теплообмена приблизительно в два раза, для Re=10000 b=3% отношение приблизительно равно 1,3. Подобные результаты ранее были получены в ИТ СО РАН при исследовании напряжения трения на стенке в пузырьковых потоках при сравнимых числах Рейнольдса. Интенсификации теплообмена происходит за счет перестроения профилей скорости двухфазного потока, что приводит к существенному увеличению градиента скорости жидкости в пристенной области.

> Работа проведена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-38-21040_мол_а_вед, руководитель Лобанов П.Д.)

- Kashinsky, O.N., Lobanov, P.D., Pakhomov, M.A., Randin, V.V., Terekhov, V.I., 2006. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe. International Journal of Heat and Mass Transfer 49, 3717–3727.
- Lu, J., Tryggvason, G., 2008. Effect of bubble deformability in turbulent bubbly upflow in a vertical channel. Physics of Fluids 20, 040701-040701-6.

УДК 532.529

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ ГАЗОГИДРАТА ФРЕОНА 134A МЕТОДОМ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА КИПЕНИЯ-КОНДЕНСАЦИИ ГАЗА-ГИДРАТООБРАЗОВАТЕЛЯ В ОБЪЕМЕ ВОДЫ

Мелешкин А.В., Елистратов Д.С., Чернов А.А., Пильник А.А.

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

Авторами данной работы были предложены некоторые новые методы получения газогидратов, перспективные для масштабного применения на практике, в основе которые лежит механическое и/или термическое воздействие на пузырьковые среды, в частности с высокой скоростью гидратообразования [1-6].

В настоящей работе представлены экспериментальные исследования гидратообразования фреона 134а в циклическом процессе его кипения – конденсации. Исследования выполнялись на установке, рабочий участок которой представлял собой параллелепипед длиной 740 мм (сечение 150*150 мм), изготовленный из нержавеющей стали с толщиной стенок 15 мм. Наличие двух смотровых окон в рабочем участке позволяло фиксировать происходящие процессы с помощью видеосъемки. Для измерения давления и температуры были установлены датчики ПД-100 и ДТС204-РТ100. Данная установка обеспечивала возможность исследования гидродинамических процессов при высоких давлениях (диапазон рабочих давлений от 1 до 100 бар) и низких температурах (до -10 °C). Охлаждение установки осуществлялось через боковые стенки посредством водяной рубашки, в то время как нижняя часть установки подогревалась, что приводило к кипению фреона в нижней части сосуда.

Суть эксперимента заключалась в следующем. Рабочий участок наполовину заполнялся водой. В начальный момент времени вода охлаждалась до температуры 2 - 4 °С. Далее в сосуд подавался газообразный фреон 134а. Фреон быстро конденсировался на охлаждаемых стенках и стекал на дно установки, формируя жидкий слой. Нижняя часть рабочего участка подогревалась до температуры, при которой происходило вскипание слоя фреона. При подъеме вверх по столбу жидкости пузырьки фреона попадали в захложенную область (где возможно гидратообразование), в результате чего на их поверхности начинала нарастать гидратная пленка. Выделяемое при этом тепло заведомо компенсировалось теплоотводом в окружающую среду. На поверхности воды пузырьки разрушались, оставляя после себя хлопья газогидрата. Пары фреона, не перешедшие в газовый гидрат, конденсировались на стенке рабочего участка и в виде капель стекали на дно сосуда, где смешивались с кипящим слоем жидкого фреона. Очевидно, рассматриваемый процесс являлся цикличным и продолжался до тех пор, пока весь жидкий фреон, выкипая, не перешел в газогидрат (рис. 1). Скорость процесса лимитировалась подводом тепла к нижней стенке и отводом тепла от боковых стенок установки.

Таким образом, был предложен новый и достаточно простой способ получения газогидратов, который представляется энергетически эффективным и может служить основой технологии быстрого получения газогидратов в промышленных масштабах.



Рис. 1. Газогидрат, полученный в ходе эксперимента

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

- Nakoryakov V.E., Tsoi A.N., Mezentsev I.V., Meleshkin A.V. Explosive Boiling of Liquid Nitrogen Jet in Water // Journal of Engineering Thermophysics vol.23. № 1. 2014. pp. 1-8.
- Nakoryakov V.E., Dontsov V.E., Chernov A.A. Gas hydrate formation in a gas-liquid mixture behind a shock wave // Doklady Physic vol. 51. № 11. 2006. p. 621-624.
- 3. Dontsov V.E. Chernov A.A. Dilution and hydrate forming process in shock waves // Int. J. Heat Mass Transfer vol. 52 № 21-22. 2009. P. 4919-4928.
- Chernov A.A., Dontsov V.E. The processes of dissolution and hydrate forming behind the shock wave in the gas–liquid medium with gas mixture bubbles // Int. J. Heat Mass Transfer vol 54. № 19-20. 2011. P. 4307-4316.
- Chernov A.A., Pil'nik A.A., Elistratov D.S., Mezentsev I. V., Meleshkin A.V., Bartashevich M.V., Vlasenko M.G. New hydrate formation methods in a liquid-gas medi-um // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, 40809.
- Chernov A.A., Elistratov D.S., Mezentsev I.V., Meleshkin A.V., Pil'nik A.A. Hydrate formation in the cy-clic process of refrigerant boiling-condensation in a water volume // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 108, Part B. P. 1320– 1323.

УДК 532.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СНИЖЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ВПУСКА ВОЗДУХА В ПРОТОЧНЫЙ ТРАКТ ГИДРОТУРБИНЫ

Платонов Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Масленникова А.В.³, Дектерев Д.А.^{1,2}

 ¹Сибирский федеральный университет, 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79
²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ³Саяно-Шушенский филиал СФУ 655619, Россия, Хакасия, Саяногорск, Черемушки

Основной проблемой при эксплуатации ГЭС является чрезмерно высокий уровень пульсаций давления в проточном тракте турбины. Эти пульсации вызывают колоссальные нагрузки на все узлы гидроагрегата, которые могут привести к выходу из строя всей системы. Особенно остро эти проблемы стоят для крупных высоконапорных ГЭС. Известно, что крупнейшие гидроэлектростанции РФ располагаются именно в Сибири и в частности в Красноярском крае. Енисей обладает огромным гидроэнергетическим потенциалом, по планам развития страны предполагается строительство в Красноярском крае нескольких крупных гидроэлектростанций. Поэтому в контексте развития Сибири и Красноярского края, становится очевидным, что исследование динамики нестационарных вихревых структур в турбулентных течениях, возникающих в элементах гидротурбин, является важнейшей комплексной фундаментальной задачей, требующей серьезного экспериментального и расчетного исследования.

На данный момент на гидроагрегатах некоторых ГЭС для подавления нестационарных явлений используются стабилизирующие ребра, которые на текущий момент считаются наиболее эффективным средством стабилизации. Это несомненно привело к значительному снижению пульсаций давления, но у данного метода есть свои недостатки. Во-первых, при режимах, близких к максимальной мощности, применение рёбер малоэффективно, т.к. в таком случае вихревой жгут располагается близко к оси диффузора, и рёбра уже не способствуют разрушению структуры вихревого жгута и диссипации энергии закрутки потока в конусе отсасывающей трубы. Во-вторых, ребра в свою очередь также испытывают серьезные нагрузки что приводит к разрушению как самих ребер, так и стенок отсасывающей трубы, к которой они крепятся. Это ведет к остановке гидроагрегата и достаточно длительному и дорогостоящему ремонту. В этом случае для стабилизации потока предпочтительнее использовать впуск воздуха проточный тракт гидротурбины.

В данной работе планируется детальное экспериментальное исследование влияние впуска воздуха в проточный тракт турбины, на среднемасштабном гидродинамическом стенде с турбиной Френсиса (см. рис. 1).



Рис. 1. Фотография гидродинамического стенда и рабочего колеса

В ходе работы были проведены измерения в широком диапазоне работы гидроагрегата как в штатном режиме работы, так и при подаче воздуха (двухфазное течение). В эксперименте варьировался напор и величина открытия направляющего аппарата.

Построены зависимости пульсационных и интегральных характеристик турбины от режима работы (см. рис. 2). Исследовано влияние объёмной доли подаваемого воздуха от общего расхода гидроагрегата.



Рис. 2. Среднеквадратичные пульсации давления в диффузоре отсасывающей трубы в зависимости от открытия направляющего аппарата

Выполнено при поддержке РФФИ и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности (16-41-243081 p_мол_a).

Список литературы:

 A.V. Minakov, A.V. Sentyabov, D.V. Platonov, A.A. Dekterev, A.V. Zakharov The analysis of unsteady flow structure and low frequency pressure pulsations in the high-head Francis turbines International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 53, 2015, Pages 183–194 УДК 536.248

РЕЖИМЫ ЗАХЛЕБЫВАНИЯ В ДИСТИЛЛЯЦИОННОЙ КОЛОННЕ С НАСАДКАМИ СОТОВОГО ТИПА

Гогонин И.И., Катаев А.И., Миронова И.Б., Сосунов В.И.

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

Целью данной работы является исследование режимов захлебывания насадочной дистилляционной колонны с целью оптимизации ее работы, так как максимальная производительность колонны достигается непосредственно перед наступлением захлебывания. Режим захлебывания характеризуется образованием сплошного слоя жидкости в насадке, через который барботирует пар, и сопровождается резким перепада давления увеличением в насадке (см. рис. 1). Режимы захлебывания в вертикальной трубе исследовались в работах [1,2]. Карта режимов захлебывания Кутателадзе – Сорокина обобщает большое число опытов авторов и других исследователей для труб разного диаметра с различными жидкостями и газами в координатах: $We^{1/2} = f(N)$,

We^{1/2} =
$$\frac{U_v \sqrt{\rho_v}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_V)}}$$
, $N = \frac{\sqrt{\mathrm{Fr}}}{\mathrm{Bo}} = \frac{U_L \sqrt{\sigma}}{g D^{3/2} \sqrt{\rho_L - \rho_V}}$

Число Вебера вычислялось по средней скорости пара, а число Фруда – по средней скорости течения пленки жидкости.

Исследования проводились на дистилляционной колонне диаметром 200 мм. Рабочими веществами являлись смеси хладонов R11/R21, R114/R21, а также чистые вещества R114 и R21. Измерялись мольные концентрации жидкости и пара смеси вверху и внизу колонны, расходы жидкости и пара, перепад давления в колонне, температура смеси в различных частях колонны, а также температура и расход охлаждающей воды. Во время эксперимента давление в колонне поддерживалось постоянным. В колонне был исследован ряд насадок сотового типа при различных давлениях, концентрациях смеси, флегмовом числе L/V. Проводилась видеосъемка процесса захлебывания. Измерялась временная зависимость перепада давления в насадке, связанная с местом зарождения критического режима в насадке.

Так как исследуемое явление имеет общую природу, авторами была составлена карта режимов в координатах, предложенных в [1,2], которая может использоваться для сравнения критических режимов в различных насадках с различными физическими свойствами жидкости и пара (см. рис. 2). При расчете учитывались угол наклона каналов насадки, коэффициент загромождения сечения колонны, число Вебера рассчитывалось по максимальной скорости пара для каждой смеси (для смеси R21/R11 – на входе в насадку, для R114/R21 – на выходе из насадки):

$$We^{1/2} = \frac{\left(\frac{U_V}{\sin\alpha}\right)\sqrt{\rho_V}}{(1-\varepsilon)\sqrt[4]{\sigma(\rho_L - \rho_V)g\sin\alpha}}$$

Сравнение полученных данных для насадок с данными в гладкой трубе при одинаковой скорости пара показывает, что на гофрированных поверхностях режим захлебывания наступает при существенно большей скорости жидкости.

Следует также отметить, что с ростом давления в колонне критическая скорость пара значительно падает, уменьшение эквивалентного гидравлического диаметра насадки также ведет к уменьшению критической скорости пара, а уменьшение L/V – к ее росту.

По нашему мнению, место возникновения захлебывания определяется максимальным значением скорости пара, переменной по высоте колонны.



Рис. 1. Слой пара внутри слоя жидкости над насадкой при захлебывании колонны



Рис. 2. Обобщение экспериментальных данных для различных насадок в координатах We^{0,5} =f(lgN).

Все вопросы по тел.: +7 (383) 316 5548 u no e-mail: gogonin@itp.nsc.ru

- Кутателадзе С.С., Сорокин Ю.Л. О гидродинамической устойчивости некоторых газожидкостных систем. В кн. "Вопросы; теплоотдачи и гидравлики сред",-М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961, с. 315-324.
- Ю.Л. Сорокин, А.Г. Кирдяшкин, Б.Г. Покусаев «Исследование устойчивости плёночного режима течения жидкости в вертикальной трубе при восходящем движении газа» Химическое и нефтяное машиностроение, 1965, № 5, стр. 35-38.

УДК 532.72

РАЗДЕЛЕНИЕ ГЕЛИЙ-МЕТАНОВОЙ СМЕСИ В ПЛОСКОМ МЕМБРАННОМ МОДУЛЕ ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Наумкин В.С.

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

В промышленных масштабах гелий добывается криогенными методами из природного газа. Для снижения капитальных затрат при получении гелиевого концентрата могут быть использованы селективно проницаемые мембраны.

В работе рассматривается влияние неизотермичности на разделение гелий-метановой смеси в плоском мембранном модуле (рис. 1).



Рис. 1. Схема мембранного модуля

Рассматривалось ламинарное течение. Для описания динамики и процессов тепломассообмена использовалось приближение узкого канала.

Граничные условия на входе в модуль: массовые доли компонентов в обоих каналах одинаковы и равны $K_{\text{He}} = 0.1\%$, $K_{\text{CH4}} = 99.9\%$, массовый расход газа в нижнем канале равнялся $G_{10} = 1 \cdot 10^{-2}$ кг/с, в верхнем – $G_{20} = 0.002$ кг/с. Давление: $P_1 = 3$ атм, $P_2 = 1$ атм. Температура смеси: 300 $K \le T_1 \le 900 K$, $T_2 = 273 K$.

Для коэффициентов проницаемости мембраны принималась следующая зависимость от температуры [1]:

$$\Lambda_{i} = \frac{\kappa}{\sqrt{MT}} \left[\frac{1}{1 + \beta \cdot \varepsilon^{*} / kT} + \alpha \left\{ \exp\left(\frac{\varepsilon^{*}}{kT}\right) - 1 \right\} \right],$$

где к, а, β - эмпирические коэффициенты, значения которых подробно описаны в [1], ϵ^* – эффективный энергетический параметр, характеризующий взаимодействие частицы газа в адсорбированном слое, k – постоянная Больцмана, М – молекулярный вес газа.

На рис. 2 представлено распределение среднемассовой концентрации гелия в нижнем (а) и верхнем (б) каналах при различной начальной температуре разделяемой смеси в нижнем канале: линии $1-T_1=300$ К, 2- T₁=500 К, 3- T₁=700 К, 4- T₁=900 К. В нижнем канале, из которого осуществляется отбор газа, с ростом температуры наблюдается увеличение массовой доли гелия на выходе из канала. В верхнем канале, в который вдувается газ, - уменьшение доли гелия. Таким образом, увеличение температуры разделяемой смеси приводит к уменьшению степени разделения. Снижение степени разделения вызвано уменьшением коэффициентов проницаемости мембраны с ростом температуры.



Рис. 2. Распределение среднемассовой концентрации гелия отнесённой к среднемассовой кониентраиии гелия на входе в нижнем (а) и верхнем (б) каналах при различной температуре разделяемой смеси в нижнем канале: линия 1-Т₁=300, 2- Т₁=500, 3- Т₁=700, 4- Т₁=900 К.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента РФ СП-1276.2015.1

Список литературы:

1. 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, Nº6, pp.521-523.

УДК 532.663, 536.658

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СОЛИТОНОВ

Огородников И.А, Бородулин В.Ю.

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

Понятие «солитон» имеет фундаментальный характер. Солитон имеет свойства характерные для волн и частиц. Одной из наиболее интересных сред, в которой экспериментально наблюдаются и достаточно полно исследованы солитоны, является жидкость с пузырьками газа. Пузырек — единственный пример естественного монополя, встречающегося в природе. Свойства солитонов чаще всего исследуются с помощью нелинейных уравнений с дисперсией. Первым и наиболее известным является уравнение Кортевега де Вриза (КдВ). Формирование солитонов объясняется балансом нелинейных и дисперсионных эффектов. Несмотря на существенные ограничения, используемые при выводе (низкие частоты, малые амплитуды), это уравнение тем не менее качественно описывают свойства солитонов.

В экспериментах с волнами большой интенсивности в пузырьковых средах обнаружено, что характерное время солитоноподобных структур совпадает со временем синхронного сжатия и расширения пузырька в волне [1]. Такой диапазон амплитуд волн принципиально не может быть описан уравнением КдВ. Временные и пространственные характеристики солитона КдВ и измеренные в эксперименте [1] лежат существенно в разных диапазонах величин. Кроме того, подобные уравнения не описывают всего спектра волн, одномоментно наблюдаемых в экспериментах.

В настоящей работе рассматривается одновременное формирование всех типов волн, которые излучаются из возбужденной приграничной зоны, создаваемой вошедшей волной при ее прохождении через границу раздела чистая жидкость — пузырьковая среда. На графиках представлены решения волновой системы уравнений [2], [3]. Параметры среды в расчетах выбраны из диапазона величин, при которых проводились эксперименты [1].

На рис. 1 приведена пространственная развертка падающей волны перед пузырьковым слоем. Амплитуда падающей волны 10^6 Па. Объемное газосодержание равно $1 \cdot 10^{-3}$. На рис. 2 и 3 на верхних графиках представлены пространственная развертка звукового поля, а на нижних — радиусы пузырьков в волне.

На рис. 2 показан момент, когда волна частично прошла через границу раздела, а частично отразилась от нее как от мягкой границы. На масштабе размера падающей волны около границы в пузырьковой среде формируется возбужденная зона, в которой рождаются три типа волн. Первый тип — резонансный солитон, который формируется на масштабе своего пространственного размера непосредственно у границы. Второй тип — волновой пакет с несущей частотой выше верхней граничной частоты окна непрозрачности. В литературе его называют звуковым предвестником, фронт которого движется со скоростью звука в чистой жидкости. Третий тип — низкочастотный волновой пакет с характерной частотой ниже нижней частоты окна непрозрачности. На рис. 3 представлена развертка волнового поля, когда все три типа волн уже сформировались.



Формирование волнового поля представляет механизм «квантования» энергии входящей волны. Из решений следует, что при возбуждении волной граничной зоны формируется четыре типа возбуждений: звуковой предвестник с синфазным поведением пузырьков в волне, фронт которого распространяется со скоростью звука в чистой жидкости; резонансный солитон, при прохождении которого каждый пузырек сжимается до минимального размера, затем расширяется до равновесного размера и не пульсирует; низкочастотное излучение, распространяющееся с равновесной скоростью звука в среде, пузырьки пульсируют в противофазе; зона возбуждения расширяющаяся с малой скоростью.

- N.V. Malykh, I.A. Ogorodnikov. Structure of pressure pulses in liquids with gas bubbles // Journal de physique. 1979. T. 40. N. 11. P. 300–305.
- И.А. Огородников. Резонансное формирование уединенных волн в среде со структурой. Препринт. Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1983. 26 с.
- И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями. Фундаментальная и прикладная гидрофизика, Т.9, №2, 2016. С.70-81.

УДК 532.685

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ДЕФОРМИРУЕМЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Перепечко Л.Н.¹, Роменский Е.И.², Решетова Г.В.³, Киреев С.Е.³, Перепечко Ю.В.^{1,4}

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

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Коптюга, 1

³Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,

630073, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

⁴ Институт геологии и минералогии СО РАН,

630073, Россия, Новосибирск, пр. Коптюга, 3

Работа посвящена математическому и численному моделированию многофазной фильтрации в деформируемых пористых средах. Проблема моделирования многофазной фильтрации сжимаемых сред является актуальной при решении широкого спектра прикладных задач теплоэнергетики, металлургической и строительной промышленности, угольной и нефтегазовой промышленности. Модели многофазных сред возникают также при анализе поведения природных систем, например, при исследовании процессов тепломассопереноса В геологических флюидомагматических системах, при моделировании динамики рудообразующих структур в верхнемантийной литосфере и земной коре. Особенно актуально решение данной проблемы при создании новых технологий разработки месторождений углеводородов, анализе динамических процессов в нефтяных скважинах, заскважинных формациях. Современные методы отбора углеводородов характеризуются большими градиентами давления в пласте и возникновению больших деформаций пород, вплоть до их разрушения. Нелинейный характер фильтрации в таких условиях требует обязательного учета касательных напряжений. Для описание таких гидродинамических систем необходима последовательная модель совместного многофазного течения сжимаемых сред сквозь деформируемую пористую породу, характеризуемую сложной реологией, причем достоверность результатов математического и численного моделирования должна обеспечиваться как методами вывода согласованных уравнений модели, так и методами их решения.

В данной работе математическое моделирование фильтрации жидкой смеси сжимаемых фаз сквозь пористую деформируемую среду проводится в рамках метода термодинамически согласованных систем законов сохранения [1]. Уравнения движения, полученные на основе этого метода, удовлетворяют фундаментальным законам: законам сохранения массы, импульса, энергии, инвариантности относительно преобразования Галилея, первому и второму началам термодинамики. Определяющие уравнения в обратимом приближении являются гиперболическими, что обеспечивает существование и единственность решения. Существенным свойством полученных уравнений является возможность их представления в виде законов сохранения. Гиперболичность и дивергентная форма уравнений модели позволяет применять эффективные численные методы, разработанных для решения гиперболических систем законов сохранения. Численный анализ модели проведен с использованием алгоритма на основе метода WENO - Рунге-Кутта высокого порядка точности. Используемый подход успешно применялся при моделировании динамики двухфазных сжимаемых течений, однофазной фильтрации в насыщенной пористой среде [1-3].

Построенная термодинамически согласованная математическая модель двухфазной фильтрации в пористых средах с конечной деформацией и используемый конечно-разностный алгоритм высокой точности на основе метода WENO - Рунге-Кутта позволяют проводить исследование особенности многофазного течения в деформируемых пористых средах в широком диапазоне параметров модели. Модель позволяет исследовать распространение акустических волн на гидродинамическом фоне, сопровождаемые диссипативными явлениями и вариациями температуры и исследовать влияние акустического воздействия на характер многофазного течения флюидов (например, смеси воды, нефти, газа) в пористых средах; решать нестационарные задачи неизотермической многофазной фильтрации смесей сжимаемых жидкостей в пористых средах в условиях больших упругопластических деформаций.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-29-15131.

- Romenski E., Drikakis D., Toro E.F. Conservative models and numerical methods for compressible two-phase flow // J. Sci. Comput. 2010. V.42, No.1. P.68–95.
- Romenski E.I., Perepechko Y.V., and Reshetova G.V. Modeling of Multiphase Flow in Elastic Porous Media Based on Thermodynamically Compatible System Theory // Proceedings of the 14th European Conference on the Mathematics of Oil Recovery, 8-11 September, Catania, Italy. 2014.
- Перепечко Ю.В., Роменский Е.И., Решетова Г.В., Перепечко Л.Н., Малышкин В.Э., Калгин К.В., Киреев С.Е., Остапкевич М.Б. Нелинейная акустика и режимы фильтрации в пористых средах // в кн. Суперкомпьютерные технологии в науке, образовании и промышленности (пятый выпуск) / Под ред. ак. В.А. Садовничего, ак. Г.И. Савина, чл.-корр. РАН Вл.В. Воеводина. М.: Изд-во Московского университета. 2013. 208 с.

УДК 621.9

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕСЫЩЕННЫХ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ЧЕРЕЗ СОПЛО

Петров Л.В.¹, Корценштейн Н.М.²

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.14 ² ОАО «Энергетический институт им.Г.М. Кржижановского», Москва, 119071, Ленинский проспект, 19

Проведено численное исследование поведения паров различных металлов с широким интервалом изменения температуры плавления в условиях неравновесной объемной конденсации при истечении через сверхзвуковое сопло смеси пар-газ. Разработана методика по выбору начальных данных расчета, позволяющая использовать жидкокапельную модель нуклеации. Приведены результаты тестирования рассматриваемой модели на примере объемной конденсации паров тяжелой воды.

Математическая модель процесса объемной конденсации в сопле, основанная на кинетическом уравнении для функции распределения капель по размерам и уравнениях газовой динамики, представляет собой систему из шести обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, описывающих кинетику объемной конденсации и изменение параметров потока парогазовой смеси.

Проведена серия расчетов при различных значениях начальной температуры (T_{in}). Для обобщения результатов расчетов была введена безразмерная величина B/T_{in} , где B=L/R – теплота испарения в градусах Кельвина. В результате получена информация о величинах максимальной степени пересыщения, скорости нуклеации, концентрации капель, об интервале изменения параметров потока (падение давления и температуры) в зависимости от выбранного значения начальной температуры расчета.

Полученные данные позволяют выбрать начальные условия расчета с учетом возможности применения жидкокапельной модели нуклеации по критерию минимального количества молекул в зародыше в момент начала конденсации.

На рис. 1 представлены данные по количеству молекул в критическом зародыше щелочных и тугоплавких металлов, а также тяжелой воды. Положение кривой для тяжелой воды близко к кривым рассматриваемых металлов, что позволило провести тестирование численной модели на основе надежных экспериментальных данных [1,2] по исследованию гомогенной объемной конденсации при истечении парогазовой смеси через сопло. Так, имеет место качественное и количественное соответствие по концентрации молекул пара в газовой фазе, массовой доле конденсата, мольной доле паров D_2O , скорости роста и среднемассовому размеру капель (рис. 2).

С учетом разработанных рекомендаций проведены расчеты для 15 металлов с температурой плавления от 302 К (Сs – цезий) до 3695 К (W – вольфрам).



Рис. 1. Изменение количества молекул исследуемого вещества в критическом зародыше при максимальной степени пересыщения в зависимости от начальной температуры.





- Pathak H., Wolk J., Strey R., Wyslouzil B. E.Co-condensation of nonane and D2O in a supersonic nozzle// J. Chem. Phys. 2014. 140, 034304.
- Pathak H., Shinobu T., Wyslouzil B. E. Nonisothermal droplet growth in the free molecular // Aerosol Scince and Technoligy. 2013. P. 1310 – 1323.

УДК 541+534.222.2

СХЕМАТИЧНАЯ ТОПОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ СКОРОСТИ НУКЛЕАЦИИ НАД Р–Т ДИАГРАММОЙ ФОСФОРА

Анисимов М.П.^{1,2}, Петрова-Богданова О.О.^{1,2}

¹ Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Нуклеация - это зародышеобразование, которое имеет место во многих химических и технологических процессах, сопровождающихся фазовым переходом первого рода. Систематическое изучение зародышеобразования началось в конце 19-го века. В 1990 году была сформулирована идея построения поверхностей скорости нуклеации над диаграммами фазового равновесия [1]. Далее был сформирован набор аксиоматических утверждений, например [2]. Суть его заключается в том что, поверхности скоростей нуклеации восстают из линий равновесия метастабильных и стабильных фаз. На основе этих допущений построены первые версии поверхностей скорости нуклеации, для серы [3], двуокиси кремния [3], для диаграмм с эвтектической и перитектической точками [4] и др.

В работе представлен пример *р* – *Т* диаграммы фосфора, где между метастабильными фазами возможны энантиотропные переходы. Линия с₁t₁v на рис. 1 относится к равновесию пар-жидкость, где $c_1 t_1$ соответствует устойчивому равновесию, а t₁v - метастабильному. Линия $c_2 t_1 0$ принадлежит равновесию пар - кристалл, где $c_2 t_1$ соответствует равновесию метастабильных фаз, а t_10 – стабильному. Линии $c_3t_2t_4g$ и $c_4 t_3 t_4 f$ относятся к метастабильным равновесиям пар-кристал I и пар-кристал II. При пересечении линий равновесий пар - жидкость и пар - кристалл образуется тройная точка t_1 , кроме того на диаграмме существуют метастабильные тройные точки t_2 , t_3 и t_4 . Точка с1 является критической точкой для равновесия пар - жидкость, а точки с2, с3 и с4 - гипотетические критические точки для метастабильных равновесий твердых фаз с паром. Линии c₁m, c₂n, c₃r и c₄k являются линиями спинодальных распада.

Контур $h_1c_1t_1t_2v$ соответствует схематично показанной поверхности скорости нуклеации для жидкой фазы (окрашен в светло – серый цвет), а контур $h_2c_2t_1O$ – поверхности, отвечающий зародышеобразованию кристалла (окрашен в темно-серый цвет). При пересечении двух поверхностей возникает линия at_1 , соответствующая равным скоростям генерации твердых и жидких зародышей. Контуры $z_1c_3t_2t_4gb$ и $z_2c_4t_3t_4fb$ ограничивают поверхности скоростей нуклеации для метастабильных кристаллов I и II. Линии h_1c_1, h_2c_2, z_1c_3 и z_2c_4 схематично иллюстрируют спинодальные скорости генерации для зародышей жидкости и кристаллов. Участки поверхностей скорости нуклеации, ограниченные штрихпунктирными линиями, соответствуют невидимым областям поверхностей скорости зародышеобразования. Результирующая топология поверхностей скорости нуклеации над p-T диаграммой фосфора схематично представлена на рис. 1.



Рис.1. Итоговая схематичная топология поверхностей скорости зародышеобразования паров фосфора.

Работа поддерживается грантом Министерства Науки и Образования Российской Федерации в соответствии с договором № 14.Z50.31.0041 от 2017 года.

- Anisimov M.P. Metastable vapor states diagram // J.Aerosol Sci. 1990. Vol.21, suppl.1. P. 23-25.
- Anisimov M.P. Hopke J.A., Rasmussen D.H., Shandakov S.D., Pinaev V.A. Relationship of phase diagrams and surfaces of new phase nucleation rates// J. Chem. Phys. 1998. V.109. 4. P. 1435-1444.
- Фоминых Е.Г., Петрова-Богданова О.О., Анисимов М.П. Многолистные поверхности скоростей нуклеации пара для случая полиморфных энантиотропных переходов в конденсате// Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2012. Т.7. №3. С. 67-77.
- Анисимов М. П., Петрова-Богданова О. О. Эвтектические и перитектические линии для квазиравновесий бинарных систем с частичной растворимостью компонентов// Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8. Вып. 1. С. 65– 72.

УДК 536.4

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В СИСТЕМЕ «НЕОДНОРОДНАЯ КАПЛЯ СУСПЕНЗИИ – ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ГАЗОВАЯ СРЕДА»

Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Пискунов М.В., Стрижак П.А.

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

Экспериментально установлен эффект взрывной фрагментации неоднородных (гетерогенных) капель воды при интенсивном нагреве [1]. На основе опытов обосновано, что основным условием реализации данного процесса является температура нагрева (T_g) в различных высокотемпературных газовых средах: продукты сгорания технического этанола ($T_{\rm g} \approx$ 650 К), разогретый воздух (с заданной скоростью потока ($T_{\rm g} \approx 850$ K) и без направленного движения потока среды ($T_{\rm g} \approx 800$ К). Расчет плотностей тепловых потоков (радиационного, кондуктивного и конвективного) при нагреве неоднородных капель жидкости в указанных средах показал, что при установленных экспериментально температурах T_g (соответствуют стабильному инициированию процесса интенсивного парообразования жидкости на внутренней границе раздела сред с ее последующей взрывной фрагментацией) лучистая составляющая теплообмена начинает доминировать. Для обоснования предположения о принципиальной роли радиационного теплового потока в достижении условий взрывной фрагментации жидкости проведены эксперименты, по результатам которых установлено, что пленка жидкости (до 1 мм) неоднородной капли пропускает поток излучения, достаточный для прогрева приповерхностного слоя включения на 3-4 К выше температуры насыщения воды. Дополнительно выполнена тепловизионная съемка системы «неоднородная капля жидкости - заостренный керамический держатель капли - высокотемпературная среда», чтобы показать, что держатель не оказывает существенное влияние на процессы теплообмена при реализации интенсивного парообразования жидкости на внутренней границе раздела с ее последующей взрывной фрагментацией. Кроме того, необходимо отметить, что при длинах волн излучения, типичных для температур инициирования дробления жидкости, коэффициент поглощения излучения в воде не является максимальным (порядка 10^4 м⁻¹) [2, 3]. Таким образом, учитывая описанные выше результаты, можно заключить, что доминирование радиационной составляющей теплообмена в рассматриваемой гетерогенной системе является одним из инициаторов эффекта дробления пленки жидкости. Однако, в исследовании помимо оптических свойств сформированной гетерогенной капли рассматривались структурные особенности теплообменной поверхности внутри капли (т.е. поверхности твердого графитового включения).

Во-первых, получены данные рентгеновской дифрактометрии, которые дают основание заключить, что исходный продукт преимущественно состоит из фазы графита с частотой не менее 98 %. Во-вторых, посредством электронного сканирующего микроскопа установлено, что геометрия поверхности включения, на которой уже происходило парообразование жидкости, существенно видоизменяется. Если до проведения опыта в высокотемпературной среде поверхность включения была покрыта равномерной пористостью, то после - существенно неоднородными по размеру порами. При схлопывании пузырьков пара на поверхности включения происходила ее локальная деформация. Учитывая, что графит достаточно мягкий по природе материал, то силы, обусловленной давлением пара в пузырьке (по оценкам, выполненным по формуле Лапласа для сферического тела, давление пара в пузырьке может достигать 500 Па), достаточно для механического видоизменения микрорельефа поверхности. Установленная особенность оказалась критической для инициирования эффекта дробления: в одинаковых температурных условиях на поверхности с существенно неоднородными по размеру порами происходило сравнительно умеренное парообразование жидкости, и разрушение пленки жидкости вокруг включения регистрировалось крайне редко (в 1 опыте из 20 выполненных). В-третьих, выявлено, что собственное влагосодержание включений в зависимости от их размеров варьировалось от 3 до 4,5 % от их массы.

При анализе структурных особенностей теплообменной поверхности сформулировано следующее заключение: поверхность включения с равномерной микропористостью обеспечивает формирование многочисленных центров зародышеобразования парогазовых пузырьков. Отметим, что парогазовая природа пузырьков обусловлена формированием пара из содержащейся в поверхностных слоях материала влаги при нагреве, а также наличием в порах на поверхности включения воздуха.

Геометрия поверхности материала включения также является ключевым фактором при достижении условий взрывной фрагментации капли воды, полностью обволакивающей это включение.

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта Президента РФ (проект МД–1221.2017.8) стипендии Президента РФ (СП-1049.2016.1).

- Kuznetsov G.V., Piskunov M.V., Strizhak P.A. Evaporation, boiling and explosive breakup of heterogeneous droplet in a hightemperature gas // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. V. 92. P. 360–369.
- Виноградов А.Г. Поглощение теплового излучения водяными завесами // Пожаровзрывобезопасность. 2012. Т.21. №7. С. 73-82.
- Hale G.M., Querry M.P. Optical constants of water in the 200 nm to 200 mm wavelength region // Applied Optics. 1973. V.12. No.3. P. 555-563.

УДК 533.5

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ПОТОКА ЗА СРЕЗОМ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА В ВАКУУМЕ

Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В.

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

В докладе представлены методы диагностики, а также результаты экспериментального исследования пространственной структуры течения капельной фазы, возникающей при диспергировании пристенной пленки жидкости на выходной кромке сопла при совместном истечении с газом в вакуум. Такие задачи возникают, например, при работе двигателей ориентации космических аппаратов, а также в ряде вакуумных технологий.

Обсуждаются особенности диагностики капель в вакууме, связанные с их быстрым испарением. Эту трудность удалось обойти путем добавления в модельную жидкость специально подобранного красителя, не сублимирующегося в вакууме. При таком подходе количество жидкой фазы определяется по количеству красителя (сухого остатка), оставшегося на датчике после испарения жидкости. В качестве красителя использовался родамин 6жКДМ (ксантеновый краситель). Весовая концентрация красителя составляла 0,065% и, по-видимому, не могла сколь либо существенно повлиять на физические свойства рабочих жидкостей.

Дано описание методов визуализации и измерения пространственных распределений капельной фазы. На рис. 1 показан пример визуализации по методу «лазерного ножа». Лазер работал в импульсном режиме с внешним управлением от генератора синхроимпульсов. Частота вспышек могла меняться в пределах от 10 Гц до 5 кГц, длительность вспышек – от 1 до 255 мкс.



Рис. 1. Визуализация структуры течения

Отчетливо виден разворот пристенной пленки на выходной кромке сопла и возникновения обратного потока капель (на углы более 90° относительно оси сопла). С помощью лазерной стробоскопической подсветки были получены функции распределения капель в периферийной области струи по направлениям разлета, размерам и скоростям. Распределение капель по скоростям вблизи выходной кромки сопла показано на рис. 2.



Видно, что характерные значения скорости капель, образующихся в результате распада пристенной пленки жидкости на кромке сопла, составляют порядка 0,5 м/с, что удовлетворительно коррелирует с результатами измерения скорости пристенной пленки жидкости внутри сопла.

Для измерения угловых распределений капельной фазы были разработаны три методики – кварцевых микровесов, спектрофотометрирования и осаждения на подложки. Пример углового распределения капельной фазы показан на рис. 3.



Видно возникновение двух характерных зон течения капельной фазы за срезом сопла – центральной, обусловленной срывом капель с поверхности пленки внутри сопла, их последующим дроблением и ускорением спутным газовым потоком, и периферийной, возникающей в результате диспергирования пристенной пленки жидкости на выходной кромке сопла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №16-08-00436 УДК 534.222.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ДЕТОНАЦИИ ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ РЕАГИРУЮЩЕГО И ИНЕРТНОГО ГАЗОВ

Прохоров Е.С.

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

Поведение детонационных волн в газовых средах с постоянными физико-химическими параметрами довольно хорошо изучено. Разработаны математические модели, позволяющие с достаточной для практики точности описывать нестационарные течения продуктов детонационного сгорания (продуктов детонации) за фронтом таких волн.

Однако эти модели не охватывают другие часто встречающиеся случаи, когда волна детонации распространяется в реагирующем газе при наличии градиентов начальных параметров (в том числе и за счет изменения химического состава). Это может происходить при стратификации (случайной или специально созданной) газового заряда перед инициированием детонации. Если слои такого заряда не отделены друг от друга мембраной, то за счет явлений переноса (конвекции, диффузии, теплопроводности) между слоями возле контактных границ будут формироваться протяженные области перемешивания, в которых изменения начальных параметров газовой среды могут быть описаны непрерывными (в общем случае немонотонными) функциями. Заранее предсказать поведение детонационной волны и новые эффекты в такой системе весьма проблематично.

Поэтому возникает необходимость в построение усовершенствованной математической модели, которая позволяла бы адекватно описывать распространение газовой детонации в среде с переменными физико-химическими параметрами. Такая модель была предложена в [1], согласно которой химический состав продуктов детонации характеризуется только относительными концентрациями атомов кислорода n_o , углерода $n_C (n_C \le n_o)$, водорода n_H , азота n_N и любых других одноатомных инертных веществ n₇, независимо в каких молекулах они присутствуют. Оказывается, что такого ограниченного набора параметров $\{n_0, n_C, n_H, n_N, n_Z\}$ вполне достаточно для того, чтобы с высокой точностью описать изменение молярной массы и удельной внутренней энергии при сдвиге химического равновесия продуктов детонационного сгорания углеводородов.

Модель [1] дает возможность приблизиться к решению целого класса задач, имеющих прикладное и научное значение. Среди них — численное моделирование перехода детонации через область перемешивания реагирующего и инертного газов, когда происходит процесс трансформации детонационной волны в ударную.

Постановка задачи была следующая. Пусть закрытая с одного конца труба до расстояния x = l заполнена реагирующим газом, а оставшуюся ее часть занимает инертный газ. Координата x отсчитывается от закрытого конца, где происходит инициирование детонации. Рассмотрен случай, когда ширина области возможного диффузионного перемешивания Δl между реагирующим и инертным газами имеет конечные размеры.

В расчетах в качестве реагирующего газа использована смесь ацетилена с кислородом: $C_2H_2 + 2.5O_2$, а в качестве инертного — воздух. При этом полагали, что в области перемешивания концентрации этих газов изменяются линейным образом. Начальное распределение параметров продуктов детонации задавали в виде простой волны (волны Римана), распространяющейся от жесткой стенки по реагирующему газу со скоростью детонации Чепмена – Жуге D_{CL} .

Изучено влияние ширины области перемешивания на интенсивность и закон затухания, возбуждаемых ударных волн. Без учета энергопотерь (на трение и теплоотвод в стенки трубы) решение задачи определяется одним безразмерным параметром $\Delta l/l$ (рис. 1).



Рис. 1. Скорость фронта волны D в зависимости от его положения в трубе. 1 — расчеты при $\Delta l/l = 0$; 2 — $\Delta l/l = 0.1$; 3 — $\Delta l/l = 0.4$; 4 — $\Delta l/l = 0.6$; 5 — $\Delta l/l = 0.8$.

При варьировании этого параметра в диапазоне от 0 до 2 максимальное значение для числа Маха ударной волны в инертном газе (воздухе) уменьшается на 20 %. Установлено, что закон спада скорости фронта ударной волны можно приближенно описать зависимостью, соответствующей выводам из теории точечного взрыва для случая плоских адиабатических движений газа.

Список литературы:

 Прохоров Е.С. Моделирование распространения газовой детонации в среде с переменным химическим составом // ИФЖ. 2017. Т. 90. № 1. С. 159-167. УДК 532.529.5

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ ПО ДЛИНЕ НАКЛОННОГО ПЛОСКОГО КАНАЛА

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 θ =45° с помощью малых добавок газа в жидкость (~1,5%) можно получить прирост теплоотдачи от верхней стенки канала до 35% (для числа Рейнольдса Re=7700) и увеличение значения касательного напряжения до 37% (для числа Рейнольдса Re=8660) [1]. Данные результаты показывают, что изучение течений в наклонных каналах представляет интерес.

В данной работе представлено экспериментальное изучение влияния коалесценции пузырей в газожидкостном течении в плоском наклонном канале при разных углах наклона на изменение характеристик течения по длине канала. Исследования проводились с помощью теневого метода при следующих режимных параметрах течения: угол наклона канала θ=30÷60°, число Рейнольдса Re=700÷12400, расстояние от места ввода газа в поток жидкости до места съемки L=100÷900 ом. Для обеспечения равномерного светового поля освещение потока производилось светодиодной матрицей размером 150x150 мм. Скорость съемки составляла 120 кадров/с при разрешении кадра 720x1280 точек. Диаметр газовых пузырей вычислялся из их площади как эквивалентный диаметр: $D = \sqrt{4S/\pi}$.

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

При малых значениях объемного расходного газосодержания β изменение расстояния до точки наблюдения и угол наклона канала не оказывают значительного влияния на диаметр газовых пузырей. При малом газосодержании количество пузырей невелико, расстояние между пузырями достаточно большое и вероятность их взаимодействия мала. Поэтому коалесценция пузырей не оказывает существенного влияния на распределение по размерам.

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 связанно с коалесценцией пузырей при движении в канале.

При увеличении газосодержания течение на расстоянии L=100 мм, заметно отличаются от течения при L=470 мм и L=900 мм. Это связано с тем, что на начальном участке движения пузырей в канале размер пузырей, в основном, лежит в диапазоне 1÷3 мм и практически все пузыри располагаются вдоль верхней стенки канала в тонком слое жидкости. Поэтому вблизи верхней стенки канала создается область с высокой концентрацией пузырей. Большая концентрация пузырей (небольшое расстояние между пузырями) приводит к существенному увеличению вероятности столкновений пузырей. Взаимодействие пузырей приводит к коалесценции и увеличению среднего объема пузырей по мере движения газожидкостной смеси вдоль канала. При этом количество пузырей уменьшается, а расстояние между пузырями увеличивается, что приводит к уменьшению вероятности взаимодействия. Поэтому разница между течением для L=470 мм и L=900 мм не такая существенная. Кроме того, увеличение диаметра пузырей приводит к увеличению скорости движения пузырей, что также ускоряет унос газовой фазы и снижает концентрацию пузырей.

Показано, что в газожидкостном течении угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на характеристики течения. Данные, полученные в экспериментах, показывают, что при увеличении числа Рейнольдса влияние угла наклона канала на двухфазный поток уменьшается. Отмечено, что с увеличением расходного газосодержания увеличивается диаметр газовых пузырей, которыми переносится основная часть газа. Показано существенное изменение характеристик потока за счет коалесценции пузырей по мере удаления от точки ввода газа.

Список литературы:

 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. УДК 6-022.532

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ МЕТАЛЛОВ В ВОДЕ И ВОЗДУХЕ

Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В.

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

Импульсная лазерная абляция в жидкости зарекомендовала себя как гибкий метод синтеза коллоидных растворов различных веществ, в частности, благородных металлов [1]. Наличие жидкости существенно усложняет процесс лазерного синтеза в сравнении с традиционным подходом - лазерным напылением в вакууме и фоновом газе. В настоящее время процесс лазерной абляции в жидкости изучен слабо, а имеющиеся данные зачастую противоречивы. В частности, в различных источниках разнятся данные о соотношении пороговых плотностей энергии, необходимых для лазерной модификации материалов в воздухе и в воде. Наиболее распространена точка зрения, что пороги модификации (ПМ) в жидкости выше, чем в воздухе [2, 3], что связывают либо с отводом тепла в жидкость, либо с воздействием паров воды высокого давления на поверхность мишени. С другой стороны, в ряде работ наблюдается уменьшение ПМ в жидкости, что объясняется увеличением поглощательной способности материала в жидкости, а также модификацией поверхности под действием ударной волны [4].

В данной работе проведено систематическое измерение ПМ серебра, золота и их сплавов в дистиллированной воде и в воздухе при одноимпульсном наносекундном лазерном воздействие. Установлено, что ПМ сплавов ниже, чем ПМ чистых металлов (Рис.1). Это обусловлено меньшей теплопроводностью сплавов и лучшей аккумуляцией энергии лазера вблизи поверхности мишени. ПМ всех исследуемых металлов в жидкости в ~1,5 раза выше, чем в воздухе (Рис.1). Для анализа полученных результатов проведено численное моделирование, основанное на решении нестационарного уравнения теплопроводности с учетом отвода тепла в жидкости, а также ее гомогенного вскипания вблизи поверхности мишени. Достигнуто хорошее согласие экспериментальных значений ПМ и расчетных значений плотностей энергии, при которых материалы достигают температур плавления в воздухе (Рис. 1). При расчете лазерного нагрева в жидкости, несмотря на учет теплоотвода от мишени и увеличения температуры плавления мишени под воздействием давления паров, полученные значения ПМ оказались значительно ниже экспериментальных.

Возможной причиной наблюдаемого увеличения ПМ в жидкости может являться рассеяние света на границе раздела пар-вода. Проверка этого предположения проведена с помощью зондовых оптических измерений, в которых отраженное от мишени излучение дополнительного, зондирующего лазера регистрировалось высокоскоростным фотодиодом. Сопоставление полученной временной зависимости отражательных способностей мишени с результатами расчета начальной стадии вскипания воды продемонстрировало, что начало рассеяние света хорошо коррелирует с моментом зарождения парового пузыя. Таким образом продемонстрировано, что значительная часть лазерной энергии, прежде чем достичь мишени, рассеивается на границе пар-жидкость, что объясняет наблюдаемые высокие ПМ в жидкость. что объясняет наблюдаемые высокие ПМ в жидкость. Расчет показал, что фазовый переход жидкость-пар происходит при существенных перегревах воды, при температурах ~ 600 K, а рассеяние света начинается несколько раньше (~ 570 K). Это свидетельствует о том, что в рассеяние лазерного излучения вносит вклад явление критической опалесценции.



Рис. 1. Зависимость экспериментальных (в воде и в воздухе) и расчетных (в воздухе) значений пиковых плотностей энергии лазера, при которых происходит модификация мишени от содержания в ней золота. Линией показан коэффициент теплопроводности сплава серебро-золото [5].

- Compagnini G., Messina E., Puglisi O., Nicolosi V. Laser synthesis of Au/Ag colloidal nano-alloys: Optical properties, structure and composition //Appl. Surf. Sci. 2007. Vol.254. №4. C.1007-1011.
- Perez D., Béland L., Deryng D., Lewis L., Meunier M. Numerical study of the thermal ablation of wet solids by ultrashort laser pulses // Phys. Rev. B. 2008. Vol.77. №1. P.14108.
- Stafe M., Negutu C., Ducariu A.N. Pulsed laser ablated craters on aluminium in gaseous and aquesous environments // Romanian Reports in Physics. 2012. Vol. 64 №1. P 155-162.
- Kim D., Oh B., Lee H. Effect of liquid film on near-threshold laser ablation of a solid surface // Appl. Surf. Sci. 2004. Vol. 222. №1-4. P 138-147.
- Ho C.Y., Ackerman M.W., Wu K.Y., Oh S.G., Havill T.N. Thermal conductivity of ten selected binary alloy systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1978. Vol.7 №3. P.959.

УДК 517.947+534.14+534.2+517.9 ПУЗЫРЬКОВЫЕ СРЕДЫ КАК ФОНОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, ТРАНСМИССИЯ ВОЛН ЧЕРЕЗ ГРАНИЦЫ МЕЖДУ ПУЗЫРЬКОВЫМИ И ГОМОГЕННЫМИ СРЕДАМИ

Сухинин С.В.

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

Актуальность исследований распространения волн в пузырьковых и капельных средах обусловлена многочисленными применениями этих сред в технике и технологиях. Близкими аналогами жидких сред с пузырьками газа являются: пенополиуретан; вспененный полиэтилен; губки; другие вспененные материалы с закрытыми порами. Все эти материалы, как правило, пропускают или запирают элементарные волновые пакеты для определенных полос частот [1]. Это свойство пузырьковых сред позволяет использовать методики исследования распространения электромагнитных волн в фотонных кристаллах и соответствующую терминологию, которая подчеркивает физическую аналогию этих сред. Удобно считать, что пузырьковые среды являются фононными кристаллами, а сами фононы определяются полосами пропускания.

В основном существующие методы изучения волновых процессов в моно и полидисперсных пузырьковых средах базируются в основном на учете интегральных (осредненных) характеристиках (плотность, скорость звука и т.п.), что не позволяет описать тонкую специфику механики распространения волн. Обычно считается, что эти методы осреднения справедливы для длинных волн. Как правило, длины волн сравнивается с характерными размерами пузырьков.

Принципиально иным является подход, учитывающий пространственные особенности распределения некоторых объединений пузырьков, например периодичность или пространственная повторяемость таких объединений. Результаты применения этого подхода к изучению качественных особенностей распространения волн в пузырьковых средах содержатся в работе [1]. Там же можно найти дальнейшую библиографию по данной проблематике.

В работе [2] изложена методика определения концентрации компонент в 2х компонентной гетерогенной среде при помощи определения скорости звука для длинных волн, основанная на результатах [1].

Важными прикладными задачами исследования фононных кристаллов являются:

1. Исследование замедляющих свойств неоднородных одномерно-периодических структур.

2. Определение полос запирания и пропускания.

3. Исследование резонансных свойств периодических неоднородных структур с компактными и распределенными источниками колебаний.

4. Звукоизолирующие и звукопоглощающие свойства пузырьковых сред.

5. Прохождение и отражение волн от границы контакта 2х различных сред (падение волны с лева на право): пузырьковая - пузырьковая среды; пузырьковая – однородная: однородная – пузырьковая.

Задачи 1-3 частично изучены в работе [1]. В настоящей работе изложена методика и результаты решения задач 4-5.

В настоящей работе описана приближенная численно-аналитическая модель для нахождения коэффициентов отражения и прохождения падающего на границы раздела элементарного волнового пакета. Проведены численно аналитические исследование влияния геометрических и физических параметров двух сред на коэффициенты прохождения и отражения от границы раздела.



Рис. 1. Вид поля акустического давления для 3х различных распространяющихся мод. Вода в центральной ячейке. Воздушные пузырьки по краям.

- 1. Сухинин С.В. Распространение волн и резонансные явления в неоднородных средах// ПМТФ. 2001. Т. 42. № 3. С. 32-42.
- Сухинин С.В. Метод акустического зондирования неоднородной двухкомпонентной среды // Динамика сплошной среды: сб. науч. тр./ АН СССР. Сиб. отд-ние. Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева. -- 2010. -- Выпуск 126. -- С. 142-145.

УДК 532.546.2

ПОЛИТРОПНАЯ МОДЕЛЬ КРИТИЧЕСКОГО ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ СЛОЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Таиров Э.А., Хан П.В.

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

Гидродинамика двухфазного парожидкостного потока в зернистом слое, в отличие от однофазных течений, изучена к настоящему времени недостаточно полно. Большинство исследований посвящено получению и обобщению опытных данных по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче. Вопросы достижения максимальных расходов парожидкостного потока в зернистом слое до последнего времени не рассматривались. Первые экспериментальные данные по критическому истечению парожидкостной смеси через плотноупакованные неупорядоченные слои шаровых частиц были представлены в работе [1], где получен важный вывод о линейной зависимости критической массовой скорости смеси от соотношения диаметра частицы к высоте слоя как $(d/H)^{0.5}$.

Настоящая работа посвящена методике обобщения экспериментальных данных и построению расчетной зависимости для предсказания критической массовой скорости парожидкостного потока в плотноупакованном слое сферических частиц. Исходны-МИ параметрами для расчета являются геометрические характеристики засыпки, давление P₁ и расходное массовое паросодержание x_1 на входе слоя. Выполнено обобщение газодинамической модели Гольдштика [2], полученной для однородного газа, на случай гомогенного двухфазного потока в предположении термодинамически равновесного изоэнтальпийного процесса расширения при дросселировании через зернистую среду. Под термодинамическим равновесием понимается равенство температур и давлений паровой и жилкой фаз в каждом сечении потока, но при этом каждая фаза имеет собственную скорость. В теоретическом описании поток считается гомогенным в том смысле, что характеризуется средними значениями плотности смеси и ее энтальпии. Изоэнтальпийное расширение двухфазной смеси аппроксимируется уравнением политропного процесса с соответствующим показателем политропы *п* как функции начальных давления и массового расходного паросодержания. По мере повышения исходного паросодержания точность политропного приближения повышается, для $x_1 = 0,178$ относительная погрешность аппроксимации не превышает 2%. Рассмотрено влияние межфазного скольжения *s* на выбор соответствующего показателя политропы, отмечается малое изменение *n* в предсказываемом диапазоне возможных значений коэффициента скольжения фаз 2 < s < 4. На основе опытных данных по критическому истечению и расчетных соотношений получено аппроксимирующее уравнение для истинного объемного паросодержания, используемое при вычислении средней плотности смеси на входе в засыпку. В полученных соотношениях для показателя политропы и паросодержания, необходимых для замыкания газодинамической модели зернистого слоя, неявным образом учитывается межфазное скольжение при критическом истечении. Проведено сопоставление результатов расчета по разработанной модели и экспериментов, выполненных при следующих условиях: диаметр частиц 2 и 4 мм; высота засыпки 50 – 355 мм; давление на входе слоя 0,3; 0,6; 0.9 и 1.2 МПа; входное расходное массовое паросодержание 0,011 – 0,178. Иллюстрация расчета и опытных данных для давления P_I =0,6 МПа представлена на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость критической массовой скорости от (d/H)^{0,5}, P₁=0,6 МПа. Маркеры — эксперимент, линии — расчёт.

Относительная погрешность определения критической массовой скорости с использованием предсказательной модели не превышает 4%. Предложенный подход может быть применен к обобщению опытных данных и построению предсказательной модели критического двухфазного потока в слоях частиц также и несферической формы.

- 1. Таиров Э.А., Покусаев Б.Г., Быкова С.М. Критическое истечение парожидкостного потока через слой шаровых частиц // ТВТ. 2016. Т. 54. № 2. С. 277-286.
- Процессы переноса в зернистом слое / Гольдштик М.А. Новосибирск.: Изд. Института теплофизики СО РАН, 2005. 358 с.

УДК 536.71; 537.5; 662.61

ВЛИЯНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ КАВИТАЦИОННЫХ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ НА ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ВОДОМЕТНОГО ДВИЖИТЕЛЯ

Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н.

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

При разработке импульсных водометных движителей обнаружен эффект уменьшения тяги при генерации кавитации и кавитационных вихревых колец (КВК) при истечении воды из цилиндрического ствола в воду [1-3].

В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований условий образования и распространения вихревых колец в воде с расчетом энергозатрат на их образование.

Эксперименты проводились с цилиндрической камерой сгорания с внутренним диаметром d = 29 мм, внешним диаметром D = 31 мм в двух постанов-ках: 1) с образованием КВК на срезе ствола, 2) с устранением образования КВК при помощи насадки в виде раструба [4]. Была использована насадка высотой h = 36 мм, с углом раствора $\alpha \approx 7^{\circ}$, с внутренним диаметром по основанию D = 36 мм, с радиусом кривизны на выходе r ≈ 4 мм.



Puc. 2.

Насадка крепилась к цилиндрическому стволу с плавным переходом внутри ствола. Во всех экспериментах синхронно измерялась тяга F и давление в камере сгорания P.

Из результатов экспериментов следует, что с устранением образования кавитации и КВК с помощью раструба происходило увеличение суммарного удельного импульса тяги. При этом наблюдалось увеличение амплитуды второго импульса силы и давления в камере сгорания при пульсациях пузыря в стволе.

На Рис. 1 представлены результаты синхронных измерений импульсов силы и давления в камере сгорания при сжигании 3 см³ стехиометрической пропан-кислородной смеси в цилиндрическом стволе длиной H = 125 мм, с радиусом кривизны на срезе ствола r < 1 mm. Это вариант с генерацией КВК.

На Рис. 2 представлены осциллограммы импульсов силы и давления в камере сгорания при сжигании 3 см³ стехиометрической пропан-кислородной смеси для варианта экспериментов с насадкой-соплом в виде раструба, с общей длиной ствола с раструбом H = 125 мм. Это вариант без генерации KBK.

Из расчетов и результатов экспериментов следует, что при истечении жидкости из ствола со скоростью 10-15 м/с в энергию кольцевого вихря может уходить до 25% энергии, выделяемой при сжигании в стволе пропан-кислородной газовой смеси.

Из данных результатов следует, что кавитационные процессы на срезе ствола и внутри ствола ухудшают тяговые характеристики импульсных водных движителей.

- Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н. Генерация импульсов силы и вихревых потоков при импульсном сжигании газа в воде // Сборник докладов Всероссийской конференции "XXXI Сибирский теплофизический семинар". 17-19 ноября 2014.
- R.N. Medvedev, A.P. Drozhzhin, V.S. Teslenko. Thrust generation by pulse combustion of gas in a submerged chamber // International Journal of Multiphase Flow, 2016, Vol. 83, pp. 232–238.
- Тесленко В. С., Дрожжин А. П., Медведев Р. Н. Пульсации кавитационных вихревых колец в воде // Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 22, с. 76-82.
- Медведев Р.Н., Дрожжин А.П., Тесленко В.С. Порог образования кавитационных вихревых колец при истечении жидкости из затопленной трубы // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2015, № 1(16). С. 86-89.

УДК 532.529.5

ВОЗМУЩЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА СТЕНКЕ ТРУБЫ ТЕЙЛОРОВСКИМ И МАЛЕНЬКИМ ПОЧТИ СФЕРИЧЕСКИМ ПУЗЫРЯМИ В ЛАМИНАРНОМ ВОСХОДЯЩЕМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБЕ

Тимкин Л.С., Горелик Р.С.

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

Всплытие одиночных пузырей имеет много технических приложений в различных областях науки и техники. Множество теоретических и экспериментальных работ посвященных этой задаче, всё же оставляют неясными некоторые детали. В частности, длина следа за Тейлоровским пузырем в ламинарном течении долго считалась независящей от числа Рейнольдса течения – Re, и равной (15-20)D, где D – диаметр трубы. Позднее было показано, что на расстояниях (50 – 70)D за пузырем профиль скорости жидкости не полностью реламинаризирован, и присутствуют пульсации скорости.

Данная работа посвящена влиянию на напряжение трения двух типов пузырей – маленьких, почти сферических и длинных Тейлоровских. Использовалась установка с вертикальной рабочей трубой диаметром 14,8 мм и высотой 6 м. Рабочей жидкостью служил стандартный электрохимический раствор с добавкой глицерина, плотностью – $\rho = 1125$ кг/м³ и вязкостью – $v = 3,5 \cdot 10^{-6}$ m²/s. Размеры пузырей и скорости определялись по результатам обработки фото и киносъемки. Для измерения трения на стенке трубы применялся электродиффузионный метод с двойными электрохимическими датчиками трения [1]. В экспериментах основное течение жидкости всегда ламинарное, а течение за Тейлоровскими пузырями всегда турбулентное.

В возмущении трения маленькими пузырями можно выделить три компоненты. Первая компонента – понижение трения, обусловлена движением жидкости вокруг пузыря в направлении противоположном движению пузыря. В режимах с малыми Re для больших пузырей эта компонента становится определяющей и может привести к полностью отрицательным значениям трения в трубе. При этом пузыри всплывают в осевой области течения, а на стенках формируется опускное движение жидкости. Второй компонентой является положительный пик трения, обусловленный ассиметричным всплытием пузыря, когда пузырь мигрирует к стенке трубы. В узком зазоре между стенкой трубы и пузырем жидкость увлекается пузырем со скоростью большей, чем скорость жидкости без пузыря, формируя положительный пик трения. При высоких числах Рейнольдса течения, этот пик распадается на несколько пиков, хаотично распределенных по всему периметру трубы, и неотличимых от пульсаций трения за пузырьком (третьей компонентой возмущения), формируя структуру, сходную с однофазной турбулентной пробкой. Пиковая и пульсационная компоненты растут с числом Re, и становятся основными в возмущении. Именно эти компоненты ответственны за аномально высокое напряжение трения в восходящих пузырьковых течениях. Длина пульсационной зоны за пузырем достигает ~ 80*D*, (Puc.1).

В возмущении наведенном длинным Тейлоровским пузырем пиковая компонента отсутствует из-за симметрии течения. Компонента с понижением трения является основной и приводит к большим отрицательным значениям напряжениям трения. Незначительная асимметрия течения проявляется только в нижней части пузыря, где на его поверхности могут возникнуть капиллярные волны, деформация и колебания дна пузыря, отрыв мелких пузырьков. Для малых чисел Re длина пульсационной зоны меньше длины пузыря, но с ростом Re формируется очень длинная пульсационная зона (Рис. 1). Амплитуда пульсаций трения здесь достигает максимума сразу после прохождения дна пузыря, а затем плавно убывает до полной реламинаризации течения.





Таким образом, длина зоны пульсаций существенно зависит от числа Рейнольдса течения, и для Тейлоровских пузырей может быть исключительно большой, достигая значения в ~ 400*D*.

Список литературы:

 Nakoryakov, V.E., Timkin, L.S., Gorelik, R.S., Experimental study of the Taylor bubbles shear stress in an upward flow in a vertical tube// Thermophys. Aeromech. 2011. vol. 18. Pp. 281 – 292. УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ СУХИХ ПЯТЕН НА ТЕПЛООБМЕН В ЛОКАЛЬНО-НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В КАНАЛЕ

Ткаченко Е.М.^{1,2}, Зайцев Д.В.¹

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Существует три "классических" способа теплоотвода от локализованных источников тепла высокой интенсивности: 1) кипение в микроканалах, 2) спрейное охлаждение и 3) микроструйное охлаждение. Коллективом авторов предложен четвертый способ эффективного охлаждения, в котором теплоотвод осуществляется за счет интенсивного испарения тонкой пленки жидкости, движущейся в плоском микро-, мини-канале под действием потока газа [1].

В недавних работах авторов были достигнуты рекордные значения теплового потока (1200 Bт/см²) и коэффициента теплоотдачи (300000 Вт/м²К) для расслоенного режима течения газа и жидкости при сравнительно небольшом расходе жидкости (6 г/с). Система теплоотвода на таком принципе позволяет использовать микроканалы, что существенно повышает ее эффективность, и что является принципиальным для целого ряда практических приложений (микроэлектроника, лаборатории в чипах). Достижение столь напряженных режимов теплообмена в микроканалах возможно в условиях интенсивного испарения на поверхности нагрева тонкой пленки при периодической потере и восстановлении ее сплошности, то есть при повторном орошении образующихся сухих пятен. Целью данной работы является исследование влияния площади сухих пятен на теплообмен в пленке жидкости, движущейся под действием потока газа в канале при интенсивном локальном нагреве, а также выявление вклада сверхинтенсивного испарения в области контактной линии на границе сухих пятен в интегральный теплообмен.

На рис. 1 показана конструкция рабочего участка. Основная его часть - пластина из нержавеющей стали, в которую впрессован медный стержень. Поверхность стержня имеет форму квадратной головки 1x1 см².



Рис. 1. Рабочий участок: 1 — источник локального нагрева; 2 — пластина из нержавеющей стали; 3 — регулятор высоты канала; 4 — нож; 5 — жидкостное сопло медный стержень; 6 — термостабилизатор; 7 — медный стержень; 8 — текстолитовая подложка (верхняя стенка канала из стекла не показана).

Стержень нагревается с помощью спирали, намотанной вокруг его нижней части. Такая конструкция нагревателя обеспечивает условие постоянства температуры на поверхности стержня, Т = const. Рабочий участок накрыт прозрачной крышкой из оптического стекла, таким образом, формируя плоский канал. Высота канала составляет 0,25-2 мм, ширина составляет 40 мм. Газ (воздух с температурой 24-27°С и относительной влажностью 15-30%) подается в рабочий участок с помощью компрессора. Жидкость (дистиллированная вода с начальной температурой 24°С) подается из термостата, попадает в канал через жидкостное сопло и движется под действием трения газа по пластине из нержавеющей стали в виде пленки. Газ после прохождения рабочего участка выходит в атмосферу, жидкость возвращается в термостат.

Для проведения скоростной визуализации мелкомасштабных сухих пятен, возникающих на нагревателе при интенсивном нагреве, используется скоростная камера FASTCAM SA1.1 (5400 кадров в секунду при разрешении 1024х1024 пикселей и до 675000 кадров в секунду при меньших разрешениях), оснащенная оптической системой высокого пространственного разрешения (до 200 нм на 1 пиксель сенсора камеры)



Рис. 2. Фотография течения пленки воды, увлекаемой потоком газа в канале высотой 1,5 мм с нагревателем $1x1 \text{ см}^2$. $Re_l = 14$, $U_{Sg} = 34 \text{ м/c}$, тепловой поток 240 Bm/см², температура поверхности нагревателя 126 °С. Течение направлено слева направо.

При помощи высокоскоростной съемки установлено, что максимальная интенсивность теплоотвода от нагревателя достигается в режиме, когда сплошность течения пленки нарушается, и нагреватель покрывается мелкомасштабными (размером порядка 100 мкм) сухими пятнами со временем жизни порядка 1/100 – 1/1000 с, при этом количество пятен, которые существуют одновременно на 1 см² поверхности, может достигать нескольких сотен штук (Рис. 2). Установлена корреляция интенсивности теплообмена с общей площадью сухих пятен на нагревателе и общей длиной контактной линии на границе сухих пятен. Исследован механизм возникновения и динамика развития кризиса теплообмена.

