

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе

**ХII Международная школа-конференция молодых ученых
«АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОФИЗИКИ
И ФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ»
в рамках Всероссийской научной конференции
«XXX Сибирский теплофизический семинар»**

Новосибирск, 13-16 июня 2012 г.

Тезисы докладов

Новосибирск 2012

Сборник содержит тезисы научных сообщений молодых ученых и студентов, доложенные на **ХII Международной школе-конференции молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики»**, которая проводилась Институтом теплофизики им. С.С. Кутателадзе в Новосибирске 13-16 июня 2012 г. в рамках Всероссийской научной конференции «XXX Сибирский теплофизический семинар».

Представлены доклады по следующим направлениям:

- 1) Тепломассообмен и гидрогазодинамика однофазных сред
- 2) Динамика разреженного газа и плазмы
- 3) Гидрогазодинамика и тепломассообмен в многофазных системах
- 4) Техническая теплофизика
- 5) Гидродинамическая устойчивость и турбулентность
- 6) Тепломассообмен при фазовых превращениях и интенсивных потоках энергии
- 7) Методы и средства теплофизического и гидрогазодинамического эксперимента
- 8) Гидродинамика и теплообмен в микро- и нано- системах

Сборник предназначен для научных сотрудников, инженеров и аспирантов, работающих в области теплофизики и физической гидрогазодинамики.

Научный комитет

Председатель:

Алексеев С.В., чл.-корр. РАН

Сопредседатель:

Нагоряков В.Е., академик РАН

Заместители председателя:

Волчков Э.П., академик РАН

Станкус С.В., д.ф.-м.н.

Шестаков М.В.

Ученые секретари:

Куйбин П.А., д.ф.-м.н.

Пахомов М.А., д.ф.-м.н.

Черданцев А.В., к.ф.-м.н.

Члены научного комитета:

Бердников В.С., д.ф.-м.н.

Большов Л.А., чл.-корр. РАН

Бурдуков А.П., д.т.н., проф.

Гешев П.И., д.ф.-м.н., проф.

Кабов О.А., д.ф.-м.н., проф.

Кашинский О.Н., д.ф.-м.н.

Кедринский В.К., д.ф.-м.н., проф.

Кузнецов В.В., д.ф.-м.н.

Леонтьев А.И., академик РАН

Маркович Д.М., чл.-корр. РАН

Нигматуллин Р.И., академик РАН

Новопашин С.А., д.ф.-м.н.

Павленко А.Н., чл.-корр. РАН

Покусаев Б.Г., чл.-корр. РАН

Предтеченский М.Р., чл.-корр. РАН

Прибатурин Н.А., д.т.н.

Ребров А.К., академик РАН

Рубцов Н.А., д.т.н., проф.

Собянин В.А., д.х.н., проф.

Терехов В.И., д.т.н., проф.

Фаворский О.Н., академик РАН

Филиппов Г.А., академик РАН

Фомин В.М., академик РАН

Фортов В.Е., академик РАН

Шарыпов О.В., д.ф.-м.н., д.фил.н.

Яворский Н.И., д.ф.-м.н., проф.

Ярыгин В.Н., д.т.н., проф.

Конференция проведена при финансовой поддержке РФФИ и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

Издание сборника тезисов проводилось с авторских листов участников конференции. За ошибки и опечатки авторов издательство ответственности не несет.

Термические свойства жидкой системы Na–Pb

Р.Н. Абдуллаев

Новосибирский государственный университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2,
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
abdullaev_rasul@mail.ru

Жидкие сплавы натрия со свинцом рассматриваются как потенциальные теплоносители для ядерных реакторов на быстрых нейтронах [1]. Эти расплавы обладают рядом достоинств по сравнению с чистым натрием, в частности – пожаро- и взрывобезопасностью при контакте с водой. В настоящее время проводятся целенаправленные экспериментальные исследования свойств сплавов Na–Pb для выбора оптимального теплоносителя. Однако их теплофизические свойства изучены недостаточно надежно и подробно. В основном исследования системы Na–Pb проводились в области богатой свинцом.

В данной работе методом просвечивания образцов узким пучком гамма-излучения исследованы температурные зависимости плотности расплава чистого натрия и жидких сплавов системы натрий-свинец, содержащих менее 70 ат. % Pb при температурах от линии ликвидуса до 950 К. В изученных интервалах плотность расплавов линейно, или слабо нелинейно (для сплава, содержащего 21,03 ат. % Pb) зависит от температуры. Построены температурные и концентрационные зависимости термических свойств жидкой системы Na–Pb.

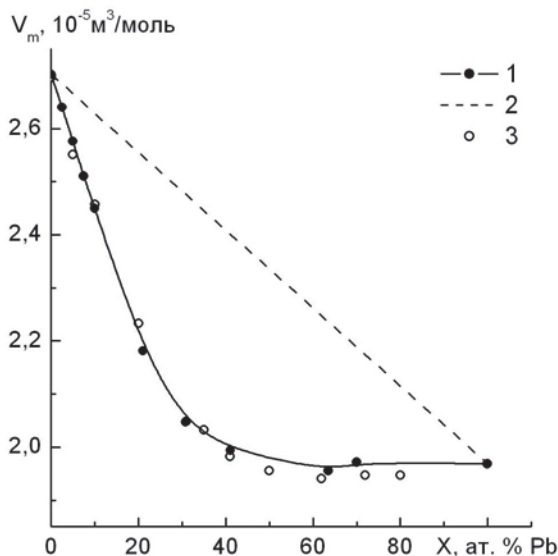


Рисунок 1: Концентрационная зависимость мольного объема жидкой системы Na–Pb при температуре 700 К: 1 – результаты данной работы, 2 – идеальный раствор, 3 – данные [2].