Список литературы:

1. Kabov O.A., Lyulin Yu.V., Marchuk I.V. and Zaitsev D.V. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28, pp. 103-112, 2007

УДК 532.22

ДИНАМИКА КОЛЛАПСА КАПЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА

Федорец А.А.^{1,2}, Марчук И.В.², Медведев Д.Н.¹, Кабов О.А.²

¹ Тюменский государственный университет, 625003, Россия, Тюмень, ул. Володарского, 6 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Изучению гидродинамики коалесценции капли со слоем жидкости посвящено множество научных исследований. Сложность и разнообразие протекающих при этом процессов были отмечены в наиболее ранних классических работах [1]. Формирование короны из брызг, генерация капиллярных волн, на поверхности слоя и вихрей в его объеме, инжекция отдельных капель и стримеров – далеко не полный перечень сопутствующих коалесценции эффектов. В частности, именно капиллярные волны ответственны за механизм коллапса диссипативной структуры капельный кластер [2], когда десятки или даже сотни левитирующих микрокапель коалесцируют со слоем за тысячные доли секунд [3].

Ранее [3,4] капиллярные волны, генерируемые при коалесценции микрокапель кластера, изучались с применением скоростной съемки и теневого метода, что позволило измерить длину, амплитуду и скорость распространения таких волн.

В данном исследовании впервые была реализована скоростная макросъемка коллапса кластера в боковой проекции. Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 1, где 1 – локально нагреваемый открытый слой воды, 2 - капельный кластер, 3 - подсветка, 4 – зеркало, 5 – объектив стереомикроскопа МБС-10, 6 – объектив тепловизора Titanium 570М.



Рис. 2. Схема эксперимента.

По-сути, микроскоп выполнял роль объектива скоростной камеры Fotron FASTCAM SA1,1, которая в условиях эксперимента обеспечивала частоту записи до 30000 к/с. Такое сочетание позволило зарегистрировать в деталях трансформацию формы коалесцирющей капли, определить зависимость времени коалесценции от размера капли, а также ранее не описанный эффект подбрасывания капли при интерференции капиллярных волн, рис. 2.



Рис. 2. Эффект подбрасывания капель при коллапсе кластера. Частота записи 20000 к/с, время на кадрах отсчитывается с момента начала коалесиениии капли, запускающей механизм коллапса кластера.

Работа поддержана РНФ (проект 15-19-20049).

- Thomson J.J., Newall H.F. On the Formation of Vortex Rings by 1. Drops Falling into Liquids, and Some Allied Phenomena// Proc. R. Soc. Lond. 1885. V. 39, 417-436.
- Федорец А.А. Капельный кластер// ПЖЭТФ. 2004. Т. 79. № 8. 2. C. 457-459
- Федорец А.А., Марчук И.В., Кабов О.А. О роли капиллярных 3 волн в механизме коалесценции капельного кластера // ПЖЭТФ. 2014. Т. 99, № 5, с. 307-310.
- 4. Федорец А.А., Марчук И.В., Стрижак П.А., Кабов О.А. Капиллярные волны при коалесценции микрокапель со слоем жидкости// Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 4 C.535-538.

УДК 536.655

ИСПАРИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОДЛОЖКИ СПРЕЕМ ИЗ МИКРОННЫХ КАПЕЛЬ

Саверченко В.И., Фисенко С.П., Ходыко Ю.А.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

С развитием мощных вычислительных компьютерных систем для обработки больших баз данных возникает необходимость в создании эффективных систем их охлаждения. Одним из привлекательных методов является спрейное охлаждение, которое позволяет снимать большой тепловой поток при незнательных перепадах температур. В частности, в [1], было показано, что при напылении на подложку капель водно-спиртовых растворов диаметром порядка 100 мкм можно достичь коэффициента теплоотдачи 1,2 кВт/м²·К. Кинетика испарения одиночных капель на подложке исследована в [2, 3].

Настоящая работа посвящена экспериментальному и расчетному исследованию испарительного охлаждения плоской металлической поверхности микронными каплями воды. Характерный тепловой поток *J* снимаемый при испарительном охлаждении можно оценить по формуле

$$J = \lambda_s (T_0 - T_s) / H ,$$

где T_0 – температура подложки, T_s – предельная температура испарительного охлаждения [4], λ_s – теплопроводность подложки, H – толщина подложки. Предельная температура зависит от влажности, давления и температуры воздуха. Температура внешней поверхности капли при испарении очень быстро приближается к T_s . Микронные капли имеют высокую скорость испарения (время испарения ~0,01c) [3] и способны за счет испарительного охлаждения снимать большие тепловые нагрузки J.

На нашем стенде при атмосферном давлении снимали тепловой поток 0,5 MBт/м² при разности температур всего 40°С, что соответствует коэффициенту теплоотдачи ~10 кВт/м²·К. При пониженном давлении 150 торр этим же методом удалось получить втрое больший тепловой поток. На рис.1 показано результаты расчета испарения одиночной капли на подложке, при температуре подложки 285 К, давление воздуха 400 Торр, начальная высота капли 5 мкм.



Рис. 1. Скорость испарения капли

Был исследован пульсирующий режим охлаждения подложки, в котором струя перекрывалась вращающейся заслонкой. Было показано, что использование пульсирующего режима орошения подложки позволяет увеличить максимальный тепловой поток почти в два раза при перепадах температур 15-20 °C. При перепадах температур 40 °C и выше использование пульсирующего режима не приводит к существенному увеличению снимаемого максимального теплового потока. Было установлено, что оптимальная частота пульсаций зависит от перепада температур. Толщина и теплопроводность подложки существенно влияют на величину снимаемого теплового потока.

Экспериментальные и численные расчеты показали, что взаимодействие капель через подложку зависит от материала подложки. Так, было показано, что капли диаметром 50 мкм находящиеся на расстоянии 50 мкм не оказывают влияния на испарение друг друга на подложке из нержавеющей стали. Расчетные исследования показали, что на тепловой поток и на оптимальную частоту пульсаций влияет диаметр основания капель и их высота, а также давление газа.

- Испарительное охлаждение импульсным спреем бинарного раствора этанола и воды / П.Н. Карпов, А.Д. Назаров, А.Ф. Серов, В.И. Терехов; Письма в ЖТФ. 2015. 8 с.
- Evaporation of picoliter droplets jn surfaces with a range of wettabilities and thermal conductivities / E. L. Talbot, A. Berson, P.S. Brown, C.D. Bain. Phys. Rev. E.: Stat Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top. 2012. Vol. 85. P. 604.
- Кинетика испарения бинарной пиколитровой капли на подложке при пониженном давлении / Саверченко В.И., Фисенко С.П., Ходыко Ю.А.; Коллоидный Журнал. 2015. Т. 77. С. 79-84.
- Evaporative cooling of water in a natural draft cooling tower/ S.P. Fisenko, A.I. Petruchik, A.D. Solodukhin. Inter. J Heat & Mass Transfer. 2002. Vol. 45. P. 4683–4694.

УДК 519.63/532.5

ОБРАЗОВАНИЕ И РАЗВИТИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ КАПЛИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Копысов С.П., Тонков Л.Е., Чернова А.А.

Институт механики УрО РАН, 426063, Россия, Ижевск, ул.Т. Барамзиной, 34

При вертикальных колебаниях капли малого объема жидкости, на свободной поверхности этой капли наблюдается возбуждение поверхностных капиллярных волн, динамика которых зависит от вязкости, поверхностного натяжения и плотности жидкости и от параметров внешнего воздействия.

Численному исследованию внутренних течений в малом объеме жидкости (капле), расположенной на вибрирующей с низкими частотами недеформируемой подложке и их влиянию на механизм зарождения и развития поверхностных волн посвящена данная работа.

К методам решения данной задачи динамики жидкости предъявляются требования подробного разрешения развитых свободных поверхностей. В данной работе применялся метод объема жидкости в ячейке - (Volume of Fluid, VOF).

Рассмотрим задачу о пространственной динамике капли вязкой жидкости малого объема 5 мкл, свободно лежащей на вертикально осциллирующей горизонтальной твердой недеформируемой подложке в поле силы тяжести g. Перемещения подложки нормальны к ее плоскости и происходят по гармоническому закону $z_1 = A \sin(2\pi f t)$, где $A = 22 \cdot 10^{-6}$ м, f = 85-650Гц. Экспериментальная установка подробно описана в работе [1].

Применение метода VOF [2] позволяет описывать динамику капли как системы двух несмешивающихся несжимаемых вязких сред. При этом, движение каждой из них описывается системой уравнений Навье-Стокса, уравнением неразрывности и дополнительно введенным уравнением нестационарного переноса объемной концентрации.

Граничные условия определим следующим образом: - на открытой атмосферной границе: $\partial u/\partial n=0, p = p_0$, где n - внешняя нормаль; - на границе жидкость/подложка $\nabla p = 0, u_x = u_z = 0, u_y = u_s$, где u_s - скорость движения подложки.

Решение полученной системы уравнений осуществлялось с помощью решателя interDyMFoam, входящего в состав Open Source пакета OpenFOAM на динамических сетках. Расчетная стека включает 364140 шестигранников и имеет осевое и радиальное сгущения.

Для связывания уравнения неразрывности и уравнений количества движения используется метод PISO [3]. Дискретизация конвективных слагаемых по пространству построена на основе реконструкции потоков на гранях ячеек с использованием TVD схемы с ограничением градиентов [4]. Аппроксимация строится на основе центральных разностей, а в качестве ограничителя используется функция Ван-Лира minmod [5]. Полученная система алгебраических уравнений решается численно методом сопряженных градиентов с неполным диагональным предобусловливателем Холецкого.

Выполнено сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными [1], показавшее качественное и количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных. На основании проведенной верификации сделаны выводы о корректности предложенных численных методов, схем, и алгоритмов.

Выявлено, что взаимодействие разнонаправленных капиллярных течений приводит к образованию в капле парных симметричных вихревых структур, локализованных вдоль оси симметрии капли. Со стороны свободной поверхности описываемый процесс сопровождается зарождением и развитием (продвижением) поверхностной гравитационной волны, местоположение которой определяется взаимодействием парного вихря с осевым течением и последующим разворотом части внутренних течений. При движении подложки вниз наблюдается вырождение вихревых структур, сопровождаемое их смещением на периферийную область капли с дальнейшим расширением капли в радиальном направлении.

Таким образом, можно заключить, что возникновение и развитие поверхностных волн обусловлено локальными топологическими особенностями внутренних течений, их трансформацией и взаимодействием между собой.

> Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 16-38-00127 мол_а, грант 16-41-180276 р_а) и комплексной программы фундаментальных исследований УрО РАН, проект № 15-7-1-11.

- Kim H., Lim H.Ch. Mode Pattern of Internal Flow in a Water Droplet on a Vibrating Hydrophobic Surface // J. Phys. Chem. B. 2015. Vol. 119. P. 6740-6746.
- Hirt C.W., Nichols B. D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries // Journal of computational physics. 1981. Vol. 39. P. 201-225.
- Issa R.I. Solution of implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting // Journal of Computational Physics. 1986. Vol. 62. P. 40-65.
- Toro E.F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction. Third Edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. 721 p.
- Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme III. Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow // J. Comput. Phys., 1977. Vol. 23. No. 3. P. 263-275.
УДК 532.5

ДИНАМИКА ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КОЛОННЫ

Чернышев А.С., Шмидт А.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Исследования течений и структур, возникающих в пузырьковых колоннах, весьма широко представлены в литературе (см., например, обзор в [1]). Интерес к ним поддерживается благодаря тому, что подобные течения представлены как в природе (газовые сипы со дна моря, разработка глубинных газовых месторождений), так и в промышленных приложениях (химические реакторы, отстойники, аэраторы), а также из-за того, что несмотря на значительное количество публикаций, до сих пор многие вопросы о динамике пузырьковых восходящих течений остаются открытыми (например, переходные режимы при разной степени аэрации, явления испарения/конденсации и межфазного переноса газа и многие другие).

В силу сложности и многообразия происходящих процессов экспериментальные исследования рассматриваемых течений затруднены, и широкое применение нашли методы численного моделирования.

Представленная работа направлена на дальнейшее развитие разработанной ранее математической модели, основанной на Эйлерово-эйлеровском подходе к описанию многофазных сред [2, 3]. Модель включает в себя уравнения сохранения массы и импульса для каждой фазы с источниковыми слагаемыми, отвечающими за силовое взаимодействие между фазами, дополнительные уравнения переноса растворенного в жидкости газа, уравнения модели турбулентности, а также возможность описания полидисперсности.

При описании движения пузырьков учитываются сила плавучести пузырей (Архимеда), вязкого трения (Стокса), поперечная сила (Сэффмана), присоединенных масс, сила стенки и сила, отвечающая за дисперсию пузырьков за счет турбулентных пульсаций скорости. Коэффициент в силе трения C_D выбран на основе данных, представленных в работе [4]. При описании силы Сэффмана используется два подхода: с постоянным коэффициентом $C_L = 0,44$ и C_L , основанным на данных из работы [5]. В выражении силы стенки для коэффициента C_{WL} была использована скорректированная полуэмпирическая зависимость из [6].

Для описания турбулентности в несущей среде была выбрана низкорейнольдсовая k- ω -SST модель с добавленными источниковыми слагаемыми, учитывающими генерацию турбулентности за счет взаимного относительного движения пузырей и окружающей жидкости. Генерация возникает за счет возникновения градиентов скорости на границе раздела пузырёк-жидкость.

Полидисперсность учитывается при помощи модели кусочно постоянного распределения пузырей по размерам. При таком подходе дисперсная фаза подразделяется на M отдельных дисперсных сред (классов), пузыри *i*-ого класса имеют радиус R_i , объемную долю α_i , численную концентрацию N_i и скорость V_i . Для каждого класса записывается своя система уравнений сохранения массы и импульса, численной концентрации и диффузии растворенного газа. Количество классов определятся исходя из анализа исходного распределения пузырей и необходимой точности разрешения структуры потока и обычно варьируется в пределах M = 5..10. В качестве исходных выбираются либо экспериментальные распределения, либо хорошо зарекомендовавшие себя лог-нормальное распределение или распределение Розина-Раммлера.

На основе описанной выше математической модели авторами был предложен численный алгоритм и его программная реализация. Алгоритм основан на методе конечных объемов и неструктурированных сетках. Аппроксимация по пространству имеет второй порядок точности и производится при помощи противопоточных схем, удовлетворяющих критерию TVD. Для расчета поля давления используется алгоритм SIMPLE с поправками на многофазность.

В рамках работы была проведена серия численных экспериментов по исследованию динамики трехмерной пузырьковой колонны с различным положением аэратора относительно боковых стен, разным начальным содержанием пузырей и различными распределениями пузырей по размеру на входе. Было получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными, проанализировано распределение пузырей по размерам в сечениях колонны, оценено влияние различных межфазных сил.

- M. Pourtousi, J.N. Sahu and P. Ganesan, Effect of interfacial forces and turbulence models on predicting flow pattern inside the bubble column // Chem. Eng. and Proc., 2014, V. 75. P. 38–47
- А.С. Чернышев, А.А. Шмидт, Использование эйлеровоэйлеровского подхода для моделирования турбулентных течений пузырьковых сред // Письма в ЖТФ, 2013, Т. 39(12), С. 17-24.
- AS Chernyshev and AA Schmidt, Numerical modeling of gravity driven bubble flows with account of polydispersion // J. Phys. Conf. Ser., 2016, V. 754(3), 032005.
- Y.M. Lau, I. Roghair, N.G. Deen, M. van Sint Annaland, J.A.M. Kuipers, Numerical investigation of the drag closure for bubbles in bubble swarms // Chem. Eng. Sci., 2011, V. 66, P. 3309–3316
- A. Tomiyamaa, H. Tamaia, I. Zunb, S. Hosokawaa, Transverse migration of single bubbles in simple shear flows // Chem. Eng. Sci., 2002, V. 57, P. 1849 – 1858
- Th. Frank, P.J. Zwart, E. Krepper, H.-M. Prasser, D. Lucas, Validation of CFD models for mono- and polydisperse air-water twophase flows in pipes // Nucl. Eng. Design., 2008, V. 238, P. 647– 659

УДК 536.248

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ

Чернявский А.Н.¹, Павленко А.Н.¹

¹ 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.

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.

При выполнении численного моделирования была учтена зависимость температуры достижимого перегрева жидкого азота от плотности теплового потока.

Построены зависимости критических плотностей тепловых потоков подавления вскипания и полного локального испарения от входного числа Рейнольдса (рис. 1). Кривые 1, 2 и 3 образуют карту режимов распада пленочного течения и делят пространство исследованных плотностей тепловых потоков и входных чисел Рейнольдса 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 (кривая 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. 1. Критические плотности тепловых потоков: 1,2 — вскипание жидкости, ΔT=26 К, ΔT= ΔT (q) соответственно; 3 — осушение поверхности в режиме испарения; 4 — испарение при стационарном тепловыделении [2].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РНФ, проект № 14-49-00100.

- 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.
- 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.

УДК 621.039

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ ДЛЯ ВОДЫ И ДЛЯ ЖИДКОГО НАТРИЯ С УЧЁТОМ ПРОЦЕССОВ МАССООБМЕНА

Аксенова А.Е.¹, Леонов А.А.^{1,2}, Макаревич А.А.¹, Чуданов В.В.¹

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики ИБРАЭ РАН, 115191, Россия, Москва, ул. Б. Тульская, 52 ² Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ",

115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, 31

В работе описана согласованная вычислительная методика моделирования сложных ударно-волновых процессов в двухфазных средах, позволяющая также моделировать явления массобмена.

Методика реализована в виде трёхмерного параллельного кода, который может быть использован для расчётов на кластерных ЭВМ, например «Ломоносов» (МГУ Москва).

Для моделирования ударно-волновых процессов используется механически неравновесная по давлению модель, реализованная с применением метода Годунова в виде HLLC солвера, с последующей релаксацией давления.

Для моделирования процессов массообмена последовательно применяются: процедура релаксации температур компонентов двухфазной среды при условии сохранения одинаковых давлений и процедура релаксации химических потенциалов компонентов двухфазной среды при условии сохранения одинаковых давлений и температур.

В представленной модели используются уравнения состояния "stiffened" или "Noble-Abel-Stiffened". Параметры уравнений состояния определяются с применением линейной аппроксимации экспериментальных кривых насыщения для энтальпий и удельных объёмов каждого из компонентов двухфазной среды, а также для давления в выбранном диапазоне температур.

С использованием описанной методики была проведена серия одномерных и двумерных расчётов. Представлены результаты расчёта кавитации в воде с учётом процессов массообмена (рис. 1), приведено сравнение с результатами, полученными в работе [1]. Также приведены результаты расчёта для кавитации в жидком натрии, а также расчёты для распада разрыва в натрии. Был выполнен двумерный расчёт, моделирующий экспериментальное исследование теплоотдачи и сопротивления при кипении натрия в вертикальной трубе в условиях вынужденного подъемного течения [2]. Получено качественное совпадение расчёта с экспериментальным распределением давления вдоль нагреваемой части канала [3].





Рис. 1. Кавитация в воде. Профили для расчётов без учёта массообмена (жирная кривая) и с учётом массобмена (тонкая кривая)

- 1. Marica Pelanti & Keh-MingShyue, A mixture-energy-consistent six-equation two-phase numerical model for fluids with interfaces, cavitation and evaporation waves, Journal of Computational Physics, № 259, p. 331–357, 2014.
- Усов Э.В., Моделирование процессов кипения в потоке натрия в двухжидкостном канальном приближении в задачах обоснования безопасности ядерных энергетических установок, Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук, Новосибирск, 2011.
- Зейгарник Ю.А. и Литвинов В.Д., Исследование гидравлического сопротивления при кипении натрия в трубе, ТВТ №5, с.1116-1118, 1977.

УДК 532.525.3

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛА ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ ПАРОВОЙ СТРУЕЙ

Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Шадрин Е.Ю.

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

Струйные потоки широко используются в различных сферах науки и техники. Устройства, в которых используются струйные потоки, достаточно разнообразны: топливные форсунки, системы охлаждения и пожаротушения, медицинские ингаляторы, системы для напыления различных поверхностей и многие другие. Для усовершенствования и развития современных технологий необходима детальная информация о характеристиках потоков, получаемых при распылении различных веществ.

В данной работе экспериментально изучается перспективный способ распыла жидкого углеводородного топлива паровой струей [1]. Отличительной особенностью данного способа является то, что топливо и распыляющая среда (несущая фаза) – водяной пар предварительно не смешаны друг с другом: пар подается из форсунки в виде струи, на которую натекает жидкое топливо, тем самым формируя мелкодисперсный газокапельный поток. На практике это является важным преимуществом, поскольку нет контакта топлива с форсункой, за счет чего не происходит коксование ее поверхностей и последующие сбои в работе горелочного устройства.

С использованием метода теневой фотографии [2] исследован дисперсный состав газокапельного потока при распылении дизельного топлива струей водяного пара.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда для изучения характеристик распыла жидкого топлива: 1 – форсунка; 2 – топливоприемник с «иглой»; 3 – парогенератор; 4 – люминесцентный экран; 5 – рассеивающее стекло; 6 – цифровая камера; 7 – импульсный лазер.

Метод основан на регистрации теневой фотографии объекта, имеющего коэффициент преломления, отличный от окружающей его среды (рис.1). При этом за исследуемым объектом (относительно камеры) располагается диффузный источник света с равномерным пространственным распределением интенсивности (люминесцентный экран с родаминовым покрытием). Плоскость фокусировки объектива камеры находится в непосредственной близости к объекту исследования – для получения наибольшей четкости теневой фотографии. Цифровой анализ теневого изображения позволяет определить положение и границу объекта. Данный метод позволяет измерять частицы с размерами от 10 до 1000 мкм.

В экспериментах использовалась ССD камера Видеоскан 4021 (с разрешением 2048×2048 пикселей, частотой съемки до 1,25 Гц, временем экспозиции 28 мс) и макрообъектив с фокусным расстоянием 180 мм, что обеспечивает размер измерительной области до 10×10 мм с хорошим пространственным разрешением (увеличение 1,5:1).



Рис. 2. Теневая фотография струи, содержащей микрокапли дизельного топлива.

Измерения проведены при различных режимных параметрах (варьировались: температура пара в диапазоне 150-550°С при давлении до 10 атм, расход пара 100-600 г/ч и топлива 300-600 г/ч) на различном расстоянии от форсунки. На рис. 2 представлено характерное изображение струи, содержащей микрокапли дизельного топлива. Установлено, что в условиях эксперимента температура пара не оказывает влияния на распределение капель по размерам. Найдены оптимальные значения расходов пара и топлива, при которых достигается наименьший преимущественный размер капель в потоке (20-30 мкм).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-08-00749.

Список литературы:

- Патент РФ на изобретение № 2450207, Горелочное устройство. Опубликовано 10.05.2012, приоритет от 28.10.2010, патентообладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С.
- Янкова В.Г., Грибанова С.В., Удянская И.Л., Краснюк (мл.) И.И., Ложкин Ю.А., Гобызов О.А. Изучение дисперсного состава капель дозированного назального спрея ксилометазолина гидрохлорида методом теневой фотографии // Фармация. 2015. № 5. С. 29-33.

e-mail: evgen_zavita@mail.ru

УДК 66.046.7

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДОНОВ 141-В И 1234-УF В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В МИКРОКАНАЛАХ

Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В.

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

Исследования процессов тепло- и массопереноса в микросистемах с фазовыми превращениями бурно развиваются в последнее время. Это связано с ростом технологических приложений, которые требуют передачи больших потоков тепла и массы 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 в микроканалах, применение этих методов требует верификации, и задача определения теплоотдачи для различных режимов теплообмена при кипении в микроканалах, как отмечено в [1], остаётся актуальной.

Целью данной работы является экспериментальное исследование локальных характеристик теплообмена при кипении хладонов 141b, 1234уf в сборке прямоугольных микроканалов в условиях вынужденной конвекции.

Микроканалы изготовлены прецизионным фрезерованием на медной микроканальной пластине (МП), содержащей 21 микроканал размером 350х930 мкм. Длина МП 40мм, ширина 20 мм. МП впаяна в корпус из нержавеющей стали. Медный блок с нагревательными картриджами общей мощностью 600 Вт служит для подвода тепла к МП. Предустановленный парогенератор позволяет регулировать парсодержание потока на входе в участок. По длине МП на расстоянии 5, 15, 25 и 35 мм производится измерение температуры стенки и локального теплового потока. В ходе эксперимента также измеряются: массовый расход; мощность парогенератора; температура на входе в парогенератор; температура и давление во входной и выходной камере экспериментального участка. Для предотвращения конденсации в отборниках давления их температура поддерживается на 5-10 градусов выше температуры насыщения потока. Экспериментальный участок теплоизолирован. Калибровка теплопотерь проводится на сухом участке и верифицируется в ходе тестовых однофазных экспериментов. Калибровка датчиков давления и термопар дополнительно поверяется в условиях адиабатного парожидкостного течения. Методика определения теплоотдачи верифицируется измерением теплоотдачи в условиях однофазной конвекции. Данные однофазных экспериментов с учётом начального участка хорошо согласуются с данными из [2].

В работе получены данные по зависимости теплоотдачи от паросодержания для различных фиксированных тепловых потоков и массовых расходов. Для всех исследованных жидкостей построены зависимости теплоотдачи от плотности теплового потока при фиксированном паросодержании соответствующем не расслоенному режиму течения. Проведено сопоставление экспериментальных данных с расчётом теплоотдачи при кипении в большем объёме и по модели теплоотдачи в условиях вынужденной конвекции по модели из работы [3] основанной на учете фактора подавления пузырькового кипения для тонкой пленки жидкости сравнимой с диаметром критического зародыша и учёте влияния испарения тонких плёнок жидкости.

На рис.1 представлена кривая кипения для хладона 141b при массовом расходе 400 кг/м²с при давлении на выходе из участка 2,5 бар. В рассмотренных условиях измеренные значения коэффициентов теплоотдачи превышают расчёт для кипения в большем объёме для тепловых потоков менее 100 кВт/м² и хорошо согласуются с расчётом по модели из [3] во всём диапазоне тепловых потоков. Следует отметить, что в представленном случае развитие площади поверхности теплообмена за счёт микроканалов приводит интенсификации теплопередачи, по сравнению с плоской поверхностью, в 2,5 раза.



Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока для R-141b.Точки – эксперимент, пунктирная линия – кипение в большем объёме, сплошная линия расчёт по модели из[3]

Работа выполнена поддержке: РФФИ № 15-08-07506 А.

- Bertsch S.S, Groll E.A, Garimella S.V. Composite Heat Transfer Correlation for Saturated Flow Boiling in Small Channels // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. pp. 2110–2118.
- Phillips, R.J., Forced-Convection, Liquid-Cooled, Microchannel Heat Sinks, / Technical rept. Massachusetts Inst of Tech, Lexington Lincoln Lab, 1988.
- Kuznetsov, V.V.; Shamirzaev, A. S. Flow Boiling Heat Transfer of Refrigerant R-134a in Copper Microchannel Heat Sink // Heat Transfer Engineering, 2016.V 37, No 13-14 P. 1105-1113.

УДК 621.9

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ФОКУСИРОВКИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Шмакова Н.Д.^{1,2}, Ерманюк Е.В.¹, Флёр Я.Б.², Вуазан Б.²

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15 ² Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels,

38400, France, Grenoble, rue de la Piscine, 1209-1211

Океан и атмосфера, в общем случае, являются жидкостями, стратифицированными по температуре и солености. В мировом океане в результате взаимодействия приливных течений с подводными горными хребтами, генерируются внутренние волны, которые вносят заметный вклад в энергетический баланс океана и глубинное перемешивание вод.

Генерацию приливных внутренних волн можно моделировать колебаниями объекта в стратифицированной жидкости с частотой плавучести N, т.е. перейдя в систему отсчета связанную с приливным течением. В двумерном случае в качестве колеблющегося объекта канонической формы рассматривается цилиндр [1], а в трехмерном случае - сфера [2]. Трехмерный случай интересен тем, что, в отличие от двумерного, внутренние волны могут фокусироваться, что приводит к появлению локальных зон усиления амплитуды. Для детального рассмотрения данного эффекта, в настоящей работе представлено экспериментальное исследование внутренних волн, генерируемых в однородно стратифицированной жидкости горизонтальными колебаниями тора. Визуализация волн реализуется с помощью техники PIV.

Внутренние волны, генерируемые горизонтальными колебаниями тора при малом числе Келегана – Карпентера Ke = A/a, где a – радиус сечения тора и A – амплитуда колебания, представлены на рис. 1 в терминах безразмерной амплитуды скорости

$$U = \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{2a}$$

где *и* и *w*, соответственно, горизонтальная и вертикальная компоненты скорости, полученные из PIV данных. Амплитуда скорости имеет локальные максимумы возле тора и в области фокусировки волн. При увеличении *Ke* безразмерная амплитуда скорости в этих зонах также растет, следовательно, они могут быть рассмотрены в качестве возможных зон опрокидывания внутренних волн. При увеличении *Ke* экспериментально наблюдается также вертикальное среднее течение вблизи тора и в зоне фокусировки волн.

Число Келегана – Карпентера хорошо описывает нелинейные эффекты внутренних волн вблизи тора [3], но для описания поведения волн в зоне фокусировки мы вводим новый безразмерный параметр – фокусное число

Fo =
$$Ke_{\sqrt{\frac{a}{b}\sin\theta}\cos\theta}$$
,

где b – радиус тора, θ – угол наклона волновых пучков к вертикали. Фокусное число учитывает геометрическую фокусировку и зависимость излучаемой

энергии от частоты волн. Для установления критерия обрушения волн в фокусной зоне можно ввести число Ричардсона [4]

$$\operatorname{Ri} = \frac{N^2}{\left(u \, / \, a\right)^2} \, ,$$

используя горизонтальную компоненту скорости, полученную из экспериментальных данных. Зависимость Ri от Fo для нескольких торов с разными радиусами предсказывает обрушение волн в зоне фокусировки при Fo $\approx 0,22$, согласно критерию, сформулированному в [3].



Рис. 1. Вертикальное центральное сечение амплитуды полной скорости внутренних волн U, генерируемых горизонтальными колебаниями тора, представленное в безразмерных координатах X = x / a (ось параллельна колебаниям) и Z = z / a (ось направлена вертикально вверх).

При больших амплитудах колебания тора (Fo > 0,22), процесс обрушения волн в зоне фокусировки вызывает генерацию вторичных волн.

- Mowbray D. E. & Rarity B. S. H. A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified liquid // J. Fluid Mech. 1967. № 28. pp. 1 – 16.
- King B., Zhang H. P. & Swinney H. L. Tidal flow over threedimensional topography generates out-of-forcing-plane harmonics// Geophys. Res. Lett. 2010. № 37. L14606
- Ermanyuk E. V., Shmakova N. D. & Flor J.-B. Internal wave focusing by a horizontally oscillating torus// J. Fluid Mech. 2017. № 813. pp. 695 – 715.
- 4. Miles J. W. On the stability of heterogeneous shear flows// J. Fluid Mech. 1961. № 10. pp. 496 508.

СЕКЦИЯ 5

Теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность, энергосбережение и альтернативные источники энергии



УДК 621.039.586:004.415 ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ СИСТЕМНЫХ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ КОДОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ПРИ ОБОСНОВАНИИ БЕЗОПАСНОСТИ РЕАКТОРА БН-1200

Анфимов А.М.¹, Горбунов В.С.¹, Кузнецов Д.В.¹, Осипов С.Л.¹, Мосунова Н.А.², Усов Э.В.², Чалый Р.В.²

¹ Акционерное общество «Опытное конструкторское бюро машиностроения им. И.И. Африкантова»,

603074, Россия, Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, 15

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук

115191, Россия, Москва, Б. Тульская ул., 52

Расчетные исследования теплогидравлических процессов в контурах РУ БН-1200 в различных переходных и аварийных режимах проводятся с использованием интегральных кодов СОКРАТ-БН и ЕВКЛИД, разработанных в ИБРАЭ РАН в рамках частного проекта «Коды нового поколения» проектного направления «Прорыв».

В состав данных кодов входят теплогидравлические модули SOFAR-TH (СОКРАТ-БН) и HYDRA/ IBRAE/LM (ЕВКЛИД), в которых реализовано численное решение системы уравнений, выражающей законы сохранения массы, энергии и количества движения (термически неравновесная гетерогенная двухфазная модель с равным давлением фаз), замыкающейся термодинамическими соотношениями состояния теплоносителя и соотношениями, описывающими взаимодействия фаз со стенками каналов. Данные модули учитывают характерные для реакторных установок БН процессы:

- теплообмен в основном оборудовании РУ (активная зона, промежуточные теплообменники, парогенераторы, воздушные теплообменники);
- вынужденная и свободная конвекция теплоносителя в контурах РУ;
- кипение и конденсация натрия в реакторе при тяжелых авариях;
- изменение уровней теплоносителя в реакторе и его перелив из реактора в сосудкомпенсатор;
- изменения параметров парогазовой среды первого контура;

• тепловые потери с реактора, трубопроводов и оборудования второго контура.

В модуль HYDRA/IBRAE/LM включен ряд дополнительных моделей, позволяющих повысить точность моделирования и расширить область применения:

- внедрена база данных по расчету гидравлических потерь давления на местных сопротивлениях;
- реализована более детализированная карта режимов течения двухфазного потока теплоносителя;
- включены модели конвективного и лучистого теплообмена в шахте реактора и модели процессов при межконтуроной течи парогенераторов.

Для данных теплогидравлических модулей была разработана детализированная расчетная модель всех теплопередающих контуров и системы аварийного отвода тепла реакторной установки БН-1200.

С использованием кодов СОКРАТ-БН и ЕВКЛИД выполнены расчетные исследования теплогидравлических процессов в контурах РУ БН-1200 при нарушениях нормальной эксплуатации и авариях с потерей электроснабжения, вводом положительной реактивности и блокировкой проходного сечения ТВС.

В результате применения кодов нового поколения СОКРАТ-БН и ЕВКЛИД обоснованы эффективность новых технических решений и высокий уровень безопасности РУ БН-1200. УДК 621.039.586

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ПРИ ТЯЖЁЛЫХ АВАРИЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РК СОКРАТ/В1

Гаспаров Д.Л., Пантюшин С.И., Аулова О.В., Литышев А.В., Букин Н.В., Быков М.А.

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», 142103, Россия, Московская обл., Подольск, ул. Орджоникидзе, 21

3a последние лва лесятилетия в ОКБ «ГИДРОПРЕСС» накоплен большой опыт выполнения анализов ЗПА, включая тяжёлые аварии на РУ ВВЭР с использованием тяжелоаварийных кодов. В Библиотеке Программ Предприятия имеется несколько известных зарубежных кодов: MARCH, базе MELCOR 1.8.4), MELSIM (на RELAP/ SCDAPSIM. Также в библиотеку включены российские коды BISTRO и СОКРАТ/В1. В настоящее время вышеназванные коды являются инструментом научных исследований и выполнения проектных работ в обоснование безопасности РУ ВВЭР. Если в 90-е годы большинство работ выполнялось с использованием зарубежных кодов, то в последнее десятилетие приоритет при выполнении этих работ принадлежит российским кодам.

Наибольший интерес для ОКБ «ГИДРОПРЕСС», как организации Главного конструктора РУ, представляет анализ внутрикорпусной стадии аварии с оценкой времени наступления характерных событий,

поведения основных параметров РУ, выхода за пределы корпуса массы и энергии теплоносителя и материалов активной зоны (после разрушения корпуса реактора). В настоящее время для выполнения задач расчётного моделирования ЗПА с тяжёлым повреждением активной зоны активно используется аттестованный в Ростехнадзоре расчетный код СОКРАТ/В1, введённый в промышленную эксплуатацию в ОКБ «ГИДРОПРЕСС».

Для обоснования безопасной эксплуатации блоков с реакторными установками ВВЭР-1000 (В-320) проводится расчётный анализ широкого спектра аварийных режимов. В связи с аварией на АЭС «Фукусима» Дайичи особое внимание уделяется обоснованию безопасности АЭС с РУ ВВЭР-1000 при запроектных авариях, включая тяжёлые аварии.

В докладе представлены результаты расчёта с использованием РК СОКРАТ/В1 поведения активной зоны при тяжёлых авариях. УДК 621.438

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК КАWASAKI НА О. РУССКОМ.

Бибиков Д.Р., Штым К.А.

Дальневосточный федеральный университет 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8

В данной статье рассмотрена система тепло и электроснабжения на базе распределенной когенерации, созданная в рамках проведения саммита АТЭС и развития южного региона Дальнего Востока. Дан краткий обзор опыта эксплуатации газотурбинных установок Мини ТЭЦ о. Русский.

Отпуск тепловой энергии за 2015 год составил 142,228 тыс Гкал, что на 18,8 % больше показателей 2014 года. Удельный расход условного топлива на отпуск электроэнергии составил 272,4 г/кВт*ч, на отпуск тепла – 195,8 кг/Гкал. Несмотря на недозагрузку станций по электрической и тепловой энергии (объёмы потребления присоединенных потребителей меньше расчётных нагрузок), показатели расхода условного топлива свидетельствуют об эффективности генерирующего оборудования мини-ТЭЦ.

Принцип работы газотурбинной установки Kawasaki GPB70D. Воздух с улицы, подается в блок фильтров. Воздух, пройдя глубокую очистку, попадает к лопастям входного направляющего аппарата, предварительно пройдя шумоглушитель. Компрессор имеет 11 ступеней, первые три лопатки компрессора могут поворачиваться посредством рычажного механизма и электропривода, при запуске ГТУ эти лопатки обеспечивают минимальный угол, что бы снизить стартовую мощность и избежать качания компрессора. У выходного сечения компрессора возле камеры сгорания установлен воздушный отвод, который открыт при запуске для снижения давления в компрессоре. Коэффициент давления в компрессоре 1:16 при расходе воздуха 26,7 кг/с, мощность, затрачиваемая на сжатие воздуха 10МВт. Часть сжатого воздуха, на выходе пройдя через ротор, используется для охлаждения 1 й ступени турбины. Отбор воздуха после 5й ступени компрессора, отводится к корпусам подшипников для уплотнения смазочного масла, в момент пуска и разгона турбины уплотняющий воздух 0,3 МПа берется от компрессорных станций расположенных в машинном зале.



Рис. 1. Камеры сгорания ГТУ Каwasaki GPB70D

Сжатый воздух проходит через кольцевой канал между корпусом и шестью двухтопливными камерами сгорания, многоступенчато поступая в них. Камеры сгорания имеют кольцевое расположение по корпусу, воспламенители имеют расположение в 3, 4 й камере, поэтому передача пламени в другие камеры сгорания происходит через соединительные трубы, а наличие устойчивого горения фиксируют детекторы пламени в 5й и 6й камере.

Давление природного газа для работы установки, должно поддерживаться на уровне 2,1МПа (±0,1 МПа), поэтому для повышения давления магистрального газа (1,2 МПа) используется поршневой газодожимной компрессор VWFD-5,1/8-23 производителя Bengbu Hongshen compressor LTB (Китай). Максимальный расход природного газа на одну ГТУ 3000 Hм³/ч.

Сами камеры сгорания имеют 4 инжектора для газового топлива; управляющий (Р), первичный (М1), вторичный (М2), вспомогательный (S), а так же 2 инжектора для жидкого топлива; первичной жидкости (Рг), главной жидкости (М), при этом управляющий, первичный, первичной жидкости и главной жидкости инжекторы составляют один топливный патрубок. Схема камеры сгорания ГТУ Kawasaki в разрезе приведена на рис.2.



Рис. 2. Камера сгорания ГТУ Kawasaki в разрезе.

С 01.04.2015 ГТУ о. Русский, работают в режиме когенерации, и при максимальных тепловых нагрузках, использует пиковые водогрейные котлы. Анализ мини-ТЭЦ проводился с 02.04.2015 года по 01.06.2016 года. За рассматриваемый период времени состав оборудования менялся согласно электрической нагрузки, которую регламентирует федеральная антимонопольная служба. За это время выработку тепловой и электрической энергии осуществляли, ГТУ – 1,2,3,4,5 и ПВК – 1,3. ПВК – 2,4,5,6 находились в консервации из-за ненадобности выработки тепловой энергии. УДК 621.1.016:621.18

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ, ТЕПЛООБМЕНА И ГОРЕНИЯ В ТОПОЧНЫХ КАМЕРАХ С НЕТРАДИЦИОННЫМИ СХЕМАМИ ОРГАНИЗАЦИИ ТОПОЧНОГО ПРОЦЕССА

Дектерев А.А.^{1,2}, Чернецкая Н.С.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, 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

При факельном сжигании угольной пыли в энергетических котлах традиционно используются несколько аэродинамических схем. Это схемы с фронтальным и встречным расположением прямоточных или вихревых горелочных устройств. Использование прямоточных горелок при таких аэродинамических схема обычно приводят к интенсивному набросу пылеугольного факела на топочные экраны. Для мощных котлов с твердым шлакоудалением применяются тангенциальные схемы сжигания с прямоточными горелочными устройствами, одним вертикальным вихрем и угловым или настенным расположением горелок. Для вытянутых топочных камер иногда используются двух-вихревые аэродинамические схемы, когда вертикальные вихри могут формироваться в отдельных предтопках, (реализуется обычно для котлов с жидким шлакоудалением), разделяться двусветным экраном, или взаимодействовать между собой в общем топочном пространстве (твердошлачные котлы). Известны топки с организацией горизонтальных вихрей. Это конструкция, разработанная Н.В. Головановым в НПО ЦКТИ для топок с жидким шлакоудалением, топки работающие по НТВ технологии для котлов с твердым шлаком. Математические модели для описанного типа топочных конструкций достаточно развиты и широко используются разными организациями.

Работа посвящена вопросам моделирования топочных камер с нетрадиционными схемами организации топочного процесса. Авторами построены математические модели и проведены расчетные исследования процессов в топочных камерах с перспективными схемами сжигания угольного топлива. Для расчетов использовался универсальны программный комплекс SigmaFlow [1] развиваемый в ИТ СО РАН в котором реализованы модели горения газа, движения и выгорания пылеугольных частиц и капель водоугольного топлива, сложного теплообмена (теплопроводность, конвекция, излучение), турбулентной аэродинамики топочных газов. Пакет SigmaFlow и его специализированная версия SigmaFlame широкого используются для моделирования процессов в пылеугольных топках [2,3].

При разработке котла на сверхкритические параметры пара в ВТИ использовали топку инвертного типа для U-образного котла. Такая схема топки стала интересна в последние годы в связи с возможностью снижения затрат на систему паропроводов для котлов СКП. В этой топке газы не поднимаются вверх, как при традиционных схемах сжигания, а двигаются вниз. На математической модели этой топки изучены режимы взаимодействия горелочных факелов и низходящего потока продуктов сгорания. В результате расчетных исследований были выработаны практические рекомендации по настройке горелочных устройств и сопел третичного дутья.

В СибВТИ для котлов с твердым шлакоудалением и вытянутыми топочными камерами был предложен вариант реконструкции с использованием четырехвихревой аэродинамической схемы [4]. Два энергоблока – на Гусиноозерской ГРЭС и Красноярской ТЭЦ-1 реконструированные по этой схеме уже длительное время находятся в эксплуатации и стабильно несут нагрузку. На математической модели проанализированы варианты работы четырех-вихревой топочной камеры в широком диапазоне изменения режимных параметров. Показана устойчивость аэродинамической структуры факела и равномерность теплового поля в топке при работе на пониженных нагрузках с отключенным блоком горелок

Для сжигания ВУТ в малых энергетических котлах в ИТ СО РАН предложена и реализована схема сжигания топлива [5,6] в горизонтальном вихре, движущемся вокруг массивного цилиндрического тела, которое служит для стабилизации горения водоугольного факела. На математической модели этой топки исследованы варианты установки горелочного устройства и режимы его работы, выработаны рекомендации по режимам эксплуатации, которые внедрены на действующем котельном агрегате.

- Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Минаков А.В. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач. Современная наука: Исследования, Идеи, Результаты, Технологии. 2010 г., №2(4), с.117-1220
- Чернецкий М.Ю., Дектерев А.А. опыт использования пакета программ SigmaFlame для оптимизации работы пылеугольных энергетических котлов. Материалы IX Всероссийской конференции с международным участием Горение топлива: Теория, Эксперимент, Приложения. 16 –18 ноября 2015 г., Новосибирск, 9 с.
- Тэпфер Е.С., Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Харламов Е.Б., Чернецкий М.Ю. Специализированное программное обеспечение для моделирования топочных камер. Современная наука: Исследования, Идеи, Результаты, Технологии. 2011 г., №3(8), с.9-12
- Срывков С.В., Процайло М.Я., Пронини М.С., Дектерев А.А., Ковалевский А.М. Призматическая экранированная топка. Патент N 2032853, 10.04.95 г.
- Мальцев Л.И., Кравченко И.В., Кравченко А.И., Самборский В.Е. Прикладные аспекты технологии приготовления и сжигания водоугольного топлива. Современная наука: Исследования, Идеи, Результаты, Технологии 2011 г., №1(6), с.25-30
- С.В. Алексеенко, Л.И. Мальцев, И.В. Кравченко, В.Е. Самборский Топочное устройство для сжигания водоугольного топлива. Новости теплоснабжения. – 2010, № 7 (119). с. 22-24

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТУРБУЛЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ ПОТОКОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КОРПУСЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ПРИ ПОМОЩИ МЕТОДА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОНДУКТОМЕТРИИ

Дмитриев С.М.¹, Легчанов М.А.¹, Хробостов А.Е.¹, Большухин М.А.², Будников А.В.², Патрушев Д.Н.², Баринов А.А.², Главный В.Г.³

¹ НГТУ им. Р.Е. Алексеева, г. Н.Новгород ² АО «ОКБМ Африкантов», г. Н.Новгород ³ Институт теплофизики им.С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск

Процессы смешения потоков внутри корпуса ядерного реактора носят сложный пространственный характер. Удовлетворительное для практики качество моделирования подобных процессов может достигаться за счет применения CFD-программ. Верификация и аттестация таких программ может проводиться только на основе представительной верификационной базы данных, которая должна подтверждать возможности масштабирования результатов CFD-расчетов на натурные параметры установки.

Для создания различных режимов течения в крупномасштабных моделях реакторов в НГТУ им. Р.Е. Алексеева создан экспериментальный стенд для исследования неизотермических потоков в камере смешения водо-водяного реактора. Стенд выполнен по схеме, позволяющей организовать замкнутые и разомкнутые режимы пролива экспериментальных моделей различных размеров. Имеется возможность создать режимы течения с различной турбулизацией потока при разных температурах, расходах и концентрации примесей в потоке теплоносителя. Моделирование может осуществляться при следующих параметрах потоков теплоносителя: давление до 2 МПа, температура – до 180 °С, расходы – до 200 м³/час, суммарная мощность потребителей стенда – 1 МВт эл., внешний диаметр экспериментальной модели до 1,5 м.

Технологическое и измерительное оснащение стенда позволяет получать качественные данные, пригодные для включения в верификационную базу для CFD-программ. В качестве исследовательской измерительной системы применялась система пространственных кондуктометрических датчиков сетчатой и стержневой конструкции, установленных в опускной кольцевой камере смешения, а также на входе и выходе каналов-имитаторов активной зоны модели. Анализ результатов смешения потоков с различной концентрацией примеси позволил обнаружить и количественно оценить явление закрутки потока при движении в кольцевой камере модели, рассчитать значения неравномерности полей концентрации по входу и выходу активной зоны, провести статистический и спектральный анализ реализаций измерительного сигнала. Полученные данные позволяют оценить характеристики вихревых структур потока в нижней напорной камере модели реактора.

Перспектива дальнейших исследований открывает возможности изучения влияния различных параметров потока (вязкости, плотности, гидравлического диаметра) и особенностей конструкции на картину смешения внутриреакторных потоков теплоносителя. Целью данной работы является апробации подходов к масштабированию сеточных моделей CFD программ при переходе от расчетов экспериментальных стендов к натурным режимным и геометрическим параметрам ядерной установки. Постановка экспериментов и возможности стенда позволяют провести дополнительный анализ причин закрутки потока теплоносителя в кольцевой камере реактора, а также исследовать смешение неизотермических потоков в vсловиях действия сил плавучести, переменного поля массовых сил и действии других физических факторов и явлений.

УДК 536.7

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ-ОБРАБОТКИ УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Саломатов Вл.В.¹, Карелин В.А.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

Уголь является одним из самых используемых видов топлива в силу масштабности разведанных запасов в мире и стоимости. Однако, его применение связано с рядом негативных факторов: газообразные токсичные и экологически опасные выбросы при сжигании. многомиллионные золошлакоотвалы. энергетические потери из-за высокой влажности и другие проблемы. В связи с этим, для улучшения качественных показателей угольного топлива проводятся, в частности, различные виды его предварительной обработки. Как показал анализ результатов исследовательских групп по СВЧ-обработке угля, этот вид воздействия имеет множество преимуществ перед традиционными видами. Прежде всего, это объемный и достаточно эффективный метод сушки, что снижает технологическое время процесса обработки угля в 4-5 раз. Также помимо этого, происходит снижение содержания серы, хлора, ртути, азота и др., что при сжигании позволяет уменьшить экологический ущерб окружающей среде. К тому же, за счет снижения зольности повышается энерговыделение при сжигании угольного топлива.

В настоящее время СВЧ-сушильные камеры уже применяются несколькими фирмами, в частности Microcoal Tech Inc. Однако, по нашему мнению, эти установки не получили широкого распространения в связи с недостаточным представлением о самом процессе сушки диэлектрического материала – создатели относятся к топливу, как к пассивному материалу, тогда как он в условиях СВЧ-воздействия приобретает свойства активного материала.

Данная работа направлена на изучение влияния микроволновой энергии на нагрев, сушку и другие сопутствующие процессы, происходящие в угольном массиве. Были получены аналитические решения температурных распределений при различных условиях постановок [1, 2]. Задачи ставились при разных условиях сброса тепла на границе, соответствующие определенным условиям эксперимента. Источник тепла моделировался по закону Бугера, электро- и теплофизические свойства приняты постоянными. Одной из последних задач был расчет температурного распределения полученного при СВЧ-нагреве угольного слоя, при учете сброса тепла за счет конвекции и теплоизлучения. При этом в силу нелинейности задачи – были сделаны асимптотические приближения, позволившие получить аналитические решения. Было проведено сравнение с другими решениями.

Данные решения служат первым шагом при построении математических моделей, позволяющих рассчитать максимальные температуры внутри слоя угля, уменьшение влаги в зависимости от интенсивности СВЧ-воздействия и свойств угля и другие режимные и конструктивные параметры. В дальнейшем будет создан программный комплекс для расчетов плотности электромагнитного излучения, температуры и влагосодержания на основе совместного решения уравнений электродинамики Максвелла и тепловлагопереноса Лыкова. На основе данных моделей могут быть проведены вычислительные эксперименты по поиску основных характеристик СВЧ-нагрева и сушки: качество, энергозатраты, параметры СВЧ излучения.

- Mathematical models of microwave heating of a coal mass with release of absorbed energy by the heat radiation law / Vl. V. Salomatov, V. A. Karelin, Vas. V. Salomatov; Journal of Engineering Thermophysics, October 2016, Volume 25, Issue 4, pp 485–494
- Воздействие СВЧ-излучения на угольный слой в условиях несимметричного теплоотвода / Вл.В. Саломатов, В.А. Карелин, С.Э. Пащенко, Вас.В. Саломатов; Ползуновский вестник. – 2016. – №2. – С. 213-216.

УДК 519.6, 621.1.016, 621.18

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ И ПРОЦЕССОВ ФАКЕЛЬНОГО СЖИГАНИЯ БУРОГО УГЛЯ В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ РАСХОДА ВОЗДУХА

Красинский Д.В.

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

Одним из направлений повышения эффективности и экологической безопасности сжигания угольного топлива в котельных агрегатах ТЭС, в том числе при использовании низкосортных и бурых углей, является технология высокотемпературного режима сжигания распыленного угля в вихревом потоке компактной камеры горения [1, 2]. Применение вихревой технологии сжигания позволяет решать задачи уменьшения размера и повышения теплонапряженности топочного устройства, улучшения экономических и экологических показателей [1, 3]. Топочное устройство, ранее разработанное в НПО ЦКТИ на основе этой технологии и состоящее из: - футерованной вихревой камеры горения с тангенциальным подводом струи аэросмеси, создающей вихревой факел с горизонтально расположенной осью вращения, - диффузорной части, - и камеры охлаждения, насыщенной двухсветными экранами и ширмами, известно как вихревая топка [1-5].

В настоящей работе представлены некоторые результаты вариантного численного 3D моделирования течения и всей совокупности процессов переноса при вихревом факельном сжигании бурого угля в вихревой топке. Применяемая физико-математическая модель пространственного турбулентного течения, процессов тепломассопереноса и горения твердого распыленного топлива в топочных устройствах ТЭС основана на смешанном эйлер-лагранжевом описании двухфазной среды, и позволяет описать все основные взаимосвязи процессов переноса за счет турбулентной аэродинамики, межфазного взаимодействия, химического гетерогенного и газофазного реагирования, лучистого теплообмена. Описание этой модели, численного алгоритма и граничных условий приведено в [3-5]. Расчеты выполнены с использованием CFD-пакета FLUENT.

В проведенных расчетах расход подсушенного бурого угля [3] был принят равным 3 кг/с (на моделируемый объем полусекции вихревой топки, соответствующая мощность тепловыделения в топочном объеме составляет ~68,6 МВт), а фракционный состав распыленного топлива задавался по формуле Розина-Раммлера через параметр тонины помола угля R₉₀ (массовая доля остатка на сите 90 мкм): R₉₀=12%. Были выполнены два варианта расчетов, отличающихся заданным значением коэффициента избытка воздуха α в топке, равным 1,15 и 1,25. При этом полагалось, что горелка разделена (по высоте) на два прямоугольных канала: канал подачи аэросмеси, и расположенный над ним канал подачи вторичного сухого воздуха. Общий расход воздуха распределялся между этими каналами так, что в обоих вариантах расчетов локальный коэффициент избытка воздуха в канале аэросмеси составлял 0,46, т.е. задавался пониженным с целью формирования режима стадийного сжигания топлива в вихревой камере горения.

В результате численного исследования получена детальная предсказательная информация о трехмерной аэротермохимической структуре турбулентного полидисперсного реагирующего течения в вихревой топке, включая распределения скорости, температуры и концентраций в топочном объеме, а также ее интегральные теплотехнические и экологические показатели. Сравнительный анализ результатов моделирования показал, что осредненная по выходному сечению топки (перед выпускным газоходом) температура составила 1045°C в варианте α=1,15 и 988°C для α=1,25 – т.е. увеличение избытка воздуха приводит к снижению температуры на выходе из топки на 57°С. Также для варианта α=1,25 получено некоторое снижение выбросов оксидов азота NO₂ на выходе из топки, уровень их эмиссии составил 372 мг/нм³ против значения 391 мг/нм³ при α=1,15, причем эти полученные значения укладываются в нормативные требования. Анализ полученных значений коэффициента тепловой эффективности экранных поверхностей камеры охлаждения подтвердил улучшенную энергоэффективность исследуемой вихревой топки.

Полученные результаты вариантного численного 3D моделирования топочных процессов подтверждают перспективность использования технологии высокотемпературного вихревого сжигания угольного топлива, и создают научную основу для дальнейшей оптимизации конструктивных и режимных параметров вихревой топки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00093).

- Саломатов В.В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. 853 с.
- Котлер В.Р. Специальные топки энергетических котлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 104 с.
- Красинский Д.В., Саломатов В.В., Энхжаргал Х. Предпроектное обоснование параметров КЭС мощностью 4800 МВт на угле Шивэ-Овооского месторождения Монголии // Ползуновский вестник. – 2012. – № 3/1. – С. 22–30.
- Красинский Д.В., Саломатов В.В., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю., Аникин Ю.А. Моделирование топочных процессов при сжигании распыленного угля в вихревой топке усовершенствованной конструкции. Часть 2. Горение бурого угля КАБ в вихревой топке // Теплоэнергетика. – 2015. – № 3. – С. 54-61.
- Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Glavniy V.G., Krasinsky D.V., Rakhmanov V.V., Salomatov V.V., Shadrin E.Yu. Study of 3D flow structure and heat transfer in a vortex furnace // Heat Transfer Research. – 2016. – Vol. 47, No.7. – P. 653-667.

УДК 536.33:536.244

СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПОМЕШЕНИИ. ОБОГРЕВАЕМОМ ГАЗОВЫМ ИНФРАКРАСНЫМ ИЗЛУЧАТЕЛЕМ

Кузнецов Г.В.¹, Куриленко Н.И.², Максимов В.И.¹, Нагорнова Т.А.¹

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30 ² Тюменский государственный архитектурно-строительный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Системы лучистого обогрева зданий и сооружений начинают применяться все чаще как в промышленном, так и в жилом секторе. Тем не менее необходима оценка их энергоэффективности, т.к. очень часто проводятся приближенные расчеты по тепловым характеристикам таких систем. Но проработка вопросов энергосбережения в теплоснабжении невозможна без анализа тепловых режимов объектов с учетом условий теплоотвода по всем границам области нагрева. Целью работы является экспериментальное исследование и математическое моделирование температурных полей в замкнутой крупногабаритной воздушной полости, в рамках модели сопряженного теплопереноса при турбулентном течении воздуха.

Экспериментальное исследование теплового режима проводилось на натурном объекте с системой лучистого обогрева (газовый инфракрасный излучатель – ГИИ-ТМ 20). Эксперименты выполнены в крупногабаритном помещении с максимальным приближением к реальным условиям эксплуатации промышленного объекта. При численном решении задачи теплопереноса в помещении с работающим ГИИ, приняты в качестве исходных данных условия проведения эксперимента. Исследование посвящено определению основных интегральных характеристик (средней температуры воздуха, температуры поверхности напольного перекрытия и коэффициентов теплоотдачи с поверхности ограждающих конструкций). Рассмотрена прямоугольная область размерами 8×8 м, ограниченная теплопроводными стенками (рис. 1).



Рис. 1. Область решения задачи: L, H – длина и высота области соответственно, 1 – ГИИ, 2 – термопары.

На нижней границе раздела сред задавалась величина теплового потока q (поступающего от излучателя), которая варьировалась в зависимости от координаты х, на основании полученных экспериментальных данных. На внешних границах ограждающих стенок задавались граничные условия теплообмена с окружающей средой посредством конвекции и излучения (нелинейные граничные условия). Для описания процесса сопряженного теплопереноса в области решения задачи (рис. 1) в качестве базовой использовалась математическая модель [1]. Система дифференциальных уравнений включала уравнения НавьеСтокса для газа, записанные в преобразованных переменных (функция тока - вихрь скорости), и уравнения энергии для каждого из элементов области решения задачи с соответствующими начальными и граничными условиями. Для учета турбулентной составляющей применялась стандартная k-є модель [2].

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования поставленной задачи для момента времени, соответствующего эксперименту (1 час физического времени). Значения температур поверхности нижнего бетонного перекрытия (рис. 2) зафиксированы в сечении $Y = H_1$ от оси симметрии ГИИ к правой боковой ограждающей конструкции (в размерных переменных от 4 до 7 м). Хорошо видно, что результаты математического моделирования попадают в доверительный интервал экспериментов.



Рис. 2. Распределение температур поверхности пола от центра излучателя к боковым ограждениям.

Можно сделать вывод, что экспериментальные и численные исследования процесса обогрева производственного помещения газовым инфракрасным излучателем показали несущественно отличающиеся значения температур нижнего бетонного основания. В следствии чего разработанная математическая модель конвективно-кондуктивного теплопереноса в рассматриваемой замкнутой системе может быть применима для более точного вычисления температур воздуха и соответствующего уточнения параметров микроклимата производственных помещений с системами отопления на базе газовых инфракрасных излучателей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ (проект НШ – 7538.2016.8).

- Maksimov V.I., Nagornova T.A., Kurilenko N.I. Document Veri-1. fication of Conjugate Heat Transfer Models in a Closed Volume with Radiative Heat Source // MATEC Web of Conferences. 2016. V. 72. Article number 01061.
- 2. Analysis of Turbulent Flows with Computer Programs / Tuncer Cebeci. - 3th ed. - Butterworth-Heinemann is an imprint of Elsevier, The Boulevard, Langford Lane, Kidlington, Oxford OX5 1GB, UK. 2013.

УДК 620.91

МЕТОДЫ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УГОЛЬНЫХ ТОПЛИВ

Мальцев Л.И.¹, Бурдуков А.П.¹, Белогурова Т.П.²

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН 184209 Мурманская обл., г. Апатиты, Академгородок мкр., 26

В настоящее время в мире в большой угольной энергетике наиболее распространенным является способ сжигания углей в виде пылеугольного топлива (ПУТ). В последние годы в этой области получает развитие технология приготовления и сжигания углей микропомола. В малой энергетике многие годы исследуется и обсуждается способ сжигания угля в виде водоугольного суспензии (ВУС). Тонкие порошки угля производятся и используются при пылеугольной газификации. Поэтому технологии, связанные с высокодисперсным измельчением углей, привлекают к себе повышенное внимание. В докладе рассмотрены вопросы высокоэнергетического воздействия на уголь в процессе приготовления ПУТ и ВУС путем помола на шаровой барабанной мельнице и последующего доизмельчения с помощью дезинтегратора или путем кавитационной обработки водоугольной суспензии. Исследования выполнялись на образцах антрацита (А) и угля (У) Беловского разреза (Кузбасс). Показано, что и дезинтеграция (Д), и кавитационная обработка (К) являются эффективными средствами управления характеристиками топлив. Оба метода позволяют повысить дисперсность угля. При этом содержание частиц малых размеров при доизмельчении кавитацией существенно превосходит аналогичный показатель при использовании дезинтегратора. Удельная поверхность углей в результате применения как кавитации, так и дезинтеграции, увеличивается, причем в случае кавитационной обработки более существенно. После кавитационной обработки большинство частиц угля приобретают форму скола, для которой характерно термодинамически неравновесное состояние. Под внешним воздействием, в частности, температуры, морфологические особенности таких частиц порошкообразного материала изменяются быстрее, и горение обработанных углей

происходит более эффективно. Дано физическое объяснение полученных результатов.



Рис. 1. Гранулометрический состав ВУС, приготовленной путем мокрого помола антрацита на ШБМ (1); ВУС с кавитационной обработкой (2); порошок, приготовленный на дезинтеграторе (3).



Рис. 2. Микроструктура частиц проб угля (SEMLEO-420): а – А, б – АД, в – АК, г – У, д – УД, е – УК

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии № 14.607.21.0150 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI60716X0150)

УДК 536.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ МОМЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ВРАЩЕНИЮ В МУЛЬТИЦИЛИНДРОВОЙ КРУГОВОЙ СИСТЕМЕ КУЭТТА С НЕЗАВИСИМО ВРАЩАЮЩИМИСЯ ЦИЛИНДРАМИ

Серов А.Ф.^{1,2}, Назаров А.Д.^{1,3}, Мамонов В.Н.¹, 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
³ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В настоящей работе, являющейся продолжением [1, 2], предпринята попытка исследовать особенности течения вязкой жидкости в мультикольцевой системе Куэтта с вращающимися навстречу друг другу коаксиальными цилиндрами, анализируя энергетические спектры момента сопротивления вращению этих цилиндров. Установка [2] позволяет исследовать влияние параметров рабочей жидкости и угловой скорости вращения «роторов» на величину сопротивления их встречному вращению, зависящему от структуры течения рабочей жидкости в зазорах мультицилиндровой системы «роторов». Модуль измерения момента сопротивления (МИМС) состоит из двух однотипных цилиндрических роторов, вложенных в кольцевые зазоры друг друга, и образующих коаксиальную мультицилиндровую систему.

Одновременно с измерением момента определялась выделяемая за известный промежуток времени (10 минут) в мультицилиндровой системе тепловая энергия. Количество тепловой энергии вычислялось по изменению температуры теплоизолированной мультицилиндровой системы, с учетом массы, теплоемкости рабочей жидкости и составляющих частей системы.



Рис. 1. Зависимость тепловой мощности от угловой скорости: а – мощность, выделяемая при оппозитном вращении "роторов" и при вращении только верхнего "ротора", при трех значениях вязкости рабочей жидкости; б – отношение мощности, выделяемой при оппозитном вращении "роторов" к мощности, выделяемой при одиночном вращении верхнего "ротора"

На рис. 1 приведены результаты трёх серий экспериментов по измерению наведенного момента сопротивления и выделяемой мультицилиндровой системой «роторов» тепловой мощности.

Для исследования влияния структуры течения в зазорах мультицилиндровой системы на энергетические спектры мощности момента сопротивления такие спектры были измерены, и был проведен их анализ (рис.2).



Рис. 2. Усредненные энергетические спектры при оппозитном режиме вращения «роторов» для двух угловых скоростей вращения: А- (R0=-210, Ri =210); B-(R0= -435, Ri = 435).

Из анализа этих спектров можно сделать выводы:

- спектр в низкочастотной области 1 (0 - 42 Гц) с увеличением угловой скорости изменяется по ширине незначительно и вносит в момент сопротивления основной вклад;

- в спектре в области 2 (47 Гц – 85 Гц) с изменением угловой скорости наблюдаются незначительные смещения максимума, вклады в момент сопротивления в зависимости от угловой незначительно отличаются;

Результаты выполненных исследований, могут служить полезным руководством для будущих теоретических и экспериментальных исследований при решении актуальных задач охлаждения сложных механических систем и генерации тепловой энергии.

- C. David Andereck, S.S. Liu and Harry L. Swinney. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders//J. Fluid Mech. (1986), vol.164, pp. 155-183.
- V. N. Mamonov, A. D. Nazarov, A. F. Serov. Experimental investigation of thermal processes in the multi-ring Couette system with counter rotation of cylinders // Thermophysics and Aeromechanics (2016) vol.23, pp. 139-142.

УДК 536.46

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ СЛАНЦЕВ

Князева А.Г.^{1,2}, Маслов А.Л.²

 ¹ Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30
² Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

Термическая переработка горючих сланцев позволяет получать высокоуглеродистые газообразные и жидкие продукты, которые могут использоваться как сырье в энергетической и химической промышленности [1, 2].

Предлагается математическая модель термического разложения сланцев, учитывающая процессы распространения тепла в породе и продуктах ее разложения, кинетику химических реакций, их тепловые эффекты реакций, течение образующихся продуктов в порах скелета сланца.

Пусть твердый скелет A_s сланца при нагреве разлагается на твердый продукт B_s и газообразный продукт B_G , по мере образования заполняющий поры сланца. Будем считать что в начальный момент времени в порах сланца уже содержится незначительное количество газа G_R , идентичного по составу с B_G , и постепенно смешивающегося с последним. Газ G_R будем рассматривать как полезный продукт.

В свою очередь, при нагреве газ G_R превращается в газ G_P , что является нежелательным процессом.

Таким образом, химические реакции при разложении сланца можно представить следующей условной схемой:

$$A_{S} \xrightarrow{K_{1}} B_{S} + B_{G}$$
$$G_{R} \xrightarrow{K_{2}} G_{P}$$

где K_1 , K_2 - скорости реакций. Считалось, что реакция в твердой фазе - эндотермическая, а реакция разложения газа происходит с выделением тепла.

Нагрев сланца осуществляется электродами, расположенными на одинаковом расстоянии *L* друг от друга, которое принимаем много большим их радиусов. Геометрия расчетной области показана на рис. 1.



Рис. 1. Иллюстрации к постановке задачи.

Модель включает в себя уравнения теплопереноса для твердой фазы и газа, уравнения химической кинетики, уравнение состояния. В уравнении состояния учтены явления концентрационного расширения, в уравнениях теплопереноса и химической кинетики межфазный тепло- и массообмен. Скорость течения газа определялась из закона Дарси. Модель позволяет определить поля температуры, скорости течения продуктов реакции и поля концентраций. Типичное поле концентрации газообразного продукта демонстрирует рис. 2.



Рис. 2. Концентрация газообразного продукта η_G t = 5,6 ч. ς = 0,025, α_G = 0,75, φ = 9900 B, Γ = 75 кГц, L = 1 м.