В частности, подтверждено, что концентрационная зависимость мольного объема расплавов Na–Pb (рис. 1) сильно отклоняется от правила аддитивности для

идеального раствора (при $X = 30,8$ ат. % Pb, относительная величина избыточного мольного объема достигает 17,3 %).

Как видно из рис. 2, полученная нами концентрационная зависимость коэффициента объемного расширения расплавов системы Na–Pb также ведет себя необычно, демонстрируя максимум в области 21 ат. % Pb. Это явление обнаружено впервые, поскольку результаты предыдущих исследований теплового расширения [2] отягощены существенными погрешностями, не позволявшими его выявить.

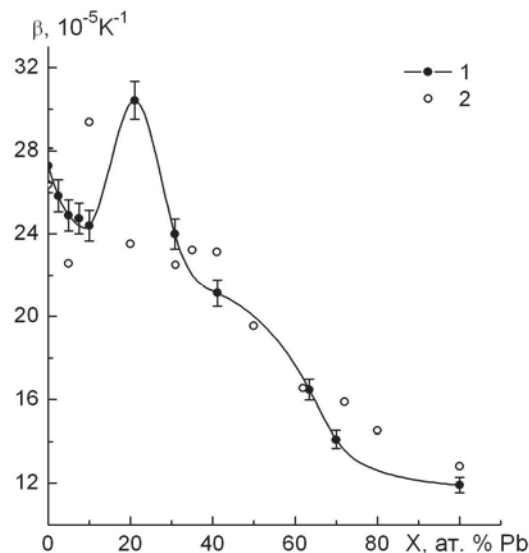


Рисунок 2: Концентрационная зависимость ТКР жидкой системы Na–Pb при температуре 700 К: 1 – результаты данной работы, 2 – данные [2].

Литература

1. Засорин И.И., Кузнецова Л.М., Кумской В.В. и др. Исследование свойств сплава натрий-свинец с целью выбора состава пожаробезопасного теплоносителя // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. – 2008. – № 4. – С. 72–77.
2. Ruppertsberg, H., Jost, J. Determination of the heat capacity of liquid alloys according to the $(\partial p / \partial T)_S$ procedure: Pb/Na // Thermochimica Acta. – 1989. – Vol. 151. – P. 187–195.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00192_a) и Российского Федерального агентства по образованию.

**Измерение коэффициента теплопроводности твердого индия, висмута и свинца
методом лазерной вспышки**А.Ш. Агажанов¹, И.В. Савченко¹, Д.А. Самошкин²¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1²Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Разработана новая методика измерения теплопроводности высоко-пластичных металлов вблизи температуры плавления. Методом лазерной вспышки [1] определены коэффициенты температуропроводности индия (99,996%), висмута (99,98%) и свинца (99,992%) высокой чистоты в твердом состоянии на экспериментальной установке LFA-427 немецкой фирмы NETZSCH. Метод лазерной вспышки хорошо апробирован для тугоплавких образцов, имеющих форму цилиндра, но при исследовании пластичных легкоплавких металлов возникают проблемы с сохранением формы образцов.

Перед экспериментом образцы металлов предварительно дегазировались в вакууме (10^{-5} Торр) при температуре 800 – 900°C в течение 1 – 2 часов. Эксперименты проводились в атмосфере аргона в интервале температур от комнатной до температуры плавления. Для предотвращения изменения формы и размеров образцов вблизи от температуры плавления исследуемые металлы заправлялись в тигли. После формирования плоского слоя образец представлял двухслойную систему дно тигля – металл. Это давало возможность в экспериментах приближаться непосредственно к температуре плавления и даже частично подплавлять образец.

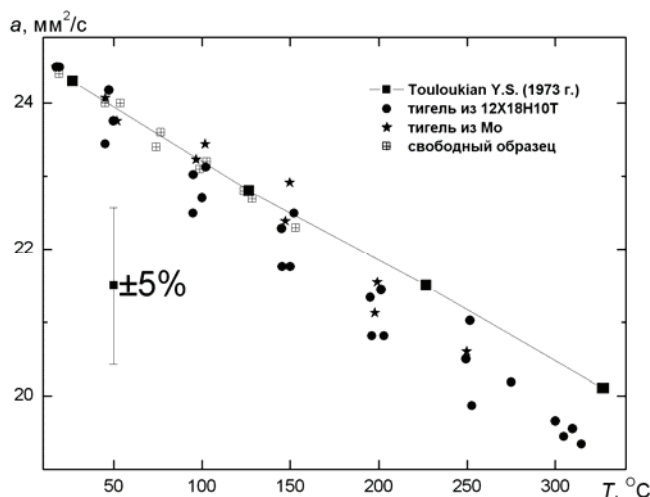


Рисунок 1: Зависимость температуропроводности твердого свинца от температуры.

На рис. 1 приведены результаты измерений коэффициента температуропроводности твердого свинца в сравнении с данными [2]. Видно, что результаты проведенных нами исследований с использованием различных тиглей и свободного образца согласуются между собой в пределах оцениваемых погрешностей

измерений $\pm 3\%$. Отличие от [2] также не превышает суммарные погрешности экспериментов.

Используя литературные данные по плотности и теплоемкости, для исследуемых металлов в твердом состоянии были рассчитаны температурные зависимости коэффициента теплопроводности.