Показано влияние параметров, характеризующих химическую реакцию. Различия в физических и химических свойствах образующихся фаз существенны для описания процесса. Показано, что существенное влияние на процесс оказывает явление концентрационного расширения, способное качественно повлиять на ход процесса.

- Альтернативные энергоносители / М. В., Голицын, А.М. Голицын, Н.М. Пронина. М.: Наука, 2004. 159 с.
- Synthetic Fuels Handbook: Properties, Process, and Performance/ Speight J. G. McGraw-Hill Education. – 2008. – 422 p.

УДК 662.764:662.659

ВЛИЯНИЕ ОКСИДА КАЛЬЦИЯ НА СКОРОСТЬ КОНВЕРСИИ КАМЕННЫХ УГЛЕЙ ПРИ ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИИ

Азиханов С.С.¹, Непомнящих Е.К.¹, Тырышкин П.Е.², Богомолов А.Р.^{1,2}

¹ Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия, Кемерово, ул. Весенняя, 28 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Переориентирование всех энергетических технологий на использование газа, наблюдаемое последние десятилетия, обусловлено удобством и высокой эффективностью его применения, а также низким уровнем негативного воздействия на окружающую среду. Газификация открывает перспективы эффективного вовлечения в «чистую» энергетику местных (возобновляемых) топливных ресурсов, таких как древесина, торф, другое низкокалорийное сырье, а также отходы.

В процессе газификации можно перерабатывать различные углеродсодержащие материалы, в том числе угли разной стадии метаморфизма. Тем не менее, реакционная способность сильно зависит от свойств сырья. Применение добавок солей щелочных, щелочно-земельных металлов, соединений железа, никеля и других металлов в качестве катализаторов позволяет увеличить реакционную способность углей и снизить температуру реакции [1, 2]. В ряде работ [3-7] изучали каталитическое действие нативных минеральных компонентов, содержащихся в углях, на показатели газификацию. Предпринимались попытки установления корреляционных связей между их содержанием и показателями газификации [3, 4]. Отмечалось, что присутствующие в углях неорганические вещества оказывают катализирующее действие на протекание процесса газификации. Однако выявление систематических корреляционных связей с отдельными минеральными составляющими, ответственными за катализ, вызывает значительные трудности из-за имеющих место сложных взаимодействий между компонентами зольной части в условиях высокотемпературных реакций карбонизации и газификации [4]. Так, соли щелочных металлов, обычно наиболее активные в процессе газификации углерода, могут связываться в угле алюмосиликатной основой, в результате чего теряют каталитическую активность.

В целом, несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию реакционной способности углей при газификации, основные факторы, определяющие кинетические закономерности процесса, остаются дискуссионными и малоизученными.

Целью данной экспериментальной работы является исследование влияния минеральной части на скорость конверсии карбонизата при паровой бескислородной газификации угля с получением газообразных продуктов. Карбонизат получен при предварительном удалении из угля летучих компонентов. Фракционный состав частиц варьировался в пределах 3–4 мм; масса образца 2–3 г. Измерения концентраций продуктов реакций (СО, H₂, CO₂, O₂, CH₄) осуществлялись поточным газоанализатором, а количество полученного газа определялось барабанным счетчи-ком газа.

Проведены опыты для выявления зависимости влияния модельных минеральных компонентов каменных углей (марка CCp) на скорость конверсии при паровой газификации, которая в свою очередь также зависит от реакционной способности углей.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 1, свидетельствуют о повышении скорости конверсии k при добавлении оксида кальция CaO. По мнению авторов для повышения скорости конверсии необходимо добавить в уголь основные оксиды (кальция, магния, железа, калия и натрия).



Рис 1. Влияние добавки СаО на скорость конверсии карбонизата из угля разреза «Междуреченский»: 1 – уголь; 2 –уголь + 5% (масс.) СаО; линии – усреднение данных.

Из графика видно, что скорость конверсии углерода при паровой газификации в среднем увеличилась в полтора раза в диапазоне температур ведения процесса в плотном слое *t* от 640 до 1030°С.

- 1. Li Ch-Zh. // Fuel. 2007. V. 86. P. 1664.
- 2. Sneth A., Sastry C. et al. // Fuel. 2004. V. 83. P. 557
- 3. Lemaignen L., Zhuo Y., Reed G.P. et al. // Fuel. 2002. V. 81. P. 315.
- Петровская Л.К. Влияние микроэлементного состава на реакционную способность углей Канско-Ачинского бассейна при гидрогенизации и газификации: Автореф. дис. канд. техн. наук. М.: Изд-во Корона, 1994. 25 с.
- Matsuoka K., Yamashita T., Kuramoto K., Akira Tomita // Fuel. 2008. V. 87. P. 885.
- 6. Samuras P., Diamadopoulos E., Sakellaropoulos G.P. // Fuel. 1996. V.75. № 9. P. 1108.
- 7. Wu H., Hayashi J., Chiba T. et al. // Fuel. 2004. V. 83. P. 23.

УДК 621.039.586

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЯЖЕЛЫХ АВАРИЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ РК СОКРАТ/В1

Николаева А.В., Гаспаров Д.Л., Пантюшин С.И., Литышев А.В., Букин Н.В., Быков М.А.

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», 142103, Россия, Московская обл., Подольск, Орджоникидзе, 21

Стремительное развитие возможностей использования высокопроизводительной вычислительной техники, ужесточение требований надзорных органов к отчетам по обоснованию безопасности эксплуатируемых и проектируемых АЭС и развитие новых технологий расчётного обоснования безопасности АЭС определяют необходимость развития расчётной методологии и средств анализа безопасности на качественно новом уровне, в том числе и для анализа тяжелых аварий (TA).

Определяющее значение в доверии к результатам расчетов имеет способ учета их погрешности, вызванной как допущениями применяемых математических моделей, так и неточным знанием задаваемых в расчетах входных данных. Степень закладываемого в традиционные расчетные методики консерватизма не всегда позволяет решать задачи, стоящие перед специалистами. Поэтому в настоящее время в мире распространение получила ВЕРU-методология. Методология ВЕРU подразумевает использование реалистического подхода к определению параметров двух основных составляющих, расчётного кода и исходных данных. При этом реалистичный расчет дополняется анализом чувствительности или оценкой неопределенности.

В рамках настоящего исследования разработана методика выполнения анализа чувствительности для ключевых параметров ТА на АЭС с РУ ВВЭР с применением РК СОКРАТ/В1. Для статистической обработки многовариантных расчетов внедрена методика, которая содержит основные этапы методики GRS.

На основе предлагаемой методики выполнен анализ чувствительности для сценария ТА на АЭС с РУ ВВЭР-1200. Рассматриваемый сценарий предполагает полное обесточивание атомной электростанции с отказом системы пассивного отвода тепла от парогенераторов. Управление ходом ТА осуществляется за счет работы системы аварийного снижения давления.

Число комбинаций варьируемых параметров (число выполняемых расчетов), необходимое для обеспечения статистической достоверности результатов, определяется на основе формулы Вилкса для достоверности 95 % в доверительном интервале 95%. В рамках анализа рассматривался двусторонний доверительный интервал. А неопределенности входных параметров модели считаются независимыми друг от друга. В данном случае для обеспечения статистической достоверности результатов анализа чувствительности необходимо выполнение не менее 93 независимых расчетов. Чувствительность оценивалась на основе линейной аппроксимации (г), корреляции Пирсона (Р), корреляции Спирмана (р), корреляции Кендалла (т). Обработка результатов моделирования выполняется с применением инженерной методики статистической обработки результатов многовариантных расчетов.

В результате применения предлагаемой методики были получены зависимости параметров в РУ для 100 вариантов различных сочетания 45 входных параметров модели для пяти ключевых параметров:

- времени разрушения днища корпуса реактора и начала выхода расплава и твердых фрагментов из корпуса реактора (t_D);
- давления на выходе из реактора на момент разрушения корпуса реактора (P_D);
- интегральных масс пара (M_S), воды (M_W) и водорода (M_{H2}), поступающих из РУ в объём ЗО в процессе протекания аварий от исходного события до окончания поступления расплава из корпуса реактора.

По результатам анализа чувствительности определены параметры, оказывающие наибольшее влияние на ключевые параметры расчета и показано реалистичное влияние неопределенностей входных параметров моделей на ключевые параметры. Результаты согласуются с феноменологией процессов, возникающих в ходе рассматриваемого сценария тяжёлой аварии. В частности, анализ чувствительности показывает линейную зависимость давления в реакторе на момент разрушения корпуса от давления в защитной оболочке. Результаты анализа чувствительности показывают робастность используемых расчётных методик и моделей для кода СОКРАТ/В1 и возможность адекватного проведения расчётных анализов тяжёлых аварий с их использованием.

Для РУ ВВЭР-1200 показано, что для рассмотренного сценария ТА:

- наиболее вероятное значение t_D лежит в диапазоне от 7 ч. 03 мин. до 7 ч. 23 мин;
- наиболее вероятное значение М_m лежит в интервале от 206,5 до 212,3 т;
- наиболее вероятное значение M_s и M_w лежат в диапазонах от 243,3 до 254,3 т и от 130,5 до 139,0 т, соответственно;
- давление в реакторе на момент разрушения корпуса P_D линейно зависит от давления в ЗО и не превышает 1,0 МПа во всем рассмотренном диапазоне изменения неопределенностей исходных данных.

УДК 621.039.6.536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В МОДЕЛИ ТОПЛИВНОЙ СБОРКИ РЕАКТОРА БРЕСТ

Новиков А.О., Генин Л.Г.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 17

Основой проектирования вновь создаваемых атомных и термоядерных реакторов является теплогидравлический расчет активной зоны., выполняемый с помощью расчетных кодов, используя современную вычислительную технику. Жидкие металлы (ЖМ), а в частности свинцовые и свинцововисмутовые теплоносители являются принципиально новыми в коммерческой атомной энергетике. Для исключения ошибок в коде он должен быть верифицирован на стенде, моделирующем сборку атомного реактора. Однако подобная установка будет очень дорогой, поэтому следует воспользоваться другими способами верификации. В связи с этим, кафедра ИТФ в настоящее время проводит ряд экспериментов, связанных с верификацией машинных кодов для реактора БРЕСТ.

Целью данной работы является получение информации о температурных полях и коэффициентах теплоотдачи при течении ЖМ в моделях, имитирующих элементарную ячейку активной зоны реактора на быстрых нейтронах с тяжелым жидкометаллическим теплоносителем. Исследование температурных полей осуществлялось зондовым методом, используя уникальную научную установку «Ртутный МГДстенд». При проведении экспериментов использовалась автоматизированная система научных исследований (АСНИ). Проведение экспериментов на модельной жидкости - ртути обеспечивает более высокую точность по сравнению с опытами на реальных теплоносителях, а полученные на ртути данные могут быть методами теории подобия перенесены на другие ЖМ.

Канал образован тремя одинаковыми частями трубы, имитирующими твэлы, каждая из которых представляет собой шестую часть целой трубы. Между ними находятся плоские перегородки шириной 11 мм, соединенные с трубами лазерной сваркой. Предусмотрена возможность введения в канал элемента дистанцирующей решетки, способного передвигаться в вертикальном направлении канала для обеспечения возможности исследования изменений температурного поля в исследуемом сечении в зависимости от удаленности от решетки. Длина опытного участка составляет 1 м. Поперечное сечение опытного участка представлено на рис. 1. Обогрев опытного участка осуществляется с помощью электрического нагревателя. Зонд, используемый для измерения профиля температур, представляет собой неравноплечий рычаг, который может поворачиваться вокруг шарнира. На конце длинного плеча, которое вводится в опытный участок для проведения измерений, закреплена микротермопара. Перемещение королька термопары осуществляется в двух взаимно перпендикулярных направлениях при помощи координатного механизма, представляющего собой два автоматизированных регулировочных винта, оборудованных индикаторами.



Рис. 1. Разрез поперечного сечения опытного участка

В ходе экспериментов были получены опытные данные для режимов, характеризующихся числами Re = 20000÷40000 и q_c = 30000÷40000 BT/m².. По результатам выполненных измерений построены трехмерные поля температур, температурных пульсаций, а также графики распределения температуры стенки в исследуемом поперечном сечении канала, один из них (для режима Re = 30000, q_c = 30000BT/m² и различных расстояниях дистанцирующей решетки от зонда) представлен на рис. 2.



Рис. 2. Распределение температуры по периметру стенки

Работа поддерживается Мегагрантом № 14.Z50.31.0042.

- Belyaev I.A., Genin L.G., at all. Experimental investigations of heat transfer and temperature fields in models simulating fuel assemblies used in the core of a nuclear reactor with a liquid heavymetal coolant // Thermal Engineering -2015. - V.62. - N9 P.645-651.
- Драгунов Ю.Г., Лемехов В.В., Моисеев А.В., Смирнов В.С. «Реактор на быстрых нейтронах со свинцовым теплоносителем (БРЕСТ)» // Тезисы докладов научно-технической конференции «Теплофизика реакторов на быстрых нейтронах». 14-17 октября 2014, Обнинск с. 16 - 19.
- Кириллов П.Л., Жуков А.В., Логинов Н.И., Махин В.М., Пиоро И.Л., Юрьев Ю.С «Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике». Том 2. М., ИздАТ, 2013 г., 682 с.

УДК 621.548

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В РАЗВИТИИ ВЕТРОЭНЕРГЕТИКИ

Окулов В.Л.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Датский технический университет, 2800, Дания, Люнгбю, ДТУ, 203

Современный этап развития аэродинамики ротора, безусловно, связан с развитием ветроэнергетики, с переходом от использования одиночных ветряных турбин до создания сетевых ветроэлектростанций (ВЭС) и превращения их в индустриальную отрасль составляющую мирового энергопотенциала.

В ВЭС несколько промышленных ветрогенераторов объединяют, как правило, в единую сеть - или «ветряную ферму» (от англ. «Wind farm») и включают в единые энергосистемы. В настоящее время основой развития промышленной ветроэнергетики, в том числе в России [1], становятся крупные ВЭС, состоящие из большого числа ветроэнергетических установок. Современное развитие ВЭС в Европе и Америке сопоставимо с развитием атомной энергетики во второй половине двадцатого века и даже, вероятно, уже превзошло его. Соответственно, у современных научных исследователей снова значительно возрос интерес к аэродинамике ветровых турбин [2]. Он, прежде всего, связан с решением новой задачи по повышению эффективного использования расположенных друг за другом ветряков ВЭС. Здесь требуется дополнительная оптимизация рабочих режимов для турбин, попадающих в вихревой след за ротором предыдущей ветроустановоки, где отклонение от расчетного оптимального режима работы объясняется существенным снижением скорости ветра внутри следа по сравнению с основным потоком. Этот дефицит скорости и дополнительное повышение уровня нестационарных пульсаций за счет взаимодействия с вихревыми структурами, сходящими с лопастей ротора, существенно ухудшают условия работы попадающих в след последующих ветряков в ферме [3]. Средние потери мощности в крупных ВЭС составляют от 10 до 20% из-за взаимодействия со следами от впереди стоящих ветротурбин. Поэтому развитие роторной аэродинамики сегодня направлено, прежде всего, на изучение динамики вихревых роторных следов и построение новых моделей взаимодействия с ними для поиска оптимальных компоновок ВЭС. Эти задачи ассоциируются с необходимостью изучения дальнего между роторного взаимодействия. До сих пор в теории роторных машин рассматривались в основном задачи ближнего взаимодействия статора и ротора или двух роторов для двухступенчатых гребных винтов, когда вихревая система, порожденная лопатками первой ступени, сразу взаимодействует лопастями следующей.

Целью данной работы является оценка значения модельных экспериментальных исследований для создания и развития аэродинамики турбомашин, включая описание наиболее значимых последних результатов, инициированных интенсивным развитием ветровой энергетики. В ретроспективе развития научных основ аэродинамики ветрогенераторов [2, 4] установлена определяющая роль лабораторных модельных исследований. Определено место и дана оценка их роли в современном решении ветроэнергетических задач. Возвращение к модельному эксперименту сегодня так же, как и на других этапах развития роторной аэродинамики, связано с невозможностью проведения полноценных натурных исследований из-за сложного характера между роторного взаимодействия в ВЭС, отсутствия достаточной точности и абсолютной не повторяемости натурных условий, что существенно затрудняет установление общих закономерностей и концепций при натурном эксперименте.

В работе обсуждаются результаты физического эксперимента по сопоставлению эффективности разных форм роторов турбин [5-6]; по определению автомодельности и быстроты затухания следа за ветряками [7-8] и его влияния на производительность следующей ветротурбины [9-10]. С помощью анализа результатов этих модельных исследований удается ответить на вопросы по проектированию роторов ветрогенераторов и установить закономерности между роторного взаимодействия в ВЭС.

- Фортов В.Е., Попель О.С. Состояние развития возобновляемых источников энергии в мире и в России // Теплоэнергетика. 2014. № 6. С. 4-13..
- Okulov V. L., Sørensen J. N., Wood D. H. The rotor theories by Professor Joukowsky: Vortex theories // Progress in Aerospace Sciences. 2015. T. 73. C. 19-46.
- Наумов И.В., Миккельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Оценка дальности распространения следа и уровня его пульсаций за роторами ветрогенераторов // Теплоэнергетика. 2016. № 3. С. 54-60.
- Kuik G.A.M. van, Sørensen J.N., Okulov V.L. Rotor theories by professor Joukowsky: Momentum Theories // Progress in Aerospace Sciences. 2015. T. 73. C. 1-18.
- Окулов В. Л., Миккельсен Р., Литвинов, И. В., & Наумов, И. В. Эффективность работы роторов ветрогенераторов, оптимизированных по методу Глауэрта и Беца // Журнал технической физики. 2015. Т. 85. №. 11. С. 60-64.
- Sørensen J. N., Okulov, V. L., Mikkelsen, R. F., Naumov, I. V., Litvinov, I. V. Comparison of classical methods for blade design and the influence of tip correction on rotor performance // Journal of Physics: Conference Series. 2016. T. 753. №. 2. – C. 022020.
- Okulov V. L., Naumov I.V., Mikkelsen R.F., Sørensen J.N. Wake effect on a uniform flow behind wind-turbine model // Journal of Physics: Conference Series. 2015. T. 625. № 1. C. 012011.
- Naumov I.V., Mikkelsen R.F., Okulov V.L., Sørensen J.N. PIV and LDA measurements of the wake behind a wind turbine model // Journal of Physics: Conference Series. 2014. T. 524. C. 012168
- Okulov V. L., Mikkelsen, R. F., Naumov, I. V., Litvinov, I. V., Gesheva, E., Sørensen, J. N. Comparison of the far wake behind dual rotor and dual disk configurations //Journal of Physics: Conference Series. 2016. – T. 753. – №. 3. – C. 032060.
 Naumov I. V., Kabardin, I. K., Mikkelsen, R. F., Okulov, V. L.,
- Naumov I. V., Kabardin, I. K., Mikkelsen, R. F., Okulov, V. L., Sørensen, J. N. Performance and wake conditions of a rotor located in the wake of an obstacle //Journal of Physics: Conference Series. T. 753. №. 3. C. 032051

РАЗРАБОТКА РАСПРЕДЕЛЕННОЙ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОЙ И ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТВС В ПК КОРСАР/ГП

Синегрибова А.И., Петкевич И.Г.

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г. Подольск, Россия

В данной работе представлена разработанная с применением ПК КОРСАР/ГП распределенная нейтронно-физическая и теплогидравлическая модель ТВС, которая позволяет рассчитывать критериальные параметры каждого твэла отдельно взятой ТВС.

В данное время оценка критериальных параметров проводится с использованием модели «горячего канала». Такой подход является консервативным. Более реалистичное моделирование ТВС позволяет снизить консерватизм расчетов, что может оказаться перспективным в инженерных расчетах, выполняемых в рамках анализов безопасности.

Проверка корректности потвэльного расчета ТВС с использованием ПК КОРСАР/ГП была проведена

путем сопоставления его результатов с результатами программы ТИГР-СП, используемой в ОКБ «ГИДРОПРЕСС» для расчетов в обоснование надежности охлаждения ТВС в стационарных режимах эксплуатации РУ. Различие в значениях минимального коэффициента запаса до кризиса теплообмена, полученных по ПК КОРСАР/ГП и ТИГР-СП, не превышает 3%, что подтверждает корректность потвэльного расчета ТВС с использованием ПК КОРСАР/ГП.

Приведены результаты исследования влияния гидравлических связей и турбулентного перемешивания в ТВС на коэффициент запаса до кризиса кипения. УДК 532.5

РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДСТВ СТАБИЛИЗАЦИИ ПОТОКА ПРИ ХОЛОСТОМ ПРОПУСКЕ ЧЕРЕЗ ТУРБИНУ ВЫСОКОНАПОРНОЙ ГЭС

Платонов Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Дектерев Д.А.^{1,2}

 ¹Сибирский федеральный университет, 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79
²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Холостой пропуск через агрегат гидротурбины используется при строительстве здания ГЭС или в случае сброса воды и является сложным технологическим процессом. В любом варианте холостого пропуска обтекание основных элементов конструкции проточного тракта будет происходить в нерасчетном режиме и, следовательно, сопровождаться значительным усилением нестационарных процессов и кавитации, что ведет к дополнительному износу и сокращению срока службы агрегата. Поэтому исследование и оптимизация процесса холостого пропуска является актуальной задачей.

Проведенный ранее обзор возможных вариантов холостого пропуска воды через гидроагрегат с радиально-осевой турбиной показал, что наиболее интересными схемами холостого пропуска следует считать следующие варианты:

1. Пропуск с разгруженным рабочим колесом. В данном варианте агрегат отключен от электрической сети. Гидродинамический момент на рабочем колесе равен нулю. Рабочее колесо при этом свободно вращается с разгонной частотой, которая на 140-160% превышает номинальную частоту.

2. Пропуск через заторможенный агрегат. В данном варианте пропуска предполагается, что рабочее колесо заторможено и удерживается от вращения каким-либо способом. При этом направляющий аппарат открыт, и крутящий момент на рабочем колесе возрастает в 1,5...2 раза по сравнению с вращающимся колесом. Как вариант уменьшения крутящего момента на валу турбины предполагается установить лопатки направляющего аппарата на некоторый отрицательный угол от оптимального раскрытия, тогда лопатки аппарата возьмут на себя часть закрутки потока, при этом они будут испытывать огромные нагрузки.

3. Пропуск через агрегат с демонтированным рабочим колесом. В данном варианте рабочее колесо вынимается из проточного тракта, сопротивление которого падает, и возрастает расход.

В рамках работы выполнена серия экспериментов на открытом аэродинамическом стенде СФУ. Стенд в точности воспроизводит реальную турбину радиально-осевого типа PO-833 (см. рис. 1).



Рис. 1. Фотография аэродинамического стенда СФУ

Эксперимент проведен для всех трех вариантов холостого пропуска в широком диапазоне работы гидроагрегата. Для разных значений открытий направляющего аппарата и различных значений расхода.

Для снижения пульсаций давления в эксперименте были использованы средства стабилизации потока (см. рис. 2). В результате были получены пульсации и спектры пульсаций давления, показано существенное снижение пульсаций в диффузоре ОТ.



Рис. 2. Стабилизирующие конструкции ребра (а), крестовина (б)

Так же в работе предложена численная методика для моделирования нестационарных течений в проточном тракте и проведено исследование холостого пропуска через турбину с помощью данной методики (см. рис. 3).



Рис. 3. Изоповерхность давления в диффузоре OT (a), поле давления в спиральной камере (б)

В результате выполнено сравнение расчётных и экспериментальных данных, показано хорошее согласование результатов между собой. Показана эффективность применения средств стабилизации потока при холостом пропуске через турбину.

Выполнено при поддержке РФФИ и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научнотехнической деятельности (16-48-240707 p_a).

Список литературы:

 A.V. Minakov, A.V. Sentyabov, D.V. Platonov, A.A. Dekterev, A.V. Zakharov The analysis of unsteady flow structure and low frequency pressure pulsations in the high-head Francis turbines International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 53, 2015, Pages 183–194 УДК 662.61

МЕХАНОХИМИЧЕСКАЯ МОДИФИКАЦИЯ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ РАСТИТЕЛЬНОГО СЫРЬЯ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ СЖИГАНИЯ АЛЬТЕРНАТИВНОГО ТОПЛИВА

Бычков А.Л.¹, Подгорбунских Е.М.¹, Скрипкина Т.С.¹, Бурдуков А.П.², Ломовский О.И.¹

 ¹ Институт химии твёрдого тела и механохимии СО РАН, 630128, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 18
² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В работе показаны возможности механохимии в переработке возобновляемого лигноцеллюлозного сырья в твёрдые виды биотоплива [1]. Проведён обзор перспективного для нашей страны лигноцеллюлозного сырья, представляющего собой отходы сельского и лесного хозяйства, биомассу быстрорастущих растений, образующих обширные плантации. При помощи искусственных смесей соломы пшеницы и рассчитанного количества чистой целлюлозы (или лигнина) промоделированы физико-химические свойства лигноцеллюлозных материалов с различным содержанием лигнина. Изучены энергетические аспекты механохимического получения порошкового топлива с различной степенью дисперсности. Выбраны эмпирические формулы, позволяющие из данных элементного состава рассчитывать теплоту сгорания как исходных, так и модифицированных лигноцеллюлозных материалов [2].

Проиллюстрированы процессы, протекающие при механической обработке растительного сырья в полупромышленной центробежно-роликовой мельнице. Приведены данные, иллюстрирующие влияние морфологии (рис. 1), супрамолекулярной структуры клеточных стенок, удельной площади поверхности, степени кристалличности целлюлозы на реакционную способность обработанного материала в последующем процессе сжигания. При помощи биотехнологической обработки ферментами и механической активации получены экспериментальные образцы порошкового топлива с различной степенью дисперсности и различным содержанием лигнина. Полученные образцы были испытаны на огневых стендах ИТ СО РАН и в силу их свойств, признаны перспективными для использования в энергоустановках.

> Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-13-10200).





б

Рис. 1. Микрофотографии лигноцеллюлозного сырья до (a) и после делигнифицирующей обработки (б).

- Бурдуков А.П., Попов А.П., Чернецкий М.Ю., Дектерев А.А., Ломовский О.И., Бычков А.Л. Использование мелкодисперсного лигноцеллюлозного сырья в качестве твердого топлива // Ползуновский вестник. 2013. № 4/3. С. 16-27.
- Бычков А.Л., Денькин А.И., Тихова В.Д., Ломовский О.И. Расчёт теплоты сгорания лигноцеллюлозы на основании данных элементного анализа // Химия растительного сырья. 2014. № 3. С. 99-104.

УДК 621.643.001:536.2

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ПОДЗЕМНЫХ КАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОПРОВОДОВ, ЭКСПЛУАТИРУЕМЫХ БЕЗ ТЕПЛОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Половников В.Ю.

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

Эксплуатацию трубопроводов тепловых сетей без тепловой изоляции, несомненно, можно назвать аварийным режимом работы. Такие условия эксплуатации могут быть связаны, например, с некачественным монтажом изоляционных конструкций или являться последствием прорывов трубопроводов, которые приводят к порче и уничтожению изоляции [1].

Целью данной работы является численный анализ тепловых режимов и тепловых потерь подземных канальных теплопроводов, эксплуатируемых без тепловой изоляции.

Рассматривается типичный теплопровод подземной канальной прокладки (рис. 1). Предполагается, что теплопровод эксплуатируется без тепловой изоляции. Для рассматриваемой области (рис. 1) решается двумерная стационарная сопряженная задача конвективно-кондуктивного теплопереноса в системе «теплопровод – окружающая среда».



Рис. 1. Схема области решения: 1 – металлическая стенка трубы; 2 – полость канала; 3 – железобетонная стенка канала; 4 – грунт.

Математическая модель для рассматриваемой задачи аналогична модели [2], а решение поставленной задачи получено с использованием метода конечных элементов и подробно описано в [2].

Исследования проводились для теплопровода, конфигурация которого аналогична конфигурации описанной в [2, 3]. Рассматривался типичный для тепловых сетей РФ сборный одноячейковый железобетонный канал марки КЛс210-120 с толщиной стенок 135 мм. Расстояние от поверхности грунта до верхней части канала составляло H = 1 метр. Температура внутренней поверхности трубы принималась равной 373 К, а температура внешней среды составляла – 273 К. Коэффициент теплоотдачи от грунта к внешней среде принимался равным 15 Вт/(м²·К). Значения

теплофизических характеристик для грунта, стенок канала и воздуха в полости канала соответствовали значениям, приведенным в [2, 3].

В таблице приведены результаты расчета тепловых потерь трубопровода, работающего без тепловой изоляции Q_3 , эксплуатируемого в условиях затопления при максимальном влагонасыщении изоляционных слоев $Q_2[3]$, тепловые потери Q_1 , вычисленные в соответствии с методикой [4], для теплопровода, конфигурация которого аналогична рассматриваемой в данной работе и тепловые потери Q_0 [2], рассчитанные для варианта, когда полость канала занимает воздух с относительной влажностью 100 %.

Таблица. Результаты численного модел	ирования.
--------------------------------------	-----------

, , ,				
Вариант расчета	$Q_0[2]$	$Q_{1}[4]$	$Q_{2}[3]$	Q_3
Тепловые потери,	132,2	127,4	370,6	496,3
Вт/м	9	3	6	9
Средняя темпера-				
тура среды в по-	298,8	298,4	343,5	371,1
лости канала, К				
Отклонение от Q_0 ,	0	3 67	64.3	03 /0
%	0	5,07	04,5	95,49

Основные выводы по исследованию состоят в следующем:

 – сопоставление между собой значений Q0 и Q1 позволяет сделать вывод о том, что расхождение между ними не превышает 4 %, что подтверждает адекватность методики [2, 3];

 – для рассматриваемого случая рост тепловых потерь теплопровода в условиях затопления составляет 64,3 % и обусловлен в первую очередь резким увеличением теплопроводности изоляционных слоев при их увлажнении;

 тепловые потери теплопровода, эксплуатируемого без тепловой изоляции, превышают проектные на 93,49 % и связаны с существенным увеличением температуры среды в полости канала (таблица).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-08-00229.

- Хацевский К.В., Николаев М.Ю., Есимов А.М., Леонов В.В. Вопрос энергосбережения при эксплуатации тепловых сетей // Энергетик. 2016. № 4. С. 30-32.
- Кузнецов Г.В., Половников В.Ю. Новый подход к анализу тепловых режимов систем транспортировки тепла // Энергосбережение и водоподготовка. 2011. №2. С. 64-67.
- 3. Половников В.Ю. Новый подход к анализу тепловых потерь в тепловых сетях в условиях затопления // Промышленная энергетика. 2016. № 1. С. 20-23.
- СП 41-103-2000. Проектирование тепловой изоляции оборудования и трубопроводов. М.: Госстрой России, 2001. 42 с.

УДК 621.039.6.536.24

РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕПЛООБМЕНА ПЕРСПЕКТИВНЫХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Батенин В.М.¹, Беляев И.А.¹, Бирюков Д.А.¹, Никитина И.С.¹, Манчха С.П.², Пятницкая Н.Ю.^{1,2}, Разуванов Н.Г.¹, Свиридов Е.В.¹, Свиридов В.Г.^{1,2}

 ¹ Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Россия г. Москва, ул. Ижорская, д.13
² Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 17.

Команда МЭИ-ОИВТ РАН уже много лет изучает особенности теплообмена тяжелых жидких металлов (ЖМ) в условиях реактора-токамака, т.к. особенности жидкометаллического теплообмена являются наименее изученными [1]. Конвективный МГД-теплообмен в токамаке происходит в условиях существенного совместного влияния массовых сил различной природы – электромагнитной силы и силы плавучести, связанной с термогравитационной конвекцией (ТГК). Влияние ТГК на теплообмен свинца и его сплавов существенно во всех крупномасштабных ЯЭУ. Это может привести к нештатным и даже аварийным ситуациям при работе теплообменных систем.

Проектирование систем теплообмена новых ядерных энергоустановок требует детального теплофизического обоснования. В частности, необходимо предотвратить возможность развития упомянутых выше аварийных режимов и выявить численные диапазоны критериев Re, Gr, Ha, недопустимых при эксплуатации теплообменных систем токамака.

Поставленная задача не может быть в настоящее время решена полностью, поскольку команда МЭИ – ОИВТ РАН не располагает экспериментальными стендами и оборудованием, позволяющим исследовать МГД-теплообмен при всех, в том числе достаточно высоких значениях режимных параметров, которые, в принципе, могли бы быть реализованы в гибридных токамаках и ТИН. Других жидкометаллических МГДстендов с требуемыми параметрами в России и за рубежом в настоящее время не существует [2].

В связи с этим, научная группа МЭИ-ОИВТРАН ведет создание новой экспериментальной лаборатории с жидкометаллическим МГД- стендом нового поколения, предназначенным для исследования особенностей гидродинамики и теплообмена в условиях перспективных ЯЭУ.

Основу нового стенда РК-3 (рис. 1) составляет, ртутный контур, а также уникальный электромагнит, произведенный по нашему техническому заданию специалистами Института ядерной физики имени Г.И. Будкера. Магнит с охлаждаемыми медными обмотками создает на длине около 1 метра однородное, поперечное по отношению к помещенному в его зазор теплообменному каналу магнитное поле (МП) индукцией до 2,7 Т. Дальнейшему увеличению МП препятствует насыщение магнитопровода. В настоящее время в мире существует несколько электромагнитов с «тёплыми» обмотками, имеющим похожие технические характеристики. Уникальность магнита заключается в специально спроектированной конструкции его опор. Магнит массой пять тонн подвешен на опорах на горизонтальной оси с поворотным механизмом, позволяющим плавно поворачивать его на любой угол, придавая ему вертикальное, горизонтальное или наклонное положение. Это позволяет на одном стенде исследовать различные конфигурации теплообмена при подъемных, опускных и горизонтальных течениях ЖМ в вертикальных, горизонтальных и наклонных трубах и каналах различной формы, в широких диапазонах чисел Re, Gr, Ha.



Рис. 1. Трехмерная модель стенда РК-3 (HELMEF[3]).

Наряду с созданием ртутного МГД-стенда разрабатывает стенд для моделирования теплообмена расплавов солей в условиях токамака.

> Работа выполнена при поддержке гранта № 14-50-00124 РНФ-11.

- Belyaev I.A., Genin L.G., at all. Specific features of liquid metal heat transfer in a TOKAMAK reactor // Magnetohydrodynamics. -2013. - V.49. - N1 - 2. - P.177-190.
- Bühler L. et al. Facilities, testing program and modeling needs for studying liquid metal magnetohydrodynamic flows in fusion blankets //Fusion Engineering and Design. –2015. –T. 100. – C. 55-64.
- Батенин В. М. и др. Развитие экспериментальной базы исследований МГД-теплообмена перспективных ядерных энергоустановок //Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53. – №. 6. – С. 934-937.

УДК 662.7; 621.4; 536,4 РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ПАРОВОЗДУШНОМ ТРЕХЗОННОМ ГАЗОГЕНЕРАТОРЕ ПЛОТНОГО СЛОЯ ОБРАЩЕННОГО ПРОЦЕССА

Загрутдинов Р.Ш.¹, Негуторов В.Н.¹, Малыхин Д.Г.¹, Никишанин М.С.², Сеначин П.К.^{3,4}

¹ ООО ИЦ «Новые энергетические технологии», 390000, Россия, Рязань, ул. Праволыбедская, 40 офис 24 ² ООО «ТехноРесурс», 658031, Россия, Алтайский край, Тальменка, ул. Парковая, 6/8 ³ Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, 656038, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 46

⁴ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Внедрение газогенераторных технологий, основанных на использовании небольших и простых в эксплуатации газогенераторов, работающих на местных видах твердого низкосортного топлива, включая углеродосодержащие бытовые отходы, становится в настоящее время всё более актуальным.

Направления использования этих технологий могут быть различными, например, комбинированное производство синтетического жидкого топлива (СЖТ), метанола или других химических продуктов, с одновременной генерацией электрической и тепловой энергии. Это направление в настоящее время является одной из ключевых задач мировой распределенной энергетики и получает широкое и стремительное распространение, поскольку их предварительное брикетирование и использование в качестве топлива в газогенераторах снимает экологические проблемы, связанные с традиционной утилизацией бытовых отходов.

Целью строительства пилотной установки с газогенератором обращённого процесса с тремя зонами горения является получение дополнительной информации для разработка более мощных газогенераторов плотного слоя, а также оптимизация процесса для получение газа без смол, сажи и углеводородов, и возможности реализации в них процесса газификации при повышенных рабочих давлениях.

Предлагаемый пилотный газогенератор с использованием технологии газификации с тремя зонами горения позволяет получить газ заданного состава в зависимости от распределения окислителя (воздуха) по всем трём зонам горения – от минимальных концентраций *CO* равных 15-18 % (при содержании водорода H_2 порядка 11-13 %) до максимальных *CO* равных 34-37 % (при минимальном содержании водорода H_2 порядка 2,5 %) [1, 2]. Эти возможности газогенератора особенно важны при производстве СЖТ, метанола и др. химических продуктов, при которых требуется определённое отношение газов *CO*/ H_2 для реакций синтеза.

Планируется спроектировать и построить мини-ТЭЦ (Демопроект) с трёхзонным газогенератором обращённого процесса, работающего под атмосферным давлением мощностью по топливу до 1-1,5 МВт (с расходом брикетов 250-350 кг/ч) и с возможностью работы под давлением с повышением мощности до 5-7 МВт. При этом в маломощном атмосферном газогенераторе (1-1,5 МВт по топливу) все основные узлы должны быть выполнены автомодельными узлам будущего более мощного (20-30 МВт по топливу) газогенератора. Предлагаемая миниТЭЦ предназначена для когенерационной выработки электроэнергии мощностью 100-200 кВт и тепловой энергии порядка 700-800 кВт.

Отметим, что проектирование и конструирование пилотного газогенератора выполняется с использованием программы трёхмерного моделирования (3D), одним из которых является «Autodesk Inventor Professional». Использование этой программы значительно уменьшает вероятность ошибок, особенно, при сочленении узлов, при этом 3D-системы позволяют смоделировать изделие до создания чертежей или опытных образцов.

Выводы.

1. Разработаны принципиальные и детализированные схемы миниТЭЦ номинальной электрической мощностью 100 кВт на базе газогенератора плотного слоя обращенного процесса.

2. Разработана конструкция газогенератора по технологии газификации обращённого процесса с тремя зонами сжигания твёрдого топлива с его аппаратным оформлением. Газогенератор представляет собой аппарат плотного слоя обращённого процесса с гидравлическим управлением, работающий с паровоздушным дутьём под давлением от атмосферного до 0,4 МПа. Аппарат имеет возможность работы с частичной рециркуляцией дымовых газов после камеры сгорания (КС) – продуктов сжигания пиролизных газов.

3. Газогенератор выполнен с возможностью его использования в двух режимах – замкнутом и полуразомкнутом. Последний режим подразумевает частичный отвод горячих газов от КС по параллельной схеме и утилизации их тепла для сушки топливного сырья с выбросом отработанных газов в атмосферу.

4. Разработана математическая модель и компьютерная программа моделирования процессов генерации синтез-газов в газогенераторе плотного слоя обращенного процесса при паровоздушном дутье.

- Патент РФ № 66007. Установка для получения силового газа / А.Ф.Рыжков, В.Е.Силин, А.В.Попов, И.В.Рыжков. Опубликовано 27.08.2007.
- Загрутдинов Равиль, Сеначин Павел, Никишанин Михаил. Газификация в плотном слое: Цикл статей. – Изд-во "LAP LAMBERT Academic Publishing" / Германия, 2016. – 168 с. Электронный ресурс: www.lap-publishing.com.

УДК 532.5.032

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ В МОДЕЛИ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ГИДРОТУРБИНЫ

Скрипкин С.Г., Цой М.А., Куйбин П.А., Шторк С.И.

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

Стабильность работы гидродинамических агрегатов значительным образом зависит от режима работы. Так гидротурбины, работая в неоптимальных режимах берут на себя роль регуляторов электросетей в результате чего поток за рабочим колесом в режимах частичной нагрузки имеет значительную степень остаточной закрутки. Это в свою очередь приводит к формированию прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ) и крупномасштабной зоны рециркуляции. Наличие ПВЯ в неоптимальных режимах признается одним из основных источников значительных пульсаций давления, а как результат и вибрации всего гидроагрегата. Продолжительная работа в таких режимах приводит к преждевременному износу проточного тракта и другим нежелательным последствиям. В результате значительного разряжения в ядре вихря на его оси формируется кавитационная полость, которая попадая в область повышенного давления полностью или частично схлапывается, также генерируя волны давления.

Проблема наличия вихревого жгута в отсасывающих трубах гидротурбин и стабильности работы гидроагрегата в целом изучается ещё с начала 20 века. С тех пор значительным образом развились экспериментальные подходы к изучению данного явления, возникли аналитические теории описания, описывающие поведения ПВЯ при определенных граничных условиях. Отдельным этапом в исследованиях течений стало экспериментальное моделирование распределения скорости на уменьшенных и упрощенных моделях гидротурбин. Однако ввиду большого разнообразия геометрий гидроагрегатов и сложности закрученного течения, исследование формирования вихревого жгута до сих пор актуальны.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию режимов течения с выраженным ПВЯ. С использованием бесконтактной техники ЛДА были получены распределения скорости (рис. 1а, б) в трёх вертикальных сечениях при варьировании скорости вращения закручивающего устройства от 100 до 700 оборотов в минуту и постоянном расходе $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$. Изначально поток закручивается по стационарному завихрителю, после которого попадает на вынужденно вращающийся завихритель, варьируя скорость вращения которого, можно изменять параметр крутки потока и работать в широком диапазоне режимов.



Рис. 1. Распределение аксиальной (а) и тангенциальной (б) скорости на входе в конус ОТ, обезразмеренные через среднюю по расходу скорость, в зависимости от скорости вращения рабочего колеса (об/мин).

Для каждого режима течения была проведена высокоскоростная визуализация и зарегистрированы пульсации давления на стенке отсасывающей трубы. Выявлены режимы течения, в которых пульсации давления на стенке вызванные ПВЯ на порядок превышают пульсации вблизи оптимального режима.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского Научного Фонда (Грант № 16-19-00138).

УДК 532.546

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ШАРОВОЙ ЗАСЫПКЕ И МОДЕЛИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ СБОРКИ С МИКРОТВЭЛАМИ

Бороздин А.В., Варава А.Н., Дедов А.В., Захаренков А.В., Комов А.Т., Сморчкова Ю.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Россия, Москва, Красноказарменная улица, дом 14

Атомная энергетика – динамично развивающаяся отрасль. Развитие отрасли сдерживает проблема безопасности атомных электростанций. Одним из путей решения этой проблемы является использование тепловыделяющих сборок с микротвэлами (TBC MT), непосредственно охлаждаемых теплоносителем. Конструкция TBC MT будет гарантировать новый уровень безопасности на фоне улучшения основных технико-экономических показателей энергетических установок [1-3].

Работа является продолжением исследований [4]. Была разработана и смонтирована модельная установка с двумя рабочими участками. Она позволяет моделировать как однофазное, так и двухфазное течение теплоносителя в микротвэльной шаровой засыпке. Гидравлический контур рассчитан на температуру от 5°C до 120°C, давление до 0,6 МПа, расход теплоносителя (0,01-0,50) кг/с. Участок I предназначен для изучения свойств засыпки в цилиндрическом канале, участок II моделирует сборку ТВС с микротвэлами. В качестве шаровой засыпки используются шарики из нержавеющей стали диаметром 2 мм. Внутреннее тепловыделение моделируется индукционным нагревом, осуществляемым ВЧ-генератором с тепловой мощностью до 20 кВт.

Гидравлический контур (см. рис. 1) замкнутый, открытый. Ёмкость (1) с дистиллированной водой выполнена из нержавеющей стали, объём 100л. Циркуляция воды осуществляется многоступенчатым центробежным насосом (3). Перед насосом установлен сетчатый фильтр (2). Для точного выставления расхода предусмотрен вентиль на байпасной линии (4). Существует возможность предварительного нагрева теплоносителя в подогревателе (5). Расход контролируется ротаметром (6) и электромагнитным расходомером (7). Измерения давления в контуре происходит посредством стрелочных манометров (8). Для определения перепада давления, на засыпке в рабочих участках (I и II), применяются дифференциальные манометры (9). Измерение температуры проводится с помощью хромель-алюмелевых термопар, расположенных непосредственно в засыпках рабочих участков.

Центральная часть рабочего участка I, моделирующего цилиндрическую засыпку, состоит из двух коаксиально расположенных трубок из поликарбоната диаметром 50 и 32 мм. Внутренняя трубка удерживает шаровую засыпку. Наружная трубка обеспечивает прочность и герметичность конструкции. Изготовлены пары таких трубок для различных высот засыпки (75, 100, 125 мм). С торцов засыпка удерживается решётками, выполненными из сваренных между собой шариков. Подвод теплоносителя, центровка труб и решёток осуществляется через детали корпуса, выполненные из стеклотекстолита. В них же предусмотрены отборы давления и герметичные вводы для термопар, измеряющих профили температур в засыпке и температуру теплоносителя на входе и выходе из участка.

В рабочем участке II шаровая засыпка размещается между внутренним и внешним перфорированными чехлами. Для обеспечения равномерного расхода по высоте шаровой засыпки внутренний перфорированный чехол имеет коническую форму. Чехол изготовлен из abs пластика с помощью 3d печати. Внешний перфорированный чехол представляет собой трубку из поликарбоната. Перфорация чехлов выполнялась сверлением, диаметр отверстий перфорации 1,5 мм.

В ходе исследований был получен большой массив экспериментальных данных о гидродинамике и теплообмене, результаты эксперимента и обобщения данных представлены в докладе.



Рис. 1. Схема гидравлического контура.

Работа поддержана РНФ (грант № 16-19-10457)

- Н.Н. Пономарев Степной, Н.Е Кухаркин, А.А. Хрулев, Ю.Г. Дегальцев. Перспективы развития микротвэлов в ВВЭР // Атомная энергия, 1999, том 86, вып. 6 с. 443-449
- Г.А.Филиппов, Л.А.Меламед, Л.Н.Фальковский, А.И.Тропкина Экспериментальное исследование гидродинамики одно- и двухфазных потоков в конструкциях с распределённым сопротивлениями // Вопросы атомной науки и техники. Серия: обеспечение безопасности АЭС 2009, № 25, с.15-27.
- С.М.Быкова,Э.А.Таиров Влияние параметров засыпки на истечение пароводяной смеси // Вестник Иркутского государственного технического университета 2014, №9 (92), с. 197-201.
- Бороздин А.В., Варава А.Н., Дедов А.В., Комов А.Т., Малаховский С.А., Сморчкова Ю.В. Экспериментальное исследование и численное моделирование гидродинамики и теплообмена в шаровых засыпках // Тепловые процессы в технике, 2015, №7, с. 295-300.

УДК 628.544, 620.9

НЕДОЖОГ УГЛЕРОДА И СОДЕРЖАНИЕ ЖЕЛЕЗА В ЗОЛОШЛАКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ ТЭС

Темникова Е.Ю.¹, Богомолов А.Р.^{1,2}, Лапин А.А.¹

¹ Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия, Кемерово, ул. Весенняя, 28 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Золошлаковые материалы (ЗШМ) тепловых электрических станций включают в себя значительное количество оксидов алюминия, кремния, железа, кальция, а также содержащиеся в небольшой концентрации оксиды цинка, титана, никеля, свинца, бария, ванадия и др.

Минеральную составляющую углей после факельного сжигания на ТЭС можно считать техногенными отходами, когда они вывозятся различным видом транспорта и складируются на отведенных площадках, или сложным и разноплановым сырьем, пригодным для переработки известными методами с целью получения востребованных продуктов в различных отраслях промышленности. Предметом извлечения чаще всего являются известные многим исследователям ЗШМ, содержащие оксиды кремния (57-62%), алюминия (20-25%) и железа (3-12%), а также алюмосиликатные полые микросферы (1-2%), которые образуются при высокотемпературном факельном сжигании каменных углей.

Ежегодный объем выработки ЗШМ угольными станциями России по данным различных авторов составляет от 34 до 50 млн. т. Только 13-14% подвергаются переработке и использованию в промышленности.

Наиболее распространенное применение из состава ЗШМ получили полые микросферы, безмикросферная зола уноса и шлак. Потенциальным потребителям важной характеристикой является наличие или отсутствие в составе этих разделенных фракций недожог углерода и содержание оксида железа.

Целью работы является исследование содержание в золе уноса и шлаке остаточного углерода и железа.

Проведенный дисперсный анализ золы уноса Кемеровской ГРЭС (КемГРЭС), Томь-Усинской ГРЭС (ТУ ГРЭС) и Ново-Кемеровской ТЭЦ (НК ТЭЦ) позволил разделить ее по классам крупности, каждый из которых был подвергнут исследованию на содержание остаточного углерода. Численные результаты озоления представлены в табл. 1.

_			Таблица 1.	
K ages kovano	Содержание остаточного углерода в золе			
сти, мкм	уноса, %, масс.			
	Кем. ГРЭС	ТУ ГРЭС	НК ТЭЦ	
0-50	0,7387	9,08	1,96	
50-63	1,6987	7,78	2,72	
63-80	1,5196	9,25	3,7	
80-100	2,0951	9,77	3,71	
100-160	5,2857	14,8	5,71	
160-200	4,8478	14,48	5,81	
200-250	2,2152	14,16	8,51	
250-300	0	0	4,98	
> 300	-	-	0	

В табл. 2 представлены результаты инструментальных измерений содержания остаточного углерода и железа в пробах золы и шлака четырех станций (здесь включены данные по Беловской ГРЭС (Бел-ГРЭС)).

				Таблица 2.
	Содержан	ие остаточно	ого углерода	и железа в
Элемент	золе/шлаке, %, масс.			
	КемГРЭС	БелГРЭС	ТУ ГРЭС	НК ТЭЦ
С	2,63/0,23	2,57/0,66	4,86/4,77	2,98/0,27
Fe	4,04/1,35	2,86/-	3,71/0,04	2,19/1,36

Из табл. 1 и 2 видно, что существует общая закономерность, показывающая большее содержание остаточного углерода в золе уноса, чем в шлаке в 4-10 раз для станций КемГРЭС, БелГРЭС и НК ТЭЦ. Незначительное отличие, с соблюдением тенденции отмеченной авторами, выявлено на Томь-Усинской ГРЭС. Вероятно, это связано с режимами горения пылеугольного топлива, что влечет за собой не только практически одинаковое содержание остаточного углерода в золе и шлаке ТУ ГРЭС, но и превышающее содержание углерода почти в 2 раза в золе и шлаке других станций.

Из таблицы 2 видно, что в шлаке содержится значительно меньше соединений железа, чем в золе. Железо может находиться в составе золы уноса и в шлаке как отдельный элемент Fe, как оксид железа (II, III) (Fe₂O₃ и/или Fe₃O₄ (FeO·Fe₂O₃ в виде магнетита или железной окалины), как карбонат железа (II) FeCO₃, как сульфата железа FeSO₄, который в присутствии карбоната натрия Na₂CO₃ или карбоната кальция СаСО3 в инертной среде переходит в карбонат железа FeCO₃ с образованием сульфата натрия Na₂SO₄ или сульфата кальция CaSO₄. При этом серные или сернистые оксиды образуют твердые минеральные сульфаты либо с натрием или кальцием, либо с железом, т.е. происходит связывание газообразных оксидов серы, образованных при горении угля, в которых находится, хотя и небольшое количество серы. Отметим, что карбонаты железа FeCO₃, образовавшиеся в процессе горения при температурах более 500°С переходят в оксиды железа (II) и выделением газообразного диоксида углерода CO2. Этот механизм объясняет большее содержание оксидов железа в золе уноса, чем в шлаке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Департамента образования и науки Кемеровской области в рамках научного проекта (договора) № 16-48-420871, «p_a» и соглашения № 6 от 15 декабря 2016 г. УДК 536.8:662.99

НОВЫЙ АДСОРБЦИОННЫЙ ЦИКЛ «ТЕПЛО ИЗ ХОЛОДА»: ИСПЫТАНИЕ ПРОТОТИПА ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРА

Токарев М.М.¹, Аристов Ю.И.^{1,2}

¹ Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 5 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Использование возобновляемых источников энергии является особенно актуальным для задач энергосбережения. Эти источники имеют относительно низкий температурный потенциал, что открывает возможности для применения адсорбционных методов преобразования теплоты [1, 2], которые могут быть альтернативой существующим компрессионным и абсорбционным системам [3]. Ранее был предложен новый цикл адсорбционного преобразования низкопотенциального тепла Тепло из Холода (Теп-Хол), позволяющий повышать температурный потенциал первичного (природного) источника теплоты [4, 5]. В этой работе мы представляем результаты испытания прототипа адсорбционного термотрансформатора, который был создан для исследования работы цикла ТепХол.

В качестве адсорбтива был использован метанол, а в качестве адсорбентов – композиты, содержащие галогениды металлов, помещенные в мезопоры промышленного силикагеля КСК. Один из адсорбентов A1 обладал относительно высоким сродством к метанолу, и для его регенерации необходим температурный потенциал источника теплоты $T_{ист} = 20-25^{\circ}$ С при температуре окружающей среды $T_{oc} = -20^{\circ}$ С. Для регенерации адсорбента A2 с более низким сродством к метанолу было достаточно использования источника теплоты с температурой $T_{ист} = 4-10^{\circ}$ С.

Средняя мощность, отбираемая от источника низкопотенциального тепла для регенерации адсорбента составляла W = 0,4-0,8 кВт, а продолжительность этой стадии не превышала t = 10-20 мин. На стадии адсорбции средняя мощность получения полезного тепла составляла 1,0-1,2 кВт/кг (при средней продолжительности стадии 5 мин), а максимальная достигала 2-3 кВт. При температуре источника низкопотенциальной теплоты Т_{ист} = 20°С максимальный разогрев адсорбента составлял 42-46°С, что может быть использовано для нагрева, например, пола. Степень неизотермичности стадии адсорбции, максимальный разогрев, мощность и продолжительность цикла ТепХол зависят от интенсивности отвода тепла и определяются скоростью подачи теплоносителя f (Рис. 1). Таким образом, варьирование свойств адсорбента и условий проведения стадий регенерации/адсорбции позволяют подстраивать адсорбционный цикл под конкретные требования потребителя тепла, температурные условия окружающей среды и доступного природного источника низкопотенциального тепла. В качестве такого источника можно использовать незамерзающие водоемы (река, озеро и пр.), геотермальные воды и т.д.



Рис. 1. Зависимость максимального разогрева (a) и максимальной мощности выделения тепла (б) от потока теплоносителя f. Сплошные символы адсорбент A1, открытые – адсорбент A2.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант 16-19-10259).

- 1. G. Alefeld, R. Radermacher, Heat Conversion Systems (1994) CRC Press, Boca Raton, U.S.A., 213p
- Ю.И. Аристов, Химические и адсорбционные теплотрансформаторы: эффективность и граничные температуры цикла, Теор. Основы Хим. Технологии, 2008, т. 42, N 6, сс. 676-685
- Ю.И. Аристов, Л.Л. Васильев, В.Е. Накоряков, Современное состояние и перспективы развития химических и сорбционных тепловых машин в Российской Федерации и Республике Беларусь, Инж.-Физич. Ж, 2008, т. 80, N 1, сс. 19-48
- Аристов Ю.И., Токарев М.М., Фабиан И.В., Грекова А.Д., Гордеева Л.Г., Брызгалов А.А., «Тепло из холода» - новый цикл адсорбционного преобразования тепла: первые результаты // XXXI Сибирский теплофизический семинар – Новосибирск, 2014. – С.146.
- Аристов Ю.И., Токарев М.М, Способ повышения температурного потенциала источника тепла// Патент РФ № 2587737, опубл. 20.06.2016 Бюл. № 17

УДК 621.1.36.7(035.5)

НОВЫЕ ІТ ПРИ РАБОТЕ С ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ РАБОЧИХ ТЕЛ БИНАРНЫХ ЭНЕРГОУСТАНОВОК

Аунг Ту Ра Тун, Очков В.Ф.

¹ Национальный исследовательский университет "МЭИ", 111250, Россия, г. Москва, Красноказарменная улица, дом 14

В докладе рассмотрены три аспекта ведения теплотехнических расчетов, в частности, бинарных циклов в современных программных средах с открытым, интерактивным, сетевым форматом. Рассматривается подключение к расчетам баз данных по теплофизическим свойствам рабочих тел, работа с физическими величинами, а не только с единицами их измерения и оперирование "живыми" диаграммами термодинамических циклов. Обсуждается технология масштабирования и сдвига плоских и объемных диаграмм бинарных циклов для количественного, а не только качественного графического отображения термодинамических и теплообменных параметров энергоустановок.



Для расчета простейшего идеального парогазового цикла в среде Mathcad 15 (см. начало расчета на рис. 1) были сделаны ссылки на облачные файлы с именами H2O и Gas и с расширением xmcd (на Mathcad-документы). После таких ссылок в рабочем документе становятся доступными (видимыми) порядка 50 функций по теплофизическим свойствам двух рабочих тел: воды/водяного пара и воздуха, некоторые используются в расчете, показанном на рис.1. Весь расчет хранится в Интернете по адресу <u>http://twt.mpei.ac.ru/ochkov/PGU.xmcdz</u>.



Рис. 2. Исходная «живая» Тs-диаграмма парогазового цикла.



Рис. 3. Исходная hs-диаграмма парогазового цикла.

На рис. 2 и 3 показаны две традиционные «живые» диаграммы: диаграмма докритического цикла на перегретом водяном паре (слева: линии с точками 6,7,8 и 9) и диаграмма газотурбинного цикла (справа: линии с точками 1, 2, 3, 4 и 5). На свободных местах диаграмм помещено увеличение участка паротурбинного цикла вблизи питательного насоса и схема одноконтурного котла-утилизатора с экономайзером, испарительной частью и пароперегревателем (примечание: у котла Побразная схема, что не типично для котловутилизаторов парогазовых установок; у нас это сделано для повышения компактности рисунка). Читатель может мысленно перенести пароперегреватель в верхнюю часть котла, чтобы получилась некая башенная схема, принятая для ПГУ. Такая компоновка имеет меньшие газодинамические потери.

Одним из главных параметров работы бинарных энергетических установок является величина m – отношение массового расхода первого теплоносителя к расходу второго теплоносителя.



Рис. 4. h-s «живая» диаграмма парогазового цикла с увеличенным масштабом петли газовой турбины

На рис. 3 традиционная h-s диаграмма показана с увеличением на величину m масштаба цикла газовой турбины, что позволило зафиксировать горизонтальными линиями 5–8 и 4–6 процесс "утилизации сбросного тепла" газовой турбины в паротурбинном цикле: разность h4-h5 равна разности h6-h9.



Расчет ГТУ Рабочее тело af := "Air"

Удельная энтальпия воздуха на входе в компрессор:

➡ Reference:http://twt.mpei.ac.ru/rbtpp/Gas/M15/wspgHGST.xmcdz

h₁ := wspgHGST(af, T₁) = 288.56 қДж/кг газа

Удельная энтропия воздуха на входе в компрессор:

Reference:http://twt.mpei.ac.ru/rbtpp/Gas/M15/wspgSGSPT.xmcdz

s₁ := wspgSGSPT(af, p₁, T₁) = 6.83 кДж/(кг газа•К)

Удельная энтропия воздуха на выходе из компрессора: s₂ := s₁ = 6.83 кДж/(кг газа•К)

Температура воздуха на выходе из компрессора:

➡ Reference:http://twt.mpei.ac.ru/rbtpp/Gas/M15/wspgTGSPS.xmcdz

 $T_2 := wspgTGSPS(af, p_2, s_2) = 279.02$ °C

Удельная энтальпия воздуха на выходе из компрессора:

h₂ := wspgHGST(af, T₂) = 557.39 кДж/кг газа

Рис. 5. Начало расчета двухконтурной ПГУ: схема установки, ввод исходных данных и вызов облачных функций по свойствам воздуха.

В расчете на рис. 5 нет ссылки на «единый» облачный файл Gas.xmcd (см. рис. 1), а делаются ссылки на три отдельных облачных файла с расчетами отдельных свойств газа: удельной энтальпии (wspgHGST), удельной энтропии (wspgSGSPT) и температуры (wspgTGSPS). Аббревиатура SG означает спецификацию (S) газа (G). Меняя значение этого аргумента перечисленных функций, можно моделировать состав газа – исходный влажный воздух, природный газ, продукты сгорания и проч. В наших расчетах одно- и двухконтурных ПГУ было сделано допущение, что рабочим телом газовой турбины был сухой воздух (см. оператор af:="Air", на рис. 5), который нагревается в камере сгорания без изменения его состава. Но на вышеотмеченном авторском расчетном сервере есть расчеты ПГУ, где это упрощение не используется.



Рис. 6. Завершение расчета двухконтурной ПГУ: расчет термического КПД и построение тепловой диаграммы котла-утилизатора (T-h диаграммы)

Графические средства пакета Mathcad, как уже отмечено выше, позволяют быстро и легко строить различные графики. На рис. 6 построен такой график с экономайзерными испарительными и пароперегревательными участками пароводяных трактов (нижние кривые). Из графиков видно, что температурные кривые двух рабочих тел не пересекаются и «pinchpoint» (см. рис. 6) отсутствует.

Данная статья написана по итогам выполнения гранта РФФИ № 16-08-01222 Разработка теплофизических основ для Интернет–алгоритмов, ориентированных на оптимизацию комплексных энергоустановок (ГТУ, ПГУ, ПГУ–КУ, ПГУ–ТЭЦ и др.).

Список литературы:

- Трухний, А.Д. Парогазовые установки электростанций: учебник для вузов / А.Д. Трухний. — М.: ОАО «Издательский Дом МЭИ», 2015. — 667 с.
- Очков, В.Ф. «Облачный» сервис по свойствам рабочих веществ для теплотехнических расчетов / В.Ф. Очков, К.А. Орлов, М.Л. Френкель, А.В. Очков, В.Е. Знаменский // Теплоэнергетика. 2012.
- Теплотехнические этюды с Excel, Mathcad и Интернет / под общ. ред. В. Ф. Очкова. — СПб.: БХВ Петербург, 2015. URL: http://twt.mpei.ac.ru/ochkov/TTMI.
- Очков В.Ф. Физические и экономические величины в Mathcad и Maple (Серия «Диалог с компьютером»). М.: Финансы и статисти-

ка.URL:http://twt.mpei.ac.ru/ochkov/Units/Forword_book.htm

Аспирант Аунг Ту Ра Тун (НИУ«МЭИ») тел: +7 (999) 821 16 77 e-mail: aungthuyatun198@gmail.com УДК 004.942

ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЯВЛЕНИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ ПРИ ТЕЧАХ В ПАРОГЕНЕРАТОРЕ РЕАКТОРА С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Усов Э.В., Кутлиметов А.Э., Чухно В.И., Лобанов П.Д., Прибатурин Н.А.

Новосибирский филиал Института проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Для обоснования безопасности конструкторских решений в парогенераторе реакторных установок с жидкометаллическим охлаждением используются различные расчетные коды, позволяющие моделировать процессы, наблюдаемые при эксплуатации реакторных установок в номинальных, аварийных и переходных режимах.

Потеря герметичности парогенератора и, как следствие, попадание в него воды является одним из событий нарушения нормальной эксплуатации в реакторах с жидкометаллическими теплоносителями. Течь воды в натрий сопровождается интенсивной химической реакцией с активным выделением тепла и продуктов реакции, таких как водород и гидроксид натрия. Выделение тепла влечет сильный рост температуры в месте течи, что может приводить к кипению натрия. В результате образуется смесь пара натрия и продуктов реакции вода-натрий.

Представленная работа посвящена разработке математических моделей для моделирования физических процессов, протекающих при течах воды в жидкий металл (натрий, свинец), их численной реализации, а так же верификации на основе имеющихся в свободной литературе данных.

В отличие от истечения воды в свинец, особенностью истечения воды в натрий является протекание интенсивной реакции (1) с выделением тепла и водорода:

$$Na + H_2 O \rightarrow NaOH + \frac{1}{2}H_2 + \Delta h$$
, (1)

где Δh – тепловой выход реакции. Масса продуктов веществ рассчитывается исходя из стехиометрии. Для расчета теплового эффекта реакции при стандартной температуре используется правило, следующее из правила Гесса [1] (2):

$$\Delta h = \sum v_{ucx} \Delta h_{ucx}^0 - \sum v_{np} \Delta h_{np}^0 , \qquad (2)$$

где $\sum v_{ucx} \Delta h_{ucx}^0$ – сумма теплот образования реагентов, $\sum v_{np} \Delta h_{np}^0$ – сумма теплот образования продуктов реакции, v_{ucx} , v_{np} – стехиометрические коэффициенты.

Так как реакция в парогенераторе происходит при температурах гораздо более высоких, чем стандартная, то используется закон Кирхгофа в интегральной форме (3):

$$\Delta h(T_1) = \Delta h(T_0) + \int_{T_0}^{T_1} \Delta C_p dT + \sum L_{\phi as} , \qquad (3)$$

где $\Delta C_p = \sum v_{ucx} C_{pucx} - \sum v_{np} C_{pnp}$, C_p - теплоемкость, *L*- теплота фазового перехода, T_0 - стандартная температура, T_1 - температура реакции. Течение двухфазной среды, образованной жидким теплоносителем (натрий, свинец) и продуктами истечения (водород, вода, водяной-пар), описывается в двухжидкостном гидравлическом приближении. В данном приближении течение парогазовой смеси описывается системой уравнений, состоящей из уравнения сохранения массы для газовой и жидкой фазы (4) – (5), уравнения сохранения импульса и энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi_g \rho_g) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} (A \phi_g \rho_g V_g) = \Gamma_v + \sum_{n=1}^{N_n} S_n \qquad (4)$$
$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi_f \rho_f) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} (A \phi_f \rho_f V_f) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} (A \phi_f \rho_f V_g) = \Gamma_f, \qquad (5)$$

где Γ_v , S_n , Γ_f – интенсивности образования пара, пго неконденсируемого газа и жидкости, соответственно.

В настоящей работе предполагается, что характерными режимами течения двухфазной смеси являются пузырьковый и снарядный режимы.

Скорость всплытия снаряда зависит от силы трения, действующего на снаряд. Для пузырькового режима коэффициент трения рассчитывается по [2]:

$$C_b = \frac{24}{\text{Re}_b} \left(1 + 0.15 \,\text{Re}_b^{0.687} \right) + \frac{0.42}{1 + 4.25 \cdot 10^4 \,\text{Re}_b^{-1.16}}$$

Для снарядного режима по [3]:

$$C_{s} = \frac{1}{k^{2}} k = 0,345 \left(1 - e^{\frac{-0,01N_{f}}{0,345}} \right) \left(1 - e^{\frac{3,37 - E_{0}}{m}} \right),$$

где $N_f = \left(gD^3\left(\rho_f - \rho_g\right)\rho_f\right)^{\frac{1}{2}}/\mu_f$ – безразмерная об-

ратная вязкость.

$$m = \begin{cases} 10; & N_f > 250; \\ 69N_f^{-0.35}; & 18 < N_f < 250; - функция числа N_f. \\ 25; & N_f < 18; \end{cases}$$

- М.Х. Карапетьянц. Химическая термодинамика. М: Издательство Химия. 1975. 584 с.
- Clift R. and Gauvin W.H. Motion of entrained particles in gas streams. The Canadian Journal of Chemical Engineering. 1971. V. 49. i. 4. P. 439-448
- Г. Уоллис. Одномерные двухфазные течения. М: Издательство «Мир». 1972. 436 с.
УДК 621.039.534

ВЕРИФИКАЦИЯ КОДА СОКРАТ-БН/В2 ДЛЯ ЗАДАЧ РАСЧЕТА АВАРИЙ С ПЛАВЛЕНИЕМ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РУ БН

Рыжов Н.И.¹, Усов Э.В.², Чалый Р.В.¹

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН 115191, Россия, г. Москва, Большая Тульская ул., д. 52 ² Новосибирский филиал института проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Для решения актуальных задач в области обоснования безопасности АЭС с РУ БН в рамках федеральной целевой программы «Прорыв» в ИБРАЭ РАН был разработан интегральный код СОКРАТ-БН. Код предназначен для анализа безопасности реакторных установок с натриевым теплоносителем в режимах нарушений нормальной эксплуатации, проектных и запроектных аварий, включая тяжелые аварии с плавлением активной зоны.

Для комплексного расчета такой аварии в коде СОКРАТ-БН используется мультифизичный подход. В код СОКРАТ-БН интегрирован набор программных модулей. Они позволяют проводить связанные расчеты теплогидравлических, нейтроннофизических процессов, термомеханического состояния топлива и оболочки, плавление и перемещения материалов активной зоны, а также накопление и перенос продуктов деления в теплоносителе и окружающей среде. Первая версия кода уже была аттестована в Ростехнадзоре в 2016 году. В настоящий момент вторая версия кода готовится к подаче на аттестацию.

Текущая версия кода СОКРАТ-БН используется главным конструктором для обоснования безопасности проектируемой РУ БН-1200. Одним из ключевых вопросов в рамках обоснования безопасности является моделирование поведения РУ в условиях тяжелых аварий, в которых возможно плавление активной зоны. Классически рассматриваются следующие сценарии аварий:

- потеря расхода теплоносителя в активной зоне (ULOF),

- неконтролируемый ввод положительной реактивности (UTOP)

-полная блокировка проходного сечения одной TBC (TIB).

Дополнительно для каждого типа сценария накладывается отказ активной и пассивной систем управления и защиты, что приводит к неконтролируемому разогреву активной зоны с последующим ее плавлением.

В процессе плавления топлива происходит его перемещение в объеме активной зоне, что оказывает влияние на ее нейтронно-физические характеристики. Это требует использования адекватных и верифицированных моделей перемещения расплава. В код СОКРАТ-БН заложены модели, позволяющие учитывать перемещение расплава как под действием силы тяжести (вниз), так и под действием силы трения с потоком восходящего пара теплоносителя (вверх).

Для верификации этих моделей были использованы аналитические тесты и экспериментальные данные. В частности проведена верификация на экспериментах серии R, выполненных на исследовательском реакторе TREAT в США [1]. В этих экспериментах моделировались условия потери охлаждения в активной зоне реактора (ULOF), что приводило к плавлению экспериментальных стержневых сборок. В расчетах проводились сравнения температуры оболочек имитаторов топливных стержней с показаниями термопар и анализировалось перемещение расплавленных оболочек. Так как в данных экспериментах не измерялась динамика перемещения расплава, то были проведены сравнения результатов расчетов с кодом SAS3A (рис. 1).



Рис. 1. Границы расплавленной оболочки в эксперименте *R-4* в зависимости от времени после обращения расхода

Список литературы:

 Grolmes M.A., Holtz R.E., Spencer B.W., Miller C.E., Kramer N.A. R-Series Loss-of-Flow Safety Experiment in TREAT, Proceedings of the Fast Reactor Safety Meeting, 1974, V.1, pp. 279-302.

УДК 621.039

ПАРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ АЭС

Щеклеин С.Е.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Россия 620002 г. Екатеринбург ул. Мира 19

Одной из наиболее опасных аварийных ситуаций, приводящих к запроектной аварии АЭС, является полное длительное обесточивание. В подобных аварийных условиях основной задачей систем безопасности является сохранение целостности активной зоны реактора и отработавшего ядерного топлива (ОЯТ), находящегося в приреакторном бассейне выдержки (БВ).

Необходимость выполнения данного требования стала очевидной после аварии на японской АЭС Фукусима-1. Перед создателями АЭС встала новая задача – обеспечение отвода тепла от БВ пассивными системами.

Решением является испарение жидкости и ее последующая конденсация с использованием в качестве движущей силы разницы плотностей жидкостей и паров в гравитационном поле, реализованное в конструкциях двухфазных термосифонов [1, 2].

В докладе приведены результаты экспериментальных исследований одного из вариантов термосифонного метода – пародинамического отвода теплоты от защищаемого объекта (БВ ОЯТ).

Исследования выполненные на замкнутом контуре большой протяженности (свыше 20 м) на ацетоне, этиловом спирте и ряде других низкокипящих жидкостей и азеотропных смесей по стационарной и нестационарной методикам показали следующее:

 при всех исследованных тепловых нагрузках в возникала устойчивая циркуляция фаз, отсутствовали ограничения, характерные для тепловых труб и термосифонов, в.т.ч. связанные с препятствием движению конденсата восходящим паровым потоком;

- после переходного процесса, связанного с прогревом и началом парообразования происходит стабилизация температур и давления в контуре.

На рис. 1 приведены результаты измерений температур и давления в контуре для ацетона.

Плотность теплового потока в испарителе и осевом направлении контура рассчитывались по формулам:

$$q = \frac{Q}{L \cdot S} Bm / M^2 , \ q_{oc} = \frac{4 \cdot Q}{\pi \cdot D^2} Bm / M^2$$

Результаты обработки результатов экспериментов для ацетона приведены в табл. 3.

1	аблиі	<i>а 3.</i> .	Характ	гристики	контура.
---	-------	---------------	--------	----------	----------

	/ I	
Отводимая	Плотность теп-	Плотность теп-
мощность,	лового потока в	лового потока в
Вт	испарителе,	осевом направ-
	Bt/m ²	лении контура,
		BT/M^2
465	$3,44 \cdot 10^3$	$2,21 \cdot 10^{6}$



Рис. 1 а, б. Зависимость температур и давления в характерных точках контура.

Выводы.

 Экспериментально показана возможность отвода значительных тепловых мощностей на значительные расстояния при помощи разработанного пародинамического контура с низкокипящими теплоносителями.

2. Полученные результаты осевых переносов тепла являются достаточно высокими (выше 10⁶ Вт/м²) и могут быть еще увеличены интенсификацией теплообмена (оребрение) как со стороны испарителя (охлаждаемая зона) так и со стороны конденсатора (зона отвода тепла).

- Безродный М. К., Пиоро И. Л., Костюк Т. О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. – 2-е издание, дополненное и переработанное. — Киев: Факт, 2005. – 704 с.
- Свириденко И.И., Шевелев Д.В., Выборнов С.С. Расчетная оценка эффективности СПОТ приреакторного бассейна выдержки ОЯТ//Сборник научных трудов СНУЯЕ и П Севастополь. 2013 С.58-66.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ ЭНЕРГЕТИКИ

Каганович Б.М., Зароднюк М.С., Якшин С.В.

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

Экологические характеристики технологических и природных процессов начали анализироваться в Институте систем энергетики после создания модели экстремальных промежуточных состояний (МЭПС) [1], которая в отличие от традиционных моделей равновесной термодинамики, предназначенных для поиска точки конечного равновесия, позволяет исследовать всю область термодинамической достижимости и находить в ней точки, соответствующие экстремальным значениям интересующих исследователя показателей. Эффективность МЭПС выявилась при определении предельных концентраций вредных веществ, образуемых при сжигании и переработке топлив, и загрязнения атмосферы энергетическими и промышленными выбросами. Обнаружилась возможность одновременного расчета набора поллютантов в случаях, когда использование кинетической модели для поиска концентрации только одного из них требует наряду с трудоемкими вычислениями и проведения натурных экспериментов. Стала понятной ошибочность в компьютерную эпоху широко распространенного ранее мнения о принципиальной неприменимости термодинамики в химии атмосферы из-за низкой скорости реакций и недостижимости конечных равновесий. Возможность рассмотрения с помощью МЭПС всего множества промежуточных состояний устранила имевшиеся трудности.

Усовершенствование первых модификаций МЭПС включением в модели кинетических ограничений дополнительно повысило точность вычислений и возможности оптимального управления технологическими процессами [1-3]. Следующим шагом в совершенствовании равновесного термодинамического моделирования стало создание на его основе метода построения траекторий, применимого в анализе и обратимых и необратимых процессов [3, 4]. Исходной явилась идея отказа от применения единого уравнения изучаемого процесса, которое в общем виде для движения с трением не удалось вывести классикам физики XIX в., и перехода к пошаговому наращиванию оптимальных результатов вычислений. Шаги в пространстве и времени было решено принимать столь малыми, что стали допустимыми предпосылки о стационарности движения, выводы математических связей между принципами экстремальности консервативных и диссипативных систем и обоснования в задачах вида целевых функций. Реализация предложенного подхода осуществилась путем совместного применения МЭПС (для внутришаговой оптимизации) и метода динамического программирования (для наращивания результатов). Пока новая идея выбора траекторий была проверена на нескольких

примерах, в том числе на примере образования оксидов азота при сжигании угля в факельной топке. Расчетные концентрации оксидов оказались достаточно близкими к экспериментальным данным.

Накопленный опыт анализа экологических проблем в 2016 году подсказал авторам доклада постановку новой системной задачи - создания условной термодинамико – гидравлической цепной модели распространения и превращений в атмосфере энергетических и промышленных выбросов. Идею построения такой модели можно считать развитием идеи Кирхгофа, решившего задачу распределения электрического тока в плоской пластине круглой формы, отобразив её условной электрической цепью и заложив этим основы теории цепей. В нашем случае цепи должны включать узлы притоков (от тепловых электростанций, котельных, промышленных предприятий, транспорта и других источников) и стоков "грязи". Наряду с непосредственными источниками загрязнений цепная модель должна позволять учитывать энергообъекты, влияющие на физикохимические процессы в атмосфере: гидроэлектростанции, воздействующие на влажность воздуха, и крупные ветроэнергетические установки, быстро и существенно изменяющие атмосферное давление. Влажность определяет поверхность капель конденсата, на которой образуются растворы вредных веществ, и соответственно выпадение загрязнённых осадков. Давление сказывается на предельно возможной влажности. Понятно, что намечаемая цепная модель в случае её успешной реализации будет способствовать повышению разносторонности анализа воздействия энергетики на природу в крупных территориальных регионах, энергетических и промышленных узлах.

- Горбань А.Н., Каганович Б.М., Филиппов С.П. Термодинамические равновесия и экстремумы: Анализ областей достижимости и частичных равновесий в физико-химических и технических системах. Новосибирск: Наука, 2001. 296 с.
- Kaganovich B.M., Keiko A.V., Shamansky V.A. Equilibrium Thermodynamic Modeling of Dissipative Macroscopic Systems // Advances in Chemical Engineering. Vol. 39.Thermodynamics and kinetics of complex systems. Chapter 1 – Elsevier, 2010. – P. 1–74.
- Kaganovich B.M., Keiko A.V., Shamansky V.A., Zarodnyuk M.S. On the Interrelations Between Kinetics and Thermodynamics as the Theories of Trajectories and States // Chemical Kinetics. – Rijeka: Intech, 2012. – P. 31–60.
- Каганович Б.М. Равновесная термодинамика. Проблемы и перспективы. Вторая редакция. – Саарбрюкен: LAP Lambert Academic Publishing, 2015. – 240 с.



СЕКЦИЯ 6

Процессы переноса в микро- и наносистемах



УДК 544.773; 536.24

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ МИКРОКАНАЛЕ

Анискин В.М.¹, Рудяк В.Я.²

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1 ² Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

Использование наножидкостей для повышения теплообменных свойств различных технических систем и устройств весьма перспективный способ повышения их эффективности. В макротечениях в ламинарном режиме коэффициент теплоотдачи наножидкостей в общем случае существенно превосходит соответствующие значения для базовой жидкости [1– 4]. Во многих приложениях наножидкости планируется использовать для охлаждения различных микроусройств. Наножидкость, однако, достаточно сложная двухфазная система, теплофизические свойства которой не описываются классическими теориями. Экспериментальное изучение их микротечений поэтому совсем нетривиальная задача, поскольку необходим еще и соответствующий инструментарий.

В данной работе с этой целью создан специальный стенд. Нагрев рабочего участка (микроканала) осуществлялся непосредственно пропусканием электрического тока через микроканал. Чтобы при этом исключить влияние внешнего конвективного теплообмена на результаты опытов рабочий участок помещался в вакуумную камеру, воздух в которой откачивался до давления $2 \cdot 10^{-2}$ мм ртутного столба. В боковой стенке камера имела отверстия для откачки воздуха, измерения вакуума, подачи и отвода рабочей жидкости, а также была снабжена шестью вакуумными разъемами по семь контактов в каждом.

Для получения достоверных данных о местном коэффициенте теплоотдачи необходимо было на входе в нагреваемый микроканал иметь профиль скорости, соответствующий развитому течению. С этой целью рабочий участок был выполнен составным, он имел подготовительный и нагреваемый элементы. Нагреваемый участок представлял собой цилиндрический канал из нержавеющей стали. Эксперименты выполнялись на двух каналах с внутренним диаметром 358 и 180 мкм. Величина абсолютной шероховатости внутренней поверхности канала не превышала 8 мкм.

Температуры жидкости на входе в рабочий нагреваемый участок измерялась с помощью хромельалюмелевой термопары (L-типа), она имела толщину около 20 мкм и планарный размер 80×80 мкм. Температура нагреваемого рабочего участка измерялась одиннадцатью термопарами, расположенными по всей его длине. Еще одна термопара размещалась непосредственно внутри коллектора на выходе канала. Наконец на расстоянии около одного калибра от среза стального канала и поперек его сечения устанавливалась еще одна термопара толщиной 20 мкм и планарным размером 60×300 мкм. С ее помощью измерялась средняя температура на выходе из нагреваемого рабочего участка. Тестирование установки было проведено на измерениях коэффициента теплоотдачи при течении дистиллированной деионизированной воды.

В данной работе изучен коэффициент теплоотдачи наножидкости на основе дистиллированной воды с частицами диоксида кремния со средним размером 25 нм, их объемная концентрация в наножидкости варьировалась от 0,25 до 1%. Наножидкость получалась обычным двухшаговым методом. Чтобы разрушить конгломераты наночастиц суспензии подвергались обработке ультразвуком в ванне "Сапфир" в течение 45 минут. Перед каждым экспериментом наножидкость снова дополнительно обрабатывалась в ультразвуковой ванне. Расход жидкости, как и для чистой воды, менялся от 3 до 10 мл/мин.

Установлено, что коэффициент теплоотдачи наножидкостей существенно превосходит соответствующее значение для базовой жидкости. Уже однопроцентная наножидкость повышает его примерно на 60% по сравнению с водой. При рассмотренных небольших концентрациях наночастиц превышение коэффициента теплоотдачи пропорционально концентрации частиц. Поэтому с ее увеличением превышение коэффициента теплоотдачи будет расти. Это соответствует и данным работ [3, 4], которые были получены в миниканалах с внутренним диаметром почти в двадцать и сорок раз меньшим.

С ростом расхода коэффициент теплообмена также увеличивается. Показано, что двукратное превышение среднего относительного коэффициента теплоотдачи следует ожидать уже при расходе около 10,3 мл/мин, а трехкратного – при расходе около 12,6 мл/мин. При этом течение все еще остается ламинарным.

Работа выполнена при частичном финансировании РНФ, грант 14-19-00312.

- Гузей Д. В., Минаков А. В., Рудяк В. Я., Дектерев А. А. Измерение коэффициента теплоотдачи наножидкости на основе оксида меди в цилиндрическом канале // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. №. 5. С. 34–42.
- Luna I. Z., Chowdhury A. M. S., Gafur M. A., Khan R. A. Measurement of forced convective heat transfer coefficient of low volume fraction CuO-PVA nanofluids under laminar flow condition // American J. of Nanomaterials. 2015. V. 3. No. 2. P. 64–67.
- Минаков А. В., Рудяк В. Я., Гузей Д. В., Лобасов А. С. Измерение коэффициента теплоотдачи наножидкости на основе воды и частиц оксида меди // ТВТ. 2015. Т. 53. № 2. С. 256–263.
- Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Ya. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // Applied Thermal Engineering. 2015. V. 88. P. 140–148.

УДК 536.24,532.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ МАГНИТНЫХ НАНОЖИДКОСТЕЙ

Гузей Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Пряжников М.И.^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79 ²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Проведено экспериментальное исследование вынужденной конвекции магнитных наножидкостей в постоянном магнитном поле. Эксперимент по изучению вынужденной конвекции наножидкости проведён на экспериментальном стенде кафедры Теплофизики Сибирского федерального университета [1]. Установка представляет собой замкнутый контур с циркулирующим теплоносителем. С помощью насоса рабочая жидкость из сборного резервуара подаётся в измерительный обогреваемый участок. После его прохождения жидкость поступает в теплообменник, в котором отдаёт тепло термостату. Обогреваемой участок представляет собой трубку из нержавеющей стали диаметром 10 мм и длинной 1 м. Толщина стенки трубки 1 мм. На трубку для обогрева подаётся электрический ток. Тем самым обеспечивая условия постоянного теплового потока на стенке. Мощность нагрева регулируется при помощи ЛАТРа. Для измерения локальной температуры трубки на стенке на равном расстоянии друг от друга закреплено 6 хромель-копелевых термопар. Значения температуры считывается измерителями ТРМ-200. При помощи термопар также измеряется температура на входе и выходе из обогреваемого участка. Помимо температуры, в экспериментах также проведено измерение перепада давления на входе и выходе из обогреваемого участка. Перепад давления по длине рабочего участка измеряется при помощи дифференциального манометра ОВЕН ПД200. Для создания магнитного поля использовались размерами постоянные неодимовые магниты 50х30х10 мм. Напряжённость магнитного поля вокруг магнита была измерена при помощи миллитесламетра ТПУ-02. Максимальное значение магнитной индукции вблизи магнита составляет порядка 0,3Т. Магниты располагались в непосредственной близости от обогреваемого участка на одинаковом расстоянии друг от друга.

В качестве наночастиц для приготовления наножидкости использовались частицы оксида железа Fe₃O₄. Размер частиц был равен 100 нм. В качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода. В экспериментах объёмная концентрация наночастиц варьировалась в диапазоне от 0,125 до 0,75%. Для приготовления наножидкостей использовался стандартный двухшаговый метод. Необходимое количество порошка добавлялось в жидкость, после чего полученная суспензия тщательно механически перемешивалась. Чтобы разрушить конгломераты наночастиц, суспензии подвергались обработке в ультразвуковой ванне «Сапфир ТЦ-10338».

В результате экспериментов измерены средние и локальные величины коэффициента теплоотдачи на стенках канала. Получены зависимости коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса, концентрации наночастиц, интенсивности и конфигурации магнит-

ного поля. Показано, что с помощью стационарного магнитного поля можно повысить коэффициент теплоотдачи магнитных наножидкостей с наночастицами оксида железа Fe₃O₄ средним размером 100 нм до 1,8 раза по сравнению с базовой жидкостью и 1,6 раза по сравнению с наножидкостью без приложения магнитного поля. Установлено, что с увеличением концентрации наночастиц оксида железа Fe₃O₄ локальный и средний коэффициенты теплоотдачи возрастают. При этом эффект повышения коэффициента теплоотдачи имеет место и при фиксированном значении числа Рейнольдса и при фиксированном значении расхода теплоносителя. В то время как при турбулентном теплообмене немагнитных наножидкостей или наножидкостей без действия магнитного поля при фиксированном значении расхода теплоносителя может быть снижение коэффициента теплоотдачи с увеличением концентрации частиц [1].

Получены зависимости перепада давления от числа Рейнольдса, концентрации наночастиц и конфигурации магнитного поля при вынужденной конвекции магнитной наножидкости. В результате экспериментов установлено, что магнитное поле также оказывает существенное влияние на перепад давления в трубке. Показано, что для наножидкости с объёмной концентрацией частиц Fe3O4 0,75% и действующим магнитным полем, создаваемым с помощью четырёх магнитов, расположенных вдоль трубки, перепад давления в канале повышается в 5,2 раза по сравнению с перепадом давления без поля. Установлено, что повышение давления при прокачивании магнитной наножидкости под действием магнитного поля имеет нестационарный характер. В зависимости от режима течения перепад давления повышается в течении 50-200с. После этого значение перепада давления устанавливается. По длительности это соответствует времени наблюдаемому образованию отложений из наночастиц в трубке вблизи магнитов. Установлено, что с уменьшением концентрации наночастиц влияние магнитного поля ослабевает. Так для концентрации наночастиц Fe3O4 0,125% перепад давления при действующем магнитном поле создаваемым с помощью четырёх магнитов повышается на 35% по сравнению с чистой жидкостью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Красноярского края в рамках научного проекта № 16-48-243061.

Список литературы:

 Minakov A.V., Guzei D.V., Pryazhnikov M.I., Zhigarev V.A., Rudyak V.Y. Study of turbulent heat transfer of the nanofluids in a cylindrical channel. // International Journal of Heat and Mass Transfer 2016. Vol. 102. Pp. 745-755. УДК 533.5:54.057

СИНТЕЗ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР ИЗ СТРУИ СМЕСИ H2+CH4 В СПУТНОМ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТОКЕ ВОДОРОДА.

Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б.

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

Из рассмотрения основных физико-химических процессов CVD следует, что при синтезе алмаза важнейшую роль имеют присутствие атомарного водорода и продукт разложения метана CH3 [1]. В случае HWCVD происходит науглероживание высокотемпературных поверхностей, снижается катализационный эффект и степень диссоциации водорода [2, 3]. Преодоление этих факторов возможно при использовании скоростных углеродводородных потоков при раздельной подаче в каналы активатора и формирования у поверхности подложки взаимодействующих продуктов разложения. Созданный двухканальный активатор со спиралью нагрева в водородном канале позволяет получить высокую степень диссоциации потока молекулярного водорода при многократных столкновениях молекул водорода в отсутствии науглероживания с вольфрамовыми поверхностями спирали, экрана и соосного с ним капилляра для подачи смеси водорода и метана [4].



Рис. 1. SEM фотография кристаллов алмаза на молибденовой подложке.

Скорость течения на выходе водородного канала устанавливается ~100 м/с, а скорость на выходе метанового капилляра может иметь величину в пределах 300 - 1200 м/с. Скорости течения дозвуковые и перед поверхностью подложки возможна реализация условий удовлетворительного смешения истекающих из каналов газов [5]. Синтез кристаллов проводился в течение 3 часов в следующих условиях: температуры стенок каналов 2400 К, содержание метана в общем молекулярном потоке водорода 0,36 %, температура подложки 1300 К, расход водорода во внешнем и внутреннем каналах по 1500 нсм³/мин, расход метана 11 нсм³/мин, давление в камере торможения 20 торр. Полученная алмазная пленка содержит кристаллы размером до 20 мкм.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 15-08-01949, 17-08-00460.

- 1. B.V. Spitsin, in Handbook of Crystal Growth, edited by D.T. J. Hurle (Amsterdam, Elsevier, 1994), V.3, Chap.10, p.401.
- S. Okoli, R. Haubner, B. Lux Surface and Coatings Technology. 1991. V. 47, Issues 1–3. Pp. 585–599.
- 3. Alexei Emelyanov, Aleksey Rebrov and Ivan Yudin. Physica Status Solidi (a). 2014. V. 211, Issue 10. Pp. 2279–2283.
- Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б. ЖТФ. 2016. Т. 86, №.12, с. 56-59.
- 5. Славнов В.М. Ученые записки ЦАГИ 1970. Т. 1. №3. с.106-108.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ НАГРЕВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ С УЧЕТОМ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Ананьева М.В.¹, Звеков А.А.², Галкина Е.В.¹, Каленский А.В.¹

1 Кемеровский государственный университет, Кемерово,

650000, Россия, Кемерово, ул. Красная, 6

² Федеральный исследовательский центр угля и углехимии СО РАН (Институт угля и углехимии СО РАН),

650000, Россия, Кемерово, пр. Советский, 18

Исследование влияния температуры на оптические свойства металлов и их наночастиц является важной практической задачей, имеющей приложения для процессов абляции пленок и нагрева наночастиц лазерным излучением. Экспериментальное исследование данных зависимостей представляет собой нетривиальную задачу. Для большинства металлов имеются только отрывочные сведения, касающиеся влияния температуры на коэффициент отражения при определенных длинах волн, которых явно недостаточно для моделирования нагревания образца с учетом изменения оптических свойств металлов с ростом температуры. Моделирование нагревания наночастиц металлов в прозрачных матрицах на основе вторничных взрывчатых веществ необходимо для оптимизации состава капсюля оптического детонатора. Исследование процесса зажигания актуальных составов осуществлялось до сих пор без учета температурных зависимостей оптических свойств наночастиц. Цель работы: рассчитать кинетические закономерности нагревания наночастиц алюминия с учетом температурных зависимостей коэффициентов эффективности поглощения для практически важных длин волн.

Экспериментальные измерения поглощения света напыленными пленками алюминия в вакууме при температурах 198, 298, 404 и 552 К были выполнены в работе [1] в области спектра от 0,64 до 2,5 eV. Выполнена аппроксимация экспериментальных спектральных зависимостей мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2(E)$ при данных температурах шести-параметрическим выражением с последующим определением температурной зависимости параметров. Для расчета действительной части диэлектрической проницаемости использовались соотношения Крамерса-Кронига.

Рассчитаны температурные и спектральные зависимости Френелевского коэффициента отражения (ρ) алюминия при нормальном падении в диапазоне длин волн от 532 нм до 1064 нм. На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости коэффициента эффективности поглощения (Q_{abs}) наночастиц алюминия с радиусом 100 нм от температуры при значениях длины волны излучения 532 (1), 750 (2), 795 (3), 875 (4) и 1064 нм (5).

Необычный характер результатов расчетов заключается в том, что увеличение температуры в основном приводит к увеличению коэффициента Френелевского отражения. При длине волны 1064 нм наблюдается минимум на зависимости $\rho(T)$ при температуре 600 К. При этом происходит уменьшение коэффициента эффективности поглощения, а при длине волны 1064 нм на кривой наблюдается максимум в той же области температур. Данное поведение является аномальным для металлов, поскольку рост температуры типично приводит к увеличению скорости диссипации энергии и понижению коэффициента отражения ρ . В случае наночастиц это должно естественно приводить к росту Q_{abs} . В области энергий кванта порядка 1,5 eV основной вклад в оптические свойства алюминия вносит полоса межзонного поглощения, положение и интенсивность которой чувствительны к температуре. Расплавление металла приводит к скачкообразному изменению коэффициента отражения металла и коэффициента эффективности поглощения (см. рис. 1).



Рис. 1. Рассчитанные температурные зависимости коэффициента эффективности поглощения наночастиц алюминия с радиусом 100 нм. Обозначения в тексте.

Рассчитаны кинетические закономерности нагревания наночастиц алюминия радиусами от 30 нм до 120 нм в матрице фторида лития (для которого известны спектральные и температурные зависимости показателя преломления) с учетом температурных зависимостей коэффициентов эффективности поглощения наночастиц при облучении импульсами основной и второй гармоник неодимового лазера длительностью 12 и 20 нс и плотностями энергии от 0,1 Дж/см² до 0,5 Дж/см². Показано, что изменение оптических свойств наночастиц в процессе нагревания существенно влияет на эффективность нагревания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 16-32-00286мол_а).

Список литературы:

 Mathewson A.G., Myers H.P. Optical absorption in aluminium and the effect of temperature // J. Phys. F. 1972. V. 2. No. 2. P. 403-415.

ПЛАВЛЕНИЕ И ЗАТВЕРДЕВАНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ С УЧЕТОМ УРАВНЕНИЯ ГИББСА-ТОМСОНА

Кот В.А.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН РБ, 220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 15

Проблема построения адекватных математических моделей плавления и испарения сверхмалых наноразмерных частиц приобрела в настоящее время большую актуальность [1, 2]. При уменьшении размеров наночастиц изменяются не только их механические свойства, но также их основные термодинамические характеристики. Изменение температуры плавления металлов в зависимости от размера частиц является одним из основных эффектов [1-4]. Температура плавления (затвердевания) становится ниже, чем у образцов обычного размера. При данной температуре кристаллическая структура твердой фазы исчезает и заменяется неупорядоченным состоянием жидкости. В настоящей работе решены и проанализированы задачи о затвердевании и плавлении сферических наноразмерных тел с привлечением нового математического аппарате, основанного на последовательностях тождественных равенств [5].

Затвердевание наночастицы. Математическая формулировка задачи имеет следующий вид [6]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad R < r < R_0, \quad 0 < t < t^*$$
$$T = T_m \left(1 + \frac{\gamma}{L} \frac{2}{R} \right); \quad \lambda \frac{\partial T(R, t)}{\partial r} = \rho L_m \frac{dR}{dt}, \quad r = K$$
$$T(R_0, t) = T_0; \qquad R(0) = R_0.$$

Здесь $\kappa = \lambda/c\rho$ – коэффициент температуропроводности; λ , ρ , c, L_m – коэффициент теплопроводности, плотность, удельная теплоемкость и скрытая теплота на единицу массы соответственно, γ – коэффициент поверхностного натяжения.

Путем последовательного интегрирования уравнения теплопроводности, с учетом граничных условий, получено полиномиальное решение задачи на основе выведенной последовательности из интегральных тождеств следующего вида:

$$\begin{cases} \int_{\frac{s}{2n}}^{0} \int_{\frac{s}{2n}}^{y} u(y,\tau) \, dy = \sum_{i=1}^{n} \sigma(1+\sigma) \int_{\frac{0}{n-i+1}}^{t} \int_{\frac{0}{2n-i+1}}^{t} \frac{s^{2i-1} d\tau^{(i)}}{(2i-1)!(1-s)} \\ -\frac{1}{\widehat{\operatorname{Ste}}} \int_{\frac{0}{n-i}}^{t} \int_{\frac{s}{2n-i}}^{t} \frac{s^{2i}}{2i!} \left(1 - \frac{2i}{2i+1}s\right) d\tau^{(i)} + \frac{\tau^{n}}{n!}. \end{cases} \right\}_{n=1}^{2}$$

где
$$\widehat{\text{Ste}} = \frac{\text{Ste}}{1+\sigma}$$
, $y = 1 - \frac{r}{R_0}$, $s = 1 - \frac{R}{R_0}$, $u = \frac{rI+\sigma}{1+\sigma}$

$$\tau = \frac{\kappa t}{R_0^2}, \ \sigma = \frac{\beta}{\text{Ste}}, \ \beta = \frac{2\gamma}{\rho L_m}, \ \text{Ste} = \frac{c (T_m - T_{ref})}{L_m}.$$

Тогда, посредством представления температурной функции в виде $T = \sum_{j=1}^{N} a_j (1 - y/s)^j$, удается свести задачу к дифференциальному уравнению порядка N.

Плавление наночастицы. Решена в полиномиальном представлении однофазная задача о плавлении наноразмерной сферической частицы в известной математической постановке (безразмерный вид) [7]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \qquad S(t) < r < 1$$
$$T = 1, \qquad r = 1$$
$$T_m = \sigma \left(1 - \frac{1}{R} \right); \quad \frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{dR(t)}{dt} \left(T + \beta \right), \quad r = R(t) .$$

Здесь $\beta = \text{Ste}^{-1} - \sigma (1 - k_c) - k_c V$, $k_c = c_s / c_l$, V – температура твердого ядра. На основе применения тождественных равенств с последующим решением дифференциального уравнения порядка N рассчитан межфазный фронт S(t), а также искомая температурная функция T(r,t). Установлен ряд закономерностей, присущих кинетике перемещения межфазного подвижного фронта S(t) и формированию температурных профилей в наночастице (см. рис. 1).



Рис. 1. Профили безразмерной температуры при σ = 0.15, β = 10, t = 0,2 (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,2 (4); 1,3 (5); 1,4 (6): штриховая линия – фронт плавления.

- Guisbiers G. Review on the analytical models describing melting at the nanoscale. // J. Nanosci. Lett. 2012. V. 2. No. 8. P. 1-13.
- Wu, B., Tillman, P., McCue, S. W., & Hill, J. M. Nanoparticle melting as a Stefan moving boundary problem. // J. Nanosci. Nanotechnol. 2009. V. 9. No. 2. P. 885-888.
- Font F., Myers, T.G. Spherically symmetric nanoparticle melting with a variable phase change temperature // J. Nanopart. Res. 2013. No. 15. P. 2086-2098.
- Фёдоров А.В., Шульгин А.В. Математическое моделирование плавления наноразмерных частиц металла // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 2. С. 23-29.
- Кот В.А. Интегральный метод граничных характеристик в решении задачи Стефана: условие Дирихле // ИФЖ. 2016. Т. 89. № 5. С. 1301-1327.
- Wu T., Liaw H.C., Chen Y.Z. Thermal effect of surface tension on the inward solidification of spheres // Int. J. Heat Mass Trans. 2002. V. 45. No. 10. P. 2055-2065.
- McCue S.W., Wu B., Hill J.M. Micro/nanoparticle melting with spherical symmetry and surface tension. // J. Appl. Math. 2009. V. 74. P. 439-457.

ПОЛУЧЕНИЕ АЛМАЗНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОТОКА

Кубрак К.В., Ребров А.К., Андреев М.Н., Бъядовский Т.Т.

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

Алмаз имеет высокую твердость, низкий коэффициент термического расширения, химическую инертность и износоустойчивость, высокой теплопроводностью и др., поэтому в настоящее время алмаз является уже не столько ювелирным, сколько функциональным материалом, востребованным в разных областях промышленного производства.

Интерес во всем мире возрос после открытия возможности искусственного выращивания алмазов с помощью методов химического газофазного осаждения (CVD). Полученные таким образом алмазы могут демонстрировать свойства, сравнимые и превосходящие свойства природных алмазов. Данные методы имеют потенциал развития для осаждения покрытий на относительно больших площадях различной топологии.

В представляемой работе рассматриваются процессы получения алмазоподобного покрытия методом газофазного осаждения при термической активации водорода и смеси углеродсодержащего газа с водородом на нагретых протяжённых цилиндрических каналах вакуумного термического реактора [1]. Продукты активации доставляются с околозвуковой скоростью к термостатированной металлической подложке, на которой и происходит рост алмазного покрытия. В проведённых сериях исследования в качестве углеродсодержащего газа использовался метан, а в качестве подложки – полированная молибденовая шайба.

Известно, что ключевым элементом в процессе синтеза алмазного покрытия является атомарный водород [2]. В условиях раздельной подачи водорода и углеродсодержащей смеси авторам удается добиться оптимального соотношения термогазодинамических параметров, необходимых для осаждения алмазных пленок на различных поверхностях.



Рис. 1. Микрофотография поверхности алмазоподобного покрытия.

Типичные микрофотографии поверхностей полученных покрытий представлены ниже (рис. 1). Видно, что покрытия представляют собой микрокристаллические структуры с характерным размером кристаллитов 8-10 мкм.

Спектры комбинационного рассеяния (рис. 2) показывают пик на 1334,5 см⁻¹, подтверждающий наличие алмазной фазы, а также D- и G-пики, отвечающие за присутствие в образцах графита.



алмазоподобного покрытия и их разложение посредством функции Лоренца.

В ходе проведённых исследований были определены параметрические особенности формирования алмазного покрытия на молибденовых подложках в методе газофазного осаждения при активации смеси метана и водорода в нагретых до высокой температуры цилиндрических каналах.

Особенностями данного способа осаждения являются: возможность доставки активированных компонент к подложке с высокой скоростью, подача потоков газа в широком диапазоне расходов, относительно большая активационная поверхность, пониженное энергопотребление термического реактора.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 15-19-00061.

- Rebrov A. K., Andreev M. N., B'yadovskiy T. T., Kubrak K. V., Yudin I. B. The reactor–activator for gas-jet deposition of diamond structures // Rev. of Sci. Inst. V. 2016. Vol. 87. №10.
- Хмельницкий Р. А. Перспективы выращивания монокристаллического алмаза большого размера // Успехи физических наук. Т. 185. № 2. С. 143 – 159.

УДК 532.5

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬСМЕШЕНИЯ В Т-ОБРАЗНОМ МИКРОМИКСЕРЕ

Лобасов А.С., Минаков А.В.

 ¹ Сибирский Федеральный Университет, 660074, Россия, Красноярск, ул. ак. Киренского, 26
² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Для работы большинства микроканальных устройств, применяемых в химии и биологии, необходимо быстрое и эффективное перемешивание веществ, однако, течение в микроканалах бывает преимущественно ламинарным, и перемешивание происходит посредством диффузии, а значит очень медленно. Поэтому создание и оптимизация микромиксеров с наименьшим временем перемешивания – актуальная задача в области разработки микроканальных устройств.

Среди всевозможных форм микромиксеров и микрореакторов очень распространены миксеры Т-типа, в которых жидкости поступают в два противонаправленных канала (входные каналы), а их смесь вытекает из третьего канала (выходной канал или канал смешения). Микромиксеры Т-типа являются наиболее простой в изготовлении и эффективной формой микромиксеров, и исследования процессов, происходящих в них, становятся актуальной темой многих исследований [1-3].



Рис. 1. Зависимость эффективности смешения от числа Рейнольдса при различных вязкостях (а) и плотностях (б), при отношении соответствующих параметров: 1-1; 2-1,25; 3-1,5; 4-2.

В данной работе проведено исследование влияния различных параметров на эффективность смешения, а также режимы течения и смешения жидкостей. В частности, в результате численного исследования было установлено существенное влияние вязкости и плотности смешивающихся жидкостей на картину течения, режимы и эффективность смешения двух жидкостей (см. рис. 1).

Кроме того, было показано наличие существенного влияния начальных температур смешивающихся жидкостей (см. рис. 2), а также реологических свойств жидкостей, которые задавались с помощью степенной модели неньютоновской жидкости. После этого были проведены численные исследования смешения жидкостей в Т-образном микромиксере при наличии граничных условий скольжения на стенке, которые задавались модифицированными уравнениями Максвелла-Смолуховского и показано, что результаты значительно отличаются от случая условий прилипания на стенке. Для каждой серии расчётов были получены данные о распределении давления, концентрации компонент смеси и полей скоростей в микромиксере, построена зависимость эффективности смешения жидкостей и перепада давлений, а также карта режимов течения и смешения от числа Рейнольдса.



Рис. 2. Зависимость эффективности смешения от числа Рейнольдса при различных разностях начальных температур: $1 - \Delta t = 0^{\circ}C$; $2 - \Delta t = -10^{\circ}C$; $3 - \Delta t = 10^{\circ}C$; $4 - \Delta t = 20^{\circ}C$; $5 - \Delta t = 30^{\circ}C$.

- Bothe D., Stemich C., Warnecke H. J. Fluid mixing in a T-shaped micro-mixer // Chem. Eng. Sci. 2006. Vol. 61. Pp. 2950-2958.
- Hoffmann M., Schluter M., Rabiger N. Experimental investigation of liquid-liquid mixing in T-shaped micro-mixers using μ-LIF and μ-PIV // Chem. Eng. Sci. 2006. Vol. 61. Pp. 2968-2976.
- Dreher S., Kockmann N., Woias P. Characterization of laminar transient flow regimes and mixing in T-shaped micromixers // Heat Transfer Eng. 2009. Vol. 30. Pp. 91-100.

УДК 62-977

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ РЕАКТОРА ПРИ ГАЗОСТРУЙНОМ ОСАЖДЕНИИ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК

Морозов А.А., Андреев М.Н., Бьядовский Т.Т., Кубрак К.В., Плотников М.Ю., Ребров А.К., Юдин И.Б.

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

Реактор для газоструйного осаждения алмазоподобных плёнок представляет собой достаточно сложный высокотемпературный теплонапряженный агрегат [1]. Суперпозиция различных видов переноса тепла – излучением, теплопроводностью, конвекцией при наличии физико-химических превращений, как у поверхности высокотемпературных деталей, так и в потоках газовых смесей объясняет необходимость создания тепловой модели с элементами учёта двумерной и трёхмерной геометрии.

В данной работе проведено моделирование теплового состояния реактора. Реактор представляет собой две коаксиальные трубки диаметром 3 и 6 мм внутри медного корпуса диаметром 14 мм. Внутренняя трубка состоит из кварцевой трубки длиной 65 мм и трубки из вольфрамовой фольги длиной 75 мм. Внешняя трубка состоит из молибденовой трубки длиной 110 мм и трубки из вольфрамовой фольги длиной 30 мм. По внешней трубке подается электрический ток (до 100 А), который нагревает тонкую вольфрамовую фольгу (толщина 30 мкм) до высоких температур, необходимых для активации газовой смеси для эффективного осаждения пленок. При осаждении пленок между внешней трубкой и медным корпусом подается аргон с расходом 300 sccm, между внешней и внутренней трубками подается водород с расходом 1500 sccm, внутри внутренней трубки подается смесь газов: водород 1500 sccm и метан 15 sccm.

Численно решается система согласованных нестационарных уравнений теплопроводности для внешней и внутренней трубок, а также для токоведущих проводов. Например, для внешней трубки решается уравнение

$$cgS\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{I^{2}\rho}{S} + \lambda S\frac{d^{2}T}{dx^{2}} - 2\pi h_{Ar}\frac{T - T_{Cu}}{\ln\left(R_{Cu}/r\right)}$$
$$-\left(1 - \alpha_{up}\right) \cdot 2\pi r\varepsilon_{n,out}\sigma(T^{4} - T_{Cu}^{4})$$
$$-\left(1 - \alpha_{down}\right) \cdot 2\pi r\varepsilon_{n,in}\sigma(T^{4} - T_{in}^{4})$$
$$-\left(\alpha_{up} + \alpha_{down}\right) \cdot 2\pi r\varepsilon\sigma\left(T^{4} - T_{\infty}^{4}\right),$$

где c – удельная теплоемкость; g – плотность; r, S, T – радиус, площадь сечения и температура внешней трубки; I – сила тока; ρ – удельное электрическое сопротивление; λ – коэффициент теплопроводности; h_{Ar} – коэффициент теплопроводности аргона; $\varepsilon_{n,out}$ и $\varepsilon_{n,in}$ – приведенные степени черноты для излучения наружу и внутрь трубки; R_{Cu} , T_{Cu} – радиус и температура медного корпуса; T_{in} – температура внутренней трубки; α_{up} и α_{down} – вероятности для излученного фотона вылететь через торцевое отверстие при излучении с внешней и внутренней поверхности трубки, которые определяются через аналитические выраже-

ния для угловых коэффициентов излучения или из расчетов методом Монте-Карло.

При проведении экспериментальных измерений обнаружилось, что в месте соединения токоведущих проводов с трубкой из вольфрамовой фольги имеет место значительный нагрев трубки. Этот дополнительный нагрев учитывался в модели на основе анализа экспериментальных измерений сопротивления всей трубки (30 мм) и ее части длиной 25 мм.

Для определения потока тепла от горячей стенки в протекающий поток газа были проведены расчеты методом прямого статистического моделирования течения в трубе.

В эксперименте измерялись сопротивление и температура трубки. Температура измерялась как при помощи термопары (помещенной внутри трубки на расстоянии 5 мм от среза трубки), так и при помощи пирометра. Получено хорошее согласие измеренных и расчетных сопротивления и температуры в зависимости от силы тока в экспериментах без подачи газа с фоновым давлением 0,02 мм рт. ст.

На рис. 1 приведены профили температуры внешней трубки для разных значений силы тока. Вблизи контакта токоведущих проводов с трубкой (x = 0) наблюдается максимум температуры, обусловленный дополнительным нагревом в месте контакта.

Полученные распределения температуры вдоль трубки могут быть использованы для оценки концентрации химически активных веществ (метила и атомарного водорода) и определения оптимальных условий осаждения алмазоподобных пленок.



для разных значений силы тока без подачи газа.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 15-19-00061.

Список литературы:

 Rebrov A.K., Andreev M.N., B'yadovskiy T.T., Kubrak K.V., Yudin I.B. The reactor–activator for gas-jet deposition of diamond structures // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 103902.

УДК 532.64

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ И ДИНАМИКИ КАПЛИ ВОДЫ НА НАГРЕВАЕМОЙ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МИНИКАНАЛЕ

Орлик Е.В.^{1,2}, Исаченко Е.А.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск E-mail: orlik.evgeniy@gmail.com

В связи с бурным развитием микроэлектроники необходимо рассматривать новые эффективные способы интенсивного отвода тепла. Так в современном оборудовании может выделяться тепловой поток порядка 1000 Вт и выше с 1 см^2 , а воздушные системы охлаждения не способны удалять тепловые потоки свыше 200 Вт/см². Поэтому сегодня большое внимание уделяется исследованию систем, основанных на использовании импактных струй, течений двухфазного потока в миниканалах и микроканалах [1].

Одно из технических решений, с помощью которого может быть достигнута существенная интенсификация теплообмена, и, соответственно, эффективное охлаждение микроэлектронного оборудования с локальным тепловыделением – устройство с формированием пристенных капельных течений жидкости в микро- и миниканалах. Переход от сплошного пленочного течения к пристеночному капельному течению с увеличением протяженности контактных линий будет приводить к интенсификации теплообмена при испарении. Известны отдельные работы по изучению динамики одиночных капель жидкости в достаточно высоких каналах [2], но существующих данных не достаточно.

Цели данной работы заключались в следующем:

 влияние температуры поверхности и скорости потока газа на испарение капли воды;

 изучение динамики капли воды в зависимости от ее размера, движущейся по холодной поверхности и нагретой поверхности;

- влияние шероховатости поверхности на испарение и динамику капли.

Экспериментальная установка для исследования испарения и динамики капли в потоке газа включает в себя канал с меняющейся высотой от 4 мм до 9 мм, съемные подложки различной шероховатости, систему регулирования температуры подложки, систему подачи воздуха. В качестве рабочей жидкости была использована высокого качества очистки деионизированная вода, полученная с помощью системы Milli -Q.

Температура подложки поддерживалась постоянной в ходе эксперимента. Ее нагрев осуществлялся при помощи элементов Пельтье. Были проведены эксперименты на подложках различной шероховатости при нескольких значениях температуры от комнатной температуры до $70^0 \text{ C} \pm 0,2^0 \text{ C}$. Для регистрации контура капли на твердой подложке в работе использовался теневой метод (см. рис. 1 и 2). Полученные изображения обрабатывались различными методами с помощью программного обеспечения (the Drop Shape Analysis by KRÜSS).



Рис. 1.Изображение капли в зависимости от температуры поверхности и расхода газа.



Рис. 2. Динамика капли воды в зависимости от температуры поверхности и расхода газа (а) 0 л/мин, (b) 90 л/мин, (c) 100 л/мин, (d) 120л/мин, (e) 135 л/мин.

Были получены экспериментальные зависимости по испарению и динамики капли от температуры и шероховатости подложки. Были вычислены скорости, необходимые для начала движения капли, и сила трения, действующая на контактную линию, в зависимости от шероховатости подложки в плоском мини-канале.

Авторы выражают благодарность за поддержку этой работы Российскому научному фонду (проект № 15-19-20049).

- Zaitsev D.V., Rodionov D.A. and Kabov O.A., Critical Heat Flux in a Locally Heated Liquid Film Driven by Gas Flow in a Minichannel// Technical Physics Letters, Vol. 35, No. 7, pp. 680-682, 2009.
- J. Fan, M.C.T. Wilson, N. Kapur. Displacement of liquid droplets on a surface by a shearing air flow // Journal of Colloid and Interface Science. V 356, P. 286-292, 2011

УДК 532.529: 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ МИКРОКАНАЛАХ ВЫСОТОЙ 50 МКМ

Роньшин Ф.В., Чеверда В.В., Чиннов Е.А., Кабов О.А.

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

В настоящее время в микроэлектроники наблюдается рост производительности процессоров за счёт увеличения числа транзисторов на единицу площади, что приводит к увеличению теплового потока с процессора в целом. Эффективным решением представляется уменьшение размеров жидкостного теплообменника, так как отношение площади поверхности теплообмена к объёму увеличивается обратно пропорционально поперечному размеру. Данная особенность обуславливает высокую интенсивность теплообмена в таких системах.

Двухфазное течение, используемое в различных системах в микроэлектронике, аэрокосмической индустрии, транспорте, энергетике и других отраслях, активно исследуется в последнее время. Опубликовано значительное количество работ по исследованию двухфазного течения в мини- и микроканалах. Обзор публикаций по двухфазному течению в микро-каналах различной конфигурации содержится в [1]. Показано что границы между режимами существенно отличаются в зависимости от условий эксперимента. Во многих работах используются круглые микроканалы, хотя прямоугольные микроканалы имеют бо́лышую перспективу для использования в системах термостабилизации.

В представленной работе разработана модификация шлирен-метода, которая позволила четко зарегистрировать основные характеристики двухфазного течения в горизонтальных микроканалах высотой 50 мкм, такие как пленка жидкости на верхней и нижней стенках микроканала (толщиной до нескольких микрон), капли и струйки жидкости. Метод используется для регистрации и визуализации деформаций поверхности тонкой пленки жидкости. Свет от источника проникает в микроканал с газожидкостным потоком через диффузор, линзу, полупрозрачное зеркало и попадает в микроканал. Свет, отраженный от границы раздела газжидкость передается через полупрозрачное зеркало, линзу и фильтр объектива камеры. Перемещаемый микровинтом нож вырезает центральную часть светового потока. В результате камера фиксирует изображение в различных оттенках, где каждому оттенку соответствует определённый угол наклона границы раздела жидкость-газ. Использование данной методики позволит достаточно точно фиксировать структуру двухфазного потока в каналах и четко определить границы между режимами. Примеры изображений, полученных при помощи разработанной модификации шлиренметода приведены на рис. 1. В область (1) подается газ, а в области (2) подводится жидкость и происходит формирование режима течения. При расходах жидкости, значительно превышающих расходы газа канал практически полностью заполнен жидкостью, рис. 1а. В таком режиме жидкость полностью занимает область между верхней и нижней стенок канала. Отчетливо видно разницу между областью микроканала, заполненной жидкостью (4) и несмоченной областью на верхней и нижней стенках микроканала (3). На рис. 1б показано формирование тонкой пленки жидкости на нижней стенке микроканала (5). Также формируются подвижные капли жидкости (4) и набросы жидкости на верхнюю стенку микроканала (6). Такой режим наблюдается при больших расходах газа и небольших расходах жидкости. При увеличении расхода жидкости пленка начинает формироваться и на верхней стенке канала, а между пленками движется газ вместе с каплями жидкости. На рис. 1в представлена характерная фотография такого режима. Пленка на верхней стенке микроканала (6) формируется на расстоянии нескольких миллиметров от входа жидкости в канал. Это расстояние изменяется в зависимости от смачиваемости поверхности, характерных размеров микроканала, расходов газа и жидкости. Также можно наблюдать в таком режиме движение капель жидкости (4). Данная методика позволяет зафиксировать пленки жидкости толщиной до нескольких микрон. Обработав полученные изображения, можно получить характерные площади, занимаемые пленками, а также восстановить объемное газосодержание в канале



Рис. 1. Характерные изображения, полученные при помощи модифицированного шлирен-метода.

В результате эксперимента в прямоугольном микроканале сечением 0,05×20 мм проведено исследование двухфазного течения, где в качестве жидкости использовалась очищенная вода фирмы Milli-Q, а в качестве газа азот высокой чистоты. Зарегистрированы следующие режимы двухфазных течений: струйный, пузырьковый, раздельный, кольцевой и вспененный. Определены границы и критерии переходов между режимами, построена режимная карта. Проведено сравнение с режимами в микроканалах бо́льшего сечения. Показано, что изменения высоты и ширины микроканала оказывают существенное влияние, как на образование режимов двухфазных течений, так и на границы между ними.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 15-19-30038).

Список литературы:

 Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Кабов О.А. Режимы двухфазного течения в микро- и миниканалах (обзор) // ТиА, 2015. Т. 22, № 3. С. 275-297.

УДК 532.517.3; 544.773

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД ПРИ ТЕЧЕНИИ НАНОЖИДКОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИНИ- И МИКРОКАНАЛАХ

Рудяк В.Я.¹, Анискин В.М.², Минаков А.В.³

¹ Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113 ² Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

³ Сибирский федеральный университет, 660074, Россия, Красноярск, ул. Киренского, 26

Активное изучение наножидкостей последних двух десятилетий выявило их необычные теплофизические свойства. Следствием этого должны быть и необычными и свойства течений этих жидкостей. С практической точки зрения чрезвычайно важно иметь адекватную информацию о гидравлическом сопротивлении и ламинарно-турбулентном переходе в течениях наножидкостей. Последнее особенно важно, поскольку, как показано в [1, 2], теплообменные свойства наножидкостей качественно различны в ламинарном и турбулентном режимах течения. Настоящая работа и посвящена изучению ламинарнотурбулентного перехода и гидравлического сопротивления наножидкостей при течении в цилиндрических мини- и в микроканалах.

В экспериментах изучались течения наножидкостей на основе дистиллированной воды с наночастицами оксида кремния со средним размером частиц 25 и 100 нм. Объемная концентрация частиц варьировалась от 0,5 до 2%. Вязкость исследованных наножидкостей измерялась с помощью ротационного вискозиметра Brookfield DV2T. Все измерения проведены при температуре 25 С. Установлено, что она существенно выше вязкости базовой жидкости. Кроме того, коэффициент вязкости наножидкости зависит не только от концентрации частиц, но также от размера частиц, причем она тем выше, чем меньше размер.

Измерительный участок стенда с миниканалом представлял собой латунную трубку с внутренним диаметром 5 мм и длиной 1,045 м. Измерения перепада давления вдоль канала проводились при помощи дифференциального манометра. Перед входом в измерительный участок был организован участок входной стабилизации потока длинной 2,5 м. Помимо интегрального перепада давления с помощью пьезоэлектрических датчиков давления 014МТ, установленных на выходе из измерительного участка, измерялись пульсации давления.

Для измерения гиравлического сопротивления в микроканалах было изготовлено несколько стендов. В качестве рабочих участков использовались металлические каналы из нержавеющей стали с внутренним диаметром 358 и 176 мкм, полимерные и стеклянные каналы диаметром от 180 до 80 мкм. Металлические каналы имели шероховатость 6–8 мкм, а полимерный и стеклянные – почти на три порядка меньшую, так что он может считаться практически гладким. Гидравлическое сопротивление каналов определялось по перепаду давления в области развитого течения.

Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что ламинарно-турбулентный переход и в мини-, и в микроканалах в наножидкости начинается раньше, то есть при меньших числах Рейнольдса, чем у базовой жидкости (воды). Степень сдвига в сторону меньших чисел Рейнольдса увеличивается с ростом концентрации наночастиц. Так для воды в миниканале отклонение от ламинарной зависимости начинается при Re ~ 2300, для однопроцентной наножидкости – при Re ~ 2100, а для двухпроцентной – при Re ~ 2000. Качественно такая же картина наблюдается и в микроканалах. Однако диапазон чисел Рейнольдса перехода зависит от того гладким или шероховатым был канал. Поскольку коэффициент вязкости наножидкости зависит не только от концентрации наночастиц, но и от их размера, то критические числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода также существенно зависит от него. Отклонение от ламинарной зависимости для коэффициента сопротивления при заданной концентрации частиц тем больше, чем меньше их диаметр.

Использованные металлические микроканалы имели довольно высокую шероховатость. Поэтому при прокачке наножидкостей часть наночастиц остается на стенках канала. Это особенно заметно при прокачке наножидкости с частицами размером 100 нм. Мелкие фильтруются практически без задержек. В результате оседания частиц эффективная шероховатость канала уменьшается. Поэтому к интерпретации результатов следует относиться достаточно аккуратно. Простое промывание канала водой практически ничего не меняет. Однако обработка стенда в ультразвуковой ванне выводит наночастицы из канала, и он приобретает первоначальные характеристики.

В последней части доклада обсуждается поведение пульсаций давления в ламинарном и турбулентном режимах течения и гидравлическое сопротивление наножидкостей в микроканалах с внутренним диаметром меньше 150 мкм.

Работа выполнена при частичном финансировании РНФ, грант 14-19-00312.

- Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Ya. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // Applied Thermal Engineering. 2015. V. 88. P. 140–148.
 Guzei D.V., Minakov A.V., Rudyak V.Ya. Investigation of heat
- Guzei D.V., Minakov A.V., Rudyak V.Ya. Investigation of heat transfer of nanofluids in turbulent flow in a cylindrical channel // Fluid Dynamics. 2016. V. 51. No. 2. P. 189–199.

УДК 533.17: 541.64

ПОЛУЧЕНИЕ КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛА ВО ФТОРПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ С ПЛАЗМОННЫМИ СВОЙСТВАМИ

Сафонов А.И.¹, Суляева В.С.², Старинский С.В.¹, 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

Необходимость получения покрытий с плазмонными свойствами обусловлена широкими возможностями их использования для приложений в самых разных областях: сенсоры для применения в биологии и медицине, оптоэлектронные наноустройства, компьютерная техника [1]. В работах [1,2] подробно рассмотрены явления плазмонного резонанса и вопросы применения этого явления для практических приложений: плазмонных волноводов, решеток для усиления света и др.

Разработка методов получения таких покрытий в настоящее время находится на стадии выяснения механизмов получения необходимых структур для тех или иных приложений, определения свойств полученных покрытий от их особенностей структуры.

В работе [3] авторы обнаружили зависимость строения наночастиц Ag от параметров отжига пленки, осажденной на кремний. При этом структура Ag является суперпозицией структур объемного серебра и поверхности подложки.

В [4] установлено, что процесс плавлениядиспергирования тонкой пленки может происходить в зависимости от температуры с различной скоростью. Плавление тонкой пленки меди одной и той же толщины может начинаться через разное время при различных температурах: от почти мгновенного при более высоких температурах до плавления в течение нескольких часов при более низких. Это означает, что данный процесс имеет активационный характер. Плавление возникает в локальных местах пленки и далее распространяется фронтом. Основной причиной, вызывающей данный процесс, является стремление системы снизить свою энергию за счет уменьшения поверхностной энергии.

В работе [5] изучен распад тонких пленок серебра на кластеры на поверхности SiO_2 при термическом нагреве в вакууме. Установлено, что при распаде пленок толщиной до 10 nm формируются монокластеры, имеющие один предпочтительный диаметр, находящийся в диапазоне от 15 до 20 nm. При более длительном отжиге массив практически не изменяется во времени, предпочтительный диаметр сохраняется. Из пленок толщиной от 10 до 130 nm формируется массив кластеров с двумя предпочтительными диаметрами, содержащий монокластеры (40–80 nm) и глобулярные кластеры (400 nm).

С увеличением времени отжига замечено, что массив укрупняется за счет процесса коалесценции и

постепенно испаряется, при этом предпочтительные диаметры кластеров остаются в прежнем диапазоне.

В представленной работе комбинацией методов вакуумного газоструйного осаждения (ВГСО) [6] и Hot Wire Chemical Vapor Deposition (HWCVD) [7] были получены композитные покрытия состоящие из наночастиц металла, покрытых тонкой пленкой полимера. Комбинацией этих методов были получены композитные покрытия, состоящие из наночастиц металла (Au, Ag, Cu) различного размера, инкапсулированных в матрицу фторполимера. Морфология поверхности и строение полученного композита изучалась методами сканирующей электронной микроскопии.

Измерение оптических свойств полученных покрытий обнаружило наличие поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Установлено смещение длины волны пика ППР в ИК область при нанесении фторполимерного покрытия на наночастицы металла с увеличением толщины этого осаждаемого слоя. Полученные композиты сохраняют свои оптические свойства в течение длительного времени.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект №16-19-10506) (синтез наночастиц Аи, Аg) и Гранта Президента Российской Федерации (МК 5052.2016.08) (осаждение фторполимерной пленки).

- 1. Наноплазмоника / В.В. Климов; М.: ФИЗМАТЛИТ. 2010. 480с.
- 2. Плазмоника. Теория и приложения / С.А. Майер Москва, 2011. 296 с.
- Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Фараджев Н.С. Кристаллическое строение кластеров серебра, сформированных на поверхности Si (100) – 2x1 // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24, №7. С.51-56.
- Громов Д.Г., Гаврилов С.А., Редичев Е.Н., Аммосов Р.М. Кинетика процесса плавления диспергирования тонких пленок меди. // ФТТ. 2007. Т.49, Вып.1. С.172-178.
- Громов Д.Г., Пятилова О.В., Булярский С.В., Белов А.Н., Раскин А.А. Особенности формирования массива кластеров серебра из тонкой пленки на поверхности SiO2 // ФТТ. 2013. Т. 55, Вып. 3. С. 562-566.
- Андреев М.Н., Ребров А.К. и др. // Российские нанотехнологии. 2011. Т. 6. С. 85 – 88.
- Takachi M., Yasuoka H., Ohdaira K. et al. // Thin Solid Films. 2009. V. 517. P. 3622–3624.
- Суржиков С.Т. Перенос излучением в неоднородном слое // ТВТ. 1997. Т. 35. № 3. С. 1-2.

УДК 533.9

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА СФЕРИЧЕСКИ СТРАТИФИЦИРОВАННОГО РАЗРЯДА

Сахапов С.З., Новопашин С.А.

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

Синтез наночастиц в низкотемпературной плазме играет важную роль в фундаментальных исследованиях и в плазменных технологиях [1]. Пылевые частицы обнаруживаются в астрофизических экспериментах, в ионосфере, и в термоядерной плазме. Возможность образования нанометровых или микронных частиц в лабораторной плазме была описана в работах [2-4].

В 2015 году было обнаружено новое явление [5]: в сферических стратах образуются облака пылевых частиц, которые периодически взрываются, делятся на два облака и разлетаются в противоположных направлениях. Оказалось, что компактное облако, улетающее на стенки реактора, тормозится во много раз медленнее, чем можно было бы ожидать согласно оценке по эпштейновскому торможению наночастиц на нейтральном фоновом газе.

Сферические страты возникают вокруг точечного анода, помещенного в центр заземленной вакуумной камеры (см. рис.1), стенки которой являются катодом, при низких давлениях высокомолекулярных газов (ацетон, этанол, метан, ацетилен, и т.д.) и представляющие собой набор концентрических светящихся областей [6]. В плазме в высокомолекулярных газах в результате сложных плазмохимических процессов диссоциации, ионизации, рекомбинации возникают радикалы, ионы, малые кластеры, коагуляция которых и их перезарядка приводят к образованию отрицательно заряженных кластеров или пылевых частиц нано или микронных размеров [7].



Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – вакуумная камера; 2 –анод; 3 – источник питания; 4 – страты; 5 – кварцевое окно; 6 – лазер; 7 – линза; 8 – пылевые частицы; 9 – полый катод.

Показано, что пылевые частицы образуются в тлеющем разряде как в этиловом спирте, так и в азоте. В случае стратифицированного разряда частицы концентрируются на границе страт. В нестратифицированном разряде в азоте пылевые частицы собираются в облако, которое по мере увеличения тока отдаляется от анода так, что плотность тока в нем сохранятся. Оценки показали, что размер частиц в пылевом облаке в тлеющем разряде азота составляет порядка нескольких микрон в предположении, что термофоретическая сила на частицы мала.

Просвечивающая электронная микроскопия показала, что в стратифицированном разряде формируются многослойные частицы с железным ядром, покрытой двумя углеродными оболочками (см. рис.2). Оболочка, прилегающая к железному ядру, является кристаллической с расстояниями между кристалличесими слоями, близкими к графиту. Внешняя оболочка представляет собой аморфный углеродный материал.



Рис. 2. Железная наночастица с оболочкой из графитоподобного углерода, синтезированная в сферически стратифицированном разряде.

Работа поддержана Российским научным фондом (РНФ, грант № 14-19-01379).

- Ostrikov K. Control of energy and matter at nanoscales: challenges and opportunities for plasma nanoscience in a sustainability age //Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 174001.
- Selwyn G.S., Singh J., Bennett R.S. In-situ laser diagnostic studies of plasma -generated particulate contamination // J. Vac. Sci. Technol. 1989. A7. P. 2758.
- Scherbina A.I., Burdyukh S.V. Dusty Structures in a Spherical Stratified Glow Discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2746.
- Ugarte D. Morphology and structure of graphitic soot particles generated in arc-discharge C60 production // Chem. Phys. Lett., 1992. V. 198. P.596.
- Sakhapov S.Z., Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Novopashin S.A., Formation and dynamics of nano-particles in a stratified spherical glow discharge // EPL. 2015. V. 110. P. 15003.
- Nerushev O.A., Novopashin S.A., Sukhinin G.I., Radchenko V.V. Spherical Stratification of Glow Discharge // Phys. Rev. E. 1998. V. 58, N. 4. P. 4897-4902.
- Belikov A.E., Sakhapov S.Z. Physical model of spherical glow discharge stratification // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. N. 4. P. 45202.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ НА КАРТУ РЕЖИМОВ РУЧЕЙКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ВОДЫ В МИНИКАНАЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА

Светличная О.В.^{1,2}, Чеверда 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

Электронные устройства являются основой современного мира. Они используются в управляющих элементах, для сложных задач и вычислений. В связи с уменьшением размеров электронных элементов, увеличивается выделяемая ими тепловая мощность. Для предотвращения нагревания электронных элементов требуются эффективные системы охлаждения, которые обеспечат стабильную и продуктивную работу электронных устройств. Многие исследования подтверждают высокую эффективность отвода тепла с помощью двухфазных систем. [1] Кроме того, такие системы будут полезны для применения в условиях невесомости в пределах космических аппаратов и станций, что позволит повысить эффективность космических исследований. Одним из самых распространенных видов является пленочное течение в канале. Ручейковое течение представляет собой разновидность пленочного течения, при котором подложка смачивается не полностью. В связи с этим ручейковое течение имеет ряд преимуществ по сравнению с пленочным. В первую очередь высокий коэффициент теплоотдачи в области контактной линии. [2, 3] А также меньшие энергозатраты на прокачку газожидкостной смеси, в связи с уменьшением количества жилкости

Для корректной работы двухфазной системы охлаждения следует подобрать оптимальный режим течения, обеспечивающий стабильный отвод нужного количества тепла при минимальном расходе жидкости и газа. Работ, связанных с исследованием теплообмена в ручейковом течении недостаточно, чтобы точно предсказать все возможные эффекты и подобрать оптимальный режим работы. [4] Эта ситуация тормозит создание эффективной системы охлаждения на основе ручейкового течения.

Ранее была получена карта режимов ручейкового течения для подложки при комнатной температуре. (Рис. 1) [5] Был обнаружен новый вид геометрии ручейкового течения в миниканале под действием потока газа — ручей-перемычка. При сравнении карт режимов течения разных жидкостей была обнаружена зависимость режимов течения от краевого угла смачивания.

Целью данного исследования было изучить влияние температуры подложки на карту режимов течения. Схема и описание работы установки приведены в [5]. Были построены карты режимов течения для температур подложки в диапазоне от 20 до 60 °С. Показано, что с увеличением температуры подложки увеличивается интенсивность испарения, которая уже имеет высокое значение за счет того, что ручеек обдувается потоком сухого газа.



Рис. 1. Карта разновидностей геометрии ручейкового течения воды в миниканале под действием потока азота. 1 – неустойчивое, 2 – сужающееся, 3 – прямолинейное, 4 – ручеек-перемычка (а); Карта разновидностей

деформации поверхности ручейкового течения 1 – скручивание, 2 – волны, 3 – без деформации (б).