λ , Вт/(м·К)

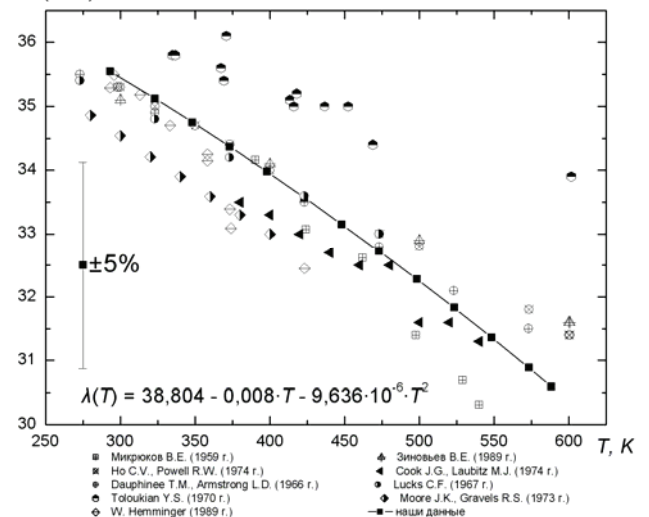


Рисунок 2: Зависимость теплопроводности твердого свинца от температуры.

На рис. 2 представлены, рассчитанная нами, аппроксимационная зависимость коэффициента теплопроводности твердого свинца и известные литературные данные. Как видно из графика, наши данные согласуются с большинством работ в пределах суммарной погрешности измерений.

Литература

1. <http://ngb-ta.ru/ru/products/detail/pid,24.html>
2. Touloukian Y.S. Thermal diffusivity // Thermophysical properties of matter. – N.Y., W.: IFI/Plenum. – 1973. – Vol. 10. – 649 p.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-08-00802) и Российского Федерального агентства по образованию.

Исследование волнового движения границы раздела фаз при пленочном кипении

А.М. Агальцов, Ю.А. Зейгарник

Объединенный институт высоких температур РАН
г. Москва, ул. Ижорская, 13 стр.2
Agaltsovam@gmail.com

Одной из наиболее интересных и важных для понимания физики пленочного кипения задачей является изучение закономерностей поведения границы раздела фаз жидкость-пар. К сожалению, следует отметить, что, несмотря на существенное влияние волнистости границы раздела фаз на локальную и интегральную теплоотдачу, а также на мгновенное и осредненное по времени распределение температуры в нагретом теле, данный вопрос изучен мало.

Данной работе приведены результаты визуализации пленочного кипения насыщенных фреона-113, дистиллированной воды и н-Гексана на сферах диаметрами 15, 20, 25 и 30 мм в условиях свободной конвекции при атмосферном давлении в отраженном и проходящем свете, произведенной при помощи высокоскоростной видеокамеры. При этом использовались экспериментальная установка и методика исследования, подробно описанные в [1].

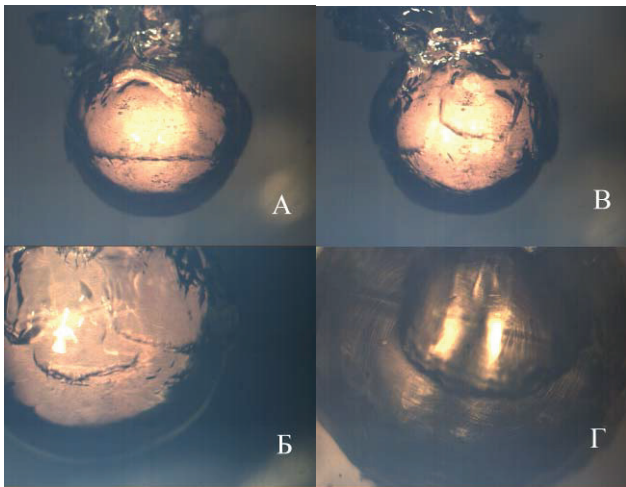


Рисунок 1: Пленочное кипение жидкостей на сферах: а – $d=15$ мм, $\Delta T=125$ К, фреон-113; б – $d=25$ мм, $\Delta T=125$ К, фреон-113; в – $d=15$ мм, $\Delta T=152$ К, фреон-113; г – $d=25$ мм, $\Delta T=300$ К, вода.

На полученных в отраженном свете снимках видно, что в зависимости от режимных параметров волна, зародившаяся в нижней части сферы, при ее движении вверх может сохранять свою изначальную кольцевую (двухмерную) геометрию или же существенно искажаться. В предельном случае такого искажения возможен распад волны на несколько паровых сегментов. Причем, при кипении насыщенного фреона-113 обнаружено, что вероятность распада волн возрастает, как при увеличении диаметра сферы (рис. 1а,б), так и при увеличении температурного напора (рис. 1а,в). В случае же кипения насыщенной воды при данных диаметрах и температурных напорах подавляющее

число волн имело трехмерную структуру (рис. 1г).

Видеосъемки в проходящем свете позволили получить статистические характеристики указанных волн в зависимости от диаметра и температурного напора. Определены значения средней толщины паровой пленки в районе экватора сферы (рис. 2), скорости и частоты возникающих волн.

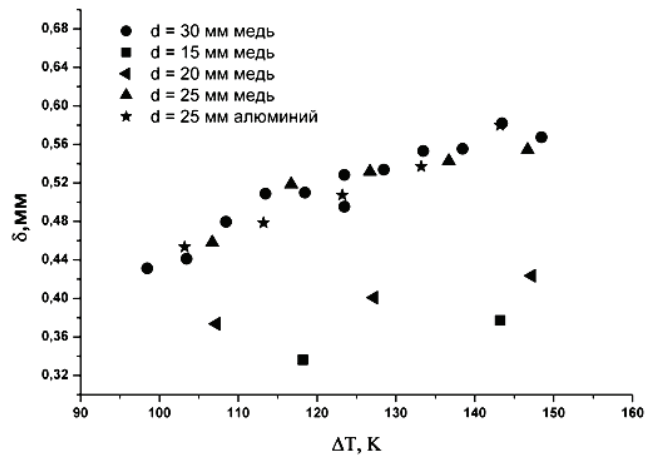


Рисунок 2: Зависимость средней толщины паровой пленки при пленочном кипении фреона-113 на сферах от температурного напора.