- Kabov, O. A., Lyulin, Y. V., Marchuk, I. V., Zaitsev, D. V. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels// International Journal of Heat and Fluid Flow 2007, Vol. 28, P. 103-112.
- Stephan P., Brandt C. Advanced capillary structures for high performance heat pipes // Heat Transfer Engng. 2004. Vol. 25, No. 3. P. 78–85.
- Potash M., Wayner P.C. Evaporation from a two-dimensional extended meniscus // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. Vol. 15. P. 1851–1863.
- Cheverda V. V., Glushchuk A., Queeckers P., Chikov S. B., Kabov O.A. Liquid rivulets moved by shear stress of gas flow at altered levels of gravity // Microgravity science and technology. 2013. Vol. 25(1). P. 73-81.
- Svetlichnaya O. V., Cheverda V. V. Study of the gas driven water rivulet flow regimes in the minichannels// MATEC Web Conf. Thermophysical Basis of Energy Technologies (TBET-2016) 2017, Vol 92.

УДК 532.529.6, 536.246

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ НАНОЛИТРОВОГО ОБЪЕМА НА НАГРЕВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Семенов А.А.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Процесс испарения капли жидкости, имеющий место в различных технологических системах в энергетике, медицине, в сельском хозяйстве, химической и других отраслях, активно исследуется последнее десятилетие. В литературе для исследования испарения капли жидкости на нагреваемой подложке использовались, как правило, достаточно крупные капли, имеющие начальный объем порядка 100 микролитров [1-3]. В настоящей работе изучается процесс испарения капель жидкости, имеющих объем 1-1000 нанолитров.

Капля жидкости помещается на поверхность стеклянной или металлической подложки с известной смачиваемостью. Далее капля нагревается до наступления квазистационарного теплообмена между твердой подложкой и каплей жидкости. В качестве рабочей жидкости используется дистиллированная деионизированная нанофильтрованная вода фирмы Milli-Q. Использование воды с относительно высокой температурой кипения в качестве рабочей жидкости позволяет детально исследовать влияние разницы температур между твердой поверхностью и окружающей атмосферой на интенсивность испарения и теплообмен. Разница температур между твердой поверхностью и окружающей атмосферой варьируется от 30 до 50 °С.

В работе применялись две оптические методики. К первой относится теневой метод, состоящий из галогенового источника света Edmunds Optics MI-150 соединенного оптоволоконным световодом с системой линз, которая создает на выходе пучок плоскопараллельного света диаметром 50 мм с одной стороны рабочего участка, и скоростная видеокамера FastVideo 500M с микроскопным объективом 10X Mitutoyo, который был подсоединен через фокусировочный мех Novoflex с другой стороны. Пространственное разрешение такой системы составляло 1 мкм/пиксель, а частота съемки до 500 кадров в секунду. С помощью теневого метода были получены теневые фотографии профиля капли жидкости, которые обрабатывались программным обеспечением Drop Shape Analysis компании KRUSS.

Вторая оптическая методика состояла из цифровой видеокамеры Point Grey Grasshopper3 (4,1 Mpix) с микроскопным объективом 20Х Mitutoyo, которая размещалась над каплей жидкости и позволяла визуализировать процесс испарения сверху и контролировать симметричность капли. Пространственное разрешение системы составляло 0,5 мкм/пиксель, а частота съемки до 90 кадров в секунду. В том случае, если капля теряла симметричность, эксперимент проводился повторно. Зависимость удельной скорости испарения капли жидкости от времени при различной начальной температуре поверхности представлена на рис. 1. Скорость испарения рассчитывалась как потеря массы капли с единицы площади поверхности капли за единицу времени. Все построенные данные были синхронизированы по моменту времени полного испарения капли жидкости. Исследования показали, что удельная скорость испарения возрастает с уменьшением объема капли и на последней стадии превышает в несколько раз начальные значения. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами работы [2, 3], в которой исследовалось испарение капель с начальным объемом около 100 мкл.



Рис. 1. Зависимость удельной скорости испарения от времени. 1 – данные полученные при температуре подложки Ts=30 °C, начальный объем капли V₀=0,22 мкЛ; 2 - T_s=50 °C, V₀=0,29 мкЛ; 3 – данные полученные в работе [3] при T_s=45 °C, V₀=95,16 мкЛ.

- 1. Kabov O.A. and Zaitsev D.V., The effect of wetting hysteresis on drop spreading under gravity, Doklady Physics, vol. 58, No 7, pp. 292-295, 2013.
- Gatapova E.Ya., Semenov A.A., Zaitsev D.V., Kabov O.A., Evaporation of a sessile water drop on a heated surface with controlled wettability, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, vol.441, pp.776-785, 2014
- Semenov A.A., Feoktistov D.V., Zaitsev D.V., Kuznetsov G.V., and Kabov O.A., Experimental investigation of liquid drop evaporation on a heated sol-id surface, Thermophysics and Aeromechanics, Vol. 22, No. 6, pp. 771-774, 2015.

УДК 533.9.01

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ДЛЯ СИНТЕЗА НАНОЧАСТИЦ

Федосеев А.В., Смовж Д.В., Зайковский А.В.

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

Несмотря на то, что дуговой разряд является одним из самых исследованных, простых и дешевых способов получения нано-материалов [1], существует лишь несколько теоретических моделей, посвященных синтезу нано-частиц при распылении материала анода [2-4]. На основе представленных моделей с распыляемым графитовым анодом [2,3] и композитным анодом [4], для описания основных процессов, происходящих при синтезе нано-материалов с композитным анодом, была развита следующая численная модель дугового разряда.

Рассматривается стационарный режим горения дугового разряда с графитовым катодом радиуса $R_c = 10$ мм, графитовым анодом радиуса $R_a = 3,5$ мм, со встроенным в него сердечником радиуса $R_m = 2,25$ мм с металлосодержащим (Al, Mg, Zn) порошком. В режиме жига происходит постоянное испарение материалов анода вследствие чрезмерного нагрева его поверхности, анод механически пододвигается в сторону катода, так что расстояние между электродами L_g остается постоянным (1–15 мм). При этом напряжение на разряде и ток разряда специально поддерживаются постоянными $U_d = 22$ В, $I_d = 100$ А.

Баланс тепла (см. рис. 1) в дуговом разряде определяется Джоулевым теплом Q_J , выделяемым в разрядном промежутке, которое уходит на нагрев катода Q_{cp} и анода Q_{ap} , на излучение $Q_{g,rad}$, теплопроводность Q_{g,cond}, потери энергии электронов на ионизацию атомов $Q_{g,i}$ и трение о нейтральные частицы $Q_{g,n}$. Баланс тепла на поверхности катода определяется потоком тепла из разрядного промежутка Q_{cp}, приносимый потоком ионов на катод, и потерей тепла на излучение $Q_{c,rad}$, теплопроводность $Q_{c,cond}$, и термоэлектронную эмиссию с катода $Q_{c,em}$. Поток тепла $Q_{a b}$, приходящий из плазмы на анод, расходуется на нагрев сублимированного материала от начальной температуры до температуры плавления и последующее парообразование расплавленного материала $Q_{abl,,}$ а так же теплопроводность $Q_{a,cond}$ и излучение Q_{a,rad}. В свою очередь, параметры разрядного промежутка определяются параметрами (давлением насыщенных паров) испаренных потоков частиц углерода и металла с поверхности анода, взаимодействующих с буферным газом гелием постоянного давления $p_{He} =$ 24 Торр. Состав плазмы и ионизационные компоненты рассчитываются с помощью уравнения Саха в предположение локального термодинамического равновесия разрядного промежутка. Сублимация материала анода рассчитывается в рамках модели испарения Лэнгмюра, а полное давление насыщенных паров находилось по давлению насыщенных паров испаряемых частиц катализатора и углерода, составляющих материал сердечника анода, помноженным на их молярную долю.



Рис. 1. Схематическое изображение баланса тепла дугового разряда с распыляемым композитным анодом.

Экспериментально была измерена и с помощью представленной модели была рассчитана зависимость межэлектродного зазора L_g от напряжения на разряде U_d при давлении буферного газа гелия 24 Торр и токе разряда 100 А. Экспериментально и теоретически было показано, что напряжение разряда растет практически линейно с межэлектродным расстоянием, что говорит о наличие классического положительного столба разряда, когда падение напряжения пропорционально длине положительного столба при постоянном электрическом поле.

Результаты моделирования с помощью представленной модели показали хорошее согласие с расчетными [2] и экспериментальными [5] данными, в частности, хорошее соответствие абсолютных значений температуры и плотности электронов, напряжения на разрядном промежутке и скорости абляции анода в зависимости от разрядного тока I_d (50-100 A).

Были проведены расчеты параметров плазмы дугового разряда при испарении композитного анода с добавлением в сердечник графитового анода металлов - стружки алюминия, магния и циркония. Было показано, что даже небольшое (<1% массовой доли) добавление металла в сердечник анода приводит к существенному изменению всех параметров плазмы разряда.

- Keidar M. Factors affecting synthesis of single wall carbon nanotubes in arc discharge. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007. 40(8), p. 2388.
- Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. Дуговой разряд с испаряющимся анодом. // ЖТФ. 2001. 71(10), с. 41.
- Keidar, M. I.I. Beilis, Modeling of atmospheric-pressure anodic carbon arc producing carbon nanotubes. // Journal of Applied Physics. 2009. 106(10). p. 103304.
- Kundrapu, M. and M. Keidar, Numerical simulation of carbon arc discharge for nanoparticle synthesis. // Physics of Plasmas. 2012. 19(7), p. 073510.
- Д. Афанасьев, И. Блинов, А. Богданов и др. Образование фуллеренов в дуговом разряде // ЖТФ. 1994. 64(10), р. 76.

УДК 533.5:54.057

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ АКТИВИРОВАННОЙ СМЕСИ Н₂+СН₄ В УСЛОВИЯХ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗНЫХ НАНОСТРУКТУР

Плотников М.Ю., Ребров А.К., Юдин И.Б.

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

Газофазное осаждение алмазных наноструктур из смеси водорода с углеводородами получило широкое распространение в мире [1]. В представленной работе развивается метод газоструйного осаждения [2, 3], основанный на термической активации газа при контакте с протяженными активирующими поверхностями при течении в канале. Его отличительной особенностью является использование гетерогенных процессов для диссоциации водорода при многократном столкновении молекул с горячей поверхностью.

Для численного исследования был использован метод прямого статистического моделирования [4, 5] в осесимметричной постановке. Течение смеси H₂+CH₄ в цилиндрическом канале моделировалось с учетом гетерогенных химических реакций на поверхности канала согласно модели, описанной в [6]. Постановка задачи выбрана близкой к экспериментам [2, 3]. Газовая смесь Н₂+СН₄ с температурой 300К вводится в цилиндрический канал диаметром 3мм с последующим истечением в вакуум, либо в затопленное пространство с фоновым давлением 2 или 20 торр. Канал состоит из двух частей: входной с холодной стенкой, и выходной – с температурой стенки 2400К. Длина горячей части варьировалась в расчетах от 10 до 30 мм. Длина холодной части равнялась 10 мм. Расчеты были проведены для трех расходов водорода: 750, 1500 и 3000 нсм³/мин. Еще одним параметром выступает процентное соотношение концентраций метана и водорода – 1, 3, 6 и 10%. Температура подложки принималась равной 1300К, расстояние до подложки от выхода из канала равнялось 10мм. В результате численных экспериментов вычислялись макропараметры потока: плотность, скорость, число Маха, температуру, давление, степень диссоциации водорода, а также число столкновений частиц со стенками и между собой. Отдельный интерес представляли данные о соотношении потоков атомарного водорода и метана на подложку.

Проведенный анализ показал, что в рассматриваемых условиях диссоциация и рекомбинация водорода вследствие газофазных реакций вносит незначительный вклад по сравнению с гетерогенными реакциями. В силу этого газофазными реакциями водорода можно пренебречь. Проведенные численные исследования показали, что в рассматриваемых условиях степень диссоциации водорода может достигать 80%.

С точки зрения практики представляет интерес детальная информация о концентрации частиц, стал-

кивающихся с подложкой, в частности, данные о степени разложения метана на различные фрагменты. Проведенный анализ газодинамики течения показал достаточно равномерное по радиусу распределение параметров течения. Это дало основание считать течение одномерным при расчете изменения состава смеси на основе решения системы уравнений равновесной химической кинетики. Исходя из анализа результатов работы [7] рассматривалась смесь из 11 компонент: H₂, H, CH₄, CH₃, CH₂, CH₂^(S), CH, C, C₂H₂, C₃, C₂H. В расчете учитывалось 13 химических реакций (прямых и обратных). Константы скоростей прямых и обратных реакций рассчитывались на основе данных [8].

Анализ полученных результатов позволил получить представление о наиболее вероятных химических процессах в газовой фазе в неравновесных условиях газоструйного осаждения, что важно для оптимизации газоструйного осаждения алмазных наноструктур.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 15-19-00061.

- Спицын Б.В., Алексеенко А.А. Химическая кристаллизация алмаза и нанесение алмазных покрытий из газовой фазы // Защита металлов. 2007. Т 43. №5 с. 456–474.
- Rebrov A. K., Andreev M. N., B'yadovskiy T. T., Kubrak K. V., and Yudin I. B. The reactor-activator for gas-jet deposition of diamond structures// Rev. Sci. Instrum. 2016. V.87 P. 103902:1-8.
- Rebrov A.K., Emelyanov A.A., Yudin I.B. Carbon film deposition from high velocity rarefied flow //Thin Solid Films. 2015. V. 575. P. 113-116.
- Иванов М.С., Рогазинский С.В. Метод прямого статистического моделирование в динамике разреженного газа. -Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1988, с. 117.
- 5. Bird G.A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. Oxford: Clarendon Press, 1994.
- Morozov A.A., Plotnikov M.Yu., Rebrov A.K., Yudin I.B. DSMC study of hydrogen and methane flows in a hot tube //AIP Conference Proceedings of 30th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, University of Victoria, Victoria BC, Canada, 2016. 1786, p. 050015
- May P.W., Ashfold M.N.R., Mankelevich Yu.A. Microcrystalline, nanocrystalline, and ultrananocrystalline diamond CVD: Experiment and modelling of the factors controlling growth rate, nucleation, and crystal size // J. Appl. Phys. 2007. v.101. 053115.
- Smith G.P., Golden D.M., Frenklach M., Moriarty N.W., Eiteneer B., Goldenberg M., Bowman C.T., Hanson R.K., Song C., Gardiner W.C., Jr, Lissianski V.V., Qin Z. GRI-Mech, http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/



СЕКЦИЯ 7

Тепломассообмен при фазовых превращениях и низкотемпературная теплофизика



УДК 532.68, 536.24

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ ОБ ЭВОЛЮЦИИ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ В ЛОКАЛЬНО НАГРЕВАЕМОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

Бараховская Э.В.^{1,2}, Марчук И.В.^{1,2}

 ¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время является актуальной задача идентификации жидкостей в химических технологиях и нефтяной промышленности. Такая идентификация может быть произведена по индивидуальным особенностям термокапиллярных течений и деформаций в горизонтальных слоях исследуемых жидкостей. Термокапиллярный эффект лежит в основе ряда методов исследования химического состава и различных свойств жидкости. В значительной степени термокапиллярный эффект проявляется при локальном нагреве тонких слоев жидкости.

Рассматривается тонкий горизонтальный слой жидкости в круглой кювете с локальным нагревателем в центре подложки (см. рис. 1а). Геометрия системы осесимметричная. Производится импульсный нагрев заданной мощности в течение 1-3 секунд. Обратная задача состоит в определении коэффициентов поверхностного натяжения и коэффициента зависимости поверхностного натяжения от температуры по измеренному в эксперименте термокапиллярному отклику – зависимости от времени диаметра лазерного луча, отраженного от поверхности жидкости и спроецированного на экран, рис. 1а.

Термокапиллярный отклик определяется следующим образом. Поверхность жидкости над нагревателем освещается параллельным пучком лазерного излучения с заданным диаметром. Отраженный от поверхности жидкости свет лазера попадает на плоский экран, который снимается цифровой видеокамерой. Изменение деформации поверхности вызывает изменение измеряемого диаметра светового пятна на экране. Для жидкостей с различными свойствами при прочих равных условиях вид термокапиллярного отклика существенно отличается.

Решение обратной задачи термокапиллярной конвекции основывается на результатах работ [1-2]. Обратная задача решается путем минимизации функции

невязки $J(\sigma^k) = \frac{1}{t_1} \int_0^t \left[dSp(\sigma^k) - dSp(\sigma^k, t) \right]^2 dt$ которая вы-

ражает интегральное отклонение измеренного термокапиллярного отклика (для σ^*) от рассчитанного при некоторых значениях искомых коэффициентов (σ^k). Минимум находится численно методом Ньютона.

Выполнены численные расчеты для силиконового масла марки ПМС-5. На рис. 1(б, в) приведены рассчитанные термокапиллярные отклики для различных значений коэффициента зависимости поверхностного натяжения σ и для коэффициента зависимости поверхностного натяжения от температуры σ_{T} . Видно, что для разных σ и σ_{T} диаметр термокапиллярного отклика значительно отличается. На рис. 2 приведены соответствующие функции невязки $J(\sigma)$ и $J(\sigma_T)$. Видно, что функция невязки имеет «хороший» с точки зрения решения обратной задачи вид: функция является выпуклой и её минимум единствен. Это позволяет найти минимум функции методом Ньютона за несколько итераций с достаточно высокой точностью.



Рис. 1. (а) Схема эксперимента. 1 – кювета из фторпласта диаметр 32 мм, 2 – жидкость, ПМС-5, начальная толщина слоя 238 мкм, 3 – нагреватель радиус 1,6 мм, 4 – лазерный луч, 5 – экран, 6 – диаметр светового пятна (б) Термокапиллярный отклик для различных о для слоя ПМС-5 при мощности нагрева Q=0,0165 Вт при начальной толщине 238 мкм; 1 – точное значение σ*=0,01827 Н/м, 2 - σ=0,01 Н/м,3 - σ=0,02 Н/м,4 - σ=0,03 Н/м,5 - σ=0,05 Н/м,6 - σ=0,08 Н/м. (в) Термокапиллярный отклик для различных оТ при тех же условиях 1 - σ_T*=-0,000066 Н/м, 2 - σ_T=-1,6·10⁻³ H/м, 3 - σ_T=-1,41·10⁻³ H/м,4 - σT=-1,04·10⁻³ H/м;5 - σ_T=-0,8·10⁻³ H/м;6 - σ_T=-0,3·10⁻³ H/м.



Разработаны алгоритмы и создан расчетный код для решения обратной задачи по определению свойств жидкостей: поверхностного натяжения и зависимости поверхностного натяжения от температуры. Разработанные алгоритмы протестированы на синтетических данных, полученных из решения прямых задач. Показана хорошая сходимость и эффективность алгоритмов.

Работа поддержана РНФ (проект 15-19-20049).

- Marchuk I.V. and Kabov O.A., Model of filmwise vapor condensation on curved surfaces // Doklady Physics. 2016. V. 61. № 1. pp. 19-23.
- Barakhovskaia E.V., Marchuk I.V., Fedorets A.A. Thermocapillary deformation in a locally heated layer of silicone oil // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 754. P. 1-6.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЛЬДА НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

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

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Анализ результатов исследований процессов формирования льда в природных условиях [1] приводит к выводу о необходимости лабораторных экспериментальных исследований полей температуры и скорости с высоким пространственно-временным разрешением. Сопряженный конвективный теплообмен у границы раздела лед-вода осложнен наличием слоя с инверсией плотности воды в диапазоне температуры от 0 до +4 °C, процесс формирования и роль которого необходимо изучить. В данной работе исследован процесс образования льда под монотонно охлаждаемой горизонтальной высокотеплопроводной поверхностью. Проведена видеосъемка конвективного течения, изучена эволюция во времени структуры течения, измерены распределения температуры по высоте слоя в процессе возникновения и продвижения фронта кристаллизации.

Горизонтальный слой воды снизу и сверху ограничен медными пластинами толщиной 12,8 мм. Медные пластины являются рабочими частями теплообменников, в полостях которых прокачиваются горячий и холодный теплоносители из термостатов. Через нижний теплообменник прокачивалась вода, а через верхний теплообменник прокачивался антифриз. Температура антифриза в криотермостате поддерживается с точностью $\pm 0,1$ °C, в диапазоне от -30 °C до +30°С. По периметру слой воды ограничен вертикальными стенками из оргстекла толщиной 30 мм. Горизонтальные размеры слоя воды – 240мм×240мм. Температура медных пластин измерялась термопарами и записывалась в процессе всего эксперимента. Распределение температуры по высоте слоя воды измерялось зондом состоящим из 18 медных проволочек - термометров сопротивления, изготовленных из медной проволоки диаметром 0,1 мм и длиной 40 см. Проволочки натянуты параллельно дну и верхней медной пластине на фиксированных расстояниях. Точность измерения температуры составила 0,025 °C, интервал времени между последовательными опросами датчиков в непрерывном цикле в процессе всего эксперимента составляет 2 с. Исследования проведены при двух высотах слоя воды H₁ = 33,7 мм и H₂ = 70 мм. При высоте слоя 70 мм линейка датчиков была сгруппирована в верхней части слоя воды. При видеосъемке конвективного течения для визуализации потока жидкости использованы полистироловые шарики диаметром 50 мкм. Плоский световой нож создавался с помощью двух лазеров. Лучи направлялись с двух противоположных сторон через боковые стенки в вертикальной плоскости, параллельно передней лобовой стенке и отстоящей от нее на 65мм, через которую велось наблюдение и записывались видеофильмы.

Из исходного изотермического состояния верхняя пластина охлаждалась приблизительно по линейному закону со скоростью 0,19 °С/мин, нижняя пластина (дно) охлаждалась со скоростью 0,113 °С /мин. Температура дна через 120 мин охлаждения выходила на стационарный уровень +6 °С и оставалась постоянной до конца эксперимента. Верхняя пластина (крышка) через 125 мин охлаждения достигла температуры 0 °C, и продолжая охлаждаться с меньшей скоростью, приблизительно равной 0,07 °С /мин, достигла минимальной температуры -3,75 °C в момент времени 195 мин от начала эксперимента. В этот момент происходит почти мгновенное повышение температуры жидкости в пристеночной зоне до 0 °С. Далее до конца эксперимента верхняя пластина равномерно охлаждается со скоростью 0,025 °С/мин, и к концу эксперимента достигает температуры -3,75 °С. В процессе всего эксперимента проводилось визуальное наблюдение. Сразу после резкого повышения температуры появляются дендриты, занимая область около верхней холодной стенки толщиной ~4-5 мм. Мелкие дендриты покрывают всю поверхность медной пластина. Дендриты длиной порядка 5мм редки, отстоят друг от друга на расстоянии 2-4 см. Через 3-4 минуты дендриты исчезают, и появляется гладкий тонкий слой льда, равномерно покрывающий всю поверхность верхней медной пластины. Толщина льда растёт со средней скоростью 0,009 мм/мин. При высоте слоя 33,7 мм после начала кристаллизации на верхней границе конвективное течение практически подавлено. При высоте слоя 70 мм фронт кристаллизации от момента его формирования и до момента окончания экспериментов оставался идеально плоским. Конвективное течение существует в придонной области, под фронтом кристаллизации отсутствует. Проведены исследования нестационарных полей температуры и скорости, прослежена динамика изменения вертикального профиля температуры вблизи фронта кристаллизации в воде и в объеме льда, оценены плотности тепловых потоков по обе стороны от фронта кристаллизации.

> Работа выполнена при поддержке СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант 15-08-07991а).

Список литературы:

 Асламов И.А., Козлов В.В., Мизандронов И.Б., Кучер К.М., Гранин Н.Г. Оценка потока тепла на границе вода-лед на Байкале по экспериментальным данным // ДАН. 2014. Т.457. №4. с.477 – 480.

ИСПАРЕНИЕ ПОДВЕШЕННЫХ КАПЕЛЬ НАНОЖИДКОСТИ

Борисов А.А.¹, Назаров А.Д.^{1,3}, Серов А.Ф.^{1,2}, Мамонов В.Н.¹

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
³ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова,1

В данной работе проводилось исследование процесса испарения подвешенных капель наножидкостей. В качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода, в качестве наночастиц – кремний размером 200 мкм. Концентрация наночастиц изменялась по массовой доле от 2% до 7% включительно, с шагом 1%. Перед экспериментом смесь воды и наночастиц кремния помещалась в ультразвуковую ванну, где в течение 4 часов смешивались [1, 2]. Капля полученной наножидкости подвешивалась на державку из полихлорвинила толщиной от 200 до 400 мкм. Подвешенная капля помещалась в сухой воздушный поток при разных температурах [1].

На рис. 1 представлена динамика испарения капель наножидкостей H_2O+Si в сравнении с испарением капли дистиллированной воды при начальных условиях: $u_0 = 0,2$ м/с (скорость воздушного потока), $T_{0g} = T_{0s}=23,4$ °C (температура потока и среды), $\varphi=1\%$ (относительная влажность воздушного потока), P=1 атм.



Рис. 1. Динамика испарения капель.

Как видно из рис. 1 скорость испарения капель наножидкостей выше, чем у дистиллированной воды за исключением смеси с концентрацией 2%. Также видно, что с увеличением массовой доли наночастиц капля быстрее приходит к сухому остатку. Сами же наножидкости не имеют строго тренда к увеличению или уменьшению скорости испарения относительно друг к другу (за исключением 2%). На рис. 2 представлена динамика испарения капель со следующими начальными условиями: $u_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 23,4$ °C, $\phi = 0\%$, P = 1 атм. Как видно из рис. 2 скорость испарения наножидкостей колеблется вокруг дистиллированной воды, не имея четко выраженной закономерности, а скорее имея стохастический характер.



Рис. 2. Динамика испарения капель.

На рис. 3 представлена динамика испарения капель со следующими начальными условиями: $u_0 = 1$ м/с, $T_{0g}=T_{0s}=23.4$ ⁰C, $\phi = 0\%$, P = 1 атм.



Как видно из рис. 3 при увеличении концентрации наножидкости увеличивается скорость испарения капель.

> Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации НШ-8780.2016.8.

- Бочкарева Е. М., Терехов В.В., Назаров А.Д., Борисов А.А. Экспериментальное исследование подвешенных капель наножидкостей // XIV Всероссийская школа-конференция молодых ученых с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики». Новосибирск, Россия. 22-25 ноября 2016. С.1.
- Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Испарение капель воды с углеродными нанотрубками. Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. С. 51– 57.

УДК 532.663, 536.658

МОДЕЛЬ ИСПАРЕНИЯ СВОБОДНЫХ КАПЕЛЬ

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

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

Интерес к исследованиям испарения капель жидкости обусловлен разнообразными практическими приложениями. В частности, процессы, связанные с испарением являются важным при сушке и охлаждении спреями, пожаротушении, горении, кристаллизации, в применении медицинских аэрозолей, а также в предотвращении обмерзания воздушных судов. Этот перечень можно дополнить новыми задачами проведения медицинской диагностики, решения проблем биологической стабильности белка, формирования наноструктур и разработки методов печати.

В настоящее время сформулированы и активно применяются два принципиально отличных подхода к решению задачи об испарении и конденсации капель. Первый основан на континуальных представлениях об окружающей каплю среде и использует гидродинамические модели [1]. Второй подход основан на молекулярно-кинетических представлениях и использует газокинетические модели [2].

В работе развивается эмиссионно-диффузионная модель расчета испарения капель, объединяющая и кинетический, и диффузионный механизмы в процессе испарения [3]. Противоречия обычной диффузионной модели испарения капли можно снять, если привлечь газокинетическое описание потока пара с поверхности. Причём, поток на поверхности должен быть равным диффузионному потоку пара на большом удалении от капли. Формирование собственно диффузионного потока пара происходит на расстоянии нескольких длин свободного пробега молекул пара от поверхности. Равенство потоков можно обеспечить путём введения некоторого промежуточного парового слоя, одна граница которого находится у самой поверхности капли, а вторая - на некотором расстоянии от неё, где уже сформировался гидродинамический поток. Таким образом, на внутренней границе слоя поток массы вычисляется на основе молекулярно-кинетических представлений, а на внешней - на основе континуального подхода механики сплошной среды.

Сравнительные расчеты испарения свободных сферических капель воды разных диаметров были выполнены с использованием, как эмиссионнодиффузионной модели, так и обычной диффузионной. В обеих моделях учитывалась свободная конвекция и лучистый теплообмен. При расчете лучистого теплообмена во внимание принимались также оптические свойства жидкости капли. В результате анализа установлено, что эмиссионно-диффузионная модель даёт практически такие же времена испарения крупных капель, что и обычная диффузионная модель. Для мелких капель воды результаты расчетов по эмиссионно-диффузионной модели дают существенно более продолжительные времена испарения и более высокие минимальные температуры капель в процессе испарения



Рис.1 Влияние свободной конвекции и лучистого теплообмена на время испарения капли: $t_a=21$ ⁰C, $t_k=21$ ⁰C, $q_k=50\%$. Относительные ошибки: 1– при отсутствии учёта свободноконвективного и лучистого теплообмена; 2–при отсутствии учёта свободноконвективного теплообмена; 3–при отсутствии учёта лучистого теплообмена.

Оценка степени влияния свободной конвекции и лучистого теплообмена на процесс испарения показала, что ошибка, связанная с не учетом излучения, возрастает с увеличением начального диаметра капли (рис.1). Здесь время испарения по эмиссионнодиффузионной модели с учетом всех указанных механизмов обозначено через τ_{EDM} , а его отклонение через $\Delta \tau$. Как следует из расчетов относительная ошибка не превышает 1% для капель 200 мкм, и 7% для капель с начальным диаметром 2 мм. Более значительное влияние на увеличение времени испарения может оказать отсутствие учёта свободноконвективного теплообмена капли. Не учет свободноконвективного теплообмена капли приводит к увеличению времени испарения на 7% для капель с $d_0=200$ мкм, а для капель с $d_0=2$ мм – более 35%.

> Работы выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-00687).

- S.S. Sazhin, Advanced models of fuel droplet heating and evaporation, Progress in Energy and Combustion Science 32 (2006) 162–214.
- A.P. Kryukov, V.Yu. Levashov, S.S. Sazhin, Evaporation of diesel fuel droplets: Kinetic versus hydrodynamic models, Int. J. Heat and Mass Transfer 47 (2004) 2541–2549.
- Borodulin V.Yu, Nizovtsev M.I., Letushko V.N., Sterlyagov A.N, The surface temperature of free evaporating drops, Journal of Physics: Conference Series 754 (2016) no.032018.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ НЕИДЕАЛЬНЫХ РАСТВОРОВ

Бочкарева Е.М., Терехов В.В., Борисов А.А., Миськив Н.Б.

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

Испарение капель жидкости широко распространено в различных технологиях. Поэтому исследование данного процесса для выявления путей интенсификации и повышения эффективности энергоустановок является весьма актуальным [1-5]. Например, развитие теплообменных аппаратов высокой производительности, повышение эффективности охлаждения спреями, горения жидких топлив и многие другие практические приложения нуждаются в новых фундаментальных знаниях о газокапельных потоках с фазовыми превращениями.

В настоящей работе проводилось экспериментально-теоретическое исследование процесса испарения капель жидкости неидеального раствора, обтекаемых потоком газа.

Исследование проводилось на стенде, который позволяет варьировать скорость потока воздуха, обтекающего каплю, в диапазоне от 0 м/с до 3 м/с и температуру потока - от комнатной до 200 °C. Особое внимание уделялось обеспечению равномерности потока, контролю влажности воздуха и обеспечению минимальных тепловых потерь. В процессе эксперимента капля подвешивалась на волокне теплоизоляционного материала. Динамика размера капли и температуры ее поверхности фиксировались двумя камерами: цифровым микроскопом И микротепловизором. Верификация экспериментальных данных была проведена путем сопоставления с экспериментальными данными других авторов [2].

В результате проведенных исследований получены данные о динамике испарения и временных зависимостях температуры поверхности капель в широком диапазоне скоростей обтекающего каплю потока, его температуры и концентрации компонент в жидкой фазе.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные для испарения капель раствора вода-этанол различной концентрации.

Можно видеть, что скорость испарения капель существенным образом зависит от начального содержания легкокипящего компонента (Рис. 1а). Анализ динамики изменения температуры (Рис. 1б) показывает, что для капель крупного размера теплопотери в нить, на которой подвешивалась капля, достаточно малы, однако, по мере испарения, влияние потерь становится весьма существенным. Использование разработанной авторами математической модели позволило оценить величину указанных теплопотерь и учесть их при обобщении экспериментальных данных.



Рис. 1. Зависимость размера капли и температуры ее поверхности от времени для различных концентраций этанола в растворе.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ ГФЕН_А 17-58-53168.

- S. S. Sazhin Advanced models of fuel droplet heating and evaporation// Progress in Energy and combustion Science. 2016. №32. P. 162-241.
- Терехов В.И., Терехов В.В., Шишкин Н.Е., Би К.Ч. Экспериментальное и численное исследование нестационарного испарения капель жидкости//ИФЖ. 2010. Т. 83. № 5. С.829-836.
- Yanan Gan, Li Qiao Combustion characteristics of fuel droplets with addition of nano and micron-sized aluminum particles// Combustion and flame. 2011. №158, P. 354-368.
- Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Особенности фазовых переходов при испарении капель бинарных смесей //Тезисы докладов XII российской конференции по теплофизическим свойствам веществ. 2008. Москва. С. 218.
- Kneer R, Schneider M, Noll B, Wittig S. Diffusion controlled evaporation of a multicomponent droplet: theoretical studies on the importance of variable liquid properties// Int J Heat Mass Trans 1993. №36 P.2 403–2415.

КИПЕНИЕ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ НА ВЕРТИКАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ С МИКРОСТРУКТУРОЙ

Володин О.А.¹, Печеркин Н.И.¹, Павленко А.Н.¹, Зубков Н.Н.², Битюцкая Ю.Л.²

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

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Несмотря на известные преимущества использования пленочных течений для охлаждения тепловыделяющих поверхностей в различных технологических приложениях, в настоящее время экспериментальных данных, полученных для кипения тонких пленок, гораздо меньше, чем данных для кипения в условиях большого объема [1]. Это касается как гладких, так и структурированных на различных масштабах теплообменных поверхностей.

Согласно современным представлениям о механизмах кипения и экспериментальным данным с наблюдением многократного (3–10 раз) увеличения коэффициента теплоотдачи [2] одними из наиболее перспективных поверхностей для интенсификации теплообмена при кипении жидкостей могут являться трехмерные микроструктуры с капиллярными зазорами, имеющие полости для «захвата» пузырьков пара. Такие поверхности способствуют повышению интенсивности теплоотдачи и увеличению критического теплового потока.

В работе приводятся результаты экспериментального исследования теплообмена при пленочном течении бинарной смеси хладонов R114/R21 на вертикальных цилиндрах с микроструктурированием поверхности. Данное микроструктурирование представляет собой оребрение, полученное деформирующим резанием [3] с последующей накаткой прямым накатным роликом по вершинам ребер. Исследовалось два типа микроструктуры. Параметры микроструктуры №1: шаг ребер – 100 мкм, высота ребер – 220 мкм, шаг накатки – 318 мкм. Параметры микротекстуры №2: шаг ребер – 200 мкм, высота – 440 мкм, шаг накатки - 318 мкм. Число Рейнольдса в экспериментах изменялось в диапазоне, соответствующем ламинарно-волновому режиму. Плотность теплового потока составляла 0-5 Bт/см².

Описаны особенности кипения пленки жидкости на исследуемых поверхностях. Показано, что коэффициенты теплоотдачи в режиме пузырькового кипения на поверхностях с микроструктурой заметно превышают соответствующие значения для гладкой поверхности.

На рис. 1 показано сравнение интегрального коэффициента теплоотдачи для гладкой поверхности и для микроструктурированной поверхности №1. Видно, что коэффициент теплоотдачи для микроструктурированной поверхности №1 превышает коэффициент теплоотдачи для гладкой поверхности примерно в три раза.



Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока для гладкой и микроструктурированной поверхностей.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 16-08-00489), а также министерства образования и науки РФ.

- 1. Thome J.R. On recent advances in modeling of two-phase flow and heat transfer // 1st Int. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, 2002. 13 pages.
- Щелчков А.В., Попов И.А., Зубков Н.Н. Кипение жидкости на микроструктурированных поверхностях в условиях свободной конвекции // Инженерно-физический журнал. 2016. Том 89, №5. С. 1160–1169.
- Зубков Н.Н. Получение подповерхностных полостей деформирующим резанием для интенсификации пузырькового кипения // Вестник Машиностроения. 2014. №11. С.75–79.

УДК 536

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ИСПАРЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Гатапова Е.Я.^{1,2}, Корбанова Е.Г.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Особенности на границе раздела жидкость-газ при фазовом переходе представляют большой интерес для систем охлаждения. Особенно это актуально для микросистем, где сама межфазная граница трудно определима, а эффекты, возникающие в области слоя Кнудсена, становятся существенными.

Подход к описанию тепломассообмена в двухфазной системе, основанный на полном уравнении Навье-Стокса с граничными условиями со скачками температуры и давления был предложен в [1]. Анализ показал хорошее совпадение рассчитанных профилей температуры с решением нелинейных уравнений Больцмана. В работе [2] было впервые установлено существование скачка температуры на границе раздела вода-воздух при атмосферном давлении и был зафиксирован рост скачка с ростом температуры нагревателя с помощью микротермопары с размером королька 4 мкм.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки и используемого оборудования.

В работе представлены новые данные экспериментального исследования температурного поля двухслойной системы жидкость-газ, включая границу раздела. Эксперименты проведены для четырех различных жидкостей при локальном нагреве и испарении. А именно, для сверхчистой воды (MilliQ), 99% раствора этанола, CH₂I₂ и HFE-7100. Эксперименты проводились при квазистационарном режиме нагрева. Температура нагревателя контролировалась тремя микротермопарами. Атмосфера контролировалась при помощи термогигрометра Testo и барометра. Для измерения температурного профиля поперек слоев использовалась микротермопара с толщиной королька 3-4 мкм. Калибровка микротермопар осуществлялась в диапазоне температур от 5 - 100°С. Ошибка измерений 0,02°С. Сбор данных осуществлялся посредством терминала сбора данных NI 9214 и программного обеспечения. Прецизионная подвижка перемещала микротермопару и определяла её положение. Диапазон передвижения подвижки составляет 25 мм с минимальным шагом 50 нм. Для визуализации использовался теневой метод с видеокамерой (3 мкм на пиксель). Схема экспериментальной установки и используемого оборудования представлена на Рис. 1. Синхронизация чтений микротермопары и положения микроподвижки производилась с помощью специально разработанного программного обеспечения на C++.

Измерения позволили получить подробную картину температурного профиля поперек слоев жидкость-газ. Подтверждено существование скачка температуры на границе раздела жидкость-газ при атмосферном давлении также для жидкостей этанол, СН212 и HFE-7100 (Рис. 2). Получены подробные данные для мощности нагревателя от 0 до 1,2 Вт.



Рис. 2. Профили температур: а - для системы СH₂I₂-воздух, мощность нагревателя 0,252 Вт, температура нагревателя 41,5°С, темп. воздуха 25,9°С, влажность 47,2%, давление 99,99 кПа; б – HFE-7100 – воздух, нет нагрева, темп. воздуха 26,1°С, влажность 24,9%, давление 99,59 кПа.

Показано, что для различных жидкостей профиль температуры может иметь разный характер. В частности, при достаточном увеличении температуры нагревателя температура воздуха вблизи границы раздела CH₂I₂–воздух ниже температуры жидкости. В то время как для HFE-7100 температура воздуха выше температуры HFE-7100 на границе раздела (Рис. 2). Измерен расход испарившейся жидкости, который составил 0,008 мкл/с для испарения CH₂I₂ в воздух при мощности 0,252 Вт и 0,477 мкл/с для HFE-7100 без нагрева.

- Gatapova E.Y., 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// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 83, P. 235 – 243.
- Gatapova E.Y., Graur I.A., Kabov O.A., Aniskin V.M., Filipenko M.A., Sharipov F., Tadrist L.. The temperature jump at water-air interface during evaporation// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 104, P. 800 – 812.

ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ КОСВЕННО-ИСПАРИТЕЛЬНОМ ОХЛАДЕНИИ ВОЗДУХА

Терехов В.И.¹, Горбачев М.В.², Кхафаджи Х.К.А.²

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Работа посвящена численному исследованию тепломассообмена в пластинчатом трехканальном тепломассообменном аппарате (ТМОА). Результатами моделирования являлись параметры потоков воздуха: поля скоростей, температур и концентраций, а так же их основные термодинамические и теплогидравлические характеристики.

На Рис. 1 показана расчетная схема ТМОА косвенно-испарительного типа. В литературе такой метод охлаждения известен как цикл Майсоценко [1, 2]. Данный аппарат представляет собой систему плоскопараллельных каналов одинаковой высоты. Внешние стороны каналов теплоизолированы ($q_w = 0$). В нижнем канале протекает «сухой» поток воздуха, а стенки «влажного» канала покрыты пленкой воды, в котором движется парогазовая смесь.



теплообменного аппарата

В сухом канале поток воздуха передает теплоту в явном виде ($q_{c, 1-2}$) через разделяющую стенку испаряющейся пленке, которая воспринимает теплоту от основного потока воздуха и, испаряясь во влажном канале, передает ему при этом скрытую теплоту $q_{j, low}$ и $q_{j, up}$. Одновременно с этим, поток воздуха во влажном канале понижает температуру при контакте с водой, отдавая ей теплоту $q_{c, 2-1}$ и $q_{c, 2-2}$ в явном виде. При этом происходит увеличение энтальпии влажного потока воздуха. В рабочем канале происходит уменьшение температуры потока за счет отвода теплоты $q_{c, 3-1}$ к стенке влажного канала.

Изменение тепловых потоков и среднемассовых параметров по длине ТМОА показаны на Рис. 2. Видно, что температура воздуха в рабочем канале при рассматриваемых условиях принимает значения ниже, чем температура мокрого термометра $t_{\rm M.T.} \approx 17,9$ °C. При этом массовая концентрация пара во влажном канале увеличивается. Графические данные так же указывают на то, что достаточно большая часть площади теплообмена во влажном канале на-ходится в состоянии насыщения. Причем изменение

температуры по длине во влажном канале носит не монотонный характер и на некотором расстоянии от входа ($x \approx 43d$ при рассматриваемых исходных параметрах) наблюдается ее минимум.



Рис. 2. Изменение среднемассовых параметров по длине тепломассообменного аппарата (Re=100, t₀=30°C, φ₀=30%)

Таким образом, ТМОА целесообразно использовать не только в качестве охладителя, но и как увлажнителя воздуха. Следует отметить, что для организации протекающих процессов затрачивается только механическая энергия на привод вентиляторов для продувки воздухом соответствующих каналов. Указанные положительные стороны позволяют применять ТМОА в качестве конкурентов энергозатратным парокомпрессионным холодильным машинам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-58-00018).

- 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.
- 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.

ДВИЖЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ В СЛОЕ ТЕРМИЧЕСКИ РАЗЛАГАЮЩЕГОСЯ ЛЕСНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

Волков Р.С., Жданова А.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.

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

Тушение лесных пожаров с использованием авиации осуществляется в основном [1–3] за счет подачи больших массивов воды в область горения. При этом в любых погодных условиях обеспечивается один из основных механизмов – подавление процесса пиролиза лесного горючего материала (ЛГМ). Представляет интерес исследование процессов, протекающих в разогретом до высоких температур ЛГМ при взаимодействии с каплями воды.

Цель настоящей работы – установление по результатам экспериментальных исследований механизма продвижения капель воды в пористой структуре проходящего стадию термического разложения ЛГМ.

Схема экспериментального стенда приведена на рис. 1. Для создания модельного очага горения ЛГМ (рис. 1) применялся тонкостенный цилиндр из кварцевого стекла (внутренний диаметр $d_f \approx 100$ мм, высота $h_f \approx 120$ мм), заполненный лесным горючим материалом (применялась хвоя сосны). Выбор хвои обусловлен тем, что для данного типа ЛГМ возможна регистрация прохождения как одиночной, так и группы капель по слоевой структуре (обеспечиваются условия непрерывного слежения). Плотность и влажность навески ЛГМ выбирались средними относительно реально возможных для лесных пожаров. В частности, плотность составила 30–35 кг/м³.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – три малоинерционных термопары; 2 – высокоскоростной модуль аналогового ввода; 3 – рабочая станция (ПК); 4 – лабораторные микровесы; 5 – дозатор; 6 – ЛГМ; 7 – полый цилиндр с навеской ЛГМ.

В табл. 1 приведены результаты экспериментальной оценки масс капель после прохождения ими слоя пиролизующегося ЛГМ. Использовался параметр Δm , характеризующий изменение массы при прохождении слоя ЛГМ с учетом потери последней вследствие смачивания хвоинок и при испарении: $\Delta m = m_{d0} - m_{de}$, где m_{d0} – начальная масса капли воды, г; m_{de} – масса капли воды, после прохождения слоя ЛГМ, г.

	$\Delta m, \Gamma$			
112	Прохождение	Прохождение капель		
т _{d0} ,	капель воды слоя	воды слоя ЛГМ		
1	ЛГМ	(в процессе		
	(без пиролиза)	пиролиза)		
0,225	0,139	0,141		
0,325	0,137	0,181		
0,425	0,154	0,227		
0,525	0,189	0,279		
0,625	0,243	0,337		
0,725	0,315	0,401		
0,825	0,407	0,472		

Таблица 1. Зависимость параметра ∆т от начальной массы капель.

Анализ зависимостей, представленных в таблице 1, позволяет сделать заключение о том, что с ростом размера капли увеличивается доля массы, которую она теряет при прохождении слоя ЛГМ. Этот результат сложно считать очевидным, так как для малых (R_d<3 мм) капель регистрировался обратный эффект (чем меньше $R_{\rm d}$, тем быстрее капли прогревались в слое пиролизующегося ЛГМ и испарялись). В случае крупных (R_d>5 мм) капель физика процессов тепломассопереноса при их продвижении через ЛГМ меняется. Как следствие, параметр Δm растет при увеличении начальной массы капель m_{d0} (табл. 1). Это можно объяснить тем, что у капель с характерным объемом V_d≈900 мкл больше площадь контакта с фрагментами ЛГМ по сравнению с малыми каплями. Высокоскоростная видеорегистрация показала, что чем больше плошаль контакта капли с хвоинками. тем больше жидкости смачивает последние. При этом возрастает и площадь эндотермического фазового перехода.

На основании полученных результатов можно сделать заключение о том, что прекращение процессов термического разложения ЛГМ, являющихся поставщиками горючего в условиях лесных пожаров, возможно только при подаче к поверхности слоя ЛГМ распыленной воды с характерными размерами капель менее 3 мм.

> Исследование выполненоза счет гранта Президента РФ (проект МК-1684.2017.8).

- Xiao X.K., Cong B.H., Wang X.S., Kuang K.Q., Yuen Richard K.K., Liao G.X. On the Behavior of Flame Expansion in Pool Fire Extinguishment with Steam Jet // Journal of Fire Sciences. 2011. V. 29. № 4. P. 339–360.
- McAllister S., Grenfell I., Hadlow A., Jolly W.M., Finney M., Cohen J. Piloted Ignition of Live Forest Fuels // Fire Safety Journal. 2012. V. 51. P. 133–142.
- Gupta Meenakshi, Rajora R., Sahai S., Shankar R., Ray Anjan, Kale S.R. Experimental Evaluation of Fire Suppression Characteristics of Twin Fluid Water Mist System // Fire Safety Journal. 2012. V. 54. P. 130–142.

ДИНАМИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ В СМЕСИ ФРЕОНОВ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Жуков В.Е., Моисеев М.И.

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

Нестационарное тепловыделение на локальном участке теплообменника может вызвать значительный перегрев соприкасающегося с нагретой стенкой жидкого теплоносителя и привести к образованию и распространению сплошной паровой пленки. Данный эффект может проявляться как в системах пленочного и капельного орошения, так и в условиях большого объема. Существует ряд моделей, описывающих распространение невозмущенного самоподдерживающегося фронта испарения, а также отдельные попытки моделирования динамики фронта с учетом мелкомасштабных возмущений межфазной поверхности в условиях интенсивного испарения [1]. В последние годы наблюдается тенденция использования смесей вместо однокомпонентной жидкости в качестве рабочего тела в холодильных машинах, тепловых насосах и термотрансформаторах. В работе [2] рассмотрены озонобезопасные неазеотропные смесевые хладагенты R32/R134a и R32/R152a, исследован теплообмен при кипении в горизонтальных трубах.

Цель данной работы – экспериментальное изучение динамики фронта испарения и развития гидродинамической неустойчивости на межфазной поверхности во фреонах R21, R114 и смесях фреонов R21/R114.

Описание стенда и результаты экспериментов. Экспериментальная установка представляет собой цилиндрический сосуд диаметром и высотой 250 мм со встроенными окнами для визуализации переходных процессов. В качестве рабочей жидкости использовались смеси фреонов R114 и R21, находящиеся на линии насыщения при давлении 0,27 - 0,28 МПа, а также в условиях недогрева. В экспериментах использовался горизонтально ориентированный цилиндрический рабочий участок, изготовленный из трубки диаметром 3 мм и толщиной стенки 0,5 мм, Материал – нержавеющая сталь. Шероховатость участка диаметром 3 мм представляла собой разнонаправленные риски шириной не более 10 мкм и отдельные сглаженные каверны диаметром 30-50 мкм. Для наблюдения динамики фронта испарения использовалась высокоскоростная видеокамера. Скорость съёмки составляла 25000 кадров в секунду с экспозицией 25 мкс. Нагрев теплоотдающей поверхности производился прямоугольным импульсом тока заданных длительности и амплитуды. Для освещения объекта в проходящем и в отраженном свете использовались светодиодные сборки со световым потоком 9000 лм, момент включения которых был синхронизован с моментом начала тепловыделения. Подробное описание установки и экспериментальной методики приведено в работе [3].

Эксперименты проведены на фреонах R21 и R114, а также на их смесях, включая азеотропную смесь 62% R114.

На Рис. 1 приведены опытные данные зависимости скорости фронта испарения V_{fr} от температурного напора ΔT по отношению к температуре насыщения.



Рис. 1. Зависимость скорости фронта испарения V_{fr} от температурного напора ΔT для фреона R21, R114 и их смесей. 1 – R21, P = 0,267 МПа; 2 – C = 0,1, P = 0,27 МПа; 3 – C = 0,2, P = 0,27 МПа; 4 – C = 0,35, P = 0,27 МПа; 5 – C = 0,62, P = 0,28 МПа; 6 – R114, P = 0,28 МПа.

Проведенные эксперименты на смеси фреонов R114 и R21 в диапазоне концентраций по лекголетучему компоненту 0 < C < 1 показали, что в области температурных напоров, соответствующих потере гидродинамической устойчивости межфазной поверхности фронта испарения, большему содержанию легколетучей компоненты R114 соответствует более высокая скорость фронта испарения. Температурный напор, соответствующий инициации фронта испарения имеет минимальное значение при концентрации смеси, соответствующей точке азеотропы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Фундаментальных Исследований СО РАН (проект № ФЗ III.18.2.3).

- Pavlenko A.N., Lel V.V. Approximate simulation model of a selfsustaining evaporating front // Thermophysics and Aeromechanics. 1999. Vol. 6. No. 1. P. 105-117.
- Mezentseva N.N., Mezentsev I.V., Meleshkin A.V. Nucleate boiling at the forced flow of binary non-azeotropic mixtures in horizontal tubes // MATEC Web of Conferences. 2015. Vol. 23. 01027.
- Pavlenko A.N., Tairov E.A., Zhukov V.E., Levin A.A., Tsoi A.N. Investigation of transient processes at liquid boiling under nonstationary heat generation conditions // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. Vol. 20. No. 4. P. 380-406.
ЛЕВИТАЦИЯ И САМООРГАНИЗАЦИЯ МИКРОКАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ НАД СУХОЙ НАГРЕВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПАРОВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ ВБЛИЗИ КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ

Зайцев Д.В.¹, Кириченко Д.П.¹, Ажаев В.С.^{1,2}, Кабов О.А.¹

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Southern Methodist University, 6425 Boaz Street, Dallas TX 75275, USA

Проведено экспериментальное исследование микрокапель конденсата (размером ~10 мкм), левитирующих над испаряющимся слоем воды, в условиях наличия на подложке сухих пятен. Впервые показана возможность левитации и самоорганизации микрокапель жидкости над сухой подложкой, недогретой до температуры насыщения. С использованием микрокапель в качестве трассеров, установлено, что интенсивность испарения в области контактной линии в несколько раз больше, чем на удалении от нее.

Подложка представляет собой медный блок, нагреваемый снизу, с шероховатостью поверхности RMS=0,50 мкм. В качестве рабочей жидкости используется дегазированная сверхчистая вода (Merck Millipore). Рабочая жидкость помещается с помощью шприца на подложку в виде слоя с начальной толщиной 0,40 мм. При помощи короткого импульса воздушной струи на поверхности подложки формируется сухое пятно. Нагреватель затем включается, что приводит к образованию над поверхностью жидкости гексагонального монослоя из левитирующих микрокапель конденсата (Рис. 1а). При переходе монослоя со смоченной поверхности в область сухого пятна, микрокапли продолжают левитировать и образуют схожую упорядоченную структуру (Рис. 1б). Минимальная температура подложки, Т_w, при которой была зафиксирована левитация микрокапель над сухой поверхностью составляет 55 °С.

При помощи высокоточной оптической системы (разрешение 0,78 мкм/пиксель) измерены размеры и высота левитации микрокапель над сухой поверхностью. Имеется удовлетворительное соответствие с расчетом по модели (Рис. 2), предполагающей, что левитация обусловлена действием паровоздушного потока с капли (потока Стефана), отраженного от подложки. Для малых высот, данные описываются степенным законом, следующим из классической модели Лейденфроста (см. вставку на Рис. 2).

Установлено, что переход микрокапель со смоченной поверхность на сухую сопровождается существенным увеличением высоты левитации капли над контактной линией (Рис. 3). В редких случаях, микрокапли могут совершать круговое движение над контактной линией, или левитировать в фиксированной точке. На основе траекторий микрокапель, выполнена оценка локальных скоростей паровоздушного потока с поверхности жидкости. Установлено, что вблизи контактной линии вертикальная компонента скорости паровоздушного потока может быть в несколько раз выше, чем на удалении от контактной линии (Рис. 4).



Рис. 1. Упорядоченный монослой из микрокапель, левитирующих над поверхностью воды (a) и над сухой поверхностью (б). Tw=85°C.





Рис. 3. Перелет микрокапель воды на сухую поверхность, Tw=90°C.



Рис. 4. Вертикальная компонента скорости паровоздушного потока с поверхности жидкости, рассчитанная по траектории полета микрокапли при T_w=79°C.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ, ОБРАЗОВАВШЕЙСЯ ИЗ ИМПУЛЬСНОГО ИМПАКТНОГО ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ПОТОКА

Карпов П.Н.¹, Миськив Н.Б.¹, Назаров А.Д.¹, Серов А.Ф.^{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

Известно, что для реализации эффективного охлаждения необходимо обеспечить равномерное распределение массовой концентрации жидкости не только на поверхности теплообменного аппарата, но и во время движения охлаждающей массы. Плотность теплового потока будет тем больше, чем выше массовая концентрация жидкости в воздушном потоке. Подавляющее число работ по охлаждению с помощью газокапельных потоков посвящено режимам с кипением. В зависимости от температуры охлаждаемой поверхности, её свойств и геометрии широко применяют хорошо изученные режимы пленочного охлаждения [1]. В данной работе представлены данные об особенностях поведения пленки жидкости, сформировавшейся на большой недогретой поверхности импульсным импактным газокапельным потоком.

Экспериментальная установка представляет собой многофункциональный стенд, состоящий из: программируемого многоструйного источника импульсного газокапельного потока, цифровогокалориметра, автоматизированной системы регистрации параметров газокапельного потокаи пленки, включающейоригинальные емкостные датчики для регистрации толщины и скорости волн пленки жидкости [2]. Управляемый источник газокапельной струи конструктивно выполнен в виде двухкамерного блока: для воздуха и воды. На плоской части источника расположены 16 жидкостных форсунок. Жидкостная форсунка представляет собой распылитель из четырех сопел диаметром 125 мкм, включаемых одним электромагнитным клапаном. На этой же поверхности для создания импактного непрерывного воздушного потока установлены 25 газовых сопл с диаметром выходного отверстия 0,3 мм. Конструкция многосоплового источника была выполнена с реализацией условия - жидкостная форсунка окружена 4 воздушными соплами, т.е. находится в "коробочке". Расстояние между источником и теплонагруженной поверхностью составляет - 230 мм. Во время дрейфаизменяются как параметры капельного потока (перераспределение жидкости в ансамбле капель), так и воздушного потока. И однозначное, для одной воздушной струи, решение задачи о натекании струи на преграду, дает неожиданные результаты при формировании многоструйного факела.

Система регистрации течения пленки, построенная на видеонаблюдение, скоростной фотографии и данных о локальной толщине пленки, полученных диэлькометрическим методом, позволила выполнить измерения наведенного течения на поверхности теплообменника. Наблюдение за пленочным течением показывает, что в режиме с импактным многоструйным потоком наблюдается значительное отличие течения по вертикальной поверхности гравитационной пленки. На поверхности теплообменника наблюдается центральная область со слабым разнонаправленным течением и область с интенсивным волновым течением, которое направлено от центра к периферии. По данным видеонаблюденияполучена общая карта скоростей (см. рис. 1). Оптические наблюдения показали, что вне выделенных областей А,D,C,D существуют устойчивые двух- и трехмерные волны малой амплитуды (dh/h=0,05) с поперечной модуляцией вдоль потока. В вытесненных к периферии потоках наблюдаются несколько различных видов трехмерных неустойчивостей, возникающих при малых числах Рейнольдса в различных зонах теплообменника. Особо выделены характерные зоны А,В,С,D, где измерения показали слабое течение и отсутствие крупных волн.



Puc. 1. Карта проекции волнового течения охлаждающей пленки и скорости воздушного пристенного потока

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-38-00853) Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации НШ-8780.2016.8

- Moreira A.L.N., Carvalho J., Panao M.R.O. Experimental Methodology to Quantify the Spray Cooling Event at Intermittent Spray Impact // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2007. V. 28. P. 191.
- Назаров А.Д., Серов А.Ф., Бодров М.В. «Интенсификация охлаждения импульсным газокапельным потоком. Аппаратура, параметры, результаты» – ЖТФ. – 2010. – Т.80, №5. – С.132-135.

ОТРЫВНОЙ ДИАМЕТР ПУЗЫРЬКОВ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

Левин А.А., Хан П.В.

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

Несмотря на существенный объем выполненных экспериментальных и теоретических исследований в области изучения пузырькового теплообмена к настоящему моменту нет окончательного решения в вопросе выбора предсказательных моделей, позволяющих с высокой степенью надежно численно описать такие важнейшие характеристики, как отрывной диаметр образующихся пузырьков, частоту нуклеации и плотность центров парообразования. Можно выделить основные использующиеся для верификации таких моделей экспериментальные исследования [1,2,6,7]. При этом подходы, использующиеся для построения предсказательных моделей, методически можно разделить на 3 вида:

1. Механистические модели, основанные на определении баланса сил, действующих на пузырек [5];

2. Вариации модели Зубера и, в более детальном описании, Гогонина [7], выражающие тепловые и гидродинамические свойства исследуемого явления через критерии Якоба и Бонда;

3. Подходы, опирающиеся на определение теплового баланса пузырька [4].

Следует отметить, что существенное число работ посвященных вопросу определения отрывного диаметра пузырька не содержит принципиально новых подходов, и вызывает интерес прежде всего с точки зрения представления новых экспериментальных данных. Это вызвано широким перечнем исходных условий, влияющих на формирование и эволюцию пузырьков на перегретой поверхности охлаждаемой недогретой до температуры насыщения жидкостью. При этом экспериментальные условия с нестационарным тепловыделением остаются практически неохваченными.

Настоящая работа содержит результаты экспериментального исследования формирования перегретоого слоя жидкости и перехода к взрывному вскипанию с промежуточной пузырьковой стадией на поверхности стального трубчатого нагревателя диаметром 12 мм омываемого недогретой водой при атмосферном давлении. Скорость роста температуры стенки нагревателя в различных экспериментах менялась от 1000 до 7000 К/с. Начальная температура воды составляла 30, 60 и 90°С. Для определения температуры стенки и построения поля температур в жидкости к моменту начала парообразования использован численный пакет Comsol Multiphysic. Результаты расчета верифицировались по реперным значениям температур измеренных поверхностными термопарами.

В работе представлены сравнительные расчеты значения отрывного диаметра пузырька с использованием методов различных авторов. Продемонстрировано и объяснено фундаментальное различие предсказательных моделей для стационарного тепловыделения от обобщений для условий нестационарного случая. Показана взаимосвязь между толщиной перегретого слоя жидкости с отрывным диаметром и предложено обобщающее соотношение:

$$D_m = -0.04 + 2.1\delta_s \left(T_w - T_{s/2}\right)^{0.5} \tag{1}$$





- I.C. Chu, H.C. No, C.H. Song, Bubble lift-off diameter and nucleation frequency in vertical subcooled boiling flow, J. Nucl. Sci. Technol. 48 (6) (2011) 936–949.
- V. Prodanovic, D. Fraser, M. Salcudean, Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates, Int. J. Multiphase Flow 28 (1) (2002) 1–19.
- J. Kim, M.H. Kim, On the departure behaviors of bubble at nucleae pool boiling, Int. J. Multiphase Flow 32 (2006) 1269–1286.
- N.H. Hoang, I.C. Chu, D.J. Euh, C.W. Song, A mechanistic model for predicting the maximum diameter of vaport bubbles in a subcooled boiling flow, Int. J. of Heat and Mass Transfer, 94 (2016), 174-179.
- M. Colombo, M. Fairweather, Prediction of bubble departure in forced convection boiling: A mechanistic model. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 85 (2015), 135-146.
- R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori, Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow, Int. J. Heat Mass Transfer 48 (2005) 5536–5548.
- С.С. Кутателадзе, И.И. Гогонин, Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // Теплофизика высоких температур, 17:4 (1979), С.792–797.

УДК 621.175

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ РАЗНОУРОВНЕВОЙ КОМПОНОВКИ СЕКЦИЙ ВОЗДУШНО-КОНДЕНСАЦИОННЫХ УСТАНОВОК И СУХИХ ГРАДИРЕН ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СКОРОСТЯХ ВЕТРОВЫХ ПОТОКОВ

Мильман О.О.¹, Ленев С.Н.², Голов П.В.², Шифрин Б.А.¹, Картуесова А.Ю.¹

¹ ЗАО «НПВП «Турбокон», 248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща,43 ² ПАО «Мосэнерго»,

119526, Россия, г. Москва, проспект Вернадского, 101, корп. 3

Требование к минимизации площади, занимаемой воздушно-конденсационными установками (ВКУ) или сухими градирнями (СГ), зачастую обязывает к многорядному расположению их секций. При этом отдельные секции оказываются расположенными в «теневой» зоне, создается неравномерность по расходам воздуха через различные секции, эффективность ВКУ в целом может снижаться. Ветровые потоки, в условиях которых зачастую работают ВКУ или СГ, могут создавать дополнительные помехи в работе вентиляторов ВКУ и усугублять эту неравномерность[1]. Одним из возможных мероприятий, позволяющих нивелировать этот негативный эффект, является разноуровневое по высоте расположение секций в ВКУ.

Целью работы являлось сравнительное исследование методами численного моделирования процессов совместной работы вентилятора и его сети (теплообменников) при ветровой нагрузке и без нее для двух вариантов трехрядных секций: одно - и разноуровневого. За основу конструкции самих секций принята V-образная компоновка секции[2].

Для выполнения численных расчетов на основе конструкции ВКУ, состоящего из трех рядов секций, были созданы соответствующие расчетные 3D – модели. Рассматривались два варианта компоновки: одноуровневая – все 3 секции расположены на одной и разноуровневая, когда передняя и задняя секции расположены выше средней.

При выполнении аэродинамических расчетов было принято, что в каждом ряду по его глубине расположено большое число секций, в связи с чем расчеты выполнялись в 2D-постановке. Каждая секция ВКУ включает в себя вентилятор и 2 теплообменных модуля, на которые накладывались граничные условия «внутренний вентилятор» и «пористая среда».

В результате расчетов получены массовые расходы по вентиляторам секций при отсутствии ветра и при ветре с разной скоростью, которые представлены на рис. 1.

При одноуровневой компоновке достаточно благополучная картина течения при отсутствии ветра претерпевает серьезные изменения уже при ветре 3 м/с суммарный расход на три секции уменьшается на $\approx 20\%$ по отношению к расходу при отсутствии ветра. При увеличении скорости ветра до 6 м/с общий расход воздуха уменьшается уже на 35% по отношению к расходу при отсутствии ветра.



Рис. 1. График зависимости массового расхода от скорости ветра через секции ВКУ для разноуровневой (1) и одноуровневой (2) компоновок

При двухуровневой компоновке при ветре 3 м/с суммарный по трем секциям расход воздуха также уменьшается, но слабее, чем в одноуровневой компоновке (на ≈13%). Расход воздуха, достигнув минимума при 3...4 м/с, постепенно увеличивается, и при ветре 10 м/с составляет уже 92,5 % от расхода при отсутствии ветра.

Подводя итоги выполненных расчетов, можно заключить, что разноуровневая компоновка по всем показателям более предпочтительна, чем одноуровневая.

- Жинов А.А., Шевелев Д.В. Исследование влияния ветра на производительность вентиляторов воздушно-конденсационной установки геотермальной электрической станции // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: машиностроение. 2015. №1.С. 108-118.
- Мильман О.О., Федоров В.А. Воздушно конденсационные установки. – М.: Изд – во МЭИ, 2002. – 208 с.

УДК 536.4.033

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНОГО КИПЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ НА МИКРОНАГРЕВАТЕЛЕ

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, 1

В работе исследуется взрывной распад метастабильного состояния жидкости (воды, пропанола-1, пропанола-2 и нанона) при импульсном нагреве. Взрывное вскипание жидкости применяется в технологии струйной печати [1] и связанно с изучением зарождения паровой фазы, спинодального распада жидкости, динамики пузырьков. Ранее были получены экспериментальные данные по взрывному вскипанию на тонких проволочках в режиме импульсного разогрева [2] и на плоском микро-нагревателе [3].

Схема экспериментальной установки для исследования динамики взрывного кипения микрообъемов жидкости показана на рис. 1. Микронагреватель с размером 100x110 мкм (1) располагался на поверхности микрочипа, изготовленного по технологии компании Hewlett Packard. Микронагреватель представляет собой четырехслойную пленку, последовательно напыленную методом PECVD на плоской подложке из стекла. Данная технология обеспечивает тепловое сопряжение слоев и электрическую изоляцию резистивного слоя. При подготовке эксперимента микрочип с нагревателем погружается в кювету с рабочей жидкостью (2). Одиночные прямоугольные импульсы тока подаются на микронагреватель с генератора. Для изучения динамики взрывного кипения использовалась оптическая методика регистрации зародышеобразования, основанная на измерении интенсивности светового пучка (3), зеркально отражённого от поверхности нагревателя (1). После отражения от нагревателя световой пучок попадает в микроскоп (4) через диафрагму (5). Интенсивность лазерного излучения с микронагревателя регистрировалась фотодиодом (6), сигнал с которого обрабатывался высокоскоростной платой (7).



Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Данная методика позволяет регистрировать динамику заполнения паром поверхности микронагревателя в зависимости от эффективного теплового потока на микронагревателе. Тепловой поток от нагревателя в жидкость и скорость роста температуры жидкости на нагревателе dT/dt определяются при численном решении уравнения теплопроводности для многослойного нагревателя. На рис. 2 приведена зависимость температуры начала взрывного кипения для нонана от скорости роста температуры поверхности микронагревателя. Пунктирной линией приведены данные [4] для температуры предельного перегрева жидкости. Сплошной линией показана линия спинодали, рассчитанная по модели [5].