Отмеченная выше зависимость характеристик волнового движения границы раздела фаз при пленочном кипении от температурного напора существенно отличает этот процесс от волнообразования при стекании изотермических пленок жидкости [2]. Кроме того, в случае пленочного кипения имеет место квазипериодическое изменение толщины паровой пленки в нижней части нагретой сферы, обусловленное совместным действием тепловых и гидродинамических факторов, что в определенной степени аналогично наличию пульсации расхода жидкости при стекании жидких пленок.

Литература

- Агальцов А. М., Походалова А. Б., Шмельков Ю. Б. Исследование колебаний границы раздела жидкость-пар при пленочном кипении фреона-113 на поверхности сферы // Теплофизика высоких температур. 2011. Т.49. №6. С. 924-930.
- Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.

Тепловые свойства оксида и пероксида калия

М.В. Алейникова, Д.В. Корабельников

Кемеровский Государственный Университет
г. Кемерово, ул. Красная, 6
mva1100@mail.ru

Оксиды и пероксиды щелочных металлов находят разнообразное практическое применение. Оксиды играют важную роль в изготовлении фотокатодов, усиливая каталитические реакции и окисление полупроводниковых поверхностей. Возможность пероксидов при термических или химических воздействиях разлагаться с выделением кислорода определяет широкий круг их практического применения. Пероксиды щелочных металлов также оказывают активное каталитическое действие на термическое разложение перхлоратов.

В настоящей работе термодинамические свойства K_2O и K_2O_2 изучаются полноэлектронным методом линейной комбинации атомных орбиталей программного пакета CRYSTAL09 [1] в рамках градиентного приближения теории функционала плотности в варианте Perdew-Wang. Зависимость термодинамических параметров от давления и температуры рассчитывалась в квазигармонической модели Дебая. Рассчитывались частоты нормальных длинноволновых колебаний и устанавливалась их зависимость от давления. Давление рассматривалось как внешний параметр и задавалось в интервале от 3 до 15 ГПа. Температура Дебая определялась из рассчитанных нами ранее упругих характеристик [2].

Параметры 4-х параметрического уравнения состояния $E(V)$ Birch-Murnaghan определены как: для оксида $E_0 = -1275,088$ а.е., $V_0 = 63,198$ (68,182) $\text{\AA}^3$, $B_0 = 39,35$ (26,29) ГПа, $B_1 = 4.44$ (4,84), для пероксида $E_0 = -2700.610$ а.е., $V_0 = 150.294$ $\text{\AA}^3$, $B_0 = 40.17$ ГПа, $B_1 = 4.36$. Как видно, наши данные для K_2O разумно согласуются с результатами GGA- расчетов [3], указанными в скобках, B_0 слабо изменяется при переходе от оксида к пероксиду, B_1 уменьшается. Здесь E_0 и V_0 – равновесные значения энергии и объёма, B_0 – изотермический модуль объёмного сжатия, B_1 – его производная по давлению.

Температура Дебая при P_0 , T_0 равна 330 и 499 К для K_2O и K_2O_2 соответственно. Она увеличивается с ростом давления так, что при 15 ГПа составляет 499 и 660 К, а если при этом давлении увеличить температуру до 700 К, то её значения будут 488 и 658 К.

Термодинамические потенциалы Гиббса и свободной энергии уменьшаются с увеличением температуры и увеличиваются с ростом давления. Потенциалы внутренней энергии и энтальпии возрастают с ростом давления и температуры. Скорость их изменения в случае пероксида больше, чем для оксида. Так, скорость уменьшения энергии Гиббса с давлением составляет для K_2O 38.885, а для K_2O_2 91.070 кДж·моль⁻¹·ГПа⁻¹. Энтропия увеличивается с температурой и уменьшается с давлением. Рассчитанная стандартная молярная энтропия S_0 равна 94.4 (справочное значение 94.1) Дж·моль⁻¹·К⁻¹ для оксида,

87.7 (102.1) Дж·моль⁻¹·К⁻¹ для пероксида. Отличия в значениях энтропии, как и сжимаемости, для K_2O и K_2O_2 невелики. Сжимаемость для каждой температуры уменьшается с ростом давления, и её наименьшее значение приходится на низкие температуры и высокие давления. Так, при 100 К и 15 ГПа сжимаемость равна 0.785 для оксида и пероксида, а при 700 К и 0 ГПа 1.018 и 1.075 для K_2O и K_2O_2 соответственно. Возрастание энтальпии от 0 до 298 К равно 14.06 кДж·моль⁻¹ для K_2O и 15.03 для K_2O_2 .

Теплоёмкость резко возрастает с ростом температуры до определенного значения, а затем плавно увеличивается к своему предельному значению $9k_B$. Температура, при которой C_V (C_P) отличаются от предельного значения не более чем на 5%, определена нами как 340 (237) для оксида, 493 (424) для пероксида. С ростом давления теплоемкость C_V (C_P) уменьшается практически по линейному закону со скоростью -0.415 (-0.486) Дж·моль⁻¹·К⁻¹·ГПа⁻¹ для K_2O и -0.745(-0.865) для K_2O_2 . Рассчитанные значения молярной теплоемкости при постоянном давлении и температуре 298.15 К равны для K_2O 75.0 (справочное значение 72.0), для K_2O_2 88.2 (108.8) Дж·моль⁻¹·К⁻¹. Значения энтропии и теплоёмкости при нулевом давлении и температуре 298 К не более чем на 20% отличаются от экспериментальных.