Рис. 2. Температуры начала распада нонана в зависимости от скорости роста температуры жидкости перед началом распада.

В результате экспериментов установлены закономерности зародышевого разделения фаз при высокоэнергетическом воздействии тепловыми импульсами, получены зависимости температуры начала разделения фаз и времени от начала появления первых пузырьков на микронагревателе.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-10519).

- 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.
- Павлов П.А., Никитин Е.Д. Кинетика зародышеобразования в перегретой воде // Теплофизика высоких температур. 1980. Т.18, №2. С. 354-358.
- Hong J., Ashgriz N., Andrews J. Experimental study of bubble dynamics on a micro heater induced by pulse heating // J. Heat Transfer. 2004. V. 126. P. 259-271.
- 4. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость.М.Наука.1972. 312 с.
- Синицын Е.Н., Виноградов В.Е. Термодинамическое подобие и простая аппроксимация спинодали // Фазовые превращения и неравновесные процессы. Научные труды Института теплофизики УРО РАН. 1980. С.77-80.

УДК 536.48, 530.145.83, 536.932 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КВАНТОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ТЕПЛОПЕРЕНОС В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Кондаурова Л.П.

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова

Исследования теплопереноса в сверхтекучем гелии на сегодняшний день остаются актуальными. В криогенной системе коллайдера LHC в ЦЕРНе охлаждают дипольные и квадрупольные магниты до температуры 1,9 К (температура сверхтекучего гелия). Например, использование сверхмощных магнитов, сквидов (сверхпроводящий квантовый интерферометр) нашли большое применение.

На сегодняшний день проведено множество экспериментов различными экспериментальными группами по исследованию теплопереноса в сверхтекучем гелии. Полученные экспериментальные результаты по определению времени вскипания (в зависимости от значения подаваемой мощности теплового потока на нагреватель и температуры невозмущенного гелия) порой на порядок отличаются друг от друга. В экспериментах получены различные степенные зависимости времени вскипания от теплового потока $t_b = aW^n$, где показатель степени изменяется от 2 до 4. Требуется очень тщательный анализ экспериментальный данных, поскольку стабилизация температуры, шероховатость стенок, ширина канала, точность установления подаваемой мощности теплового потока, методы измерения - все это сильно влияет на определение времени вскипания.

В данной работе в рамках уравнений гидродинамики сверхтекучей турбулентности (ГСТ) [1] проведено численное исследование влияния фоновой плотности вихревого клубка на процессы теплопередачи и время вскипания гелия. Исходные уравнения ГСТ были упрощены. Получены уравнения ГСТ с точностью до членов второго малости по отклонениям от равновесных значений. Система уравнений численно решалась методом распада разрыва [2].

Большинство экспериментальных работ проведено при использовании плоского нагревателя, а также нагревателя, имеющего форму цилиндра. Задача была решена при следующих начальных и граничных условиях: в невозмущенный гелий при заданной температуре от плоского нагревателя, расположенного на одно из торцов длинного канала, подается тепловой поток в виде ступенчатого импульса бесконечной длительности. Расчеты были проведены при различных температурах: $T_0 = 1.4$ K; 1.6 K; 1.8 K для различных значений фоновой плотности вихревого клубка от $L_{fon} = 10^2$ до $L_{fon} = 10^4$ см⁻² и мощностей теплового потока от W = 3 BT/см² до W =10 BT/см².

Интересным оказалось вычисление скорости движения нормальной компоненты при заданных потоках тепла. Было обнаружено, что чем больше L_{fon} , тем большая часть нормального движения заторможена. Резкое торможение нормального движения и связанное с этим резкое увеличение температуры вблизи нагревателя наблюдается для всех рассмотренных в данной работе значений W, L_{fon} и T_0 , но эти процессы наблюдаются в различное время после включения теплового потока для разных начальных условий. Было получено, что для различных L_{fon} время вскипание может быть описано степенной функцией $t_b = aW^n$, где показатель степени изменяется от 2 до 4.

Проведенные расчеты объяснили непонятный до последнего времени экспериментальный факт по времени вскипания гелия при давлении в 1 атм при разных температурах [3]. Так время вскипания для температуры 1,4 К было меньше, чем для $T_0 = 1,8$ К, хотя, казалось бы при нагреве гелия от 1,4 К требуется какое-то дополнительное время для достижения T=1,8 К (см. рис. 1). Однако процесс локального перегрева сверхтекучей жидкости, определяющий закипание гелия, в значительной мере зависит от плотности вихрей, препятствующей движению нормальной компоненты.



Рис. 1. Зависимость времени вскипания от мощности теплового потока при различных температурах.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №15-02-05366).

- Немировский С.К., Лебедев В.В. Гидродинамика сверхтекучей турбулентности // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 5, С. 1729-1742.
- Численное решение задач газовой динамики / под ред. С.К. Годунова. Наука, 1976. 400 с.
- Wang R/ Criterion for quantum turbukence onset after rectangular heat pulse in superfluid helium // Cryogenics. 1995. Vol. 35. Num.12. P. 883-886.

УДК 621.175

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В ОХЛАЖДАЕМОЙ ТРУБЕ С РАЗЛИЧНЫМИ СХЕМАМИ ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

Мильман О.О.¹, Кондратьев А.В.^{1,2}

¹ ЗАО «НПВП «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща,43
² КФ МГТУ им. Н.Э. Баумана,
248000, Россия, Калуга, ул. Баженова, 2

При расчёте конденсаторов пара пользуются известными зависимостями [1-3]. Принято считать, что схема движения теплоносителей не оказывает существенного влияния на теплообмен и гидродинамику процесса.

Данное допущение верно в том случае, когда во всех точках теплообменной поверхности значение коэффициента теплопередачи одинаково. Однако в [4] исследован процесс конденсации пара в многорядном трубном пучке и показано, что гидравлические процессы могут оказывать значительное влияние на теплообмен: часть поверхности может оказаться не задействованной в теплообмене или снимать небольшую нагрузку.

С целью более детального исследования процессов, происходящих при конденсации пара с различными схемами движения теплоносителей, были проведены экспериментальные исследования стенда теплообменного аппарата типа «труба в трубе», оборудованного схемой оперативного (0,5-1 с) переключения схемы движения теплоносителей с прямотока на противоток или наоборот.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.



Рис. 1. Принципиальная схема (а) экспериментального стенда со схемами установки термопар на выходе из трубы (б) и зонда для измерения статического давления на входе в трубу (в).

Экспериментально получена и теоретически обоснована зависимость потерь давления конденсирующегося пара от схемы движения теплоносителей.

В [5, 6] были предложены две физические модели для расчёта потерь давления пара, конденсирующегося в наклонной охлаждаемой трубе при различных схемах движения теплоносителей. Квадратичная модель основывается на допущении, что плотность пара по мере конденсации сохраняется постоянной, а потери давления от вязкого трения при конденсации пропорциональны квадрату его скорости.

Вторая физическая модель, применимая в данной ситуации – модель потери импульса [6].

Приведены результаты экспериментальных исследований и расчётов по двум физическим моделям для зависимости отношения потерь давления при противоточной и прямоточной схемах движения теплоносителей от параметра, включающего в себя коэффициент теплопередачи k, площадь теплообменной поверхности F0 и произведение удельной теплоёмкости и расхода охлаждающей воды W. Результаты сопоставления представлены на рис. 2.



Рис. 2. Соотношение потерь давления конденсирующегося в трубе пара при прямотоке и противотоке: I – расчёт по квадратичной модели, II – расчёт по модели

потери импульса, III – экспериментальные данные.

Показано, что потери давления конденсирующегося пара при противоточной схеме движения теплоносителей всегда превышают таковые при прямоточной схеме.

- Мильман О.О., Федоров В.А., Воздушно-конденсационные установки. М.: Изд-во МЭИ, 2002. – 208 с.
- Справочник по теплопередаче. Т. 1. / под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987. – 560 с.
- Кутателадзе С.С. Теплоотдача при конденсации и кипении. М.: ГНТИ, 1952. – 232 с.
- Milman O.O., Spalding D.B., Fedorov V.A. Steam condensation in parallel channels with nonuniform heat removal in different zones of heat-exchange surface // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. №55. P.6054-6059.
- Мильман О.О., Федоров В.А., Кондратьев А.В., Птахин А.В. Особенности конденсации пара внутри труб и каналов. // Теплоэнергетика. 2015. №4. С.71-80.
- Леонтьев А.И., Мильман О.О. Гидравлическое сопротивление при течении конденсирующегося пара в трубах. // Теплофизика и аэромеханика. 2014. №6. С.803-806.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ОЧИСТКА СИНТЕЗ-ГАЗА

Коробейников А.В.¹, Шевырёв С.А.², Богомолов А.Р.³

¹ Кузбасский государственный технический университет им. Т.Ф. Горбачева, 650026, Россия, Кемерово, ул. Весенняя, 28

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Синтез-газ, полученный в процессе паровой бескислородной газификации [1], в целом, характеризуется постоянным составом (H_2 до 62% об., CO до 26% об.). Однако имеет в своем составе газы (CO₂ до 12% об., H_2S до 1% об., SO_x), которые негативно влияют на протекание каталитических процессов получения различных углеводородов, а также стабильность работы различных химических реакторов.

Для процесса Фишера-Тропша большинство катализаторов, в том числе железные и кобальтовые, крайне чувствительны к «отравлению» серой, что выражается в сокращении срока их работы и ухудшению селективности процесса. При нарушении работы катализатора, вследствие недостаточной очистки газа, нарушаются режимные параметры работы основного технологического оборудования, что в свою очередь приводит его к преждевременным остановам и простою. В результате не удается достигнуть расчетных технико-экономических показателей и обеспечить низкую себестоимость выпускаемой продукции.

В связи с этим возникает необходимость в предварительной очистке синтез-газа от различных компонентов, например, соединений серы (SO_x и H₂S) и CO₂. Несмотря на относительно низкую концентрацию соединений серы в составе синтез-газа (до 1% об.) их содержание должно быть обеспечено, по крайней мере, до уровня 2 мг/м³ [2].

Проведены исследования по влиянию режимных параметров и вида сырья на характеристики синтезгаза [1], получаемого в процессе газификации в частности на содержание целевых компонентов синтезгаза – СО и H₂. На основании рассмотренных современных методов по очистке газов, предлагается использовать физическую очистку в виде выборочной конденсации компонентов в процессе охлаждения.



Рис. 1. Принципиальная схема низкотемпературной очистки синтез-газа. Сплошная линия – синтез-газ, прерывистая – цикл холодильного агента, итрихпунктирная – СО₂.

Исходя из этого, была разработана энергоэффективная схема для очистки синтез-газа, получаемого в процессе газификации твердого органического топлива (рис. 1). Был произведен тепловой расчет основных элементов схемы.

Очищаемый синтез-газ – влажный, с температурой 50°С, без механических примесей. Расход газа, принятый для расчета, составляет 1·10-4 кг/с. Во избежание обледенения аппаратуры, производится его осушение [3], за счет отвода 9,21 Вт теплоты в теплообменнике 1 до температуры 280К. В качестве теплоприемника решено использовать хладагент R500, работающий до 193К. Отделение влаги происходит в циклонном сепараторе 2. Далее в рекуператоре 3 отводится 16,71 Вт теплоты, охлаждая газ до 200К, этого должно быть достаточно для отделения всех серосодержащих компонентов [4]. Очищенный от серы в сепараторе 4 газ поступает в турбодетандер 5, где расширяется и охлаждается до 153К.

Для отвода теплоты и создания необходимых температур в теплообменных аппаратах, используется холодильный цикл, включающий в себя два испарителя I и 3, двухступенчатое сжатие 8, конденсатор 9 и дроссельную шайбу 7. В испарителях I и 2, давление R500 7,8 кПа, температура испарения минус 80°С. При сжатии паров фреона до 18 атм. его температура будет выше 110°С, энтальпия более 200 кДж/кг. Часть этой теплоты можно использовать на технологические нужды, другую часть применять для сжижения твердого CO₂ и подогрева очищенного синтез газа.

Далее синтез-газ сжимается в компрессоре и направляется в реактор Фишера-Тропша.

Реализация такой схемы позволит заменить традиционные химические способы очистки более безопасным и менее затратным физическим способом.

- Богомолов, А. Р. Перспективы высокотемпературной газификации угля и шлама / А.Р. Богомолов, С.А. Шевырёв, М.В. Алексеев // Теплоэнергетика. - 2013. - № 2. – С.76-80.
- Сторч Г. Синтез углеводородов из окиси углерода и водорода. - М.: И.Л., 1954. - С. 257.
- Baxter L. Cryogenic CO2 Capture as a Cost-Effective CO2 Capture Process/ L. Baxter// Sustainable Energy Solutions, Orem, UT 84058.
- Leung D. An overview of current status of carbon dioxide capture and storage technologies/ D. Leung // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2014. – № 39. – p. 426–443.

УДК 66.021.3:532.546

ВЛИЯНИЕ ВЫСОТЫ СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСИ ФРЕОНОВ В КРУПНОМАСШТАБНОЙ МОДЕЛИ РЕКТИФИКАЦИОННОЙ КОЛОННЫ

Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Li X., Liu M., Sui H., Li H.

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

Результаты исследований и эксплуатации промышленных ректификационных колонн с регулярными насадками показали, что эффективность разделения при увеличении их высоты и диаметра очень часто может снижаться, что сказывается на производительности и чистоте готовой продукции. Фундаментальными явлениями, ответственными за снижение эффективности разделения, являются эффекты, вызванные поперечной неравномерностью распределения и продольным перемешиванием. Эти эффекты относятся к потокам пара и жидкости внутри колонны и проявляются в отклонении производительности и чистоты продукта от расчетных значений для идеальных условий равномерного распределения. Опубликованные результаты для лабораторных образцов насадки малых размеров демонстрируют эффективность порядка 20 и более теоретических ступеней разделения на 1 метр высоты насадки, в то время как эффективность лучших промышленных образцов составляет 5-6 теоретических ступеней на 1 метр высоты [1-2].

Задание оптимальной структуры начального орошения позволяет использовать максимальную высоту насадки без заметного ухудшения эффективности разделения смеси, обуславливаемого формированием крупномасштабной неравномерности распределения локальных потоков смеси внутри насадки. Использование периодического орошения насадки также позволяет разрушить крупномасштабные структуры неравномерного распределения локальных потоков внутри насадки [3].

Целью данной работы является исследование влияния высоты регулярной насадки на эффективность разделения смеси фреонов и динамику формирования крупномасштабной неравномерности распределения температуры в сечении насадки по высоте колонны.

Описание экспериментального стенда и методик. Эксперименты проводились на стенде «Большая Фреоновая Колонна», подробное описание которого приведено в [2]. В качестве рабочей смеси использовалась смесь фреонов R114 - R21 при давлении 0,3 МПа. Данная смесь была выбрана для моделирования процессов разделения криогенных смесей. Разделение смеси проводилось на регулярной насадке Mellapack 350Y диаметром 0,9 м в условиях полного возврата флегмы (L/V = 1). Были проведены две серии экспериментов при высотах насадки 2,1 и 4 м. Для орошения насадки использовался специально разработанный распределитель жидкости с возможностью заданных изменений количества и структуры точек орошения [3]. В процессе эксперимента определялась эффективность разделения смеси (высота

единицы переноса *HTU*) в диапазоне значений приведенной скорости пара $0,017 < K_v < 0,035$ м/с и регистрировалось распределение температурного поля в сечении насадки в трех уровнях по высоте колонны. Также под насадкой измерялось распределение локальной плотности расхода жидкости, которое сформировалось в процессе прохождения жидкости по всей высоте насадки.

На Рис. 1 показана зависимость эффективности разделения смеси $HTU(K_v)$ для колонны с насадкой высотой 4 и 2,1 м.



Рис. 1. Зависимость $HTU(K_{\nu})$. Насадка Mellapack 350Y. Плотность точек орошения – 131 м²: 1 - H = 4,0 м; 2 - H = 2,1 м.

Как видно из диаграммы, эффективность разделения смеси существенно выше на насадке высотой 2,1 м. Данный результат объясняется формированием по высоте насадки крупномасштабных неравномерностей локальных потоков смеси, которые приводят к нелинейным эффектам (например пинч-эффект), ухудшающим разделение смеси.

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

- Leontiev V.S., Sidorov S.I. Modern Packing Columns: Features of Construction// Khim Prom. 2005. Vol. 82. P. 347–356.
- Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Chekhovich 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.
- Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Li X., Sui H. Features of liquid mixtures separation in large-scale distillation columns with structured packing. New ideas and approaches// JPCS. 2016. Vol.754. 042012. doi:10.1088/1742-6596/754/4/042012

ВЛИЯНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЙ НА ДИНАМИКУ ПОВТОРНОГО СМАЧИВАНИЯ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ЖИДКОСТЬЮ

Павленко А.Н., Кузнецов Д.В., Цой А.Н.

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

В настоящее время активно развивается исследование влияние микро- и наномодифицированных поверхностей применительно к задачам интенсификации теплообмена, увеличения критических тепловых потоков, изменения свойств смачивания поверхности и т. д. Интересной и не менее важной задачей является изучение процессов повторного смачивания перегретых поверхностей стекающей пленкой жидкости. Режимы повторного смачивания оказывают существенное влияние на динамику охлаждения перегретых поверхностей в металлургии, пищевой промышленности, металлообработке, на нестационарный теплообмен в энергетических аппаратах и в системах термостабилизации различного назначения [1-3].

Одним из способов создания структурированных пористых покрытий является метод плазменного напыления. Этот метод известен достаточно давно, и в настоящий момент существует ряд исследований, посвящённых изучению влияния плазменных покрытий на теплоотдачу при кипении жидкостей [4-5]. Однако покрытия, полученные традиционным способом газотермического напыления, имеют существенный недостаток - низкую пористость. В работе [6] был предложен метод плазменного напыления с формированием трёхмерной капиллярно-пористой (ТКП) структуры при варьировании угла наклона оси конуса напыляемых частиц к поверхности подложки. Преимуществом данного метода по сравнению с традиционным является то, что он позволяет получать покрытия с максимальной открытой пористостью (до 80%), высокими адгезией и степенью однородности. В тоже время влияние покрытий, полученных данным методом, на характеристики теплообмена и динамику повторного смачивания при охлаждении пленкой жидкости не изучено.

В настоящей работе было проведено исследование теплообмена и динамики повторного смачивания на гладких пластинчатых нагревателях и нагревателе с ТКП покрытием, полученным новым методом плазменного напыления, при охлаждении пленкой жидкого азота. В качестве исходных образцов использовались медные пластины высотой 50 мм, шириной 80 мм и толщиной 2,5 мм. При напылении использовался порошок бронзы, содержащий 9% алюминия и 2% марганца. Толщина покрытия, для исследованного в экспериментах нагревателя составила 570 мкм. В качестве рабочей жидкости использовался жидкий азот, находящийся на линии насыщения при атмосферном давлении. Экспериментальная установка представляет собой оптический криостат с внутренним диаметром 0,2 м и высотой 1,25 м. Для исключения притоков тепла через боковую поверхность внутренней полости криостата, криогенная емкость защищена вакуумированной полостью, охлаждаемыми радиационными экранами и внешней азотной ванной. От теплопритоков со стороны крышки криостата экспериментальный участок защищен баком постоянного уровня, в котором находится жидкий азот.

В работе представлены результаты экспериментов по изучению теплообмена и динамики повторного смачивания пленкой жидкого азота на плоских нагревателях в широком диапазоне чисел Рейнольдса (250 - 1500), а также при различной степени максимального перегрева пластины. Как показал анализ использование капиллярноопытных данных, пористого покрытия, полученного предложенным методом плазменного напыления, приводит к значительному (в 4 раза) снижению времени охлаждения нагревателя в процессе повторного смачивания для всех исследованных значений степени орошения и максимального перегрева пластины. Наблюдаемое в данных опытах значительное снижение общего времени охлаждения пластин с покрытием обусловлено развитием высокоинтенсивного теплообмена в переходном и пузырьковом режимах кипения при более высоких значениях температуры пластины. Этот эффект может быть объяснен проникновением жидкости по капиллярам в поры и как следствие резким снижением температуры верхних слоев покрытия.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-03221-а) и Программы фундаментальных исследований СО РАН (проект № 111.18.2.3)

- Hammad J., Mitsutake Y., Monde M. Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block // Proc. of the Intern. Symposium on Transient Convective Heat and Mass Transfer in Single and Two Phase Flows, Editors J. Padet, F. Arinc, Izmir: Begell House, 2003. P. 189.
- Mazor G., Korin E., Nemirovsky D., Ladizhensky I. Frost formation as a temporary enhancer for quench pool boiling // Applied Thermal Engineering. 2013. V. 52. P.345.
- Альтов В.А., Зенкевич И.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. Изд. 3-е. перераб. и доп. М.: МЭИ, 2008. 464 с.
- J. Tehver, H. Sui, V. Temkina, Heat transfer and hysteresis phenomena in boiling on porous plasma-sprayed surface, Experimental Thermal and Fluid Science 5 (6) (1992) 714-727.
- R. G. Scurlock, Enhanced boiling heat transfer surfaces, Cryogenics 35 (4) (1995) 233-237.
- Калита В.И., Гнедовец А.Г., Комлев Д.М. // Физика и химия обработки материалов. 2006. N. 6. С. 26-31.

ВЛИЯНИЕ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Суртаев А.С.¹, Кузнецов Д.В.¹, Сердюков В.С.¹, Павленко А.Н.¹, Калита В.И.², Комлев Д.И.²

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН 119334, Россия, Москва, Ленинский проспект, 49

Кипение является наиболее эффективным способом отвода тепла от теплоотдающей поверхности. Тем не менее, возрастающие требования по снижению массогабаритных характеристик теплообменных аппаратов, улучшению условий охлаждения и термостатирования теплонапряженных устройств различного назначения стимулируют развитие методов интенсификации теплообмена и повышения критических тепловых потоков при кипении. На сегодняшний день наиболее популярными и эффективными методами являются методы, связанные с модификацией тепловыделяющих поверхностей. Модификация осуществляется как за счёт микроструктурирования исходной поверхности, так и за счёт создания на нагревателе различных микро и нанопористых покрытий. Несмотря на широкое разнообразие различных технологий создания функциональных поверхностей, до сих пор ведётся поиск наиболее оптимальных методов для практического использования [1].

В настоящей работе исследовано влияние капиллярно-пористых покрытий (КП), полученных новым методом плазменного напыления, на теплообмен и критические тепловые потоки при кипении жидкостей. Основное отличие данного метода от традиционных газо-термических заключается в том, что напыление частиц в плазменной струе происходит под углом к исходной поверхности. Такой подход позволяет создавать капиллярно-пористые покрытия с квазипериодической структурой. При напылении были получены образцы теплообменных поверхностей с бронзовыми покрытиями различной толщины (400-1400 мкм) и различными микроструктурными характеристиками.

В работе представлены результаты экспериментов по изучению теплообмена и критических тепловых потоков на гладких нагревателях и нагревателях с КП покрытиями при кипении жидкого азота и воды на линии насыщения при атмосферном давлении. В результате опытов были построены кривые кипения для различных типов теплообменных поверхностей. Анализ данных по теплообмену при кипении на модифицированных поверхностях показал, что интенсивность теплообмена и характер зависимости теплового потока от перегрева стенки отличается от данных, полученных для нагревателя без покрытия, и существенно зависит от толщины и микроструктурных параметров покрытий.

При кипении жидкого азота для нагревателей с малой толщиной покрытия 400 мкм в области низких тепловых потоков (q < 4 Вт/см²) коэффициенты теплоотдачи незначительно выше, чем для гладкой трубки. В области тепловых нагрузок (q > 4 Вт/см²) интенсивность теплообмена заметно снижается на

20% по сравнению с гладкой трубкой. Для покрытий с толщиной более 800 мкм интенсификация теплообмена наблюдается практически во всей исследованной области тепловых нагрузок. В то же время, как и в случае использования покрытий с малой толщиной, отношение коэффициентов теплоотдачи снижается с ростом плотности теплового потока и стремится к единице в предкризисных режимах теплообмена. Максимальная интенсификация теплообмена (в 1,5-3 раза) наблюдается в области малых тепловых потоков (q < 5 Вт/см²). Максимальное увеличение стационарного критического теплового потока при использовании КП покрытий составило ~25% для нагревателя с толщиной покрытия 1400 мкм.

Как показал анализ опытных данных при кипении воды, также как и в случае жидкого азота, в области малых тепловых потоков (до 20-30 Вт/см²) наблюдается значительная интенсификация теплообмена (на 100-250%) для всех исследованных образцов с капиллярно-пористыми покрытиями. Степень интенсификации теплообмена существенно зависит от параметров покрытий, при этом тенденция уменьшения отношения коэффициентов теплоотдачи при кипении воды на поверхностях с капиллярно-пористыми покрытиями относительно нагревателей без покрытия с ростом плотности теплового потока сохраняется.

Как показал анализ видеоданных, механизмы интенсификации теплообмена при кипении жидкого азота и воды на КП покрытиях отличаются. В случае с кипением жидкого азота, увеличение коэффициентов теплоотдачи связано с задержкой паровой фазы в крупных каналах покрытия. При использовании воды в качестве рабочей жидкости интенсификация теплообмена главным образом связана со значительным увеличением плотности центров парообразования по сравнению с кипением на гладком нагревателе.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-38-20982 мол_а_вед)

Список литературы:

 Суртаев А. С., Сердюков В. С., Павленко А. Н. Нанотехнологии в теплофизике: теплообмен и кризисные явления при кипении //Российские нанотехнологии. – 2016. – Т. 11. – №. 11-12. – С. 18-32.

УДК 532.52:536.423 МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ С НАЧАЛЬНЫМИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЛАКСАЦИОННОЙ МОДЕЛИ КОНДЕНСАЦИИ

Лежнин С.И.^{1,2}, Вожаков И.С.^{1,2}, Алексеев М.В.¹, Прибатурин Н.А.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Новосибирский государственный университет, 630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

При разгерметизации ёмкостей и трубопроводов энергетических установок, заполненных водой под высоким давлением, происходит выброс перегретой воды с резким понижением давления в зоне разрыва, образованием в окружающем пространстве волны сжатия и дальнейшим формированием струи вскипающего теплоносителя [1]. Для начальных условий жидкости при закритических параметрах возможен случай, когда параметры флюида при истечении проходит через кривую конденсации [2]. При этом процесс адиабатического расширения, в общем случае, проходит в неравновесном режиме. Создание неравновесной модели конденсации в терминологии феноменологического релаксационного уравнения является задачей данной работы.

Для описания динамического процесса неравновесного кипения, часто применяют термодинамически неравновесную двухтемпературную модель движения пароводяной смеси [3]. При моделировании парообразования в реальных условиях необходимо либо задавать параметры гетерогенного механизма образования пузырьков (например, [4]), либо использовать иной (феноменологический) подход (например, релаксационный[5]). В частности, в работе [4] предлагается, как эмпирический параметр, задавать число готовых центров парообразования с дополнением асимптотическими моделями роста пузырьков. Из-за использования лишь пузырьковой структуры для описания двухфазной среды, это подход теряет адекватность при больших (α>0,3-0,5) объемных паросодержаниях. Релаксационная неравновесная модель кипения [5] широко использует различными авторами (например [6]).

В рамках модели [5] предполагается, что реальная кинетика и теплообмен в процессах испарения рассчитывается в рамках общей феноменологической релаксационной модели. А именно, скорость роста локального массового паросодержания X пропорциональна его отклонению от равновесного значения X_{SAT} , т.е.

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{X - X_{SAT}}{\Theta}, \qquad (1)$$

где θ - время релаксации к равновесному состоянию. При этом считается, что температура и другие параметры паровой фазы (вследствие более высокой температуропроводности пара) соответствуют равновесию, а жидкой фазы – метастабильному состоянию. $X_{SAT}(P)$ рассчитывается при изоэнтальпийном «переходе» к термодинамическому равновесию для фиксированного давления. Время релаксации θ , как функция двух параметров (истинного объемного паросодержания α и функции давления и температуры воды *T*), определено в работе [5].

Ранее в работе авторов [7] на основании проведенного анализа была предложена простая релаксационная модель для описания тепловых и динамических процессов, возникающих в результате разгерметизации сосудов, заполненных водой под высоким давлением. В модели предполагается капельная структура парожидкостного потока, которая характерна при больших перепадах давления «сосуд – атмосфера». Отмечены принципиальнее недостатки, широко используемой эмпирической релаксационной модели. Проведенные сравнительные расчеты подтверждают результаты анализа, в частности, демонстрируют принципиальное расхождение результатов при использовании эмпирической и предложенной в работе моделей на больших временах истечения.

В работе проведены тестовые расчёты сравнения случая истечения воды при закритических начальных параметрах по равновесной модели конденсации и неравновесной релаксационной модели конденсации. Анализ использования асимптотической модели кипения показал, что данная модель приемлема подходит для задач неравновесной конденсации.

- Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Особенности эволюции волн давления, генерируемых вскипающим теплоносителем // Теплофизика и аэромеханика. – 2016, Т.23, № 6. – С.897-906.
- Vozhakov I.S., Alekseev M.V., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Modeling wave processes at the outflowing of a water coolant with supercritical initial parameters // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 754, Paper No.032021.
- Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред, Том І / Р.И. Нигматулин – М: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит-ры, 1987. – 330 с.
- Болотнова Р. Х., Бузина В. А. Пространственное моделирование нестационарной стадии истечения вскипающей жидкости из камер высокого давления // Вычислительная механика сплошных сред. – 2014, Т.7, №4. – С. 343-352.
- Zapolski P.- D., Bilicky Z., Bolle L., Franco J. The nonequilibrium relaxation model for one-dimensional flashing liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1996, Vol.22, No.3. – P.473 -483.
- Артемов В.И., Минко К.Б., Яньков Г.Г. Численное моделирование процессов тепло- и массопереноса в сопле и расширителе систем сепаратор-парогенератор теплоутилизационного комплекса // Теплоэнергетика. – 2015, №12. – С. 61-69.
- Лежнин С. И., Вожаков И. С., Алексеев М. В., Богомолов А. Р. Релаксационная модель парообразования для описания истечения вскипающей жидкости в область низкого давления // Вестник Кузбасского государственного технического университета. – 2016, № 5. – С. 88-96.

УДК 621.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ СУБЛИМАЦИИ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Бочкарева Е.М.¹, Игуменов И.К.², Лукашов В.В.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

При нанесении защитных покрытий с использованием бета-дикетонатов металлов в процессе химического осаждения из газовой фазы (MO CVD) существенным ограничением скорости сублимации являются термические параметры прекурсора. Низкое давление насыщенного пара при рабочей температуре процесса сублимации и невысокая термическая стабильность соединений не позволяют создавать в зоне осаждения концентрацию паров прекурсора достаточную для получения покрытий требуемой толщины с высокой скоростью. В настоящее время актуальной задачей является повышение интенсивности сублимации частиц прекурсора в потоке газа носителя. В литературе имеются единичные данные о тепломассообмене в таких условиях [1, 2].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований кинетики сублимации одиночной сферической частицы прекурсора в потоке газа. Для исследования тепломассообмена при сублимации подготавливались образцы Zr(dpm)₄ и смеси Zr(dpm)₄/Y(dpm)₃ (тетракис-дипивалоилметанат циркония и трис-дипивалоилметанат иттрия, соответственно). Образцы представляли собой сферы диаметром d₀=4 мм, сформованные из мелких (20-50 мкм) кристаллов, с заделанным в центр сферы спаем термопары. Образец с начальной комнатной температурой помещался в поток аргона с постоянной температурой. Значение температуры устанавливалось в диапазоне 200...330 °С. Поток газа представлял собой свободную струю, истекающую из профилированного сопла диаметром 12 мм. Измерения, проведённые с использованием градиентного датчика лучистого потока, показали, что на расстоянии 12 мм от среза сопла вклад лучистого потока в суммарный тепловой поток не превышал 20%.

Результаты экспериментов показывают, что в первые ~100 с после помещения исследуемого материала в поток аргона происходил прогрев образца до некоторой температуры ts, которая в дальнейшем оставалась постоянной. Проведённые измерения выявили, что после установления стационарного теплового режима кинетика процессов при сублимации чистого вещества Zr(dpm)₄ и смеси Zr(dpm)₄/ Y(dpm)₃ существенно различна. При вводе изучаемой частицы в поток ее размер фиксировался цифровым микроскопом Digi Scope II v3. Методика определения размера частицы заключалась в нахождении эффективного диаметра образца.



Рис. 1. Изменение диаметра частицы прекурсора при сублимации в поток Ar, t₀=290–291°C, U₀=1,2 м/с. 1– Zr(dpm)₄; 2 – смесь прекурсоров Zr(dpm)₄/ Y(dpm)₃.

Это видно из приведённых на рис. 1 данных об изменении относительного размера частицы во времени. При сублимации однокомпонентного прекурсора (точки 1) характер изменения размера образца близок к линейной зависимости. Наблюдаемая закономерность близка к известным данным по испарению капли жидкости. В случае смесевого прекурсора (точки 2) характер изменения размера образца качественно иной. После достижения теплового равновесия размер частицы стабилизируется и в дальнейшем изменяется слабо. Если для Zr(dpm)₄ характерное время полной сублимации (d->0) в наших условиях состав-~15 мин, то для смеси прекурсоров ляло Zr(dpm)₄/Y(dpm)₃ процесс продолжаться до 50 мин. Можно предположить, что сублимации смеси может происходить на развитой пористой поверхности.

> Работа выполнена при поддержке *PHФ грант №* 16-19-10325.

- Черепанов А.М., Шапеев В.П., Сёмин Л.Г., Черепанова В.К., Игуменов И.К., Михеев А.М., Гельфонд Н.В., Морозова Н.Б. Квазиодномерная модель тепломассопереноса при сублимации пластины молекулярного кристалла в плоском канале // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 4. С. 109-115.
- Gelfond N.V., Mikheev A.N., Morozova N.B., Gelfond N.E., Igumenov I.K. Experiment and modeling of mass-transfer processes of volatile metal beta-diketonates. II. Study of mass-transfer process of tris-(acetylacetonato) iridium(III) // Int. J. Therm. Sci. 2003. V. 42. P. 725-730.

УДК 536.4, 661.1

ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ СУБЛИМАЦИИ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ БЕТА-ДИКЕТОНАТОВ ХРОМА(Ш) И ЦИРКОНИЯ(IV) В СМЕСЬ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Игуменов И.К.¹, Макаров М.С.², Макарова С.Н.^{1,2}

 ¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3
² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Процессы тепло- и массообмена при сублимации твёрдых частиц имеют важное значение для оптимизации режимов работы криогенных установок, процессов низкотемпературной сушки фармацевтических препаратов, а также при разработке новых технологий химического осаждения покрытий. В авиационной и энергетической промышленности остро стоит вопрос о разработке технологии получения керамических термобарьерных покрытий на лопатках газовых турбин методом химического осаждения из газовой фазы с использованием летучих соединений металлов с органическими лигандами. Для реализации технологии необходимо обеспечить достаточно высокие скорости роста получаемой оксидной плёнки за счёт сублимации прекурсоров в условиях интенсивного тепло- и массообмена [1]. Одним из способов увеличения тепло- и массообмена является снижение чисел Прандтля и Шмидта за счёт подмешивания в несущий поток инородного газа.

В данной работе предложена физико-математическая модель нестационарной сублимации одиночной частицы прекурсора сферической формы в смесь инертных газов. Считается, что процесс сублимации со всей поверхности сферы происходит с одинаковой интенсивностью, зависящей от времени нахождения частицы в нагретом несущем потоке. Во время сублимации частица не теряет сферической симметрии. Задача описывается системой параболических дифференциальных уравнений второго порядка. Основной особенностью метода решения является интегрирование уравнений в подвижных координатах. Положение границы фазового перехода определяется по интенсивности сублимации и зависит от времени. В диффузионном режиме интенсивность сублимации определяется из сопряжённого решения дифференциальных уравнений теплопроводности и многокомпонентной диффузии, описываемой по модели Ramshaw [2]. В режиме вынужденной конвекции из законов подобия Ранца-Маршала: Nu=2+0,6Re_d^{0,5}Pr^{0,33}, Sh=2+0,6Re_d^{0,5}Sc^{0,33}. Одной из проблем при расчёте интенсивности сублимации в многокомпонентную газовую смесь в режиме вынужденной конвекции является определение состава смеси на границе фазового перехода. Использование законов подобия предполагает, что состав смеси на поверхности частицы известен. Для бинарной смеси состав однозначно определяется парциальным давлением насыщенных паров сублимирующего вещества. Для многокомпонентной смеси газов соотношение между концентрациями инертных компонентов заранее определить нельзя. В данной работе соотношение между концентрациями инертных компонентов смеси определяется из решения задачи сублимации при нулевой скорости обтекания частицы (в диффузионном приближении).

На рис. 1 представлены данные для фактора разделения смеси аргон-гелий при изменении массовой концентрации паров Cr(аа)₃. Показано, что диффузия паров прекурсора приводит к существенному изменению состава исходной гелий-аргоновой смеси. При высоком содержании аргона смесь газов на границе фазового перехода обогащается гелием, а при низком содержании, наоборот, аргоном.



Рис. 1. Изменение отношения концентраций аргона и гелия на поверхности частицы трис-ацетилацетоната хрома, сублимирующей в гелий-аргоновую смесь: точки – данные моделирования, линии – аппроксимации для последующих расчётов в режиме вынужденной конвекции.

Результаты моделирования верифицированы на данных экспериментальных исследований, выполненных по методике [3] для случая сублимации Cr(аа)₃ в поток гелий-аргоновой смеси с массовой концентрацией аргона 95%. Темп прогрева, время полной сублимации и температура частицы соответствуют данным эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10325).

- Vahlas C., Caussat B., Senocq F. et al. A delivery system for precursor vapors based on sublimation in a fluidized bed // Chem. Vap. Deposition. 2007. V. 13. P. 123-129.
- Ramshaw J.D. Self-consistent effective binary diffusion in multicomponent gas mixtures // J.Non-Equilib. Thermodyn. 1990. V. 15. P. 295-300.
- Игуменов И.К., Лукашов В.В., Макарова С.Н., Макаров М.С. Проблемы тепломассопереноса прекурсоров в процессах химического осаждения покрытий из газовой фазы // Четвёртый семинар по проблемам химического осаждения из газовой фазы: Тез. докл. Новосибирск: Изд-во ИНХ СО РАН, 2017. С. 20.

УДК 536.248 ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРЫ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ В ЭТИЛОВОМ СПИРТЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НЕДОГРЕВА И ДАВЛЕНИЯ

Моисеев М.И., Жуков В.Е.

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

При определенных условиях (нестационарное тепловыделение, недогрев) развитие кризиса теплоотдачи может происходить посредством самоподдерживающихся фронтов испарения, минуя фазу пузырькового кипения. Критический тепловой поток при таких условиях может быть существенно ниже первого критического теплового потока [1].

В данной работе проведено экспериментальное изучение самоподдерживающегося фронта испарения в недогретой жидкости при ступенчатом тепловыделении. В качестве нагревателя использовалась цилиндрическая трубка из нержавеющей стали с внешним диаметром 8 мм, толщиной стенки 0,2 мм и длиной 50 мм. Эксперименты проводились в этиловом спирте при давлениях в диапазоне 0,075-0,101 МПа (недогрев 13-43 К). Визуализация динамики образования и распространения паровой фазы проводилась с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры Phantom v7.0. Скорость съёмки составляла 15-45 тыс. кадров в секунду. Для визуализации фронта испарения в пределах толщины теплового слоя и детального изучения его структурных характеристик применялась макросъёмка в проходящем и отраженном свете.

В результате экспериментов были получены зависимости скорости фронта от перегрева стенки для разных значений давления и недогрева (рис. 1) В исследованном диапазоне давления и недогрева скорость фронта практически не зависит от указанных величин. Исключением является серия, соответствующая наименьшему значению недогрева: для неё наблюдается усиление зависимости скорости от перегрева при достижении определенной температуры, связанное с развитием неустойчивости межфазной поверхности фронта испарения [1, 2].



Рис. 1. Зависимость скорости фронта от перегрева стенки при разных значениях давления и недогрева (Тн).

Данные, полученные с помощью макросъемки, демонстрируют следующий механизм инициации фронта испарения. Паровой пузырь, который начинает расти на тепловыделяющей стенке, имеет гладкую поверхность, пока находится в пределах толщины теплового слоя. С выходом пузыря за пределы теплового слоя в область недогрева до температуры насыщения на его поверхности начинают доминировать процессы конденсации, что приводит к потере устойчивости гладкой межфазной поверхности и возникновению фронта испарения, передняя часть которого находится в пределах толщины теплового слоя (рис. 2). При этом характерный масштаб возмущений на межфазной поверхности соизмерим с толщиной теплового слоя.



Рис. 2. Рост парового пузыря в недогретой жидкости: (а) – гладкий пузырь в начальной стадии роста (60,150 мс после начала тепловыделения); (б) – развитие неустойчивости (62,617 мс после начала тепловыделения).

Эксперименты в отраженном свете показывают, что характер развития и структура фронта существенно зависят от давления и перегрева стенки. При наименьших значениях давления не происходила инициация фронтов испарения: паровые пузыри росли без потери устойчивости вплоть до их слияния и полного запаривания нагревателя. Для больших значений давления при малых перегревах стенки фронт испарения, распространяясь по поверхности нагревателя, накрывает небольшие каверны на поверхности, и в этих кавернах образуются микропузыри, которые, пройдя через паровое пространство фронта, проявляются на межфазной поверхности. При больших температурных напорах межфазная поверхность не содержит включений паровых пузырьков, наблюдаются лишь мелкомасштабные (с длиной волны 100-200 мкм) возмущения межфазной поверхности.

Полученные опытные данные позволяют более детально рассмотреть механизмы развития самоподдерживающихся фронтов испарения. Они важны для поиска и обоснования подходов к созданию теоретической модели, описывающей физический механизм распространения самоподдерживающегося фронта испарения.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-01359)

- Pavlenko A.N., Tairov A.A., Zhukov V.E., Levin A.A., Moiseev M.I. Dynamics of Transient Processes at Liquid Boiling-up in the Conditions of Free Convection and Forced Flow in a Channel under Nonstationary Heat Release // JET. 2014. V. 23. № 3. P. 173–193.
- Pavlenko, A.N. and Lel, V.V. Approximate Simulation Model of a Self-Sustaining Evaporating Front // Thermophysics and Aeromechanics. 1999. V. 6(1). P. 105–117.

УДК 536.631; 544.223.22 ПЛОТНОСТЬ ФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ЭНЕРГИЯ НУЛЕВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

Наумов В.Н., Мусихин А.Е.

ИНХ СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Развитие новых методов получения свойств веществ, опираясь на их ключевые характеристики, было и остается важным элементом в методологии исследования. Одной из таких характеристик является низкотемпературная теплоемкость твердого тела, получаемая экспериментально с высокой точностью.

В данном сообщении предлагается подход для получения фононной плотности состояний $g(\omega)$ и энергии нулевых колебаний E(0) твердых тел из низкотемпературной теплоемкости C(T). Важным элементом подхода является использование оригинального метода [1] численного решения обратной задачи о восстановлении $g(\omega)$ из C(T). Метод позволяет описывать форму $g(\omega)$ с правильным соотношением числа колебательных мод на разных частотных интервалах. Это, в свою очередь, дает возможность вычислять энергию нулевых колебаний кристаллической решетки с высокой точностью.

Теплоемкость известным образом связана с фононной плотностью состояний:

$$C_{V}(T) = 3Nk_{\rm B} \int_{0}^{0} g(\omega)\Psi(\omega,T)d\omega, \qquad (1)$$

где $\Psi(\omega,T)$ – функция Эйнштейна, N – число атомов, $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана. Здесь функция $g(\omega)$ нормирована на единицу.

Вычисление плотности состояний $g(\omega)$ реализуется в три этапа. На первом этапе выбирается нулевое приближение, которое правильно описывает поведение $g(\omega)$ вблизи малых и граничных частот. Такое нулевое приближение правильно описывает теплоемкость на асимптотиках (при $T \rightarrow 0$ и $T \rightarrow \infty$), но не описывает при средних температурах. На втором этапе $g_0(\omega)$ уточняется посредством итерационного процесса, при котором осуществляется перераспределение числа колебательных мод по частотам. Такое перераспределение, изменяя форму плотности состояний нулевого приближения, приводит, в конечном итоге, к уменьшению разницы между расчетной и экспериментальной теплоемкостью в области средних температур. Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока разница между исходной теплоемкостью и теплоемкостью, вычисленной из скорректированного спектра, не станет меньше наперед заданной величины. На третьем этапе осуществляется усреднение некоторого количества расчетов, полученных с использованием различных параметров. Процедура усреднения значительно подавляет случайную составляющую, которая присутствует в каждом отдельно взятом решении.

Проверка возможностей метода восстановления плотности состояний была проведена с использованием теплоемкости ряда модельных функций. Такая процедура проверки полностью исключает ошибки, связанные с выделением изохорной теплоемкости и позволяет с высокой достоверностью определить возможности нашего метода.

В качестве реального объекта мы рассмотрели монокристалл молибдата кальция $CaMoO_4$, который имеет важное практическое приложение, связанное с возможностью его использования в качестве криогенного фонон-сцинтилляционного детектора. Вычисленная плотность состояний приведена на рис. 1. Она была получена путем усреднения шестнадцати независимых расчетов. Как видно, $g(\omega)$ имеет три характерных пика и хорошо согласуется с данными, полученными методом динамики решетки [2].



Рис. 1. Фононная плотность состояний CaMoO₄: гистограмма – наш расчет; линия – динамика решетки [2].

Первый момент спектра $g(\omega)$ в рамках нашего метода вычисляется с высокой точностью, что связано с правильным учетом числа колебательных мод на разных частотных интервалах в $g(\omega)$. Знание первого момента позволяет вычислять энергию нулевых колебаний E(0). Очевидно, E(0) твердого тела будет определяться суммой 3N осцилляторов:

$$E(0) = \frac{\hbar}{2} \sum_{j=1}^{3N} \omega_j.$$
 (2)

Переходя к интегрированию в (2) правая часть может быть выражена через $g(\omega)$. В результате вычисленное значение $E(0) = 48,23 \pm 0,09$ кДж моль⁻¹.

Предлагаемый подход имеет общий характер и может быть использован при исследовании широкого класса твердых тел.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00884).

- Naumov V.N., Musikhin A.E. The numerical solution of the inverse problem of reconstructing phonon density of states from experimental heat capacity // Phys. B. 2015. V. 476. P. 41–49.
- Senyshyn A. at. all Thermal properties of CaMoO4: Lattice dynamics and synchrotron powder diffraction studies // Phys. Rev. B 2006. V. 73. P. 014104.

УДК 536.631; 536.7; 538.953

ВЫЧИСЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Мусихин А.Е., Наумов В.Н.

ИНХ СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Термодинамические функции веществ во всей области существования твердой фазы широко используются в различных расчетах и практических приложениях. Например, эти данные востребованы при оптимизации условий синтеза, при изучении топологии фазовых диаграмм в многокомпонентных системах, при изучении стабильности соединений и в других случаях. Однако получение экспериментальных данных в области высоких температур не всегда доступно и связано с рядом ограничений экспериментального характера. В настоящее время для оценки и описания теплоемкости и термодинамических функций твердых тел в широкой области температур могут быть использованы различные модельные представления о колебательном спектре кристалла (например, модели Эйнштейна, Дебая, Тарасова и их комбинации). Другие подходы связаны с компьютерным моделированием (например, метод динамики решетки). Модельные описания во многих случаях не позволяют получать с высокой точностью термодинамические функции в широкой области температур, особенно для объектов со сложной структурой.

В данной работе мы показываем возможность вычисления изохорных термодинамических функций (теплоемкости, энтропии, внутренней энергии и свободной энергии Гельмгольца) во всей области существования твердой фазы исходя из низкотемпературных экспериментальных данных на примере монокристалла молибдата кальция CaMoO₄. Для повышения надежности и достоверности получаемого результата использовались два различных подхода.

Первый расчет выполнен методом эффективной суммы (МЭС) [1,2], который основан на использовании высокотемпературного разложения теплоемкости по четным моментам фононного спектра. Этот метод применим выше температуры $\Theta_*/(2\pi)$, где Θ_* – эффективный предельный момент, характеризующий граничную частоту спектра. При этом интервал аппроксимации ограничен сверху температурой, при которой возникают существенные ангармонические добавки в теплоемкости.



Рис. 1. Относительное отклонение Δ_rC_V(T) теплоемкости, полученной МЭС, от теплоемкости, полученной на основе восстановленной g(ω), в интервале 240–1749 K.

Второй расчет сделан с использованием подхода, базирующегося на методе восстановления плотности фононных состояний $g(\omega)$ [3,4]. Используя результаты восстановления $g(\omega)$, мы вычислили изохорную теплоемкость $C_V(T)$ до температуры плавления.

Оба расчета показали, что изобарная и изохорная теплоемкости ниже 240 К совпадают в пределах экспериментальной неопределенности. Относительное отклонение теплоемкостей, полученных рассмотренными методами, приведено на Рис. 1. Как видно, оно не превышает 0,04% и выше 600 К систематически уменьшается с ростом температуры, что связано с правильным асимптотическим описанием функции $C_V(T)$ на бесконечности в рамках обоих подходов.

Полученная теплоемкость $C_V(T)$ совместно с экспериментальными данными приведена на Рис. 2. Используя $C_V(T)$, были вычислены термодинамические функции CaMoO₄ при постоянном объеме.



Рис. 2. Теплоемкость CaMoO₄ до температуры плавления 1749 К. Кружки – эксперимент; линия – наш расчет.

Таким образом, в работе показана возможность вычисления с высокой точностью изохорных термодинамических функций во всей области существования твердой фазы на основе низкотемпературной калориметрии.

> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00884).

- Naumov V.N. Electron heat capacity and moments of the phonon density of states for metals and superconductors // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 13247–13250.
- Naumov V.N., Frolova G.I., Atake T. The extraction of phonon and electron properties from experimental heat capacity with new approximation based on high temperature expansion // Thermochim. Acta. 1997. V. 299. P. 101–108.
- Naumov V.N., Musikhin A.E. The numerical solution of the inverse problem of reconstructing phonon density of states from experimental heat capacity // Phys. B. 2015. V. 476. P. 41–49.
- Naumov V.N., Musikhin A.E. Fundamental characteristics of solids from low-temperature heat capacity // Comp. Mater. Sci. 2017. V. 130. P. 257–267.

УДК 621.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩЕМ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ НАГРЕВАЕМОЙ ФОЛЬГЕ РУЧЕЙКЕ ЖИДКОСТИ FC-72

Пономаренко Т.Г.^{1,2}, Чеверда В.В.^{1,3}

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

630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

³ Национальный исследовательский Новосибирский государственный университет,

630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Основной целью представленного исследования является определение плотности теплового потока в области трехфазной контактной линии ручейка жидкости FC-72, стекающего по нагреваемой поверхности. В отличие от многих исследований ручейкового течения, где в качестве жидкости использовалась вода, в данной работе используется жидкость FC-72, разработанная для охлаждения суперкомпьютеров.

Рабочий участок экспериментального стенда состоит из вертикальной фольги длиной l = 80 мм, шириной w = 35 мм и толщиной h = 25 мкм из константана, которая через латунные электроды-держатели подключена к источнику питания постоянного тока (рис. 1а). С помощью него осуществляется её нагрев и регулирование тепловой мощности, выделяемой на фольге. Жидкость подается с помощью шприцевого насоса. Тепловая мощность, выделяемая на фольге, варьировалась в диапазоне от 0,09 до 1,47 Вт; значения расхода жидкости, подаваемого насосом, задавались 0,1; 0,2; 0,5; 1; 2 и 5 мл/мин.

Инфракрасным (ИК) сканером Titanium 570 М были измерены распределения температуры на поверхности фольги с обратной стороны от ручейка жидкости FC-72, стекающей по нагреваемой фольге. Результаты экспериментов сравнивались с результатами подобного эксперимента, где в качестве жидкости использовалась сверхочищенная, полученная с помощью системы Milli-Q, вода.

Ширина ручейка жидкости FC-72 измерялась по фотографиям, сделанным фотоаппаратом Nikon D 7000, и составляла от 1,4 до 25 мм. Также были измерена ширина ручейка в случае с водой. При увеличении расхода жидкости ширина ручейка увеличивается, а при увеличении тепловой мощности ширина ручейка уменьшается в связи с интенсивным испарением жидкости FC-72 и воды. Но испарение FC-72 происходит более интенсивно. Теплота парообразования FC-72 меньше, чем у воды.

В дальнейшем для определения плотности теплового потока при испарении жидкости FC-72 вблизи контактной линии будет использовался метод решения задачи Коши для эллиптического уравнения. В подобном исследовании с водой в работе [1] расчет теплового потока с фольги проводился с использованием изображений с ИК-сканера без учета тепловых потоков в фольге и путем решения задачи Коши, описывающей теплопроводность внутри фольги с учётом тепловых потоков в фольге (рис 1б). И было показано, что максимальная плотность теплового потока наблюдается именно в области контактной линии.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда (a); плотность теплового потока в среднем сечении на поверхности фольги со стекающим ручейком при Q = 10 мл/мин и средней плотности теплового потока q_{av} = 16,7 Bm/m²: 1- решение задачи Коши, 2 - расчет без учета перераспределения теплового потока в фольге, 3 - на нижней стороне фольги.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение №14-19-01755).

Список литературы:

 Чеверда В.В., Марчук И.В., Карчевский А.Л., Орлик Е.В., Кабов О.А. Экспериментальное исследование теплообмена в стекающем по наклонной фольге ручейке, // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 3. С. 431-436. УДК 621.565.83

ПЛОСКИЙ ИСПАРИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАЦИОННЫЙ ТЕПЛОРАССЕИВАТЕЛЬ – МОДЕЛЬ И ОПТИМИЗАЦИЯ

Иванов Д.А.¹, Козначеев И.А.¹, Лях М.Ю.¹, Малиновский А.И.¹, Рабинович О.С.¹, Kim J.², Kim J.W.²

¹ Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Республика Беларусь, Минск, ул. П.Бровки, 15 ² LG Electronics, Seoul, Korea

Охлаждение микроэлектронных устройств – чипов, элементов силовых цепей, – актуальная проблема современной техники. Среди пассивных охлаждающих элементов таких устройств важное место занимают испарительно-конденсационные теплорассеиватели (ИКТР, в англоязычной литературе - Vapor Chamber) [1]. Их ключевым преимущество по сравнению традиционными теплорассевиателями является компактность – то же термическое сопротивление может быть достигнуто при гораздо меньших размерах и массе. Моделирование и оптимизация ИТКР позволяют добиться высоких показателей по плотности рассеиваемого теплового потока и по термическому сопротивлению.

В работе сформулирована тепло- и массообментонкого плоского испарительномодель ная конденсационного теплорассеивателя, представляющего собой герметичную металлическую камеру, образованную двумя плоскими пластинами. Одна из металлических пластин, к которой с внешней стороны подводится тепловой поток от источника, например, охлаждаемого чипа, с внутренней стороны покрыта микропористым фитилем. Он предназначен для капиллярного транспорта жидкости, хорошо испаряющейся в рабочем диапазоне температур. У второй пластины внутренняя поверхность служит конденсатором паров рабочей жидкости, а на внешней её поверхности обеспечен интенсивный теплоотвод. Преимущества ИКТР в полной мере раскрываются при условии, что коэффициент внешнего теплообмена на внешней поверхности конденсатора составляет не менее 200Вт/(м²·К). Внутри ИКТР между фитилем и конденсатором имеется свободное пространство, заполненное паром. Микропористый фитиль должен хорошо смачиваться рабочей жидкостью (угол смачивания 5-10°), в то время как внутренняя поверхность пластины-конденсатора является гидрофобной. При специальной модификации внутренней поверхности конденсатора можно обеспечить капельный механизм конденсации. Образующиеся при этом капли конденсата после коалесценции отскакивают от пластины по механизму «прыгающих капель» [2] и возвращаются на фитиль.

Для расчета рассматриваемого теплорассеивателя использован комбинированный подход. В нём сочетаются макроскопическая модель гидродинамики и тепло- и массопереноса в масштабе всего устройства с микромоделями, позволяющими установить связь между капиллярным давлением, проницаемостью и скоростью фазового перехода, с одной стороны, с локальными значениями насыщенности и температуры, с другой. Корреляция для расчета формы мениска и капиллярного давления в единичной ячейке фитиля, состоящего из вертикальных цилиндрических столбиков с характерным диаметром порядка 10¹ мкм и высотой ~100 мкм, получена с помощью оригинального кода и программного пакета Surface Evolver [3], аналогично [4]. Оставшиеся корреляции были получены путём решения сопряженные задачи по нахождению гидродинамического сопротивления и испарительного тепло- и массопереноса в элементарной ячейке фитиля.

Макроскопическая модель устройства включает в себя двумерные уравнения теплопроводности по металлическим пластинам корпуса, фильтрацию и испарение рабочей жидкости в фитиле, уравнение фильтрации пара в паровой зоне в приближении узкого зазора (аналогично ячейке Хеле-Шоу).

Процессы, происходящие в ИКТР, значительноразличаются по временным масштабам. Наиболее быстрыми являются испарение и конденсация, а наиболее медленным – теплопроводность в корпусе теплорассеивателя и в фитиле. Фильтрация жидкости в фитиле занимает промежуточное место в рассматриваемой временной шкале. Поскольку установление распределения давления в паровой фазе происходит намного быстрее, чем изменяются другие переменные, давление газа рассчитывается как квазистационарное, на основе предположения о мгновенном интегральном балансе между количеством испаряющейся и конденсирующейся жидкости.

Проведенное моделирование ИКТР позволило определить оптимальные микроструктурные параметры фитиля, а также ограничения по высоте парового пространства камеры, предельную тепловую нагрузку и минимальное тепловое сопротивление, чувствительность устройства к ускорениям и действию силы тяжести.

- Weibel J.A., Garimella S.V. Recent Advances in Vapor Chamber Transport Characterization for High Heat Flux Applications// Advances in Heat Transfer. 2013. Vol. 45. Pp. 209-301.
- Boreyko J.B., Chen Ch.-H. Vapor chambers with jumping-drop liquid return from superhydrophobic condensers// Int. J. Heat Mass Transf. 2013. Vol. 61. Pp. 409–418.
- 3. Brakke K.A. The Surface Evolver// Experimental Mathematics. 1992. Vol. 2. No. 2. Pp. 141-165.
- Byon C., Kim, S.J. Study on the capillary performance of micropost wicks with non-homogeneous configurations// Int. J. Heat Mass Transf. 2014. Vol. 68. Pp. 415–421.

УДК 621.165

РАЗРАБОТКА ТУРБИНЫ ДЛЯ ОЦР-УСТАНОВКИ

Соломин И.Н.¹, Даминов А.З.², Садыков Р.А.³

 ¹ ЗАО «НПП «Компрессор», 420029, Россия, Казань, ул. Журналистов, 2а
² Казанский научный центр РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31
³ Казанский государственный архитектурно-строительный университет, 420043, Россия, Казань, ул. Зеленая, 1

При использовании установок, работающих по органическому циклу Ренкина (ОЦР-установка), возможна генерация электроэнергии на источниках тепловой энергии со значительно низкими показателями температур, по сравнению с классическим циклом Ренкина. Это достигается использованием органических рабочих тел в данных установках, имеющих более низкую температуру кипения по сравнению с водой. Подобными источниками, на которых возможно осуществление технологии ОЦР, являются отопительные и промышленные водогрейные котельные установки.

Рассмотрен один из подходов разработки турбины, точнее ее рабочего органа, для установки, работающей по ОЦР на предлагаемом хладоне. Наиболее подходящим хладоном для использования в данных установках является хладон R245fa, калориметрические свойства и области применения которого приводятся в [1]. Стоит отметить, что данный хладон относится к классу сложных сжимаемых газов (веществ) с трудно описываемыми параметрами реальности. Термодинамические свойства и параметры критической точки предлагаемого хладона взяты из [1], где приводятся параметры критической точки хладона.

Существует несколько подходов описания состояния газа. Для идеального газа используется классическое уравнение, основанное на уравнении Менделеева-Клайперона [2]. Для описания состояния реального газа применяют общеизвестные модели состояния Редлиха-Квона [2], Пенга-Робинсона [3], а также доработанные модели Редлиха-Куона [2-4].

Для расчета потока реального газа через проточную часть рабочего колеса (РК) (рис. 1) и дальнейшего расчета параметров его геометрии применена наиболее полная модель Пенга-Робинсона.



Рис. 1. Меридиональный контур проточной части РК: d₁-диаметр основного диска РК; d_s – диаметр выходной воронки РК; d_n – диаметр втулки РК; b₁ – ширина лопаток на входе в РК; 0, 1, 2 – точки состояния газа на выходе из соплового аппарата, на входе в РК и выходе из РК.

Далее в расчете использованы аппроксимационные значения коэффициентов полинома, описывающего зависимость изобарной теплоемкости от температуры для хладона R245fa. Показано, что полиномиальная зависимость изобарной теплоемкости от температуры с приведенными аппроксимационными коэффициентами с достаточной для практических расчетов точностью описывает данный параметр хладона R245fa.

После проведения всех расчетов, конструктивные параметры РК минимально дорабатывались исходя из условий простоты изготовления и повышения КПД турбомашины по рекомендациям [5] и CFDмоделирования течения газа в программном комплексе ANSYS. Модель РК и проточного сегмента представлена на рис. 2.



Рис. 3. Рабочее колесо с моделью проточной части (для CFD-расчета)

Установлено, что турбина с осерадиальным типом РК может обладать достаточной эффективностью при работе на хладоне R245fa в условиях эксплуатации водогрейных котельных установок.

На основе балансовых расчетов энергии установлена возможность использования установок, работающих по органическому циклу Ренкина, для генерации электроэнергии для собственных нужд на источниках распределенной энергетики, использующие в качестве теплоносителя воду.

- Lemmon, E.W. and Span, R. «Short Fundamental Equations of State for 20 Industrial Fluids» J. Chem. Eng. Data, 51:785-850, 2006.
- Рид Р. Свойства газов и жидкостей // Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. М.: Химия, 1982. 592 с.
- Peng, D.Y., Robinson, D.B. A New Two-Constant Equation of State, Industrial and Engineering Chemistry: Fundamentals, Vol. 15: pp. 59–64, 1976.
- Aungier, R.H. A Fast Accurate Real Gas Equation of State for Fluid Dynamic Analysis Applications, Journal of Fluids Engineering, Vol. 117, pp. 277-281, 1995.
- Епифанова В.И. Низкотемпературные радиальные турбодетандеры. Учебник для вузов. Изд. 2-е переработанное и дополненное. М.: Машиностроение, 1974. 448 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗРЫВА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ ПРИ НАГРЕВЕ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Спесивцев С.Е.^{1,2}, Люлин Ю.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

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 [1]. В частности, разрыв слоя за счет действия термокапиллярных сил и интенсивного испарения приводит к резкому ухудшению теплоотвода от локального источника тепла [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 °C и $25 \pm 3\%$ соответственно. Высота слоя жидкости изменялась от 300 до 700 мкм. В качестве рабочей жидкости использовался этанол. Диапазон температур нагревателя составлял 20-82 °C. Плотность теплового потока изменялась от 0 до 95 Вт/см² при диаметре нагревателя 1,6 мм. Визуализация и контроль слоя жидкости осуществлялись с помощью шлирен, теневого и конфокального методов.

Обнаружено, что разрыв слоя жидкости происходит в несколько этапов. Вначале происходит утончение слоя жидкости над областью локального нагрева за счет действия термокапиллярных сил и испарения. Дальнейшее утончение приводит к образованию остаточного слоя жидкости в области локального нагрева подложки, который испаряется до критической величины, и возникает разрыв слоя жидкости. После разрыва вся область локального нагрева интенсивно осушается и формируется круглое сухое пятно.



Puc.1. Зависимость толщины слоя над областью нагрева от времени.

Изменение толщины слоя в центре подложки регистрируется с помощью конфокальной системы. Зависимость толщины слоя над областью нагрева от времени для различной начальной глубины слоя представлена на Рис. 1. Критическая толщина остаточного слоя составляет менее 30 мкм. Обнаружено наличие пульсаций толщины слоя в области точечного нагрева перед формированием остаточного слоя. Обнаружено, что при увеличении толщины слоя жидкости плотность критического теплового потока увеличивается. Скорость формирования сухого пятна увеличивается с ростом толщины слоя и, соответственно, интенсивности локального нагрева. Одним из основных факторов, влияющих на разрыв остаточного слоя жидкости и формирование сухого пятна в области локального нагрева, является испарение.

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

- Fedorets A. A., Marchuk I.V. and Kabov O. A. Coalescence of a droplet cluster suspended over a locally heated liquid layer // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2013. V. 1. No. 1. P. 51-62.
- Люлин Ю.В., Спесивцев С.Е., Марчук И.В., Кабов О.А. Исследование динамики разрыва горизонтального слоя жидкости с точечным нагревом со стороны подложки // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 21. С. 22-29.

УДК 532.663, 536.658

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТЯХ МАТЕРИАЛОВ С РАЗЛИЧНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Бородулин М.Ю.¹, Летушко В.Н.¹, Низовцев М.И.¹, Стерлягов А.Н.¹, Шлюпиков М.Ю.²

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В работе представлены результаты экспериментальных исследований испарения капель воды, лежащих на поверхностях материалов, имеющих различные коэффициенты теплопроводности. В качестве поверхности использовались пластины толщиной Змм из разных материалов: меди ($\lambda = 401$ Вт/м °С), тефлона ($\lambda = 0,25$ Вт/м °С) и экструзионного пенополистирола ($\lambda = 0,03$ Вт/м °С). В экспериментах рассматривалось испарение капель воды объемом 5 мкл при постоянной температуре и влажности окружающего воздуха ($t_e = 24$ °С, $\phi = 40\%$).

В процессе испарения капель с использованием метода инфракрасной термографии определялось распределение температуры на поверхностях капель в различные моменты времени. На основании полученных данных были определены временные зависимости средних температур испаряющихся капель воды, лежащих на поверхности материалов, имеющих разные коэффициенты теплопроводности.



Рис. 1. Изменение температур поверхностей капель воды, испаряющихся на поверхностях материалов с различной теплопроводностью

Из полученных данных следует, что динамика изменения температуры поверхности испаряющейся капли существенно зависела от теплопроводности материала. Для капли воды, лежащей на медной пластине, наблюдалось резкое повышение температуры до температуры пластины, равной температуре окружающего воздуха. В дальнейшем температура капли практически не изменялась до ее полного испарения. Для капли на пластине из тефлона после резкого уменьшения температуры капли на 2,5 °C, по сравнению с ее начальным значением, наблюдалось плавное повышение температуры до температуры окружающего воздуха. Для капли на пластине из пенополистирола происходило резкое понижение температуры капли на 10,3 °C, затем наблюдались: стадия с продолжительным плавным ее повышением и резкий рост температуры до температуры окружающего воздуха на завершающем этапе испарения.

Для условий проведения экспериментов температура адиабатного испарения составляла $t_m = 12,7$ °C. Понижение температуры поверхности капли до температуры адиабатного испарения в аналогичных условиях наблюдалось для капли воды, подвешенной на нити. Полученные в экспериментах данные показывают, что для капель, испаряющихся на поверхностях различных материалов, наименьшие значения температур в процессе испарения превышали температуру адиабатного испарения, что было обусловлено подводом тепла от поверхности к каплям. Чем ниже был коэффициент теплопроводности материала, тем меньше был тепловой поток от поверхности пластины, соответственно, тем сильнее понижалась температура капли, и она приближалась к температуре адиабатного испарения. По результатам выполненных экспериментов, чем больше была теплопроводность материала, тем меньше было время испарения капли воды.