Зависимость коэффициента теплового расширения от давления и температуры подобна теплоемкости. Сравнение зависимостей $\alpha(P)$ и $\alpha(T)$ приводит к заключению, что увеличение коэффициента теплового расширения столь же важно, как уменьшение его с давлением. В K_2O при 300 К кривая $\alpha(P)$ имеет максимум в $1.19 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹ при $P=1$ ГПа, положение которого не смещается с ростом температуры. Наличие особенности в $\alpha(P)$, $C_P(P)$ и сжимаемости свидетельствует о возможности фазового перехода второго рода в этом соединении.

Литература

1. Dovesi R., Saunders V.R., et al. CRYSTAL09 User's Manual, University of Torino (2009)
2. Журавлев Ю.Н., Оболонская О.С. // Изв. вузов. Физика. –2010. – № 8. –С. 9.
3. Moakafi M., Khenata R., Bouhemadou A., Khachai H., Amrani B., Rached D., Rerat M. // Eur. Phys. J. B. –2008. – V. 64. – P. 35

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Учет кривизны межфазной границы при определении температуры достижимого перегрева кислорода, азота и их растворов

В.Н. Андбаева

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики Уральского отделения РАН
г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106
andbaeva@mail.ru

В данной работе результаты экспериментальных исследований температуры достижимого перегрева T_n (жидких кислорода, азота [1] и растворов кислород-азот) сопоставлены с теоретическими расчетами в рамках теории гомогенной нуклеации.

Поверхностное натяжение σ играет важную роль в определении частоты зародышеобразования J [2], важно получить достоверные данные по нему. Полученные ранее расчетные данные по поверхностному натяжению раствора кислород-азот на плоской межфазной границе [3] являются базовыми при описании свойств зародышей паровой и жидкой фаз.

Методом измерения времени жизни определена температура достижимого перегрева растворов кислород-азот. Измерения проводились при давлениях 0.5, 1.0 и 1.667 МПа и концентрации азота в растворе 0, 25, 46 и 100 моль %.

В рамках градиентного приближения теории капиллярности Ван-дер-Ваальса построен функционал термодинамического потенциала двухфазной системы жидкость-газ со сферической границей раздела фаз. Все свободные параметры функционала определены через экспериментальные значения теплофизических свойств раствора. Расчет профилей плотности для кислорода приведен на рисунке 1.

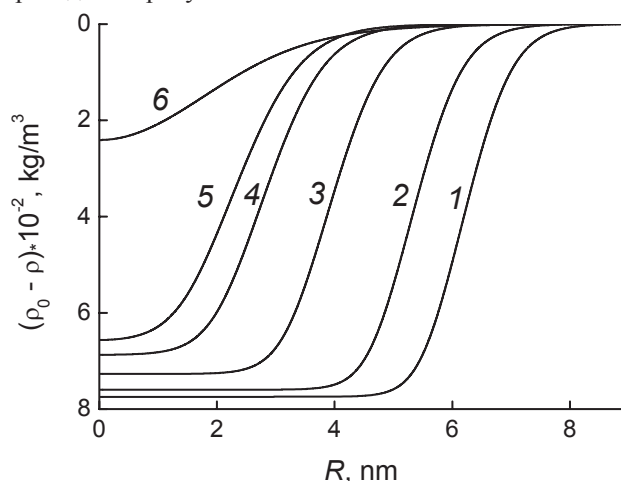


Рисунок 1: Распределения плотности в критическом пузырьке вдоль изобары $p = 1.0$ МПа для кислорода при различных температурах: 1 - $T = 134$ К, 2 - 135, 3 - 137, 4 - 139, 5 - 140, 6 - 142.

По теории гомогенной нуклеации [2], используя экспериментальные данные по поверхностному натяжению, определены параметры процесса нуклеации (число Гиббса, частота зародышеобразования, давление и состав критических пузырьков, их размеры).

Определена зависимость размеров критических нанопузырьков от температуры и давления жидкости.

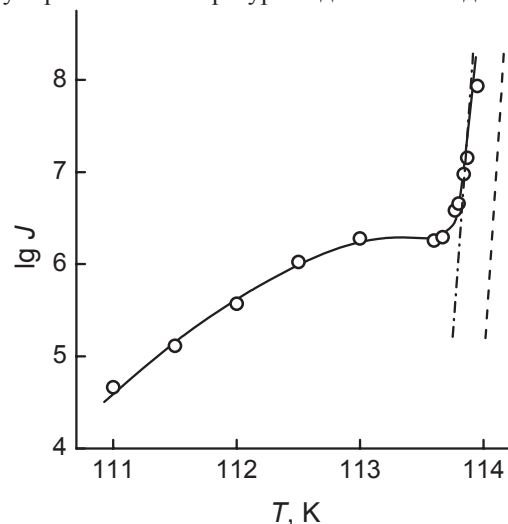


Рисунок 2: Температурная зависимость логарифма частоты нуклеации азота при давлении $p = 1.0$ МПа. Точки – эксперимент [1], пунктирная – теория гомогенной нуклеации при $\sigma = \sigma_\infty$ [1], штрихпунктирная – расчет с учетом $\sigma = \sigma(R)$.

На рисунке 2 приводится сопоставление экспериментальных данных по частоте зародышеобразования и рассчитанных по теории гомогенной нуклеации. Если не учитывать кривизну межфазного слоя, то результаты теоретического расчета отклоняются от экспериментальных данных примерно на 6 %. Учет кривизны приводит к хорошему согласию теории и эксперимента.