Представленные результаты на качественном уровне согласуются с данными других исследований [1-3] для аналогичных условий испарения капель воды, полученных с помощью контактных измерений температуры. Применение метода инфракрасной термографии позволило исследовать испарение капель воды бесконтактным методом и получить данные по динамике изменения температуры на поверхностях испаряющихся капель с высокой точностью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-00687.

- David S., Sefiane K., Tadrist L. Experimental investigation of the effect of thermal properties of the substrate in the wetting and evaporation of sessile drops. Colloids and Surfaces A: Physiochem. Eng. Aspects 2007, Vol. 298, pp. 108–114.
- Dunn G.J., Wilson S.K., Duffy B.R., David S. and Sefiane K. The Strong Influence of Substrate Conductivity on Droplet Evaporation // Journal of Fluid Mechanics, 2009, Vol. 623, pp. 329-351.
- Nagornov O.V., Starostin N.V. Influence of substrate properties on evaporation of the sessile drop // WSEAS TRANSACTIONS on HEAT and MASS TRANSFER, 2014, Vol. 9, №1, pp. 221-225.

УДК 532.62

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ РАЗРЫВ В СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Шатский Е.Н.^{1,2}, Семионов В.В.¹, Чиннов Е.А.^{1,2}

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Новосибирский государственный университет, 63090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Пленочные течения широко используются в разных промышленных технологиях и аппаратах, а понимание процессов, возникающих в стекающих пленках, является важной задачей для реализации таких устройств. Важным фактором, влияющим на интенсивность теплообмена и устойчивость пленок к разрыву, является взаимодействие волн на межфазной поверхности с термокапиллярными структурами.

Гидродинамические двухмерные волны в изотермических пленках жидкости неустойчивы к трехмерным возмущениям. Установлено, что переход от регулярных двумерных структур к трехмерному течению сопровождается существенным перераспределением жидкости в продольном направлении [1]. Описаны характерные формы трехмерных структур, развивающихся в процессе перехода.

При течении пленок жидкости по нагреваемым поверхностям помимо гидродинамической неустойчивости, приводящей к развитию волнового течения, возникают так же термокапиллярные неустойчивости разного типа, связанные с переносом жидкости вдоль границы раздела фаз вследствие возникновения градиента поверхностного натяжения [2].

Исследование динамики разрыва при помощи волоконно-оптического датчика проведено в работе [3]. В работе [4] приведены обобщающие зависимости по термокапиллярному разрыву пленки в широком диапазоне чисел Рейнольдса и размеров нагревателя.

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния взаимодействия гидродинамических волн с термокапиллярными структурами на устойчивость течения нагреваемой пленки воды к разрыву.

Стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включающий резервуар с насосом, рабочий участок, фильтр, ротаметры, трубопроводы и запорную арматуру. Рабочий участок состоял из несущей плиты, на которую устанавливались пленкоформирователь, термостабилизатор и нагреватель. Рабочая жидкость (вода с красителем) 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. В качестве нагревательного элемента использовался медный плоский теплообменник шириной 150 мм и длиной 100 мм. Критический тепловой поток, соответствующий разрыву пленки, определялся по появлению первого устойчивого сухого пятна по центру нагревателя.

Показано, что формирования метастабильных термокапиллярных структур типа А в верхней части нагревателя оказывает влияние на величину критического теплового потока, соответствующего разрыву

пленки жидкости. Взаимодействие трехмерных волн с термокапиллярными структурами приводит к увеличению амплитуд волн их преобразованию в струи и появлению витания струй (отклонение от строго вертикального течения). При этом деформация пленки жидкости в средней части нагревателя увеличивается. Показано, что величина критического теплового потока возрастает с увеличением числа Рейнольдса пленки и при высоких значениях Re существенно превосходит данные по разрыву в отсутствие термокапиллярных структур типа А.

Обобщение опытные данных по тепловому потоку, соответствующему формированию структур в режиме А выполнено в виде зависимости критерия Km_A^* от Re. Критерий Km_A^* , характеризует удельную тепловую мощность W_A/B , выделенную на нагревателе, на прогрев пленки

 $Km_{A}^{*} = -q_{A}(\sigma_{T} / (c\rho^{2}g^{2/3}v^{5/3}))L / l_{v} = -W_{A}\sigma_{T} / (Bc\rho^{2}gvl_{v}^{2}),$

где В – ширина нагревателя, с – теплоемкость жидкости, g – ускорение свободного падения, L – длина нагревателя, l_{ν} – масштаб вязко-гравитационного взаимодействия, Pr – число Прандтля, q_A – плотность теплового потока, при которой происходит формирование структур в режиме A, λ – теплопроводность жидкости, μ – динамическая вязкость жидкости, ν – кинематическая вязкость жидкости, σ_T – производная коэффициента поверхностного натяжения по температуре, ρ – плотность жидкости. Условие формирования структур в режиме A на поверхности пленки жидкости описывается следующим соотношением: Km^{*}_A = 113 Re^{1.08}. Число Km^{*}_A является модернизированным числом Марангони Km^{*}_A = Km_A=L/l_v=MnRe^{1/3}/Prl_v.

Можно заключить, что впервые обнаружен новый метод воздействия на пленочное течение, приводящий к повышению его устойчивости к разрыву.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 15-19-30038.

- Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. О формировании струй при изотермическом пленочном течении жидкости в процессе перехода к трехмерному волновому движению // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 22. С. 97–104.
- Чиннов Е.А., Кабов О.А Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 5. С. 128–137.
- Zaitsev D.V., Rodionov D.A., Kabov O.A. Study of thermocapillary film rupture using a fiber optical thickness probe // Microgravity sci. technol., 2007, XIX-3/4, pp. 100-103.
- Зайцев Д. В. // Дис. канд. физ.-мат. наук : 01.04.14 : Новосибирск, 2003 115 с.

УДК 622.794.22

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛОМАССООБМЕНА В НАСАДОЧНЫХ КОЛОННАХ И ТРУБЧАТЫХ АБСОРБЕРАХ

Шиляев М.И.¹, Хромова Е.М.¹, Богомолов А.Р.²

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2 ² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева,

Насадочная колонна. Для насадочных колонн (НК) рассмотрен зернистый слой толщиной *l*, порозностью є, состоящий из шаров диаметром da. орошаемый жидкостью с коэффициентом орошения q_l, m^{3}/m^{3} , и начальной температурой T_{10} . В слой вместе с жидкостью подается парогазовый поток со скоростью u_0 и температурой T_{00} , который в поровых каналах взаимодействует с пленкой жидкости на поверхностях гранул слоя в тепловом и массообменном процессах одновременно, за счет чего из парогазового потока жидкостью абсорбируются газовые компоненты. При определенных термодинамических условиях, складывающихся локально в поровых каналах, пленка может испариться, либо на нее могут конденсироваться пары жидкости. Записаны стационарные, одномерные уравнения сохранения для насадки с учетом толщины пленки жидкости на ее элементах, а также для парогазового потока вдоль поровых каналов. Скорость движения пленки и ее толщина рассчитывались на основе решения гидродинамической задачи о гравитационном течении пленки при воздействии на нее внешнего фильтрационного потока и уравнения неразрывности для жидкости с учетом процесса испарения-конденсации. Локальные коэффициенты теплообмена задавались по предельной критериальной теоретической зависимости М.А. Гольдштика, локальные коэффициенты массоотдачи - по экспериментальным критериальным зависимостям М.Э. Аэрова, О.М. Тодеса, Д.А. Наринского (β_{i_2}), а также по известной теоретической зависимости для пленочного массообмена (β_{iT}). На границе раздела фаз: (поверхность пленки - парогазовый поток) задавались условия фазового равновесия по закону Генри, а для водяного пара – с помощью известной аппроксимации опытных данных по парциальным давлениям в состоянии насыщения при температуре пленки. Температура поверхности шаров и температура пленки принимались равными, при этом первая вычислялась из приближенного балансового уравнения по тепловым потокам на поверхностях шаров без решения сопряженной задачи. Тепловой эффект испарения-конденсации воды принимался равным r=2500 кДж/кг, для процесса абсорбции газов - по В.М. Рамму. Перепад давления на слое насадки ΔP вычислялся по формуле Эргана с учетом толщины пленки δ на поверхностях шаров и затрат энергии на приведение в движение пленки жидкости. коэффициент извлечения і-го газового компонента из парогазового потока в пленку жидкости η_i рассчитывался по отношению массовых расходов этого компонента на входе и выходе из порового канала.

На рис. 1а приведены результаты расчетов массовой концентрации $c SO_2$ в пленке воды на гранулах по длине порового канала, откуда видно, что в данном случае процесс приходит в состояние термодинамического равновесия на расстоянии от входа 0,2 м, так что толще слой осуществлять нецелесообразно. Из этого рис. 1 также следует, что расчеты по пленочному и локально объемным механизмам массообмена дают в состоянии термодинамического равновесия на том же разультат и на том же расстоянии от входа.



Рис. 1. Результаты расчета процесса абсорбции SO₂ на воду в насадке HK при прямотоке (a) и сравнение параметров процесса абсорбции SO₂ в TA при закрытом межтрубочном пространстве и треугольной упаковке трубок и в HK для соответственных условий (б): $l=0,2 \text{ м}, T_{00}=293 \text{ K}, T_{10}=288 \text{ K}, u_0=2 \text{ м/с},$ $d_{wv,0}=0,01 \text{ кг/кг сух. возд. (для водяного пара),}$ $d_{SO_2,0}=0,1 \text{ кг/кг сух. возд., } q_l=0,00953 \text{ м}^3/\text{m}^3;$ $1 - \beta_{ip}=Nu_{ei}(D_i/d_{ep}), 2 - \beta_{ir}=3,41(D_i/\delta), d_a=0,02 \text{ м},$

$$\Delta P$$
=978 Па, η_{SO_2} =0,13986, δ =158 мкм;

3 – НК (использовано (β_i)): d_{ae}=0,0097836 м, ε=0,734 м³/м³, η_{S0}=0,2257, ΔP₁=138 Па; 4 – ТА (использовано (β_i)):

*d*_{aT}=0,02 м, η_{SO2}=0,22466 , Δ*P*₂=1,94 Па.

Трубчатый абсорбер. Аналогичным образом, как и для НК, для трубчатого абсорбера (ТА) записаны уравнения сохранения. При этом математическая модель процесса абсорбции газов в ТА рассмотрена в двух вариантах упаковки трубок - квадратной в поперечном сечении и максимально уплотненной, треугольной, по центрам внутренних диаметров d_{aT} трубок. Результаты расчета приведены на рис. 1б в сравнении с НК при соответственных условиях. Как видно из рис. 1, результаты расчетов для НК и ТА удовлетворительно согласуются между собой по эффективности извлечения SO2 на воду, однако по перепаду давления ярко выражено преимущество ТА перед НК. Предложенные модели могут быть использованы в инженерных расчетах НК и ТА как тепломассообмена, так и газоочистных аппаратов.

ПОВЕДЕНИЕ КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ ПРИ ИСПАРЕНИИ КАПЛИ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С РАЗЛИЧНЫМ КРАЕВЫМ УГЛОМ СМАЧИВАНИЯ

Шонина А.М.^{1,2}, Гатапова Е.Я.^{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

Смачиваемость поверхности обычно описывается краевым углом смачивания. Из-за топографических особенностей твердых поверхностей, в действительности краевой угол смачивания не является постоянным. Рядом экспериментов убедительно продемонстрировано, что использование наноструктурированных поверхностей позволяет существенно влиять и управлять процессами теплообмена и гидродинамики в различных приложениях. Одним из актуальных вопросов является поведение линии контакта трех фаз на поверхностях с различным покрытием [1].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования динамики линии контакта трех фаз при испарении висящей капли на поверхностях с различным краевым углом смачивания. В качестве подложек использовались предметные стекла и оптические стекла с различным покрытием. Краевой угол смачивания варьировался от 20 до 110 градусов в зависимости от типа покрытия [2]. На Рис. 1 приведено измерение краевого угла смачивания на одном из поверхностей с помощью KRUSS DSA-100.



Рис. 1. Краевой угол смачивания. Вода на стекле, покрытом пленкой фторполимера,

Было подробно исследована динамика линии контакта трех фаз на чистом стекле и на стеклах с различным покрытием. Покрытия обладали достаточно хорошими адгезионными свойствами. В качестве рабочей жидкости использовалась сверхчистая вода (MilliO). Жидкость объемом 2 мкл подавалась на поверхность с покрытием с помощью высокоточного шприцевого насоса Cole Parmer. Использовался шприц объемом 0,5 мл, что позволяло делать достаточно точные расходы. Визуализация (сверху) динамики испарения проводилась посредством микроскопа Olympus BX51 с использованием различных объективов и монохромной видеокамеры. Разрешение составило 1мкм на пиксел при использовании 10× объектива и 100нм на пиксел при использовании 100× объектива. Дополнительно велась видеорегистрация с помощью теневого метода (вид сбоку), где фиксировался профиль капли и измерялись краевые

углы смачивания при различных временах. На Рис. 2 представлена динамика испарения капли воды.



Рис. 2. Процесс испарения капли воды (начальный объем 2мкл) на стекле с фторполимерным покрытием. а) вид сверху с помощью микроскопа, б) вид сбоку/теневой метод.

На Рис. 3 представлен график изменения диаметра капли воды при испарении на поверхностях с различным покрытием, где 0 по времени соответствует времени полного исчезновения капли. Видно, что существует различие во времени выхода из асимптотического режима. Установлена связь данного факта с величиной краевого угла смачивания и его гистерезиса.



Рис. 3. График изменения диаметра капли воды при ее испарении.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10675).

- Gatapova E.Ya., Semenov A.A., Zaitsev D.V., Kabov O.A., Evaporation of a sessile water drop on a heated surface with controlled wettability // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects – 2014. – Vol 441. – P. 776 - 785. http://dx.doi.org/10.1016/j.colsurfa.2013.05.046
- Safonov A., Sulyaeva V., Timoshenko N., Gatapova E., Kabov O., Kirichenko E. and Semenov A. Deposition and Investigation of Hydrophobic Coatings // MATEC Web of Conferences, Vol. 37, 01047, p.1-5, 2015. http://dx.doi.org/10.1051/matecconf /2015370104



СЕКЦИЯ 8

Тепломассообмен в пристенных и закрученных потоках с горением. Секция посвящена 80-летию со дня рождения академика РАН Э.П. Волчкова



УДК 532.529

ПРИМЕНЕНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПСЕВДООЖИЖЕННЫХ СЛОЁВ ЧАСТИЦ ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИИ ТЕПЛО И МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Абдрахманов Р.Х., Дворников Н.А., Лукашов В.В.

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

Вращающиеся псевдоожиженные слои частиц в вихревых камерах являются эффективным средством интенсификации тепло и массообмена между газовым потоком и слоем частиц, что важно в том числе и при организации химических реакций в газовом потоке [1-9]. Известны сушка и сепарация зерна [2], измельчение и сушка минерального сырья [3], сушка биомассы [4], горение газообразного топлива в вихревой камере при наличии вращающегося слоя инертных частиц [7-9] и другие варианты применения вращающегося слоя псевдоожиженных частиц.

В настоящей работе рассмотрен случай горения пропано- воздушной смеси в вихревой камере с частицами инертного материала внутри камеры с массовой долей 0,04 пропана в воздухе. Диаметр камеры 100 мм, высота 150 мм. Через боковой завихритель вихревой камеры подавался газ с указанным содержанием пропана с расходом 0,0015 кг/с и тангенциальной скоростью 21,4 м/с, температурой 500 К. Газ при такой же температуре и составе подавался и через нижний торцевой завихритель с расходом 0,0015 кг/с и тангенциальной скоростью 67 м/с. На стенках ставились адиабатические условия и непроницаемость для газа и частиц.

Масса загруженных частиц из пористого Al_2O_3 0,141 кг, плотность материала частиц 1500 кг/м³, начальная температура слоя частиц 1000 К.

Для изучения влияния размеров частиц на процесс сжигания топлива выполнены расчеты для трех случаев

Частицы диаметром 1 мм первый вариант, частицы диаметром 3,5 мм - второй, третий смесь из этих частиц по 50% с сохранением одинаковой массы слоя частиц 0,141 кг.

Расчет велся в нестационарном приближении в течении 10 секунд для каждого варианта. Численная аппроксимация уравнений имела первый порядок по времени и второй по пространству (схема QUICK).

О полноте сгорания можно судить по двум параметрам - максимальной температуре сгоревшего газа и по недожогу окиси углерода. Причем температура менее репрезентативна, поскольку рост температуры зависит как от степени сгорания топлива, так и от передачи тепла от сгоревшего газа слою частиц на этапе их разогрева. Расчеты показали, что полифракционная смесь 50% из частиц 1 мм и 3,5 мм более рыхлая, при псевдоожижении, чем монофракционный слой из частиц 1 мм или 3,5 мм.

При сжигании пропана в вихревой камере при одних и тех же граничных условиях, наибольший недожег окиси углерода наблюдается при наличии слоя частиц 3,5 мм, немного ниже недожег окиси углерода при наличии слоя из частиц 1 мм, лучше всего догорает окись углерода при наличии слоя их 50% смеси частиц 1 мм и 3,5 мм. Наиболее высокие температуры газа на выходе из вихревой камеры до 2410 К наблюдаются при наличии слоя частиц 3,5 мм, более низкие температуры 2230 К при наличии слоя частиц 1 мм, самые низкие для полидисперсного слоя 50% 1 мм и 3,5 мм - 1800 К.

Опыты с горением при использовании частиц Al₂O₃ диаметром 4-6 мм показали, что в зависимости от условий проведения запуска возможно два разных типа процесса. Если при достижении устойчивого вращения слоя зернистого материала и уровня температур под торцевым завихрителем 700...730 К подать пропан- бутан в распределительную систему и при этом обеспечить в реакторе богатую смесь, то возможно организовать горение непосредственно в слое частиц без образования пламени в газовой фазе. В случае использования метана начальную температуру необходимо поднять выше до уровня 800-840 К. Начальный уровень температур близок к температуре воспламенения топлива в воздухе. Горение в полидисперсном слое частиц сопровождалось образованием спекающихся комков частиц мелкой фракции.

В случае использования частиц диаметром 1 мм, в эксперименте оказалось возможным реализовать режим беспламенного горения в слое частиц без предварительного разогрева слоя.

- Zhang W. A Review of Techniques for the Process Intensification of Fluidized Bed Reactors// Chinese J. Chem. Eng. 2009. V. 17, N 4. P. 688-702.
- 2. Волчков Э.П., Дворников Н.А., Ядыкин А.Н. Моделирование сушки и удержания зерна в вихревых камерах с протоком воздуха через слой зерна// Пром. теплотех. 1999. Т.21, №2-3. С.72-78.
- Стороженко Г.И., Болдырев Г.В., Бескровный Н.Я., Дворников Н.А. Технологические основы сушки в псевдоожиженном слое и ее применение для сухого обогащения каолина// Керамика: наука и жизнь. №4(6), 2009-№1(7), 2010,с24-33.
- Ph. Eliaers, Jn.Pati, S. Dutta, J. De Wilde. Modeling and simulation of biomass drying in vortex chambers// Chem. Eng. Sci. 2015. V.123 P. 648–664.
- De Wilde, Juray. Gas-solid fluidized beds in vortex chambers// Chem. Eng. and Processing. 2014. V.85. P. 256-290.
- Pantzali M.N., Kovacevic J.Z., Heynderickx G.J., Marin G.B., Shtern V.N. Radial pressure profiles in a cold-flow gas-solid vortex reactor// AIChE Journal. 2015. V. 61, № 12. p. 4114-4125.
- Волчков Э.П., Дворников Н.А., Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х. Исследование течения в вихревой камере с центробежным кипящим слоем при отсутствии и наличии горения// ТиА. 2013. Т. 20, № 6, с.89-97.
- Волчков Э. П., Дворников Н. А., Лукашов В. В., Бородуля В. А., Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А. Исследование закрученных газодисперсных течений в вихревых камерах различных конструкций при наличии и отсутствии горения // ИФЖ, 2012. Т.85, №4. С.786-796.
- Дворников Н.А. Особенности организации горения в вихревых камерах с псевдоожиженным слоем частиц// ΦГВ. 2015. Т. 51, N6. С. 12-21.

УДК 536.25:551.2:551.14

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В ГРИБООБРАЗНОЙ ГОЛОВЕ ПЛЮМА В УСЛОВИЯХ КРИСТАЛЛИЗАЦИОННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ

Кирдяшкин А.Г.¹, Кирдяшкин А.А.^{1,2}

 ¹ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, просп. Ак. Коптюга, 3
² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изучение тепло- и массообмена в сложных системах, какими представляются геологические системы, всегда комплексное и включает в себя исследование гидродинамики и тепло- и массообмена в гравитационном поле Земли в условиях фазового перехода (твердое - жидкое состояние). Сюда включаются и исследования диаграмм плавкости пород, слагающих кору Земли. Поэтому задача разбивается последовательно на несколько этапов. Сначала исследуются условия образования и развития мантийного термохимического плюма, зарождающегося на границе ядро-мантия и выплавляющегося в мантии Земли. Затем проводится моделирование его тепловой и гидродинамической структуры: канал плюма представляет собой систему конвективных ячеек в условиях неустойчивой стратификации в нем. Далее на основании теоретических исследований и геологических данных оцениваются основные параметры плюма: его диаметр и тепловая мощность, на его подошве. На основе полученных данных о размерах грибообразной головы плюма, полей скорости и температуры в ней, можно перейти к анализу процесса тепло- и массообмена в расплаве головы плюма, который представляет собой расплав слоя земной коры.

При расчетах состава расплава в грибообразной голове плюма основываемся на анализе процессов тепло- и массообмена для случая, когда она достигает своего наибольшего диаметра, т.е. в установившихся условиях. Изменение состава определяется последовательно для двух этапов: 1) после осаждения тугоплавких минералов; 2) после осаждения плагиоклаза в расплаве, образовавшемся после первого этапа и содержащем 61,5 % плагиоклазового компонента (плагиоклазы - это породообразующие минералы, представляющие собой члены изоморфного ряда альбит Na[AlSi₃O₈] – анортит Ca[Al₂Si₂O₈]). Расчеты проведены для параметров Хэнтэйского плюма, образующего грибообразную голову и ответственного за формирование Хэнтэйского батолита (Северная Монголия) [1]. Структура Хэнтэйского плюма представлена по данным лабораторного и теоретического моделирования. Анализ был проведен с использованием среднего химического состава континентальной коры по А. Ронову и А. Ярошевскому [2]. Результаты расчетов состава расплава головы плюма представлены в виде таблиц, содержащих весовое процентное

содержание оксидов, а также нормативный (рассчитанный) минеральный состав для расплава при температуре плавления Tp = 1410 и 1380 °C. В результате расчетов на основе предложенной модели тепловой и гидродинамической структуры плюма с грибообразной головой был получен нормативный состав, близкий к составу нормальных гранитов. При изменении температуры плавления от 1410 °C до 1380 °C толщина расплавленного слоя коры уменьшается от 31 км до 23 км. Толщина гранитного слоя в грибообразной голове плюма уменьшается от 10,8 км до 7,3 км. Доля гранитного расплава от всего расплавленного корового слоя соответственно уменьшается от 40 % до 32 %.

Проведены расчеты изменения состава базальтового расплава в процессе тепло- и массообмена в грибообразной голове плюма. Весовое процентное содержание SiO₂ для остаточного расплава (остаточный расплав - жидкость, которая остается в голове плюма в результате кристаллизационной дифференциации) составляет 59 %, тогда как для нормальных гранитов содержание SiO₂ равно 71 - 73% [3]. Доля остаточного расплава от исходного слоя базальтового расплава толщиной 29 км составляет 4,8 – 11 %. Количественные оценки объема гранитного расплава, выдавленного на поверхность для Хэнтэйского батолита, соответствуют результатам расчетов.

Работа выполнена в рамках государственного задания, программа ФНИ СО РАН IX.124.1., проект «Моделирование тепловой и гидродинамической структуры плюмов для определения условий формирования магматических расплавов и их влияния на вещественный состав и структуру литосферы Северной Евразии»

- Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Параметры плюмов Северной Азии // Геология и геофизика. 2016. Т. 57. № 11. С. 1949-1968.
- Войткевич Г.В., Кокин А.В., Мирошников А.Е., Прохоров В.Г. Справочник по геохимии. М.: Недра, 1990. 480 с.
- 3. Саранчина Г.М., Шинкарев Н.Ф. Петрография магматических и метаморфических пород. Л.: Недра, 1967. 324 с.

УДК 532.525.2 ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕНОС НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ С РАСПАДОМ ВИХРЕВОГО ЯДРА. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ PIV/PLIF

Кравцов З.Д.^{1,2}, Дулин В.М.^{1,2},Шараборин Д.К.^{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, Пирогова, 2

Работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей переноса на начальном участке закрученных турбулентных струй с применением современных оптических методов. Целью является получение новых знаний о вкладе различных механизмов в процесс переноса, в зависимости от степени закрутки потока и числа Рейнольдса.

Измерения выполнены панорамными методами анемометрии по изображениям частиц (англ.: particle image velocimetry, PIV) и лазерно-индуцированной флуоресценции (planar laser-induced fluorescence, PLIF). Метод PIV в стереоскопической конфигурации был использован для измерений реализаций поля мгновенной скорости (трех компонент) в продольной плоскости струи. Использование метода PLIF делает возможным бесконтактное измерение распределений средней концентрации пассивной примеси, интенсивности пульсаций концентрации, а также градиента пульсаций концентрации. [1, 2].

Для проведения PIV измерений в потоке была организована взвесь частиц диоксида титана в малой объемной концентрации. PIV система состояла из двойного импульсного лазера Ever Green (Quantel) и двух 16Мпикс. ПЗС-камер (ImperX). Энергия каждого лазерного импульса составляла 40 мДж. Камеры регистрировали излучение рассеянное частицами на длине волны лазера (532 нм).

В качестве пассивной примеси в PLIF измерениях в поток добавлялись пары ацетона. Для возбуждения флуоресценции паров ацетона было использовано излучение четвертой гармоники (266 нм) импульсного Nd:YAG-лазера (Quantel, Briliant B). Энергия каждого импульса лазерного излучения составляла приблизительно 40 мДж. Регистрация сигнала осуществлялась с использованием интенсифицированной высокочувствительной камеры (LaVision, Imager sCMOS, 16-бит). Камера была оснащена оптическим фильтром для предотвращения регистрации бликов на длине волны лазера, в том числе отражений соплом. Изображения были обработаны с использованием программного обеспечения LaVision DaVis.



Рис. 1. Пример мгновенной реализации поля скорости и относительной концентрации примеси (ацетона) в закрученной струе с распадом вихревого ядра (Re = 5000)

Лазерный луч PLIF системы был сведен с лучом PIV системы с использованием дихроичного зеркала и был преобразован в коллимированный нож. Измерения методами PIV/PLIF проводились в одной плоскости и были синхронизированы во времени. Области визирования были сведены с использованием мишени. На рис. 1 приведен пример мгновенной реализации поля скорости и концентрации примеси (ацетона) в закрученной струе при числе Рейнольдса 5000 и степенью закрутки равной единице.

- Su, L.K. Measurements of the three-dimensional scalar dissipation rate in gas-phase planar turbulent jets // Annular Report of Center for Turbulence Research, 1998, P. 35-46.
- Wang, G.-H., Clemens, N.T., Barlow, R.S., Varghese, P.L. A system model for assessing scalar dissipation measurement accuracy in turbulent flows. // Measurement Science and Technology, 2007, V. 18, P. 1287-1303

УДК 533.6.08, 536.46

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ НА ГОРЕНИЕ ПЛАМЕНИ СМЕСИ МЕТАНА И ВОЗДУХА

Лобасов А.С.^{1,2}, Чикишев Л.М.^{1,2}, Дулин В.М.^{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, Пирогова, 2

В настоящее время для стабилизации пламени, часто организуют закрутку потока, что позволяет обеспечить устойчивое горение в относительно небольшом объеме, а также способствует достижению хороших характеристик поджига смеси в широком диапазоне рабочих расходов её компонент [1,2]. Методы анемометрии по изображениям частиц (англ.: particle image velocimetry, PIV) и плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (planar laserinduced fluorescence, PLIF) позволяют получить детальную информацию о вихревых структурах в потоке и их влиянии на тепломассообмен и горение [3,4]. В настоящей работе было проведено экспериментальное исследование данного аспекта при горении метановоздушной смеси в закрученной струе (Re = 5000, степень закрутки была равна 1,0 [1]).

Для исследования структуры течения и деформаций фронта пламени были использованы две различные PLIF системы для анализа пространственных распределений гидроксила OH* и формальдегида HCHO в потоке с горением. Для измерений реализаций поля мгновенной скорости был использован метод PIV в стереоскопической конфигурации. PIV система состояла из импульсного Nd:YAG лазера Quantel EverGreen 200 (с двумя излучателями, энергия импульсов каждого 200 мДж) и двух ПЗС камер ImperX IGV-B2020 (размер кадра: 2060×2056 пикселей).

В случае измерений распределения радикалов OH* вторая (532 нм) гармоника импульсного твердотельного Nd:YAG лазера (Quanta-Ray, 10 Гц, 1 Дж) была использована для накачки перестраиваемого лазера на красителях (Sirah, в качестве красителя использовался Rhodamine 6G). Энергия лазерного излучения, в диапазоне длин волн 283-284 нм, составляла 8 мДж. Третья гармоника (355 нм) твердотельного импульсного Nd:YAG лазера (Quantel Brilliant B, энергия одного импульса составляла 45 мДж) была использована для возбуждения флуоресценции формальдегида.

Для регистрации сигнала флуоресценции ОН* был использован электронно-оптический преобразователь и усилитель (LaVision IRO) с фотокатодом S20 (multialkali), подключенный к 16-битной камере с гибридной ПЗС-КМОП матрицей (sCMOS) (размер кадра: 2560×2160 пикселей). На фотокатод электронно-оптического преобразователя сигнал PLIF фокусировался кварцевым объективом (LaVision UV-lens, f#2.8, 100 мм). Флуоресценция НСНО фиксировалась второй регистрирующей системой, состоящей из 16битной интенсифицированной камеры (Princeton instruments PI-MAX4) с аналогичным фотокатодом (размер кадра: 1024×1024 пикселей), оснащенной объективом Sigma AF #50. В обоих случаях, время экспозиции каждого кадра составляло 200 нс. На объективах были установлены соответствующие полосно-пропускающие оптические фильтры.

Пучки лазеров были развернуты в коллимированный нож, высотой 50 мм и толщиной менее 0,8 мм. Нож проходил через ось симметрии горелочного устройства. Для различных режимов горения предварительно перемешанной метановоздушной смеси был измерен ансамбль мгновенных реализаций 2D распределений интенсивности флуоресценции и поля скорости. На Рис. 1 представлен пример мгновенной реализации и осредненной по ансамблю интенсивности флуоресценции формальдегида, визуализирующей области локального тепловыделения в результате горения смеси с коэффициентом избытка топлива 0,7. В начальной области закрученной струи формировались вихри, которые деформировали и растягивали фронт пламени, а также способствовали тепломассообмену между продуктами горения в центральной зоне рециркуляции и свежей смесью, поступающей из сопла.



Рис. 1. Мгновенная реализация (а) и осредненная по ансамблю (б) интенсивность флуоресценции формальдегида

- A. Gupta, D. Lilley, N. Syred. Swirl Flows// Abacus Press, Kent, 1984.
- R. Weber, J. Dugué. Combustion accelerated swirling flows in high confinements// Pro-gress in Energy and Combustion Science 18, 1992, pp. 349–367.
- E.P. Hassel and S. Linow. Laser Diagnostics for Studies of Turbulent Combustion// Measurement Science and Technology, Vol. 11, No. 2, 2000, pp. R37-R57.
- A.C. Eckbreth. Laser Diagnostic for Combustion Temperature and Species// Gordon and Breach, Netherlands, 1996.

УДК 536.461:661.98

ОСОБЕННОСТИ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ В ПРИСТЕННЫХ ПОТОКАХ

Лукашов В.В., Терехов В.В.

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

Организация горения в передней кромки пламени позволяет эффективно управлять условиями стабильности горения или наоборот погасанием. Как было показано в работе Э.П. Волчкова и др. [1], при вдуве и горении газообразного топлива в пристенном потоке условия срыва пламени можно описать, используя закономерности пограничного слоя. В этом случае в рамках приближения диффузионного горения Шваба-Зельдовича погасание описывается в рамках предложенной нами модели «кризиса» переноса топлива и окислителя, который возникает при приближении фронта пламени к стенке. Диапазон условий стабильного горения на в пристенном потоке можно расширить, применив стабилизирующие устройства, например, рёбра или уступы различной геометрии. Тепловыделение и собственно поперечный поток импульса, вызванный вдувом топливной смеси, может существенно изменить закономерности такого класса течений. Исследований этого явления крайне мало, а данные достаточно противоречивы. Можно отметить работу Р.К. Shijin et al. [2] в которой, на основе визуальных наблюдений были получены диаграммы режимов пламени при стабилизации пламени рёбрами различной геометрии.

В данной работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований реагирующего пристенного течения в окрестности ребра установленного в передней части проницаемой пластины, через которую в поток воздуха равномерно вдувалась топливная смесь газов. В качестве топлива были использованы смеси H₂/N₂, CH₄ и пропан, разбавленный CO₂ или Не. Диагностика поля течения осуществлялась методом – PIV.

В качестве стабилизатора пламени при горении H₂/N₂ и CH₄ был использован керамический полый цилиндр с внешним диаметром d=1,5 мм. Геометрическая ось цилиндра была приподнята на 2,25 мм над поверхностью пластины. Цилиндр устанавливался в самом начале пористой пластины, через которую подавалось горючее. Такое расположение стабилизатора в определённом смысле является аналогом отсоединённого ребра. В этом случае течение близко к безотрывному обтеканию. При этом цилиндр достаточно хорошо стабилизировал положение передней кромки, она находилась на расстоянии 1-2 мм от боковой поверхности цилиндра. В случае горения пропановых топливных композиций устойчивая стабилизация пламени при скорости обтекания 7,5 м/с оказалась возможной только при диаметре цилиндрического ребра 5 мм. Так же как и в случае обтекания уступа на непроницаемой стенке, за цилиндром фор-



Топливо C_3H_8/CO_2 ; $K^1(C_3H_8)=0.3$; $\overline{J}_W=0.35\%$; U0=7,5 м/с.

мировалась зона возвратного течения протяженностью $\sim (5-6)d$.

Поля продольной компоненты скорости показано на при стабилизации пропано- воздушного пламени за отсоединённым ребром показаны рис.1. Видно образование двух областей возвратного течения оконтуренных изотахами ±0,1 м/с (светлые линии на рисунке). Видимая граница передней кромки пламени в (трансверсальном направлении) сечении плоскости лазерного ножа системы PIV находится на расстоянии 6-8 мм от поверхности цилиндра. Условия формирования возвратного пристенного течения существенно изменяются если расположить цилиндрическое ребро над участком пористого вдува (нижняя часть рисунка). Область возвратного течения становится заметной начиная с х~40-45 мм. Формирование области возвратного пристенного течения, повидимому, определяется двумя факторами: тепловыделением во фронте пламени и поперечным потоком вещества, заданным вдувом топливной смеси.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 15-08-05662.

- 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 // Comb&Flame. 2013. V. 160. P. 1999–2008.
- Shijin P.K., Badu A., Raghavan V. Experimental study of bluff body stabilized laminar reactive boundary layer // IJHMT. 2016. V. 102. P. 219-225.

УДК 532.526.2, 536.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ В КАСКАДНЫХ ТРУБАХ ЛЕОНТЬЕВА С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ТЕЛОМ

Макаров М.С.^{1,2}, Макарова С.Н.¹

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 2

Перспектива повышения степени охлаждения газа за счёт каскадного расположения труб энергоразделения появилась почти одновременно с самой идеей энергоразделения в сверхзвуковом потоке [1]. В одной из частых бесед о теплофизике академик РАН А.И. Леонтьев и тогда ещё будущий академик РАН лительные стенки за сдвинутыми критическими сечениями примерно втрое меньше, чем на начальном участке, этот негативный эффект приводит к существенному уменьшению степени охлаждения газа в дозвуковом канале. Избежать его можно выполнив часть разделительной стенки между сверхзвуковыми

Э.П. Волчков завели дискуссию об эффективности предложенного метода. Было очевидно, что охлаждение воздуха в таких устройствах (будем называть их трубами Леонтьева) менее эффективно в сравнении с вихревыми трубками Ранка. Однако трубы Леонтьева обладают существенным преимуществом. Охлаждаемая (дозвуковая) часть потока практически сохраняет полное давление на выходе из трубы, что позволяет использовать охлаждённый поток на следующих ступенях энергоразделения при их каскадном расположении. Существенное увеличение эффективности можно получить, и используя газовые смеси с малым числом Прандтля в качестве теплоносителя [2].

В данной работе предложен ряд конструкций двух- и трёхкаскадных труб Леонтьева, представлены результаты численного моделирования эффекта энергоразделения в таких трубах, определены параметры эффективности.

На рис. 1 представлено поле чисел Маха в продольном сечении и распределения плотности теплового потока через разделительные стенки трёхкаскадной трубы Леонтьева с центральным телом. Данные на рис. 1 представлены для истечения гелийксеноновой смеси (Pr=0,23) из резервуара с давлением 7,5 атм, температурой 22 °С в среду с давлением 1 атм для сверхзвуковых каналов и с давлением 7,495 атм - для дозвукового канала. Случай соответствует максимальной степени охлаждения дозвукового потока. Соотношение расходов G_x/G=0,07. Видно, что сверхзвуковой поток в центральном кольцевом сопле нагревается за счёт охлаждения потока в первом внешнем кольцевом сопле, однако с увеличением скорости за сдвинутым критическим сечением этого сопла тепловой поток через стенку меняет направление. Сверхзвуковой поток в центральном сопле начинает охлаждаться. Такая картина наблюдается и для второго каскада, расположенного вниз по потоку, тепловой поток от второго внешнего кольцевого сопла к первому меняет знак за критическим сечением. Хотя обратный тепловой поток через разде-





Рис.1. Переток тепла через разделительные стенки трёхкаскадной трубы Леонтьева со сдвинутыми критическими сечениями при течении гелий-ксеноновой смеси с максимальной степенью охлаждения дозвукового потока: квадраты – от центрального сопла к первому внешнему кольцевому сверхзвуковому соплу; круги – от первого внешнего сверхзвукового сопла ко второму внешнему кольцевому соплу; треугольники – от второго внешнего кольцевого сопла к дозвуковому каналу.



каналами из теплоизоляционного материала. На рис. 2 представлены данные о параметрах эффективности энергоразделения в каскадных трубах Леонтьева в сравнении с данными для одиночной трубы [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-08-04203.

- 1. Леонтьев А.И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35, № 1. С. 157–159.
- 2. Бурцев С.А., Леонтьев А.И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа // Изв. АН. Энергетика. 2000. № 5. С. 101–113.
- Makarov M.S., Makarova S.N., Shibaev A.A. The numerical study of energy separation in a two-cascade Leontiev tube // JoP:CS. 2016. V. 754. P. 1–6.

УДК 33:519.63:004.942

ЭФФЕКТ ОБРАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СЕПАРАЦИИ ПОТОКА ГАЗА В КАНАЛЕ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Михайленко К.И.

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

К настоящему времени из литературы хорошо известен эффект температурной сепарации потока сжимаемого газа в канале вихревой трубы, называемый также эффектом Ранка-Хилша [1]. Указанный эффект заключается в том, что при тангенциальном вводе потока газа с одного из концов вихревой трубы (назовём его «ближним») поток разделяется на два завихренных потока: нисходящий к дальнему концу трубы внешний поток и возвратный, закрученный вблизи оси трубы. При этом два указанных вихря организуют такое перераспределение температуры потока внутри трубы, при котором нисходящий поток у дальнего конца трубы позволяет отбирать газ с температурой больше исходной, а возвратный через сопло в центре торца ближнего конца выводит газ с температурой меньше исходной. Вариант такого перераспределения температуры газа в канале и температурной сепарации на выходах представлен на рис. 1.

Рассматриваемый эффект представляет большой теоретический и практический интерес, поэтому существует значительный объём работ, посвящённых различным аспектам исследования и применения вихревых труб [2, 3].

Для вычислительного моделирования завихренных потоков в канале трубы Ранка–Хилша решалась математическая модель, описывающая течение невязкого сжимаемого флюида в трёхмерной области. Модель включает в себя уравнение неразрывности, уравнения импульсов без вязкой составляющей, уравнение полной энергии и замыкается уравнением состояния идеального газа.

Вычислительное моделирование проводилось в пакете OpenFOAM. Для учёта турбулентных эффектов был использован метод крупных вихрей (LES). Разностная схема для записанных уравнений в рассматриваемом пакете основывается на хорошо известном консервативном методе контрольного объёма. Выбранная последовательность решения уравнений и соответствующие итерации определялись алогритмом PIMPLE (merged PISO and SIMPLE algorithm).

Особое внимание при моделировании уделялось построению ортогонализированной структурированной вычислительной сетки [4]. Такой подход позволяет снизить вычислительную погрешность и уменьшить количество узлов сетки, то есть ускорить вычислительны процесс.

При уменьшении количества узлов сетки и соблюдении требований ортогонализированности и структурированности радиальный размер завихрителя – подводящих воздух каналов – увеличивается. Таким образом, увеличивается и радиальный размер проекции входящего потока воздуха. Такое изменение входящего потока может приводить к тому, что температура выходящих потоков меняет своё распределение: на дальнем конце происходит отбор газа с температурой меньше исходной, а на ближнем – наоборот, большей.

Описанный случай представлен на рис. 2.

В настоящий момент неясно, определяется ли описанный эффект обратной температурной сепарации особенностями модели, численного метода или существует на практике.



Рис. 1. Прямое распределение температуры в канале вихревой трубы.



Рис.2. Обратное распределение температуры в канале вихревой трубы.

- Hilsch, R. The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process // Review of Scientific Instruments. 1947. V. 18. # 2. Pp. 108–113.
- 2. Гуцол, А. Ф. Эффект Ранка // УФН. 1997. Т. 167. № 6. С. 665– 687
- Eiamsa-ard, S. & Promvonge, P. Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2008. V. 1. # 7. Pp. 1822–1842.
- Михайленко К.И. К моделированию вихревой трубы: подготовка гексагональной сетки для вычислительных экспериментов в среде OpenFOAM // Труды Института механики им. P.P. Мавлютова Уфимского научного центра РАН. 2016. Т. 11. № 1. С. 112–118.

УДК 532.663, 536.658

ИССЛЕЛОВАНИЯ ПРИСТЕННЫХ СТРУЙ ВО ВСТРЕЧНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ

Волчков Э.П., Лебедев В.П., Низовцев М.И., Терехов В.И.

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

Встречные струйные течения распространены в природе и применяются в различных производственных процессах и оборудовании. Например, встречные пристенные струи используются при сварке в инертном газе, для газодинамической стабилизации горения в соплах турбореактивного двигателя. Применение встречных газовых завес эффективно при защите элементов энергетического оборудования от высокотемпературных газовых потоков. Несмотря на частое применение встречных пристенных струйных течений в различных видах оборудования, их исследования ограничены.

Выполнено комплексное экспериментальное исследование газодинамики и теплообмена области смешения пристенных щелевых воздушных струй с набегающим встречным газовым потоком в прямоугольном аэродинамическом канале при различных параметрах вдува, m = 0,3 - 10 (рис. 1).



Рис. 1. Схема пристенной встречной струи.

Исследован процесс теплового смешения нагретых пристенных газовых струх с более холодным встречным воздушным потоком, определена зависимость эффективности теплозащиты адиабатной стенки канала пристенной газовой струей от параметра вдува (рис. 2) [1].



На основании решения системы уравнений сохранения расходов и импульсов получены зависимости дальнобойности (рис. 3) и толщины слоя смешения встречных пристенных струй от параметров вдува, которые удовлетворительно согласовались с экспериментальными результатами [2].



Рис. 3. Зависимость дальнобойности струи от т.

Проведены экспериментальные исследования теплообмена встречной пристенной струи со стенкой канала. Показано, что встречной струей можно эффективно управлять теплообменом в области выше по потоку от места вдува, а также значительно интенсифицировать теплообмен в ограниченном канале за участком вдува [3] (рис. 4).



Рис. 4. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи за участком вдува.

- 1. В.П. Лебедев, М.И. Низовцев, Тепловые характеристики встречной пристенной струи № 5 (1989) 110–113.
- 2 В.П. Лебедев, М.И. Низовцев, Распространение пристенной струи во встречном потоке, Журнал прикладной механики и технической физики № 2 (1991) 95-100.
- 3. E.P. Volchkov, V.P. Lebedev, M.I. Nizovtsev, V.I. Terekhov, Heat transfer in a channel with a counter-current wall iet injection. Int. J. Heat and Mass Transfer Vol 32, No 14 (1995) 2677–2687.
УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИ ВДУВЕ ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СТРУИ ЧЕРЕЗ КРУГЛЫЕ ОТВЕРСТИЯ В ПОПЕРЕЧНОЙ ТРАНШЕЕ

Пахомов М.А.

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

Повышение температуры газа перед турбиной является основным способом роста тепловой эффективности энергетической установки. К настоящему моменту эта величина уже превышает значение 1800 К и имеет тенденцию к дальнейшему возрастанию. Это уже превышает рабочие температуры используемых материалов. Поэтому необходимо охлаждение рабочих поверхностей энергетических установок от воздействия высокоэнтальпийного потока газа. Среди относительно технологически простых способов повышения эффективности охлаждения наибольший положительный эффект является подача охладителя через круглые наклонные отверстия, расположенные в траншее [1]. Другим методом, позволяющим получить существенное повышение тепловой защиты стенки, является организация пристенных газокапельных завес [2, 3]. В этих работах показано, что применение распыленных капель жидкости в пристенном слое газовой завесы приводит к существенному улучшению условий защиты рабочей поверхности за счет использования скрытой теплоты фазового перехода при испарении мелкодисперсных капель в непосредственной близости от стенки.

Целью данной работы является проведение численного исследования тепловой эффективности газокапельной завесы при ее вдуве через цилиндрические наклонные отверстия в поперечную траншею.

Для описания динамики и тепломассопереноса в двухфазном потоке используется система RANS уравнений. Турбулентность газовой фазы моделируется с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений с учетом двухфазности потока. Всего сетка содержала 1,2 млн. контрольных объемов.

Расчеты выполнены с однорядной системой цилиндрических наклонных отверстий ($\alpha = 30^0$) в траншее глубиной h = 2,4 мм и шириной w = 6,4 мм (h/B = 0,375). Диаметр отверстий b = 3,2 мм (h/b = 0,75), размер выходного эллипса равен двум диаметрам отверстия и соответствовал ширине траншеи. Массовые концентрации капель на входе $M_{L1} = 0,01-0,05$; водяного пара $M_{V1} = 0,014$ и начальный размер частиц $d_1 = 1-15$ мкм. Температуры основного однофазного $T_0 = 373$ К и вторичного двухфазного потоков $T_{L1} = T_2 = 293$ К и число Рейнольдса $\text{Re}_b = bU_1/v = 7500$.

Наличие жидкой фазы, даже при относительно небольших массовых концентрациях, не превышающих 5%, приводит к тому, что эффективность увеличивается почти в два раза по сравнению с однофазным течением воздуха. Параметром оценки тепловой

эффективности пристенной завесы является [1, 4]: η = $(T_1 - T_W)/(T_1 - T_2)$, где T_1 , T_W и T_2 – температуры основного течения, адиабатной стенки и вдуваемого потока соответственно. Отметим, что основное увеличение тепловой эффективности пристенной двухфазной завесы при данных начальных условиях наблюдается на расстоянии x/b = 15-20. Далее за счет испарения мелких капель происходит резкое снижение величины *η*. Отметим одну особенность организации вдува в траншею. Известно [4], что для однофазного вдува через кольцевую щель характерным является значение величины $\eta = 1$ и оно сохраняется на начальном участке пристенной завесы. Для двухфазных газокапельных струй эта величина $\eta > 1$ [2, 3]. Для тангенциального вдува в траншею величина тепловой эффективности $\eta < 1$, что объясняется предварительным смешением основного и вторичного потоков в траншее. Увеличение температуры основного потока T₁ вызывает снижение величины η. Это объясняется более быстрым прогревом и испарением капель, которое преобладает не в окрестности адиабатической стенки, а при предварительном смешении в траншее. При использовании тангенциального вдува одно- [1] и двухфазного [5] потоков наблюдается снижение эффективности тепловой защиты при параметрах вдува m > 1. Причиной этого является наличие крупномасштабных вихревых структур, разрушающих пленку охладителя и способствующих подсосу горячего потока к защищаемой поверхности. При вдуве через наклонные отверстия в траншею увеличение параметра вдува т приводит к росту тепловой эффективности двухфазной пристенной завесы во практически всем указанном диапазоне т, что согласуются с данными измерений и расчетов для однофазных потоков.

Список литературы:

- Bunker R.S. Film cooling effectiveness due to discrete holes within a transverse surface slot// ASME Paper. 2002. Paper GT-2002-30178. 10 p.
- Васильев А.А., Репухов В.М. К расчету двухфазной тепловой завесы на адиабатической стенке// Промышленная теплотехника. 1981. Т. 3. № 6. С. 12-19.
- Terekhov V.I., Pakhomov M.A., Sharov K.A., Shishkin N.E. The thermal efficiency of near-wall gas-droplets screens. II. Experimental study and comparison with numerical results// Int. J. Heat Mass Transfer, 2005. V. 48. P. 1760-1771.
- Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
- Li X., Wang T. Simulation of film cooling enhancement with mist injection// ASME J. Heat Transfer. 2006. V. 128. P. 509-519.

УДК 532.5; 534.2 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ЭФФЕКТА В ЗАКРУЧЕННОМ АКУСТИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ

Митрофанова О.В., Поздеева И.Г.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Россия, Москва, Каширское шоссе 31

Экспериментальное исследование теплового эффекта в закрученном акустическом течении проводилось в рамках изучения эффекта саморегулирования акустических колебаний в гидромеханической системе в дорезонансном и резонансном режимах [1]. Подробное описание экспериментальной установки приведено в работе [2]. Вихревая камера, из которой происходило истечение воздушного потока, представляла собой жесткую металлическую конструкцию с вклеенной верхней торцевой плексигласовой поверхностью, через отверстие в которой вытекал закрученный поток воздуха. Для организации импактного характера течения над выходным отверстием, выполненным в форме конфузора, размещалась незакрепленная преграда в виде плоского диска. В процессе измерений фиксировались амплитудночастотные характеристики акустических колебаний, несущие информацию об изменении локального поля давления, картины визуализации, дающие представление о вихревой структуре потока и неоднородностях текущей среды, а также температурное поле на нижней поверхности преграды [3].

В рассматриваемом случае возбуждения собственных колебаний при истечении закрученного потока воздуха из вихревой камеры, ее верхняя торцевая поверхность подвергалась асимметричному силовому воздействию, приводившему к возникновению изгибных колебаний. В экспериментах было установлено, что при достижении предельного расхода рабочего тела термодинамически более устойчивым становится структурированное состояние среды, когда механической энергии потока достаточно для образования упорядоченной вихревой структуры.

С помощью тепловизора получены распределения температур на нижней поверхности преграды и оценены потери энергии, связанные с охлаждением потока при его расширении. Проведенные тепловые измерения (рис. 1) показали, что падение температуры между периферией и центром преграды составляло 5–20°С в зависимости от размеров преграды.



Рис 1. Поле температур на нижней поверхности преграды диаметром D=50мм при диаметре выходного отверстия вихревой камеры d₀=5 мм и расходе G=1,3·10⁻³ м³/с.

Регистрация амплитудно-частотных характеристик потока в условиях критического расхода позволила четко выделить две характерных частоты гармонических колебаний, соответствующих угловой частоте вращения закрученного потока и частоте вращения в когерентных спирально-винтовых вихреобразованиях. При этом закрученная струя, выходя из отверстия вихревой камеры в области резкого поворота и радиального растекания потока из-за наличия преграды, разбивалась на тонкие спиральные вихри, что подтверждается картиной визуализации вихревого следа. Резкое уменьшение давления в этой области, благодаря вихреобразованию, обеспечивало условие перехода через точку росы (рис. 2).



Рис 2. Конденсация капель воды на нижней поверхности преграды при отключении расхода воздуха через рабочий участок.

Экспериментальные наблюдения показали, что так как воздух, перед поступлением в вихревую камеру предварительно осушается, то сложная топология вихреобразования при истечении импактного потока связана с притоком воздуха из внешней среды. Теоретический анализ с построением фигур Лиссажу, соответствующих соотношению двух четко выделяемых по амплитуде частот гармонических колебаний, позволил предложить физическую модель, объясняющую механизм перераспределения энергии в открытой системе при резонансе.

> Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-08-00687-а.

Список литературы:

- О.В. Митрофанова, И.Г. Поздеева Исследование механизма саморегулирования акустических колебаний в импактном закрученном течении // Изв. РАН. МЖГ. 2015. № 5. С. 54-63.
- О.В. Митрофанова, И.Г. Поздеева, А.Б. Круглов, В.Б. Круглов. Комплексные исследования эффектов генерации крупномасштабных вихреобразований в теплоносителях ядерных реакторов. Часть П. Экспериментальные исследования импактных закрученных течений // Ядерная физика и инжиниринг, 2012, Т. 3, № 2, С. 112 119.
 О.В. Митрофанова, И.Г. Поздеева Энергетический баланс при
- О.В. Митрофанова, И.Г. Поздеева Энергетический баланс при генерации акустических колебаний в импактном закрученном течении // Материалы международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» - М: Издательство Московского университета. 2014. - С. 170-172.

УДК 533.6

ВЛИЯНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ И ПРОНИЦАЕМОЙ СТЕНКИ НА РЕЖИМ ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Сахнов А.Ю.

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

В настоящей работе исследовалось течение воздуха в области нижнего пограничного слоя плоского сужающегося канала, в котором параметр ускорения $K = (v/U_e^2) dU_e/dx$ сохраняет постоянное значение по всей длине канала (рис. 1). На нижней стенке задавалась интенсивность поперечного потока газа $\overline{j_w} = V_w/U_e$: отрицательные значения соответствовали отсосу газа из пограничного слоя, а положительные – вдуву газа.

Рассматриваемое течение хорошо описывается параболизованными двумерными уравнениями движения и неразрывности для случая стационарного несжимаемого пограничного слоя. Эти уравнения были дополнены трёхпараметрической $k - \omega - \gamma$ моделью турбулентности [1]. Данная модель позволяет обоснованно предсказывать ламинарнотурбулентный переход и реламинаризацию потока с использованием фактора перемежаемости.

На стенке выполнялось условие прилипания, и задавалась интенсивность отсоса. Скорость на внешней границе пограничного слоя определялась на основе задаваемых значений параметра ускорения и начальной скорости. Начальная интенсивность турбулентности задавалась 3,5%, исключая один из тестовых случаев.

Математическая модель ламинарнотурбулентного пограничного слоя была протестирована на экспериментальных данных Европейского исследовательского общества ERCOFTAC. Результаты расчёта по модели пограничного слоя хорошо совпадают с экспериментальными значениями коэффициента трения и достаточно точно описывают ламинарно-турбулентный переход.

На основе проведённых расчётов была построена карта режимов течения (рис. 2) в зависимости от значений параметра ускорения K и интенсивности отсоса (вдува) $\overline{j_w}$. Масштаб и степень турбулентности задавались такие же как и в эксперименте T3A (ERCOFTAC).

Для случая непроницаемой стенки на основе интегральных уравнений пограничного слоя было показано, что ламинарно-турбулентный переход предотвращается при $K = 1 \times 10^{-6}$ [2].

На карте режимов не закрашенная область 1 соответствует полностью ламинарным течениям, когда отрицательный градиент давления и отсос газа через обтекаемую поверхность предотвращают переход к турбулентному режиму. В области 1 справедливы результаты, представленные в предыдущих исследованиях ламинарного течения, и применимо в асимптотических условиях полученное аналитическое решение [3]. Сплошная область 2 показывает диапазоны значений параметра ускорения и проницаемости стенки, в которых течение имеет ламинарнотурбулентный переход и далее сохраняет турбулентный режим. При параметрах заштрихованной области 3 ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный режим, однако затем происходит ламинаризация течения. Из карты режимов течения видно, что процессу подавления турбулентности способствует увеличение вдува в ускоренный пограничный слой.



Рис. 2. Карта режимов течения в ускоренном пограничном слое на проницаемой поверхности. 1 – полностью ламинарный режим, 2 – течения с ламинарно-турбулентным переходом и последующим сохранением турбулентного режима, 3 – течения с ламинарно-турбулентным переходом и последующей ламинаризацией.

Список литературы:

- X. Ge, S. Arolla, P. Durbin A Bypass Transition Based on the Intermittency Function // Flow Turbulence Combust. 2014. V. 93. P. 37–61.
- Volchkov E.P., Makarov M.S., Sakhnov A.Yu. Boundary layer with asymptotic favourable pressure gradient // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. V. 53. P. 2837 – 2843.
- M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov Asymptotic accelerated boundary layer over the permeable wall // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. V. 92. P. 1018–1025.

УДК 533.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛЕНОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ МАЛОЙ ТЯГИ

Ярыгин В.Н.¹, Приходько В.Г.¹, Ярыгин И.В.¹, Герасимов Ю.И.², Крылов А.Н.², Пятакова Ю.С.², Скороваров А.Ю.²

 ¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
 ² Ракетно-космическая корпорация ЭНЕРГИЯ им. С.П. Королева, 141070, Россия, Королев Московской обл., ул. Ленина, 4А

В настоящее время основными исполнительными органами систем ориентации и маневров космических кораблей и орбитальных станций являются жидкостные ракетные двигатели малой тяги. К этому классу отнесены двигатели с тягой до 4000 Н. В качестве топлива в них обычно используются самовоспламеняющиеся компоненты – азотный тетраоксид (амил) и несимметричный диметилгидразин (гептил). Температура газа в камере сгорания достигает 3000 К при давлении (6-10)·10⁵ Па, и для защиты стенок двигателя от высокотемпературных продуктов сгорания создается пристенная пленка одного из компонентов топлива.

В докладе представлены результаты экспериментального исследования взаимодействия пристенной пленки жидкости со спутным потоком газа в сверхзвуковом сопле применительно к моделированию двигателей ориентации, установленных на Служебном модуле Международной космической станции.

Обоснована концепция моделирования по характерному углу расширения струи θ_+ , определяемому через относительный импульс струи \overline{J} :

$$\theta_{+} = \arctan\left(\frac{1-\overline{J}}{\overline{J}}\right)^{0.5}, \qquad (1)$$
$$\overline{J} = \left(1 + \frac{1}{\gamma M_{a}^{2}}\right) \left(1 + \frac{2}{(\gamma - 1)M_{a}^{2}}\right)^{-0.5}, \qquad (2)$$

где $\overline{J} = J_a/GV_{\text{max}}$, J_a , G, V_{max} – импульс газа на срезе сопла, расход и максимальная скорость газа в струе соответственно, M_a – число Маха, γ – отношение удельных теплоемкостей. При таком подходе в эксперименте необходимо воспроизвести величину относительного импульса двигателя комбинацией γ и M_a .

На Служебном модуле МКС установлены двигатели с тягой около 140 H, для которых относительный импульс струи ($M_a \cong 4,3$, $\gamma = 1,24$) $\overline{J}_{_{\rm H}} = 0,87$. Тогда, исходя из принятого условия моделирования $\overline{J}_{_{\rm M}} = \overline{J}_{_{\rm H}}$ и при использовании воздуха ($\gamma = 1,4$) в качестве модельного газа, число Маха модельного сопла $M_a = 2,94$. Остальные параметры модельного сопла – диаметр критического сечения, расходы газа и жидкости и другие – выбирались по условиям моделирования пристенной пленки жидкости и расходным возможностям экспериментальной установки.

В качестве критериев моделирования пристенной пленки жидкости могут быть приняты параметры пленки в выходном сечении сопла – ее толщина $\delta_{\mathbf{x}}$ и средняя скорость $V_{\mathbf{x}}$ либо толщина $\delta_{\mathbf{x}}$ и величина ка-

сательного напряжения τ на границе раздела газ – жидкость. В экспериментах в качестве модельной жидкости использовался этанол, близкий по физическим свойствам к гептилу.

В докладе дано описание экспериментальной базы (вакуумного газодинамического комплекса ИТ СО РАН). Представлено описание методик и результатов измерения локальных параметров (толщины и скорости) пристенной пленки жидкости. Использовались коаксиальные емкостные датчики с диаметром внешнего электрода 1,6 мм, внутреннего – 0,5 мм. Датчики были заделаны заподлицо с внутренней поверхностью сопла. Для измерения толщины пленки четыре датчика располагались через 90° по периметру сопла на расстоянии 2 мм от выходной кромки сопла. Показания усреднялись по четырем зондам, что позволило повысить надежность и точность измерений толщины пленки. Для измерения скорости переднего фронта пленки и скорости волн на её поверхности использовались два зонда, расположенные последовательно, на расстоянии 5 мм друг от друга.

На рис. 1 представлен пример записи толщины пленки.



Рис. 1. Зависимость толщины пленки от времени для первого (а) и второго (b) датчиков.

Хорошо виден момент прихода пленки на первый и второй датчики. Можно отметить корреляцию показаний по амплитуде и форме сигналов и наличие некоторой периодической волновой структуры с характерным временным масштабом ≈ 50 мс (с частотой ≈ 20 Гц). Видно также, что волны имеют крутой фронт, а затем идет пологая часть, на поверхности которой движутся капиллярные волны.

Анализ исследований показал, что в условиях проведенных экспериментов взаимодействие спутного потока с пристенной пленкой сопровождается интенсивным волнообразованием, срывом и уносом капель с поверхности пленки. При этом количество уносимой жидкости обобщается по числу Вебера и может составлять более 50% от её начального расхода.