Литература

1. Каверин А.М. Кинетика зародышеобразования и скорость ультразвука в перегретых жидких криптона, ксеноне, азоте, кислороде и метане. – Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Свердловск, 1982.
2. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972, 342 с.
3. Baidakov V.G., Andbaeva V.N. The liquid-gas interface of oxygen-nitrogen solutions 2. Description in the Framework of the van der Waals gradient theory // Fluid Phase Equilibria. – 2009. – Vol. 286. – P. 175 – 181.

Работа выполнена финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90413-Укр_а) и программы совместных исследований УрО-ДВО РАН (проекты № 12-С-2-1013).

Получение фторполимерных плёнок с наночастицами серебра с эффектом плазмонного резонанса

М.Н.Андреев^{1,2}, И.С. Беспалов², А.И. Сафонов²

¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
andreyev_mn@km.ru

Одной из особенностей некоторых наноразмерных металлических систем является возможность возбуждения плазмонных резонансов в оптической области спектра. Явление плазмонного резонанса приводит к резкому усилению поля на поверхности частицы и увеличению сечения поглощения. Как правило, резонансные частоты критически зависят от размеров и формы наночастиц, что позволяет путём их варьирования настраивать систему резонансов на эффективное взаимодействие со светом.

Представляемая работа посвящена получению композитных структур на основе фторполимерной матрицы с наночастицами серебра газоструйными методами. Схема вакуумного экспериментального участка приведена на рис.1.

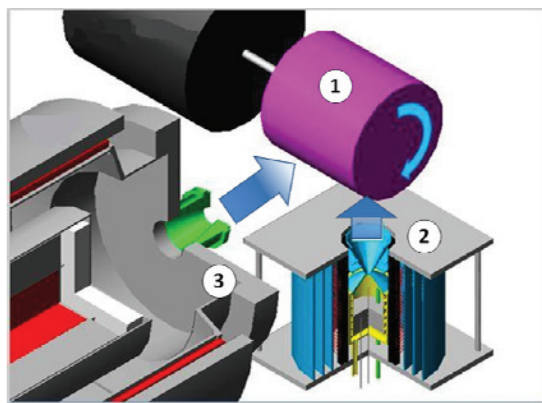


Рисунок 1: Схема участка по газоструйному методу осаждения металлополимеров: 1 – вращающаяся мишень с подложками, 2 – источник паров серебра, 3 – термический реактор.

Метод газоструйного осаждения состоит в последовательном осаждении из двух струй наночастиц металла и фторполимера на поверхности подложки, закреплённой на вращающемся цилиндре (1).

Для формирования наночастиц серебра используется источник (2). Образовавшиеся в источнике частицы [1] в струе инертного газа (аргона) транспортируются к подложке, где и осуществляется их осаждение.

Рост фторполимерной матрицы происходит из активных радикалов дифторкарбена CF_2 , образовавшихся из предшественника окиси гексафторполимера C_3F_6O [2] при разложении его в термическом реакторе (3).

Осаждение покрытий производилось на стекло, кремний и окисленный кремний.

На рис.2 представлены результаты анализа полученных металлополимерных покрытий методами эллипсометрии. Приведены величины оптической плотности образцов в зависимости от длины волны излучения. Из приведенных результатов следует, что в образце наблюдается эффект плазмонного резонанса в области длин волн 450 нм.

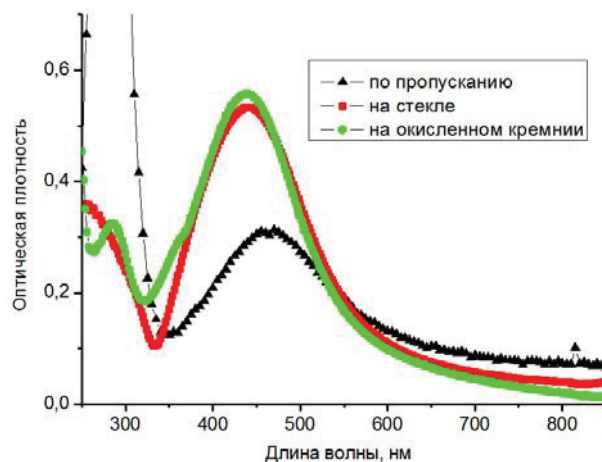


Рисунок 2: Оптическая плотность плёнок, полученных на стекле, окисленном кремнии, кремнии.

Результаты проведённых исследований показали возможность осаждения фторполимерных структур с наночастицами серебра с эффектом плазмонного резонанса, что на сегодня является востребованным и находит своё применение в различных областях.

Литература

1. Андреев М.Н., Ребров А.К., Сафонов А.И., Тимошенко Н.И. Синтез серебряных наночастиц газоструйным методом. // Российские нанотехнологии. Том 6, № 9 - 10, с. 85 - 88, 2011.
2. Kenneth K.S. Lau, K.K. Gleason, Bernhardt L. Trout. Thermochemistry of gas phase CF_2 reactions: A density functional theory study. // J. Chem. Phys. Vol. 113. No. 10. 8 September 2000.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта президиума РАН 25.9 и гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ – 523.2012.1.

Осаждение тонких кремниевых пленок с наночастицами серебра методами HWCVD и Gas Jet Deposition

М.Н. Андреев^{1,2}, И.С. Беспалов², А.И. Сафонов²

¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
safonov@itp.nsc.ru

В настоящее время по всему миру интенсивно разрабатываются технологии получения покрытий, содержащих наночастицы металлов. Это обусловлено наличием у таких покрытий уникальных функциональных свойств, таких как: оптические, электрические, магнитные, антибактериальные и др. В частности, большой интерес для исследователей представляют покрытия, содержащие серебряные наночастицы окруженные диэлектриком, такие покрытия способны к проявлению поверхностного плазмонного резонанса (ППР) [1]. Одной из возможных областей применения таких покрытий может быть увеличение степени поглощения тонкопленочных элементов на основе кремния в интересах солнечной энергетики.

В данной работе представлены результаты по получению и исследованию свойств тонких пленок кремния с включениями наночастиц серебра. Тонкие пленки кремния были получены на стеклянных подложках методом «горячепроволочного» химического осаждения из газовой фазы (HWCVD). Осаждение происходило в атмосфере 100% моносилана и смеси моносилана с водородом (объемная концентрация водорода ДН составляла 95%) при давлении 35 Па. Температура подложки (T_s) поддерживалась постоянной в течение всего эксперимента и составляла 200°C. Температура вольфрамового проволочного активатора (T_f) варьировалась от 1400°C до 1600°C. Расстояние между активатором и подложкой составляло 35 мм. На рис.1 представлен спектр комбинационного рассеяния образцов, полученных при $T_f = 1400^\circ\text{C}$ и 1600°C из 100% моносилана. Из данного спектра видно, что пленки по своей структуре аморфны. При изменении состава смеси ДН, структура пленок изменялась от аморфной до микрокристаллической. При $T_f = 1600^\circ\text{C}$, ДН = 95% кристалличность пленки составляла 50%.

Наночастицы серебра на поверхность тонкой кремниевой пленки осаждались методом газоструйного осаждения [2]. Наночастицы серебра наносились на образец микрокристаллического кремния, полученных при $T_f = 1600^\circ\text{C}$ и ДН = 95%. Время осаждения составляло 30 с. Были получены два типа структур: *стекло/кремний/серебро* и *стекло/кремний/серебро/кремний*. После осаждения образцы были термически отожжены при температуре 300°C в атмосфере аргона при давлении ~3 Па в течении 60 минут.

Полученные структуры были исследованы на наличие ППР с помощью измерений на эллипсометре Эллипс-1891. На рис.2 представлены спектры

пропускания полученных структур. Можно наблюдать у структуры *стекло/кремний/серебро/кремний* слабый пик в районе длин волн порядка 420-470 нм. Этот пик свидетельствует о наличии у полученной пленки слабого плазмонного резонанса.

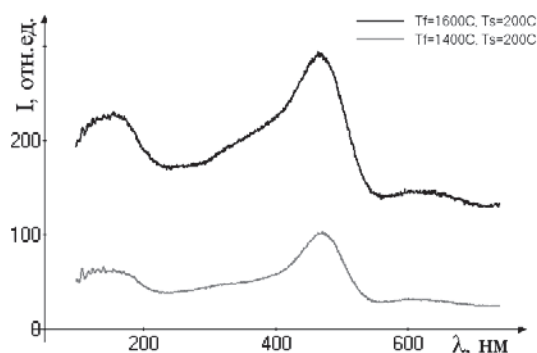


Рисунок 1: Спектр комбинационного рассеяния пленок, полученных из потока 100% SiH₄

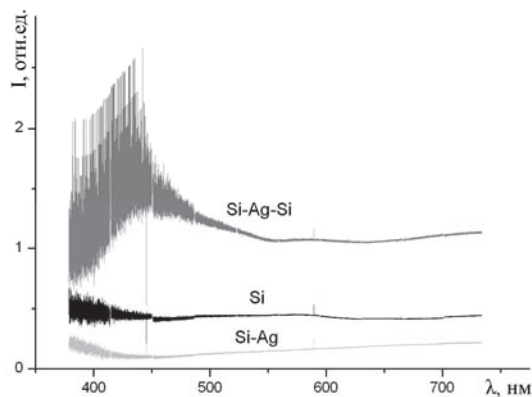


Рисунок 2: Спектр пропускания полученных структур

Литература

1. Pratima Parashar. Morphology of Silver Particulate Films Deposited on Softened Polymer Blends of Polystyrene and Poly (4-vinylpyridine) // Journal of Applied Polymer Science. – 2010. – Vol. 121. – P. 839-845.
2. Андреев М.Н., Ребров А.К., Сафонов А.И., Тимошенко Н.И. Синтез серебряных наночастиц газоструйным методом. // Российские нанотехнологии. – 2011. – Т. 6. – № 9–10. – С. 85 – 88.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 12-08-00441-а).

Исследование аэродинамики вихревой топки методом ЛДА

Ю.А. Аникин^{1,2}, И.С. Ануфриев¹, Е.Ю. Шадрин²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1

² Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
anufriev@itp.nsc.ru

В работе при помощи метода лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) исследована внутренняя аэродинамика лабораторной изотермической модели вихревой топки, геометрически подобной (в масштабе 1:15) одной из секций опытно-промышленного котла ТПЕ-427 Новосибирской ТЭЦ-3 (рис. 1). Модель изготовлена из оргстекла, характерные размеры: $x_{\text{макс}} = 300$ мм, $y_{\text{макс}} = 1300$ мм, $z_{\text{макс}} = 330$ мм, отношение ширины горловины диффузора к диаметру вихревой камеры сгорания составляет $H = 0,24$. На фронтальной стенке под углом 15° к горизонту симметрично расположены два прямоугольных сопла (соответствующие горелочным амбразурам), через которые поступает сжатый воздух.