Содержание

Пленарные лекции и ключевые доклады	3
Байдаков В.Г. Предельный перегрев, показатель преломления и плотность простых жидкостей при отрицательных давлениях	5
Бердников В.С. Свободная и смешанная конвекция в разномасштабных задачах технологий и геофизики Востриков А.А., Федяева О.Н. Концепция развития топливной энергетики на основе использования сверхкритической волы	6
Зейгарник Ю.А., Курганов В.А., Яньков Г.Г. Проблемы расчета теплоотдачи турбулентных потоков	,
сверхкритического давления Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Гуров В.В. Тепло- и массообмен в грибообразной голове мантийного плюма	8
Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Диффузионное горение микроструи водорода Кузнецов В.В. Многомасштабные процессы самоорганизации течений и неравновесный межфазный тепломассоперенос в многофазных системах	10
Мильман О О Экологически чистые системы отвола тепла от энергетических установок	12
Митрофанова О.В. Генерация летерминированной вихревой структуры потока как аналог	12
фазового перехода второго рода. Развитие идей академика И И. Новикова	13
масового перелода второго рода. Газвитие иден академика тить теобнова Мосунова Н.А., Алипченков В.М., Зейгарник Ю.А., Усов Э.В. Опыт разработки и верификации	10
теплогиливанического кола HYDRA-IBRAE/LM/V1	14
Оришич А.М., Шулятьев В.Б., Голышев А.А., Маликов А.Г. Теплофизические проблемы	
лазерной резки металлов	16
Петреня Ю.К., Федорович Е.Д., Готовский М.А., Сергеев В.В., Егоров М.Ю. Современные	
теплофизические проблемы энерго- и электромашиностроения	17
Покусаев Б.Г., Вязьмин А.В., Карлов С.П., Некрасов Д.А., Складнев Д.А. Нестационарный	
тепло- и массоперенос в гелях – средах для иммобилизации микробиообъектов	18
Ребров А.К. Проблемы физической газодинамики при газофазном осаждении алмазных структур	19
Терехов В.И. Проблемы турбулентного тепломассообмена в пристенных течениях.	
История, современное состояние и перспективы	20
Халатов А.А., Панченко Н.А., Северин С.Д. Пленочное охлаждение плоской поверхности	
при подаче охладителя в треугольные и цилиндрические кратеры	21
Велькин В. И., Пахалуев В. М., Щеклеин С. Е., Хоссейн Исмаил Исследование влияния пассивных	
завихрителей различной геометрии на эфективность снижения вибраций	~~
в трубопроводах с двухфазным течением	22
секция 1. туроулентивстстения, тепло- и массообмен в однофазных средах, интенсификация теплообмена	23
Андрющенко В.А., Немировский С.К. Роль коллапсирующих вихревых нитей	
в формировании спектра квантовой турбулентности	25
Андрющенко В.А., Кондаурова Л.П. Энергетические спектры квантовой турбулентности	
в противотоке нормальной и сверхтекучей компонент гелия	25
Ахмедагаев Р.М., Листратов Я.И. Прямое численное моделирование МІ Д-теплообмена	
жидких металлов в горизонтальных трубах при совместном влиянии продольного	26
магнитного поля и термогравитационной конвекции	26
Баисов А.М., Деев В.И. Новый подход к обобщению экспериментальных данных	27
по теплообмену в средах сверхкритического давления в вертикальных каналах	27
Богданов А.Н. Нестационарные режимы обтекания поверхностей летательных аппаратов	
Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Численное исследование интенсивности теплоотвода	20
от источника энергии за счет фазовых превращении	29
Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А., Орлю Р., Ханифи А. Восприимчивость пограничного слоя на скользяшем крыле к локализованным вибрациям поверхности при порождении мод	
поперечного течения и Толлмина-Шлихтинга	
Борыняк К.И., Хребтов М.Ю. Исследование процесса формирования ламинарных областей	
в стратифицированном течении в канале	
Вальгер С.А., Фелорова Н.Н. Численное молелирование течения возлуха	
в окрестности плохообтекаемых тел. имитирующих горолскую застройку	
с учетом тепловых и турбулентных эффектов	32

Всероссийская конференция «ХХХІІІ Сибирский теплофизический семинар», 6-8 июня 2017, Новосибирск

Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В. Влияние режимов свободной	
и смешанной конвекции расплавов на теплообмен и формы фронта кристаллизации в методе Чохральского	33
Вишняков О.И., Будовский А.Д., Поливанов П.А., Сидоренко А.А. Воздействие	
плазменных управляющих устройств на трансзвуковое течение	34
Гешева Е.С., Шторк С.И., Алексеенко С.В. Исследование односпирального вихря в закрученном потоке	35
Гибанов Н.С., Шеремет М.А. Влияние положения локального полуцилиндрического источника	
объемного тепловыделения на режимы термогравитационной конвекции	36
Бендерский Б.Я., Городилов С.А. Исследование процессов гидродинамики и теплообмена	
при закалке винтовых цилиндрических пружин, изготавливаемых методом ВТМО	37
Давлетшин И.А., Паерелий А.А., Газизов И.М. Теплоотдача пульсирующего потока	
в конфузорном канале	38
Дектерев Д.А., Платонов Д.В., Минаков А.В., Масленникова А.В., Абрамов А.В. Изучение влияния	
пульсаций давления в проточном тракте гидротурбины на вибрацию элементов её конструкции	39
Душин Н.С., Михеев Н.И., Давлетшин И.А., Паерелий А.А., Душина О.А. Влияние гидродинамической	
нестационарности потока на интенсификацию теплообмена в канале с квадратными выступами	40
Бошенятов Б.В., Жильцов К.Н. Нелинейное взаимодействие одиночной волны	
с проницаемой преградой конечной толщины	41
Занин Б.Ю. Ламинарно-турбулентный переход и отрыв пограничного слоя на модели крыла	
при низкой и высокой турбулентности потока в аэродинамической трубе	42
Захарова Ю.В., Федорова Н.Н., Федоров А.В. Численное моделирование внутренних взрывов	43
Зверков И.Д., Крюков А.В. Евтушок Г.Ю. Влияние волнистости поверхности крыла	
на его обтекание в колеблющемся режиме в области критических углов атаки	44
Леонтьев А.И., Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Киселев Н.А. Способы повышения	
эффективности теплообмена между газовыми потоками с одинаковыми начальными температурами	
(газодинамическое безмашинное энергоразделение)	45
Леонтьев А.И., Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Киселев Н.А., Хазов Д.Е.	
Энергоразделение воздушного потока в комбинированном канале с проницаемыми стенками	46
Терехов В.И., Смульский Я.И., Шаров К.А., Золотухин А.В. Течение потока газа в плоском канале	
при обтекании сотовых поверхностей	47
Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С. Возникновение турбулентности	
в трёхмерном пограничном слое в присутствии локализованных неоднородностей поверхности	48
Кабардин И.К., Меледин В.Г., Яворский Н.И., Павлов В.А.,	
Правдина М.Х., Куликов Д.В., Полякова В.И. Сравнение эффективности	
вихревых труб Ранка-Хилша с квадратным и круглым поперечными сечениями	49
Камалов Р.Ф. Эффективность интенсификации теплообмена при течении вязких технических сред	
в каналах теплообменных аппаратов	50
Катасонов М.М., Козлов В.В., Павленко А.М. Генерация возмущений	
в пограничном слое плоской пластины локализованными вибрациями поверхности	51
Киселёв Н.А., Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование	
влияния крупномаштабных вихревых структур на коэффициенты сопротивления	
и теплоотдачи на гладкой поверхности	52
Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Сверхзвуковые течения в радиальных соплах	53
Кислицын С.А. Численное моделирование сопряженного теплообмена при получении монокристаллов	
методом горизонтальной направленной кристаллизации в режимах тепловой	
гравитационно-капиллярной конвекции.	54
Кислицын С.А. Численные исследования зависимостей полей температуры в тонких перегородках,	
разделяющих слои жидкости и газа, от интенсивности нестационарной термогравитационной	
и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции	55
Павленко А.М., Катасонов М.М., Козлов В.В. Генерация и развитие возмущений	
в течении за уступом на плоской пластине	56
Козюлин Н.Н., Бобров М.С., Хребтов М.Ю. Численное исследование влияния входной турбулентности	
на теплообмен потока газа с решеткой из тонких пластин	57
Копылов К.А. Об инструментах современных программных пакетов	
для определения коэффициента теплоотдачи	58
Гныря А.И., Коробков С.В., Кошин А.А., Терехов В.И. Аэродинамическая	
и тепловая интерференция турбулентных отрывных потоков при обтекании моделей зданий	59
Кулик В.М., Бойко А.В., Ли И. Влияние толщины однослойных податливых покрытий	
на турбулентное трение	60
Леманов В.В., Хажиев З.З. Теплообмен в лобовой точке импактной круглой струи воздуха	
при низких числах Рейнольдса	61
Артемов В.И., Макаров М.В., Яньков Г.Г., Минко К.Б. Совершенствование	
численных алгоритмов CFD-кода ANES для моделирования турбулентных течений методом LES	62

Макарушкин Д.В., Кирсанов Ю.А., Юдахин А.Е., Кирсанов А.Ю. Аналитическая модель нестационарного конвективного теплообмена теплоносителя с пластиной конечных размеров	
с учетом тепловой релаксации	63
Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н. Трансформация спектров	
флуктуаций показателя преломления в недорасширенной аксиально симметричной струе	
при удалении от сопла	64
Маслов Е.А., Жарова И.К., Козлов Е.А., Фарапонов В.В.,	
Савкина Н.В., Золоторёв Н.Н., Мацкевич В.В. Экспериментальное исследование обтекания	
осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке при наличии локального вдува в пограничный слой	65
и размеров вихревого интенсификатора теплообмена	66
Мирошниченко И.В., Шеремет М.А. Турбулентная естественная конвекция	
и тепловое излучение в замкнутой области со стенками, состоящими из материалов	
с различными теплофизическими характеристиками	67
Михеев Н.И., Саушин И.И. Оценка членов уравнения баланса энергии турбулентности	
в нестационарном потоке на основе SIV-измерений	68
Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А., Феденкова А.А. Количественное	
исследование влияния градиента давления на распределённое порождение 3D волн ТШ	
возмущениями потока и стенки	69
Молочников В.М., Мазо А.Б., Охотников Д.И., Гольцман А.Е. Механизм перехода	
к турбулентности в следе кругового цилиндра в канале	70
Морозов С.О., Лукашевич С.В., Шиплюк А.Н. Экспериментальное исследование влияния пассивного	
пористого покрытия на ламинарно-турбулентный переход гиперзвукового пограничного слоя	
на остром конусе под углами атаки	71
Мухин К.А., Анискин В.М. Экспериментальное исследование характеристик	
дозвуковых микроструй воздуха истекающих из плоских сопел	72
Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Развитие турбулентности	
над нагретыми поверхностями. Прямой и обратный каскады	73
Катасонов М.М., Козлов В.В., Павленко А.М. Экспериментальное исследование возмущений,	
возбуждаемых колебаниями локализованного участка поверхности в пограничном слое крыла	74
Палкин Е.В., Шестаков М.В., Мулляджанов Р.И., Маркович Д.М., Ханъялич К. Обтекание цилиндра	
в узком зазоре: LES и PIV	75
Поливанов П.А. Особенности использования вдува/отсоса газа через пористые поверхности	
для управления пограничным слоем при сверхзвуковых числах Маха	76
Виноградов Ю.А., Леонтьев А.И., Попович С.С., Стронгин М.М. Исследование влияния	
аэродинамического охлаждения стенки на эффект температурной стратификации газа	77
Алексеенко С.В., Дудникова Г.И., Кучеров Н.В., Романов Д.В., Романов К.В., Романов В.А.	
Влияние теплового прогрева на динамику движения корональных транзиентов в солнечной атмосфере	78
Сергеенко К.М., Головизнин В.М., Глотов В.Ю. LES-моделирование турбулентного теплообмена	
при течении свинцового теплоносителя в круглой трубе при различных числах Рейнольдса	79
Бабич А.Ю., Башкатов А.В., Гусаков А.А., Зайнуллина Э.Р.,	
Митяков А.В., Митяков В.Ю., Сапожников С.З., Сероштанов В.В. Градиентная теплометрия	
и PIV-диагностика в задачах интенсификации теплообмена	80
Щелчков А.В., Попов И.А., Скрыпник А.Н. Экспериментальное исследование	
теплогидравлических характеристик труб с внутренним спиральным оребрением	81
Гапонов С.А., Смородский Б.В. О влиянии инжекции инородного газа на устойчивость	
сверхзвукового пограничного слоя	82
Дьяченко А.Ю., Жданов В.Л., Смульский Я.И., Терехов В.И. Течение и теплообмен	
отрывных потоков при наличии возмущений	83
Степанов Р.П., Михайлов С.А. Исследование потока в спутном следе несущего винта	84
Тимофеев И.В., Анискин В.М. Экспериментальное исследование структуры сверхзвуковых струй,	
истекающих из плоских сопел микронного размера	85
Толкачев С.Н., Козлов В.В., Каприлевская В.С. Исследование ламинарно-турбулентного перехода	
за локализованной шероховатостью на передней кромке скользящего крыла	86
Толкачев С.Н., Козлов В.В., Каприлевская В.С. Роль двумерного элемента шероховатости	
в ламинарно-турбулентном переходе вблизи передней кромки скользящего крыла	87
Хазов Д.Е. Численное исследование энергоразделения сжимаемого газового потока	88
Александров С.В., Ваганов А.В., Ноев А.Ю., Стародубцев М.А., Шалаев В.И.	
Механизмы интенсификации теплообмена и ламинарно-турбулентного перехода	
продольными вихрями в высокоскоростном потоке	89
Леманов В.В., Шаров К.А., Шумейко А.А., Горинович Н.В. Исследование динамики течения	
круглой струи воздуха при низких числах Рейнольдса	90

Всероссийская конференция «ХХХІІІ Сибирский теплофизический семинар», 6-8 июня 2017, Новосибирск

Яковенко С.Н. Сценарии развития неустойчивости и турбулентности	0.1
при опрокидывании подветренных волн	91
Ясин Х.Ф., Экаид А.Л., Герехов В.И. Отрыв потока за реором	02
при ламинарной свооодной конвекции в вертикальном канале с изотермическими стенками	92
ицких А.А., Руменских М.С., Ермолаев Ю.І., Косинов А.Д., Семенов Н.В.	02
Возоуждение локализованного волнового пакета в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла	93
Секция 2. Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение	95
Барановский Н.В., Андреева К.Н. Численное моделирование теплового воздействия	
лесного пожара на ствол хвойного дерева	97
Баев В.К., Бажайкин А.Н. Исследование взаимодействия инертной	
и горящей струи с вращающимся проницаемым диском	98
Баев В.К., Бажаикин А.Н., Чусов Д.В., Шумскии В.В. Двухстадииное	00
термохимическое преооразование твердого топлива в установке с паровым эжектором	
Барановский п.б., Кузнецов Г.б., Беликова WI.го. численное моделирование зажигания	
хвоиного дерева на территории томской области с использованием данных сети пеленгации	100
разрядов w w LLN	100
в пограничном спое за преградой	101
Биограни ном слос за преградои. Бодршинов Б.Ф. Фелоров С.Ю. Измерение температуры дчеистого пламени метолом CARS	102
Бурлуков А.П., Бутаков Е.Б., Кузненов А.В. Экспериментальные исспелования горения	
механоактивированного пылеугольного факела в автотермическом режиме	103
Бурдуков А.П., Бутаков Е. Б., Кузнецов А.В., Яганов Е.Н. Исследования воспламенения	
и горения газовых углей подвергнутых электрохимической активации	104
Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация смесей метан/водород – воздух	105
Вершинина К.Ю., Шевырёв С.А., Стрижак П.А. Интенсификация зажигания водоугольных суспензий,	
приготовленных на основе отходов углеобогащения и низкосортных твердых топлив	106
Вихорев В.В., Литвиненко М.В., Козлов. Г.В. Влияние акустических колебаний на круглую струю,	
сформированную в криволинейном канале с горением и без горения	107
Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Условия и характеристики	
зажигания суспензионного топлива источником ограниченного теплосодержания	108
Гольдфельд М.А. Экспериментальное исследование открытой каверны	
как стабилизатор пламени сверхзвуковой камеры сгорания	109
Дермер П.Б. Экспериментальное исследование условий генерации нестационарных огненных вихрей	110
Кузнецов В.В., Димов С.В., Гасенко О.А. Каталитическое горение	111
и паровая конверсия углеводородов в микрореакторе	1 1 1 1
Бутаков Е.Б., Домаров П.В., Уроах А.Э., Фалеев В.А. Газификация углеродсодержащих отходов	110
в плазменнои электропечи	112
донской и.г., шаманский в.а., козлов а.н. Влияние процессов окисления летучих	112
на кинетику выпорания древесной частицы	115
Дуокова л.А., муков А.С., марова п.к. Определение скорости горения боросодержаних топлириих смесей	114
Спределение скорости горения обросодержащих топливных смесси Ермодаев В С Мордковиц В 3 Математическое молецирование реактора синтеза Фишера-Тропциа	1 1 4
с использованием лвухжилкостной молели течения	115
Барановский Н.В., Заковрящин Л.А. Математическая молель	110
лля оценки режимов теплового возлействия лесных пожаров на корневую систему хвойного лерева	116
Замащиков В.В., Золотарский И.А., Соболев В.И. Определение верхнего предела	
распространения пламени для этано- кислородных смесей	117
Золоторёв Н.Н., Маслов Е.А. Горение смесевых композиций	
с биметаллическим горючим при субатмосферных давлениях	118
Фильков А.И., Матвиенко О.В., Касымов Д.П., Данейко О.И., Горбатов Д.А.	
Моделирование зажигания слоя ЛГМ горящими частицами, образованными в очаге пожара	119
Золоторёв Н.Н., Коноваленко А.И., Кузнецов В.Т.	
Лабораторный стенд для испытания гибридных ракетных двигателей твердого топлива	120
Ануфриев И.С., Арсентьев С.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В.	
Горение некондиционных жидких углеводородов с паровой газификацией	121
Коротких А.Г., Архипов В.А., Слюсарский К.В., Сорокин И.В. Исследование зажигания ВЭМ,	
содержащих Al, B, AlB ₂ , TiB ₂	122
Кузнецов В.А., Чернецкий М.Ю., Рыжков А.Ф. Исследование процесса двухстадийной газификации	
пылеугольного топлива с комбинированной противоточно-прямоточной схемой	123

Литвиненко Ю.А.	
Устойчивость дозвуковых струйных течений и диффузионное горение	. 124
Лобода Е.Л., Матвиенко О.В., Агафонцев М.В., Рейно В.В. Исследования	
с применением термографии связи пульсаций температуры в пламени с масштабами турбулентности	. 125
Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Математическое моделирование зажигания	100
монодисперсной взвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси	. 126
Порязов В.А., Крайнов А.Ю. Исследование влияния перегрузок	107
на скорость горения твердого топлива с дооавлением порошка металла	.12/
Порязов В.А., Краинов А.Ю., Краинов Д.А. Математическая модель горения	120
металлизированного твердого топлива при изменении давления	. 128
мошаров Б.Е., гадченко Б.п., Сенюев и.Б. измерение температуры углеводородного пламени	120
оптическими методами	129
коротких А.г., Слюсарский К.В., Сорокин И.В. Исследование зажигания пвердых топлив СО2-лазером Курнанов Г.В. Саломатов В.В. Симолой С.В. Влидние гетерогенности стристуры	. 130
	131
на характеристики воспламенения частицы водоугольного топлива	. 131
Бедарев и.А., Банькова О.С., I ольдфельд IVI.А., Тамарбаков В.М. Фалорова Н.Н. Фалоров А.В. Циспециое исспелование стабилизании горения	
при некусственном воспламенени и воловоло возлинной смеси в сверузвуковом потоке	132
при искусственном воспламенени и водородо-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке	. 132
псинко А.С., Архинов Б.А., Булавко А.М., Жарова П.К., Козлов Е.А. июделирование тушения	133
исных пожаров авиационными водосливными системами Чепиль А А Шмаков А Г. Копобейцицев О П. Татапецию В И	. 155
Папина О П Торопенский К В Чериов Г А 3-D моледирование эффекта Пандау-Маркинтейна	
в метановозлушном пламени	134
тилис А В Моловая устойчивость цилиндрического фронта горения в плоском кольцевом канале	135
Фелопов А В Тропин Л А Пеназьков О Г Лешевич В В Шимиенко С Ю	. 155
Федеров л.д., тропин д.л., непловоков о.г., лещеви г.д., шим тенко сло.	
в присутствии миклочастии угля	136
Гольл фельл М А. Фелорова Н Н. Чиспенное и экспериментальное исспелование	. 150
сверхзвуковой камеры сгорания при числе Маха на вхоле М=4 Часть 1 нереагирующее течение	137
Бенлерский Б Я. Чернова А А. Молецирование процессов теплообмена в проточных трактах РЛТТ	. 157
с зарядом типа «звезда»	138
Чумаков Ю.А., Князева А.Г. Молепирование повеления порошковой композиции	
с плавящимся компонентом в условиях синтеза пол нагрузкой	.139
Шалрин Е.Ю., Ануфриев И.С., Папулов А.П., Шарыпов О.В.	
Исследование структуры потока в модели четырехвихревой топки	.140
Шараборин Л.К., Лулин В.М., Маркович Л.М. Экспериментальное исследование структуры	
турбулентного пламени пропановоздушной смеси в закрученном потоке	. 141
Шарыпов О.В., Красинский Д.В., Копьев Е.П., Шадрин Е.Ю. О форме самоподдерживающегося	
фронта испарения в метастабильной жилкости.	. 142
Секция 3. Теплофизические свойства веществ.	
Секция посвящена 100-летию со дня рождения академика РАН И.И. Новикова	. 143
Аблуллаев Р.Н., Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Агажанов А.Ш.	
Температурная зависимость плотности жидкого магния	. 145
Агажанов А.Ш., Абдуллаев Р.Н., Самошкин Д.А., Станкус С.В.	
Экспериментальное исследование коэффициента теплопроводности жидкого рубидия	. 146
Князева А.Г., Алигожина К.А. Моделирование процесса соединения углерод-углеродных композитов	
с помошью синтеза горением	.147
Ахмадуллина А.Г., Хуснутдинова Р.Р., Ямалетдинова А.А., Габдуллин А.Р.,	
Гоц С.С., Ямалетдинова К.Ш. Исследование температурных и частотных зависимостей	
электрофизических характеристик углеводородных жидкостей	. 148
Барбин Н.М., Кобелев А.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г. Теплофизические характеристики	
системы радиоактивный графит-водяной пар	. 149
Байдаков В.Г., Гришина К.А., Хотиенкова М.Н., Каверин А.М. Поверхностное натяжение	-
растворов метан – водород и этан – водород	. 150
Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З. Исследование дифференциальной электропроводности вольфрама	
в переходной области вблизи температуры Дебая	. 151
Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С. Простое фундаментальное уравнение состояния жидкости,	
газа и флюида для ксенона	. 152
Князева А.Г., Травицкий Н. Моделирование экзотермического синтеза композита	
с оксидными включениями	. 153

Козловский Ю.М., Савченко И.В.	
Тепловое расширение некоторых самарий-кобальтовых магнитожестких соединений	. 154
Кот В.А. Классическая задача Стефана: полиномиальное решение	. 155
Кот В.А. Задача Стефана для шара: условие Дирихле	. 156
Лепешкин А.Р. Новый метод исследования температуропроводности металлических материалов	
в поле центробежных ускорений	.157
Лепешкин А.Р. Ультразвуковой эффект температуропроводности в металлах	.158
Медведев Р.Н., Чуркин Д.С. Индукционный разряд в водяных парах	
лля атомно-эмиссионной спектрометрии	.159
Берлников В.С., Митин К.А. Влияние ралиационно-конвективной теплоотлачи на поля температуры	
в кристаллах в метоле БЗП	160
Monozop A R Tuttur A R Cayunganeep A P	. 100
Порозов А.Б., Питык А.Б., Салинарссв А.Г. Исследование теплофизических свойств водин и раствовов бовной кислоти, при 208-262 V	161
Праминисар М.И. Минамар А.Р. Гузай П.Р. Исследовов обрной кислоты при 276-305 К	. 101
пряжников міли, минаков А.Б., Гузей Д.Б. исследование теплопроводности	162
ферромагнитных наножидкостей в магнитном поле от времени	. 102
Пятницкая н.ю., Газуванов н.і., Свиридов Е.В. Экспериментальное исследование течения жидкого	1.00
металла в вертикальном прямоугольном канале в компланарном магнитном поле	. 163
Савватимский А.И. Неравновесные точечные дефекты при импульсном нагреве веществ	. 164
Савватимский А.И., Онуфриев С.В., Мубояджян С.А.	
Теплофизические свойства карбидов и нитридов в области плавления и в жидком состоянии	. 165
Самошкин Д.А., Агажанов А.Ш., Савченко И.В. Экспериментальное исследование коэффициента	
температуропроводности магнитотвердых материалов на основе соединений Nd-Fe-B и Sm-Co	. 166
Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Опасные режимы теплообмена жидких металлов	
и расплавов солей в термоялерном реакторе – ТОКАМАКе	. 167
Хуснутлинова Р.Р., Ахмалуллина А.Г., Нурутлинов А.А., Емельянов Л.В.,	
Гон С.С., Ямалетлинова К.Ш. Исспедование зависимости электрофизических	
свойств трансформаторного маста от настоты переменного тока	168
Поридини и С Босидаров M A. Наумов В.Н. Термотичалищеские функции	. 100
тернянкий н.е., всенятов м.а., наумов в.н. термодинамические функции	160
Прис-динивалоилистаната кооальта от 500 К до температуры плавления	. 109
паумов Б.п., веспятов М.А., чернянкин И.С. Асимптотически точное уравнение	170
для описания теплоемкости твердых тел в широком интервале температур	.1/0
Шаихутдинова М.Ш., Гоц С.С., Ямалетдинова К.Ш. Низкочастотные электрофизические методы	
исследования теплофизических свойств асфальтосмолопарафиновых отложений	.171
Секция 4. Волновая механика газожидкостных систем,	
многофазные течения и тепломассообмен в многофазных средах	.173
Ахметов А.Т., Рахимов А.А., Валиев А.А., Саметов С.П.	
Проявление анизотропии крови при физическом моделировании сосудов со стенозом	. 175
Барткус Г.В., Кузнецов В.В. Экспериментальное изучение локальных характеристик	
газожидкостного течения в микроканале с прямоугольным сечением	.176
Беларев И.А., Фелоров А.В. Молелирование взаимодействия ударных	
	177
Мусакаев Н Г. Бололин С. Л. Численное исследование лиссоциации газового гилрата	, ,
в пласте на газ и пел при отборе газа	178
Мусакаар Н Г. Баралин С. Л. К рапросу интернологии крирых фазорого рарнореена гипратор	. 170
Мусакаев п. п. вородин С. л. К вопросу интерполяции кривых фазового равновесия гидратов	170
петана и углекислого газа	.1/9
ьошенятов ь.в. Присоединенная масса дисперсных частиц	100
в двухфазных средах повышенной концентрации	. 180
Вожаков И.С., Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А.	
Взаимодействие с преградой истекающего водяного теплоносителя со сверхкритическими параметрами	. 181
Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д. Распределение газовой фазы в пузырьковом потоке	
в вертикальной сборке стержней 3x3 при вводе газа из одиночного источника	. 182
Вязов Ю.Н., Вотинов П.Р., Ярыгин И.В. Истечение пристенной пленки смеси «вода-этанол»	
из цилиндрического канала в вакуум	. 183
Гаврилов А.А., Шебелев А.В. Модель смеси для течений высококонцентрированных суспензий	. 184
Евсеев А.Р. Особенности снижения турбулентного трения жилкости на стенке канала путем	
микропузырькового газонасышения	185
Жигарев В.А., Минаков А.В., Неверов А. П. Расчетно-экспериментальное исследование	100
яния примесей шпама на перепал лавления в стволе скважины	186
Кабор О А Зайнар Л В Туананию F М Орлик F В Линамика и таппообман в тонкой плание акилиости	. 100
лаоор оны, запцер дър, тказенко выть, орлик вър. дипамика и теплотон в тонкой пленке жидкости, призиднейся под дейстрием потока газа в мили коноле.	197
доплущенел под денетонем потока газа в мини-канале	. 10/

Кочкин Д.Ю., Зайцев Д.В., Кабов О.А. Экспериментальное исследование термокапиллярного разрыва	
неизотермической горизонтальной пленки жидкости	188
Крета А.С., Люлин Ю.В. Термографические исследования свободно испаряющегося слоя жидкости	
под действием потока инертного газа	189
Кузнецов В.В., Козулин И.А., Барткус Г.В., Шамирзаев А.С., Сафонов С.А.	
Двухфазные микрожидкостные системы: теплофизические основы и инженерные концепции	190
Мильман О.О., Крылов В.С., Птахин А.В., Кондратьев А.В. Исследование конденсации	
парогазовой смеси с массовым содержанием неконденсирующихся газов до 20%	191
Литвинов И.В., Гореликов Е.Ю., Шторк С.И. Режимы с периодическими пульсациями давления	
в модели отсасывающей трубы Френсиса	192
Лобанов П.Д., Курдюмов А.С., Светоносов А.И. Теплообмен пузырькового потока	
с внешней стенкой кольцевого канала	193
Мелешкин А.В., Елистратов Д.С., Чернов А.А., Пильник А.А. Экспериментальное исследование	
получения газогидрата фреона 134а методом циклического процесса кипения-конденсации	
газа-гидратообразователя в объеме воды	194
Платонов Д.В., Минаков А.В., Масленникова А.В., Дектерев Д.А. Экспериментальное исследование	
снижения пульсаций давления при помощи впуска воздуха в проточный тракт гидротурбины	195
Гогонин И.И., Катаев А.И., Миронова И.Б., Сосунов В.И. Режимы захлебывания	
в листилляционной колонне с насалками сотового типа	196
Наумкин В.С. Разделение гелий-метановой смеси в плоском мембранном модуле	
при неизотермических условиях	
Огоролников И.А. Боролулин В.Ю. Формирование резонансных солитонов	198
Перепечко Л.Н., Роменский Е.И., Решетова Г.В., Киреев С.Е., Перепечко Ю.В.	
Молелирование многофазных течений в леформируемых пористых средах	199
Петров Л.В., Корценштейн Н.М. Математическое молецирование объемной конденсации	177
пересышенных паров метаплов при истечении через сопто	200
Анисимов М П. Петрова-Богланова О.О. Схематичная топология поверхностей скорости нуклеании	200
нал п–Т лиаграммой фосфора	201
над р-1 диаграммон фосфора Высокоморная О.В. Кузненов Г.В. Пискунов М.В. Стрижак П.А. Интенсификация теппообмена	201
р системе «цеопнолопиза капая суспецзии – высокотемпературиая газорая среда».	202
приходько В Г Ярыгин В Н Ярыгин И В Исследование структуры газовая средая	202
r_{1}	203
Проходов F C молелирование перехода летонации нерез область переменирания реагирующего	205
прохоров Е.С. моделирование перехода детонации через область перемешивания реагирующего	204
и инсраното газов	204
по плина накланиата плоского канала	205
Стапинский С В Шухов Ю Г Булгаков A В Исследование дазерной молификации металдов	205
	206
в воде и воздухе	200
Сухинин С.В. Пузырьковые среды как фононные кристаллы,	207
трансмиссия волн через границы между пузырьковыми и томогенными средами Тампор Э.А. Уон П.Р.	207
Таиров J.А., Лан П.D. Политрониев молони критиноского примероного потоко израз отой сфериноским изстии	200
политропная модель критического двухфазного потока через слои сферических частиц	208
тесленко в.с., дрожжин А.п., медведев г.п. влияние образования кавитационных вихревых колец	200
на параметры импульсов водометного движителя	209
тимкин л.с., торелик г.с. возмущение напряжения трения на стенке трубы тейлоровским	210
и маленьким почти сферическим пузырями в ламинарном восходящем течении в трубе	210
1 каченко Е.М., Заицев Д.В. Влияние сухих пятен на теплооомен в локально-нагреваемои	211
пленке жидкости, движущеися под деиствием потока газа в канале	
Федорец А.А., Марчук И.В., Медведев Д.Н., Кабов О.А.	212
Динамика коллапса капельного кластера	212
Саверченко В.И., Фисенко С.П., Ходыко Ю.А. Испарительное охлаждение подложки спреем	
из микронных капель	213
Копысов С.П., Тонков Л.Е., Чернова А.А. Образование и развитие поверхностных волн	
на межфазной границе колеолющейся капли вязкой жидкости	214
Чернышев А.С., Шмидт А.А. Динамика полидисперсной пузырьковой колонны	215
Чернявский А.Н., Павленко А.Н. Численное моделирование теплообмена	
в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении	216
Аксенова А.Е., Леонов А.А., Макаревич А.А., Чуданов В.В. Прямое численное моделирование	<u> </u>
двухфазных газодинамических течений для воды и для жидкого натрия с учётом процессов массообмена	217
Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Шадрин Е.Ю. Изучение характеристик распыла	<i>.</i> .
жидких углеводородов паровой струей	218

Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи	
при кипении хладонов 141-b и 1234-уf в условиях вынужденной конвекции в микроканалах	.219
Шмакова Н.Д., Ерманюк Е.В., Флёр Я.Б., Вуазан Б.	
Нелинейные эффекты фокусировки внутренних волн	. 220
Секция 5. Теплофизические проблемы энергетики,	
энергоэффективность, энергосбережение и альтернативные источники энергии	. 221
Анфимов А.М., Горбунов В.С., Кузнецов Д.В., Осипов С.Л., Мосунова Н.А.,	
Усов Э.В., Чалый Р.В. Основные результаты применения системных теплогидравлических кодов	
нового поколения при обосновании безопасности реактора БН-1200	. 223
Гаспаров Д.Л., Пантюшин С.И., Аулова О.В., Литышев А.В., Букин Н.В., Быков М.А.	
Анализ поведения активной зоны при тяжёлых авариях с использованием РК СОКРАТ/В1	. 224
Бибиков Д.Р., Штым К.А. Опыт эксплуатации газотурбинных установок Kawasaki на о. Русском	. 225
Дектерев А.А., Чернецкая Н.С., Чернецкий М.Ю. Математическое моделирование аэродинамики,	
теплообмена и горения в топочных камерах с нетрадиционными схемами организации топочного процесса	. 226
Дмитриев С.М., Легчанов М.А., Хробостов А.Е., Большухин М.А., Будников А.В., Патрушев Д.Н.,	
Баринов А.А., Главный В.Г. Исследование процессов турбулентного смешения потоков теплоносителя	~~~
в корпусе ядерного реактора при помощи метода пространственной кондуктометрии	. 227
Саломатов Вл.В., Карелин В.А.	220
Математическое моделирование СВЧ-обработки угольного топлива	. 228
Красинский Д.В. Численное моделирование аэродинамики и процессов факельного	220
сжигания бурого угля в вихревой топке при варьировании расхода воздуха	. 229
Кузнецов Г.В., Куриленко Н.И., Максимов В.И., Нагорнова Т.А. Сопряженный теплоперенос	220
в помещении, обогреваемом газовым инфракрасным излучателем	. 230
Мальцев Л.И., Бурдуков А.П., Белогурова Т.П. Методы высокоэнергетического воздеиствия	001
на физико-технические характеристики угольных топлив	. 231
Серов А.Ф., Назаров А.Д., Мамонов В.Н., Герехов В.И. Экспериментальное исследование	
энергетических спектров момента сопротивления вращению в мультицилиндровои круговои	222
системе Куэтта с независимо вращающимися цилиндрами	. 232
KH93CBA A.I., MIACJOB A.JI.	222
численное исследование процесса термического разложения сланцев	. 233
Азиханов С.С., пепомнящих с.к., тырышкин п.е., богомолов А.Г. Блияние оксида кальция	224
на скорость конверсии каменных углей при паровой газификации	. 234
пиколасва А.D., Гаспаров Д.Л., пантюшин С.н., литышев А.D., Букин п.D., Быков М.А. Аналиа имаетритали насти при молалирорании тажалих арарий с применением DV СОКРАТ/В1	225
Анализ чувствительности при моделировании тяжелых аварии с применением т к СОКГАТ/D1	, 233
повихов А.О., 1 сили л.1. Экспериментальное исследование полеи температуры в молени топлириой сборки реактора БРЕСТ	236
в модели топливной соорки реактора DI LC 1	230
Сицегрибара А.И. Петкерии И.Г. Разрабатка распределенной цейтронно-физической	. 231
и теплогилравлической молели ТВС в ПК КОРСАР/ГП	238
Платонов Л В Минаков A В Лектерев Л A Расчётно-экспериментальное исследование средств	250
стабилизации потока при Холостом пропуске через турбину высоконапорной ГЭС	239
Бычков А. П. Полгорбунских Е.М. Скрипкина Т.С. Бурлуков А.П. Ломовский О.И.	. 237
Механохимическая молификация состава и структуры растительного сырья	
лия управления процессом сжигания альтернативного топлива	240
Половников В.Ю. Численный анализ тепловых потерь полземных канальных теплопроволов	210
эксплуатируемых без тепловой изолянии	241
Батенин В.М., Беляев И.А., Бирюков Л.А., Никитина И.С., Манчха С.П.,	
Пятницкая Н.Ю., Разуванов Н.Г., Свирилов Е.В., Свирилов В.Г.	
Развитие исспелований теплообмена перспективных теплоносителей ялерной энергетики	242
Загрутлинов Р.Ш., Негуторов В.Н., Малыхин Л.Г., Никишанин М.С., Сеначин П.К.	
Разработка конструкции и молелирование процессов в паровозлушном	
трехзонном газогенераторе плотного слоя обрашенного процесса	.243
Скрипкин С.Г., Цой М.А., Куйбин П.А., Шторк С.И. Исследование режимов течения	
в модели проточной части гидротурбины	. 244
Бороздин А.В., Варава А.Н., Дедов А.В., Захаденков А.В., Комов А.Т., Сморчкова Ю.В.	
Исследование гидродинамики и теплообмена в цилиндрической шаровой засыпке	
и модели тепловыделяющей сборки с микроТВЭЛами	.245
Темникова Е.Ю., Богомолов А.Р., Лапин А.А. Недожог углерода и содержание железа	
в золошлаковых материалах ТЭС	.246

Токарев М.М., Аристов Ю.И. Новый адсорбционный цикл «тепло из холода»:	
испытание прототипа термотрансформатора	247
Аунг Ту Ра Тун, Очков В.Ф. Новые IT при работе с теплофизическими свойствами рабочих тел	
бинарных энергоустановок	248
Усов Э.В., Кутлиметов А.Э., Чухно В.И., Лобанов П.Д., Прибатурин Н.А. Основные подходы	
для моделирования явлений, наблюдаемых при течах в парогенераторе реактора	
с жидкометаллическим охлаждением	250
Рыжов Н.И., Усов Э.В., Чалый Р.В.	
Верификация кода Сократ-БН/В2 для задач расчета аварий с плавлением активной зоны РУ БН	251
Щеклеин С.Е.	
Пародинамические системы охлаждения для АЭС	252
Каганович Б.М., Зароднюк М.С., Якшин С.В.	
Термодинамический анализ экологических проблем энергетики	253
Секция 6. Процессы переноса в микро- и наносистемах	255
Анискин В.М., Рудяк В.Я.	
Измерение коэффициента теплоотдачи в цилиндрическом микроканале	257
Гузей Д.В., Минаков А.В., Пряжников М.И.	
Исследование вынужденной конвекции магнитных наножидкостей	258
Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б.	
Синтез алмазных структур из струи смеси H ₂ +CH ₄ в спутном осесимметричном потоке водорода	259
Ананьева М.В., Звеков А.А., Галкина Е.В., Каленский А.В. Кинетические закономерности	
нагревания наночастиц алюминия с учетом температурной зависимости их оптических свойств	260
Кот В.А. Плавление и затвердевание сферической наночастицы с учетом уравнения Гиббса-Томсона	261
Кубрак К.В., Ребров А.К., Андреев М.Н., Бъядовский Т.Т.	
Получение алмазных покрытий из высокоскоростного потока	
Лобасов А.С., Минаков А.В. Изучение влияния различных параметров	
на эффективностьсмешения в Т-образном микромиксере	
Морозов А.А., Анлреев М.Н., Бьяловский Т.Т., Кубрак К.В.,	
Плотников М.Ю. Ребров А.К. Юлин И.Б. Тепловая молель реактора	
при газоструйном осажлении алмазополобных пленок	264
Орлик Е.В. Исаченко Е.А. Кабов О.А. Экспериментальное исследование испарения	
и линамики капли волы на нагреваемой тверлой поверхности в миниканале	265
Роньшин Ф.В. Чеверла В.В. Чиннов Е.А. Кабов О.А. Экспериментальное исследование	
прухфазного течения в прамоугольных микроканалах высотой 50 мкм	266
Рудяк В Я Анискин В М Минаков А В Гидравлическое сопротивление и даминарно-турбулентный	
переход при течении наножилкости в цилиндрических мини- и микроканадах	267
Сафонов А И Сулдева В С Старинский С В Тимошенко Н И Получение композитных покрытий	
из напонастии металла во фторполимерной матрине с плазмонными свойствами	268
Сахадар С З Нарадащиц С А	
Саханов С.Э., повонашин С.А.	260
Пылсвая плазма сферически стратифицированного разряда	209
Светличная О.Б., чеверда Б.Б. исследование влияния температуры подложки	270
на карту режимов рученкового течения воды в миниканале под деиствием потока газа	
	271
Испарение капель жидкости нанолитрового объема на нагреваемой поверхности	
Федосеев А.В., Смовж Д.В., Заиковскии А.В. численное моделирование параметров плазмы	272
дугового разряда для синтеза наночастиц	
Плотников М.Ю., Реоров А.К., Юдин И.Б. Моделирование течения активированной смеси H ₂ +CH ₄	0.70
в условиях осаждения алмазных наноструктур	
Секция 7. Тепломассообмен при фазовых преврашениях и низкотемпературная теплофизика	275
Бараховская Э.В., Марчук И.В. Определение поверхностного натяжения жидкостей	
с использованием данных об эволюции термокапиллярных деформаций	
в локально нагреваемом слое жидкости	277
Бердников В.С., Гришков В.А., Марков В.А. Экспериментальное исследование процесса	
образования льда на горизонтальной поверхности	278
Борисов А.А., Назаров А.Д., Серов А.Ф., Мамонов В.Н.	
Испарение подвешенных капель наножидкости	279
Низовцев М.И., Бородулин В.Ю., Стерлягов А.Н., Летушко В.Н.	
Модель испарения свободных капель	280

Бочкарева Е.М., Терехов В.В., Борисов А.А., Миськив Н.Б.	
Экспериментальное и численное изучение процесса испарения неилеальных растворов	.281
Вололин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н., Зубков Н.Н., Битюшкая Ю.Л.	01
Кипение стекающей пленки жилкости на вертикальном цилиндре с микроструктурой	282
Гатанова F Я Корбанова F Г Кабов О А Измерение профиля температуры вблизи	. 202
натапова Е.л., Короапова Е.г., Каоов О.А. измерсние профиля температуры волизи	283
межщазной Границы при испарении различных жидкостей	. 205
Терехов Б.И., Гороачев М.Б., Кхафаджи Л.К.А.	201
тепломассооомен при косвенно-испарительном охладении воздуха	. 284
Волков Р.С., Жданова А.О., Кузнецов І.В., Стрижак П.А.	205
Движение капель воды в слое термически разлагающегося лесного горючего материала	. 285
Жуков В.Е., Моисеев М.И. Динамика распространения самоподдерживающегося фронта испарения	
в смеси фреонов в условиях свободной конвекции	. 286
Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Ажаев В.С., Кабов О.А. Левитация и самоорганизация	
микрокапель жидкости над сухой нагреваемой поверхностью, и их взаимодействие	
с паровоздушным потоком вблизи контактной линии	. 287
Карпов П.Н., Миськив Н.Б., Назаров А.Д., Серов А.Ф. Особенности поведения пленки жидкости,	
образовавшейся из импульсного импактного газокапельного потока	.288
Левин А.А., Хан П.В.	
Отрывной диаметр пузырьков в условиях нестационарного тепловыделения	.289
Мильман О.О., Ленев С.Н., Голов П.В., Шифрин Б.А., Картуесова А.Ю. Аэродинамические численные	
расчеты разноуровневой компоновки секций возлушно-конленсационных установок и сухих гралирен	
	290
Козулин И А Кузненов В В Экспериментальное исследование взрывного кипения жилкостей	. 270
на микропаравателе	201
па микропанревателе	. 291
кондаурова л.п. численное исследование влияния квантовой туроулентности	202
на теплоперенос в сверхтекучем гелии	. 292
мильман О.О., Кондратьев А.В. исследование процесса конденсации пара в охлаждаемои трубе	202
с различными схемами движения теплоносителеи.	. 293
Коробейников А.В., Шевырев С.А., Богомолов А.Р.	•••
Низкотемпературная очистка синтез-газа	. 294
Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Li X., Liu M., Sui H., Li H.	
Влияние высоты структурированной насадки на эффективность разделения смеси фреонов	
в крупномасштабной модели ректификационной колонны	. 295
Павленко А.Н., Кузнецов Д.В., Цой А.Н. Влияние трехмерных капиллярно-пористых покрытий	
на динамику повторного смачивания и теплообмен при пленочном охлаждении жидкостью	. 296
Суртаев А.С., Кузнецов Д.В., Сердюков В.С., Павленко А.Н., Калита В.И., Комлев Д.И.	
Влияние капиллярно-пористых покрытий на теплообмен при кипении жидкостей	. 297
Лежнин С.И., Вожаков И.С., Алексеев М.В., Прибатурин Н.А. Моделирование истечения жидкости	
с начальными сверхкритическими параметрами с использованием релаксационной модели конденсации	. 298
Бочкарева Е.М., Игуменов И.К., Лукашов В.В.	
Экспериментальные исследования особенностей сублимации металлоорганических соединений	. 299
Игуменов И.К., Макаров М.С., Макарова С.Н. Тепломассообмен при сублимации одиночных частиц	
бета-ликетонатов хрома(III) и циркония(IV) в смесь инертных газов	300
Монсеев М И Жуков В F. Исспелование линамики и структуры самополлерживающегося	. 500
фронте непорения в отиповом спирте в зависимости от непограва и довления	201
чронта испарения в этиловом спирте в зависимости от недотрева и давления	. 501
паумов Б.п., мусихин А.Е. Плотность фононных состоянии и энергия нулевых колеоании	202
на основе данных низкотемпературной калориметрии	. 302
мусихин А.Е., Наумов В.Н. Вычисление термодинамических функции твердых тел	202
при высоких температурах из низкотемпературной теплоемкости	. 303
Пономаренко Т.Г., Чеверда В.В. Экспериментальное исследование теплообмена	
в стекающем по вертикальной нагреваемой фольге ручейке жидкости FC-72	. 304
Иванов Д.А., Козначеев И.А., Лях М.Ю., Малиновский А.И., Рабинович О.С., Kim J., Kim J.W.	
Плоский испарительно-конденсационный теплорассеиватель – модель и оптимизация	. 305
Соломин И.Н., Даминов А.З., Садыков Р.А.	
Разработка турбины для ОЦР-установки	. 306
Спесивцев С.Е., Люлин Ю.В. Исследование динамики разрыва горизонтальных слоев жидкости	
при нагреве от точечного источника тепла	. 307
Бородулин М.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н., Шлюпиков М.Ю.	
Экспериментальное исследование испарения капель волы на поверхностях материалов	
с различной теплопроводностью	.308
1 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	

Всероссийская конференция «ХХХІІІ Сибирский теплофизический семинар», 6-8 июня 2017, Новосибирск

Шатский Е.Н., Семионов В.В., Чиннов Е.А.	
Термокапиллярный разрыв в стекающей пленке жидкости	309
Шиляев М.И., Хромова Е.М., Богомолов А.Р.	
Моделирование процесса тепломассообмена в насадочных колоннах и трубчатых абсорберах	310
Шонина А.М., Гатапова Е.Я. Поведение контактной линии при испарении капли жидкости	
на поверхностях с различным краевым углом смачивания	311
Секция 8. Тепломассообмен в пристенных и закрученных потоках с горением.	
Секция посвящена 80-летию со дня рождения академика РАН Э.П. Волчкова	313
Абдрахманов Р.Х., Дворников Н.А., Лукашов В.В. Применение вращающихся	
псевдоожиженных слоёв частиц для организации тепло и массообменных процессов	315
Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Тепло- и массообмен в грибообразной голове плюма	
в условиях кристаллизационной дифференциации	316
Кравцов З.Д., Дулин В.М., Шараборин Д.К., Маркович Д.М. Турбулентный перенос	
на начальном участке закрученной струи с распадом вихревого ядра. Исследование методами PIV/PLIF	317
Лобасов А.С., Чикишев Л.М., Дулин В.М., Маркович Д.М. Исследование влияния вихревых структур	
в закрученной струе на горение пламени смеси метана и воздуха	318
Лукашов В.В., Терехов В.В. Особенности стабилизации пламени в пристенных потоках	319
Макаров М.С., Макарова С.Н. Численное моделирование энергоразделения	
в каскадных трубах Леонтьева с центральным телом	320
Михайленко К.И. Эффект обратной температурной сепарации потока газа в канале вихревой трубы	321
Волчков Э.П., Лебедев В.П., Низовцев М.И., Терехов В.И. Исследования пристенных струй	
во встречных воздушных потоках	322
Пахомов М.А. Численное моделирование тепловой эффективности	
при вдуве газокапельной струи через круглые отверстия в поперечной траншее	323
Митрофанова О.В., Поздеева И.Г.	
Исследование теплового эффекта в закрученном акустическом течении	324
Сахнов А.Ю. Влияние отрицательного градиента давления и проницаемой стенки	
на режим течения в пограничном слое	325
Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В., Герасимов Ю.И.,	
Крылов А.Н., Пятакова Ю.С., Скороваров А.Ю. Моделирование пленочного охлаждения	
жидкостных ракетных двигателей малой тяги	326

Авторский указатель

Kim J. 305 Kim J.W. 305 Li H. 295 Li X. 295 Liu M. 295 Sui H. 295 Абдрахманов Р.Х. 315 Абдуллаев Р.Н. 145, 146 Абрамов А.В. 39 Агажанов А.Ш. 145, 146, 166 Агафонцев М.В. 125 Ажаев В.С. 287 Азиханов С.С. 234 Аксенова А.Е. 217 Александров С.В. 89 Алексеев М.В. 181, 298 Алексеев С.Г. 149 Алексеенко С.В. 35, 78 Алигожина К.А. 147 Алипченков В.М. 14 Ананьева М.В. 260 Андреев М.Н. 262, 264 Андреева К.Н. 97 Андрющенко В.А. 25 Анисимов М.П. 201 Анискин В.М. 72, 85, 257, 267 Ануфриев И.С. 121, 140, 218 Анфимов А.М. 223 Аристов Ю.И. 247 Арсентьев С.С. 121 Артемов В.И. 62 Архипов В.А. 122, 133 Аулова О.В. 224 Аунг Ту Ра Тун 248 Ахмадуллина А.Г. 148, 168 Ахмедагаев Р.М. 26 Ахметов А.Т. 175 Бабич А.Ю. 80 Баев В.К. 98, 99 Бажайкин А.Н. 98, 99 Байдаков В.Г. 5, 150 Баисов А.М. 27 Барановский Н.В. 97, 100, 116 Бараховская Э.В. 277 Барбин Н.М. 149 Баринов А.А. 227 Барткус Г.В. 176, 190 Батенин В.М. 242 Бахтизин Р.З. 151 Башкатов А.В. 80 Бедарев И.А. 132, 177 Беликова М.Ю. 100 Белогурова Т.П. 231 Беляев И.А. 242 Бендерский Б.Я. 37, 138 Бердников В.С. 6, 33, 160, 278 Беспятов М.А. 169, 170 Бибиков Д.Р. 225 Бирюков Д.А. 242 Битюцкая Ю.Л. 282

Бобров М.С. 57 Богданов А.Н. 28 Богомолов А.Р. 234, 246, 294, 310 Бойко А.В. 60 Большухин М.А. 227 Бондарева Н.С. 29 Борисов А.А. 279, 281 Бородин С.Л. 178, 179 Бородулин В.И. 30, 48, 69 Бородулин В.Ю. 198, 280 Бородулин М.Ю. 308 Бороздин А.В. 245 Борыняк К.И. 31 Бочкарева Е.М. 281, 299 Бошенятов Б.В. 41, 180 Бояршинов Б.Ф. 101, 102 Будников А.В. 227 Будовский А.Д. 34 Букин Н.В. 224, 235 Булавко А.М. 133 Булгаков А.В. 206 Бурдуков А.П. 103, 104, 231, 240 Бутаков Е. Б. 104, 103, 112 Бъядовский Т.Т. 262 Быков М.А. 224, 235 Быковский Ф.А. 105 Бычков А.Л. 240 Бьядовский Т.Т. 264 Ваганов А.В. 89 Валиев А.А. 175 Вальгер С.А. 32 Ванькова О.С. 132 Варава А.Н. 245 Ведерников Е.Ф. 105 Велькин В. И. 22 Вершинина К.Ю. 106 Вигриянов М.С. 121 Виноградов Ю.А. 45, 46, 52, 77 Винокуров В.А. 33 Винокуров В.В. 33 Вихорев В.В. 107 Вишняков О.И. 34 Вожаков И.С. 181, 298 Волков Р.С. 285 Володин О.А. 282 Волчков Э.П. 322 Воробьев М.А. 182 Востриков А.А. 7 Вотинов П.Р. 183 Вуазан Б. 220 Высокоморная О.В. 202 Вязов Ю.Н. 183 Вязьмин А.В. 18 Габдуллин А.Р. 148 Гаврилов А.А. 184 Газизов И.М. 38 Галкина Е.В. 260 Гапонов С.А. 82 Гасенко О.А. 111 Гаспаров Д.Л. 224, 235

Гатапова Е.Я. 283, 311 Генин Л.Г. 167, 236 Герасимов Ю.И. 326 Гешева Е.С. 35 Гибанов Н.С. 36 Главный В.Г. 227 Глотов В.Ю. 79 Глушков Д.О. 108 Гныря А.И. 59 Гогонин И.И. 196 Голов П.В. 290 Головизнин В.М. 79 Голышев А.А. 16 Гольдфельд М.А. 109, 132, 137 Гольцман А.Е. 70 Горбатов Д.А. 119 Горбачев М.В. 284 Горбунов В.С. 223 Горелик Р.С. 210 Гореликов Е.Ю. 192 Гореликова А.Е. 205 Горинович Н.В. 90 Городилов С.А. 37 Готовский М.А. 17 Гоц С.С. 148, 151, 168, 171 Грек Г.Р. 10 Гришина К.А. 150 Гришков В.А. 278 Гузей Д.В. 162, 258 Гуров В.В. 9 Гусаков А.А. 80 Давлетшин И.А. 38, 40 Даминов А.З. 306 Данейко О.И. 119 Дворников Н.А. 315 Дедов А.В. 245 Деев В.И. 27 Дектерев А.А. 226 Дектерев Д.А. 39, 195, 239 Дермер П.Б. 110 Димов С.В. 111 Дмитриев С.М. 227 Домаров П.В. 112 Донской И.Г. 113 Дрожжин А.П. 209 Дубкова Я.А. 114 Дудникова Г.И. 78 Дулин В.М. 317, 141, 318 Дутова О.С. 152 Душин Н.С. 40 Душина О.А. 40 Дьяченко А.Ю. 83 Евсеев А.Р 185 Евтушок Г.Ю. 44 Егоров М.Ю. 17 Елистратов Д.С. 194 Емельянов А.А. 259 Емельянов Д.В. 168 Ерманюк Е.В. 220 Ермолаев В.С. 115

Ермолаев Ю.Г. 93 Жарова И.К. 65, 114, 133 Ждан С.А. 105 Жданов В.Л. 83 Жданова А.О. 285 Жигарев В.А. 186 Жильцов К.Н. 41 Жуков А.С. 114 Жуков В.Е. 286, 295, 301 Загрутдинов Р.Ш. 243 Зайковский А.В. 272 Зайковский В.Н. 53 Зайнуллина Э.Р. 80 Зайцев Д.В. 187, 188, 211, 271, 287 Заковряшин Д.А. 116 Замащиков В.В. 117 Занин Б.Ю. 42 Зароднюк М.С. 253 Захаренков А.В. 245 Захаров Ю.А. 151 Захарова Ю.В. 43 Звеков А.А. 260 Зверков И.Д. 44 Здитовец А.Г. 45, 46, 52 Зейгарник Ю.А. 8, 14 Золотарский И.А. 117 Золоторёв Н.Н. 65, 118, 120 Золотухин А.В. 47 Зубков Н.Н. 282 Иванов А.В. 30, 48, 69 Иванов Д.А. 305 Игуменов И.К. 299, 300 Исаев С.А. 66 Исаченко Е.А. 265 Кабардин И.К. 49 Кабов О.А. 187, 188, 212, 265, 266, 271, 283, 287 Каверин А.М. 150 Каганович Б.М. 253 Каленский А.В. 260 Калита В.И. 297 Камалов Р.Ф. 50 Каплун А.Б. 152 Каприлевская В.С. 86, 87 Карелин В.А. 228 Карлов С.П. 18 Карпов П.Н. 288 Картуесова А.Ю. 290 Касымов Д.П. 119 Катаев А.И. 196 Катасонов М.М. 51, 56, 74 Качанов Ю.С. 30, 48, 69 Кашинский О.Н. 182 Кирдяшкин А.А. 9, 316 Кирдяшкин А.Г. 9, 316 Киреев С.Е. 199 Кириченко Д.П. 287 Кирсанов А.Ю. 63 Кирсанов Ю.А. 63 Киселев В.П. 53 Киселев Н.А. 45, 46, 52 Киселев С.П. 53 Кислицын С.А. 54, 55

Князева А.Г. 139, 147, 153, 233 Кобелев А.М. 149 Козлов А.Н. 113 Козлов В.В. 10, 51, 56, 74, 86, 87 Козлов Е.А. 65, 133 Козлов.Г.В. 107 Козловский Ю.М. 154 Козначеев И.А. 305 Козулин И.А. 190, 291 Козюлин Н.Н. 57 Комлев Д.И. 297 Комов А.Т. 245 Кондаурова Л.П. 25, 292 Кондратьев А.В. 191, 293 Коноваленко А.И. 120 Копылов К.А. 58 Копысов С.П. 214 Копьев Е.П. 121, 142, 218 Корбанова Е.Г. 283 Коробейников А.В. 294 Коробейничев О.П. 134 Коробков С.В. 59 Коротких А.Г. 122, 130 Корценштейн Н.М. 200 Косинов А.Д. 93 Кот В.А. 155, 156, 261 Кочкин Д.Ю. 188 Кошин А.А. 59 Кравцов З.Д. 317 Крайнов А.Ю. 126, 127, 128 Крайнов Д.А. 128 Красинский Д.В. 142, 229 Крета А.С. 189 Крылов А.Н. 326 Крылов В.С. 191 Крюков А.В. 44 Кубрак К.В. 262, 264 Кузнецов А.В. 103, 104 Кузнецов В.А. 123 Кузнецов В.В. 11, 111, 176, 190, 219, 291 Кузнецов В.Т. 120 Кузнецов Г.В. 100, 108, 131, 202, 230, 285 Кузнецов Д.В. 223, 296, 297 Куйбин П.А. 244 Кулик В.М. 60 Куликов Д.В. 49 Курганов В.А. 8 Курдюмов А.С. 193 Куриленко Н.И. 230 Кутлиметов А.Э. 250 Кучеров Н.В. 78 Кхафаджи Х.К.А. 284 Лапин А.А. 246 Лебедев В.П. 322 Левин А.А. 289 Легчанов М.А. 227 Лежнин С.И. 181, 298 Леманов В.В. 61, 90 Ленев С.Н. 290 Леонов А.А. 217 Леонтьев А.И. 45, 46, 77

Лепешкин А.Р. 157, 158 Летушко В.Н. 280, 308 Лещевич В.В. 136 Ли И. 60 Листратов Я.И. 26 Литвиненко М.В. 107 Литвиненко Ю.А. 10, 124 Литвинов И.В. 192 Литышев А.В. 224, 235 Лобанов П.Д. 182, 193, 250 Лобасов А.С. 263, 318 Лобода Е.Л. 125 Ломовский О.И. 240 Лукашевич С.В. 71 Лукашов В.В. 299, 315, 319 Лукин В.П. 73 Люлин Ю.В. 189, 307 Ляпина О.П. 134 Лях М.Ю. 305 Мазо А.Б. 70 Макаревич А.А. 217 Макаров М.В. 62 Макаров М.С. 300, 320 Макарова С.Н. 300, 320 Макарушкин Д.В. 63 Максимов В.И. 230 Маликов А.Г. 16 Малиновский А.И. 305 Малыхин Д.Г. 243 Мальцев Л.И. 231 Мамонов В.Н. 232, 279 Манчха С.П. 242 Маракасов Д.А. 64 Марков В.А. 278 Маркович Д.М. 75, 141, 317, 318 Марчук И.В. 212, 277 Масленникова А.В. 39, 195 Маслов А.Л. 233 Маслов Е.А. 65, 118 Матвиенко О.В. 119, 125 Мацкевич В.В. 65 Медведев Д.Н. 212 Мелвелев Р.Н. 159. 209 Меледин В.Г. 49 Мелешкин А.В. 194 Мешалкин А.Б. 152 Мильман О.О. 12, 191, 290, 293 Минаков А.В. 39, 162, 195, 239, 258, 263, 267, 186 Минко К.Б. 62 Миронов А.А. 66 Миронова И.Б. 196 Мирошниченко И.В. 67 Миськив Н.Б. 281, 288 Митин К.А. 160 Митрофанова О.В. 13, 324 Митяков А.В. 80 Митяков В.Ю. 80 Михайленко К.И. 321 Михайлов С.А. 84 Михеев Н.И. 40, 68 Мищенко Д.А. 30, 69 Моисеев М.И. 286, 301

Моисеева К.М. 126 Молочников В.М. 70 Мордкович В.З. 115 Морозов А.А. 264 Морозов А.В. 161 Морозов С.О. 71 Мосунова Н.А. 14, 223 Мошаров В.Е. 129 Мубояджян С.А. 165 Мулляджанов Р.И. 75 Мусакаев Н.Г. 178, 179 Мусихин А.Е. 302, 303 Мухин К.А. 72 Нагорнова Т.А. 230 Назаров А.Д. 232, 279, 288, 295 Наумкин В.С. 197 Наумов В.Н. 169, 170, 302, 303 Неверов А.Л. 186 Негуторов В.Н. 243 Некрасов Д.А. 18 Немировский С.К. 25 Непомняших Е.К. 234 Низовцев М.И. 280, 308, 322 Никитина И.С. 242 Никишанин М.С. 243 Николаева А.В. 235 Новиков А.О. 236 Новопашин С.А. 269 Ноев А.Ю. 89 Носов В.В. 73 Носов Е.В. 73 Нурутдинов А.А. 168 Огородников И.А 198 Окулов В.Л. 237 Онуфриев С.В. 165 Оришич А.М. 16 Орлик Е.В. 187, 265 Орлю Р. 30 Осипов С.Л. 223 Охотников Д.И. 70 Очков В.Ф. 248 Павленко А.М. 51, 56, 74, Павленко А.Н. 216, 282, 295, 296, 297 Павлов В.А. 49 Паерелий А.А. 38, 40 Палкин Е.В. 75 Пантюшин С.И. 224, 235 Панченко Н.А. 21 Папулов А.П. 140 Патрушев Д.Н. 227 Пахалуев В. М. 22 Пахомов М.А. 323 Пенязьков О.Г. 136 Перепечко Л.Н. 199 Перепечко Ю.В. 199 Петкевич И.Г. 238 Петреня Ю.К. 17 Петров Л.В. 200 Петрова-Богданова О.О. 201 Печеркин Н.И. 282, 295 Пильник А.А. 194 Пискунов М.В. 202

Питык А.В. 161 Платонов Д.В. 39, 195, 239 Плотников М.Ю. 264, 273 Подгорбунских Е.М. 240 Поздеева И.Г. 324 Покусаев Б.Г. 18 Поливанов П.А. 34, 76 Половников В.Ю. 241 Полякова В.И. 49 Пономаренко Т.Г. 304 Попов И.А. 66, 81 Попович С.С. 77 Порязов В.А. 127, 128 Правдина М.Х. 49 Прибатурин Н.А. 181, 250, 298 Приходько В.Г. 203, 326 Прохоров Е.С. 204 Пряжников М.И. 162, 258 Птахин А.В. 191 Пятакова Ю.С. 326 Пятницкая Н.Ю. 163, 242 Рабинович О.С. 305 Радченко В.Н. 129 Разуванов Н.Г. 163, 242 Рандин В.В. 205 Рахимов А.А. 175 Ребров А.К. 19, 259, 262, 264, 273 Рейно В.В. 125 Решетова Г.В. 199 Романов В.А. 78 Романов Д.В. 78 Романов К.В. 78 Роменский Е.И. 199 Роньшин Ф.В. 266 Рудяк В.Я. 257, 267 Руменских М.С. 93 Рыжков А.Ф. 123 Рыжов Н.И. 251 Савватимский А.И. 164, 165 Саверченко В.И. 213 Савкина Н.В. 65 Савченко И.В. 154, 166 Салыков Р.А. 306 Сазанович В.М. 64 Саломатов В.В. 131 Саломатов Вл.В. 228 Саметов С.П. 175 Самошкин Д.А. 146, 166 Сапожников С.З. 80 Саушин И.И. 68 Сафонов А.И. 268 Сафонов С.А. 190 Сахапов С.З. 269 Сахипгареев А.Р. 161 Сахнов А.Ю. 325 Светличная О.В. 270 Светоносов А.И. 193 Свиридов В.Г. 167, 242 Свиридов Е.В. 163, 242 Северин С.Д. 21 Семенов А.А. 271 Семенов Н.В. 93 Семионов В.В. 309

Сеначин П.К. 243 Сенюев И.В. 129 Сергеев В.В. 17 Сергеенко К.М. 79 Сердюков В.С. 297 Серов А.Ф. 232, 279, 288 Сероштанов В.В. 80 Сидоренко А.А. 34 Синегрибова А.И. 238 Складнев Д.А. 18 Скороваров А.Ю. 326 Скрипкин С.Г. 244 Скрипкина Т.С. 240 Скрыпник А.Н. 81 Слюсарский К.В. 122, 130 Смовж Д.В. 272 Смородский Б.В. 82 Сморчкова Ю.В. 245 Смульский Я.И. 47, 83 Соболев В.И. 117 Соломин И.Н. 306 Сорокин И.В. 122, 130 Сосунов В.И. 196 Спесивцев С.Е. 307 Станкус С.В. 145, 146 Старинский С.В. 206, 268 Стародубцев М.А. 89 Степанов Р.П. 84 Стерлягов А.Н. 280, 308 Стрижак П.А. 106, 108, 202, 285 Стронгин М.М. 45, 46, 52, 77 Суляева В.С. 268 Суртаев А.С. 297 Сухинин С.В. 207 Сыродой С.В. 131 Таиров Э.А. 208 Татаренко В.И. 134 Темербеков В.М. 132 Темникова Е.Ю. 246 Терентьев Д.И. 149 Терехов В.В. 281, 319 Терехов В.И. 20, 47, 59, 83, 92, 232, 284, 322 Тесленко В.С. 209 Тимкин Л.С. 210 Тимофеев И.В. 85 Тимошенко Н.И. 268 Ткаченко А.С. 133 Ткаченко Е.М. 187, 211 Токарев М.М. 247 Толкачев С.Н. 86, 87 Тонков Л.Е. 214 Торгаев А.В. 73 Торопецкий К.В. 134 Травицкий Н. 153 Трилис А.В. 135 Тропин Д.А. 136 Тырышкин П.Е. 234 Урбах А.Э. 112 Усов Э.В. 14, 223, 250, 251 Фалеев В.А. 112 Фарапонов В.В. 65 Феденкова А.А. 69

Федорец А.А. 212 Федоров А.В. 43, 132, 136, 177 Федоров С.Ю. 102 Федорова Н.Н. 32, 43, 132, 137 Федорович Е.Д. 17 Федосеев А.В. 272 Федяева О.Н. 7 Фильков А.И. 119 Фисенко С.П. 213 Флёр Я.Б. 220 Хажиев 3.3. 61 Хазов Д.Е. 46, 88 Хайрулин Р.А. 145 Халатов А.А. 21 Хан П.В. 208, 289 Ханифи А. 30 Ханъялич К. 75 Ходыко Ю.А. 213 Хоссейн Исмаил 22 Хотиенкова М.Н. 150 Хребтов М.Ю. 31, 57 Хробостов А.Е. 227 Хромова Е.М. 310 Хуснутдинова Р.Р. 148, 168 Цвык Р.Ш. 64 Цой А.Н. 296 Цой М.А. 244 Чалый Р.В. 223, 251 Чеверда В.В. 266, 270, 304 Чернецкая Н.С. 226 Чернецкий М.Ю. 123, 226

Чернов А.А. 134, 194 Чернов Г.А. 134 Чернова А.А. 138, 214 Чернышев А.С. 215 Чернявский А.Н. 216 Черняйкин И.С. 169, 170 Чикишев Л.М. 318 Чинак А.В. 205 Чиннов Е.А. 266, 309 Чуданов В.В. 217 Чумаков Ю.А. 139 Чуркин Д.С. 159 Чусов Д.В. 99 Чухно В.И. 250 Шадрин Е.Ю. 140, 142, 218 Шайхутдинова М.Ш. 171 Шалаев В.И. 89 Шаманский В.А. 113 Шамирзаев А.С. 190, 219 Шараборин Д.К. 317, 141 Шаров К.А. 47, 90 Шарыпов О.В. 121, 140, 142 Шатский Е.Н. 309 Шебелев А.В. 184 Шевырёв С.А. 106, 294 Шеремет М.А. 29, 36, 67 Шестаков М.В. 75 Шестернин А.Н. 64 Шиляев М.И. 310 Шимченко С.Ю. 136 Шиплюк А.Н. 71

Шифрин Б.А. 290 Шлюпиков М.Ю. 308 Шмаков А.Г. 10, 134 Шмакова Н.Д. 220 Шмидт А.А. 215 Шонина А.М. 311 Шторк С.И. 35, 192, 244 Штым К.А. 225 Шулятьев В.Б. 16 Шумейко А.А. 90 Шумский В.В. 99 Шухов Ю.Г. 206 Щеклеин С.Е. 22, 252 Щелчков А.В. 66, 81 Экаид А.Л. 92 Юдахин А.Е. 63 Юдин И.Б. 259, 264, 273 Яворский Н.И. 49 Яганов Е.Н. 104 Яковенко С.Н. 91 Якшин С.В. 253 Ямалетлинова А.А. 148 Ямалетдинова К.Ш. 148, 168, 171 Яньков Г.Г. 8, 62 Ярыгин В.Н. 203, 326 Ярыгин И.В. 183, 203 Ярыгин И.В. 326 Яссин Х.Ф. 92 Яцких А.А. 93

Ответственные за выпуск к.ф.-м.н. М.С. Макаров, к.ф.-м.н. В.С. Наумкин

Подписано в печать 12.05.2017 г. Печать офсетная. Бумага офсетная. Формат 60х84 1/16. Усл. печ. 34 л. Тираж 280 экз. Заказ № 29

Отпечатано в типографии «Срочная полиграфия» ИП Малыгин Алексей Михайлович 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 6/1, оф.104 Тел. (383) 217-43-46, 8-913-922-19-07



ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ им. С.С. КУТАТЕЛАДЗЕ СО РАН

Первый в мире специализированный Институт теплофизики организован в 1957 г. в Новосибирском научном центре Сибирского отделения Российской академии наук. Возглавил институт академик И.И. Новиков – признанный специалист в области термодинамики и теплофизических свойств веществ. С 1964 по 1986 г. институтом руководил выдающийся учёный-теплофизик, академик С.С. Кутателадзе, внёсший значительный вклад в такие направления теплофизики и теплоэнергетики, как гидродинамическая теория кризисов кипения, теория подобия процессов теплообмена при физико-химических превращениях и в пограничных слоях в сложных условиях, исследование теплоотдачи и гидродинамики жидких металлов. В 1994 г. Институту теплофизики было присвоено имя С.С. Кутателадзе. С институтом связаны имена и таких известных учёных, как академики А.И. Леонтьев, Э.П. Волчков, В.Е. Накоряков, С.В. Алексеенко, М.Ф. Жуков, Р.И. Нигматулин, А.К. Ребров, М.Р. Предтеченский. В настоящее время Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, являясь одним из ведущих научных центров по теории теплообмена и физической гидрогазодинамики, проводит фундаментальные исследования по всем актуальным направлениям теплофизики, занимается прикладными задачами тепло- и гидроэнергетики, энергосбережения.

offo nonenroleame