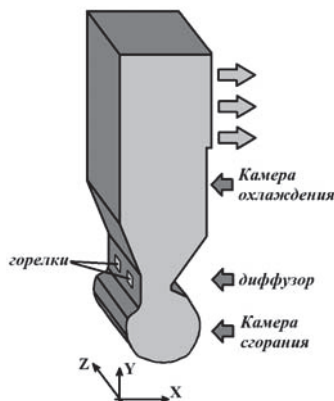


Рисунок 1: Схема вихревой топки

Для бесконтактного измерения стационарного распределения скорости потока в интересующих сечениях модели применялась двухкомпонентная лазерная доплеровская прецизионная измерительная система (автоматизированный измерительный комплекс ЛАД-05). В качестве трассеров в данном эксперименте использовались микрокапли специальной жидкости на основе глицерина, создаваемые дымогенератором. Характерный размер микрокапель (1–5 мкм) обеспечивал высокое соответствие их траекторий линиям тока. Измерения поля скорости проводились в разных сечениях XOY в узлах сетки 280×470 мм с пространственным шагом 10 мм. В каждой точке эксперимента для получения среднего значения скорости было произведено не менее 1000 измерений (по 500 для каждой компоненты скорости). Погрешность измерения средней скорости не превышала 2 %. Число Рейнольдса ($Re \sim 10^5$) в лабораторных условиях ниже, чем в натурных. Моделирование структуры потока при этом оправдано благодаря автомодельности течения в диапазоне $Re = 10^4 \div 10^6$.

Структура течения в модели вихревой топки показана на рисунке 2. Из анализа результатов следует, что закрученный поток в камере сгорания имеет пространственную структуру, свидетельствующую о наличии прецессии вихревого ядра, вблизи фронтальной стенки имеется область возвратных течений. Течение в диффузорной части носит «перчаточный» характер, вынос происходит в плоскости симметрии между двумя амбразурами горелок.

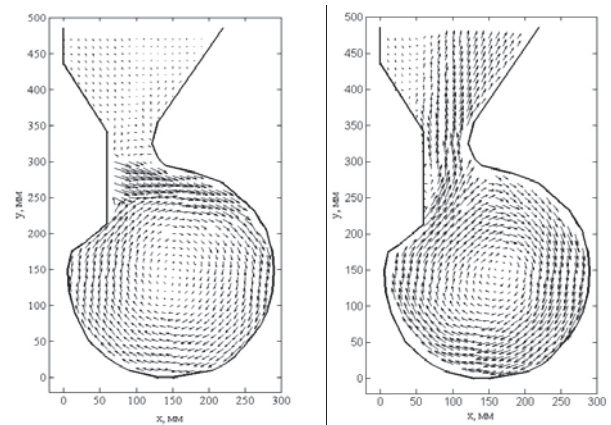


Рисунок 2: Поле скорости в модели вихревой топки:
а) сечение XOY по центру сопла; б) сечение XOY посередине между соплами

Обнаруженные особенности аэродинамики турбулентного потока в вихревой топке необходимо учитывать при проектировании новых топочных устройств данного типа и при реконструкции котлов с переводом их в режим вихревого сжигания с улучшенными характеристиками [1].

Литература

1. Саломатов В.В., Красинский Д.В., Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Энхжаргал Х. Экспериментальное и численное исследование аэродинамических характеристик закрученных потоков в модели вихревой топки парогенератора // Инженерно-физический Журнал. 2012. Т. 85, № 2. – 11 с.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 10-08-01093-а, 12-08-90706-моб_ст) и Минобрнауки РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России»).

Физико-математическая модель коагуляции субмикронных аэрозолей с учетом испарения и осаждения при ультразвуковом воздействии

А.А. Антонникова

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения Российской академии наук, г. Бийск, ул. Социалистическая, 1
Antonnikova.a@mail.ru

Проблема очистки воздушного бассейна от загрязнения промышленными аэрозолями (как жидкокапельными, так и твердофазными) в настоящее время крайне актуальна. Это связано с тем, что гигантские по массе выбросы представляют непосредственную угрозу, как для человека, так и для биосферы в целом. Одним из возможных направлений решения проблемы очистки является применение ультразвуковой (УЗ) коагуляции аэрозолей.

Математические модели [1, 2] используют балансовый подход Смолуховского в сочетании с выкладками ортокинетической и гидродинамической гипотез взаимодействия частиц. При этом проведено сравнение с экспериментом по оптимальным частотам и амплитудам звукового воздействия. Однако полученные выражения не позволяют просмотреть асимптотические закономерности, и для прогнозирования процессов коагуляции аэрозолей приходится либо проводить численный эксперимент, либо пользоваться более наглядными, но не обоснованными физически интерполяционными формулами, описывающими физический эксперимент.

В работе предложена модель коагуляции аэрозоля под действием ультразвука в виде варианта интегрального уравнения Смолуховского, со стоком (испарение) и обрезанием спектра (осаждение). С помощью численных расчетов получены зависимости эффективности осаждения от частоты ультразвука. На основе асимптотического анализа полученных выражений показано, что для каждого характерного размера частиц аэрозоля существует оптимальная частота акустического воздействия, что соответствует данным [2].

Рис. 1 иллюстрирует уменьшение массы субмикронного аэрозоля во времени в процессе коагуляции и испарения под действием ультразвука и без УЗ-воздействия. Неиспаряющийся аэрозоль (кривая 1) коагулирует и осаждается медленно; ультразвуковое воздействие существенно ускоряет этот процесс. Быстро испаряющийся субмикронный водный аэрозоль теряет массу в результате испарения (кривая 3); ультразвуковое воздействие еще увеличивает скорость убыли массы аэрозоля (кривая 4). Эти расчеты соответствуют многочисленным экспериментальным данным, в том числе полученным авторами ранее [3]: время полного осаждения аэрозоля (мука, вода) уменьшалось при УЗ-воздействии в 1,5-2 раза.

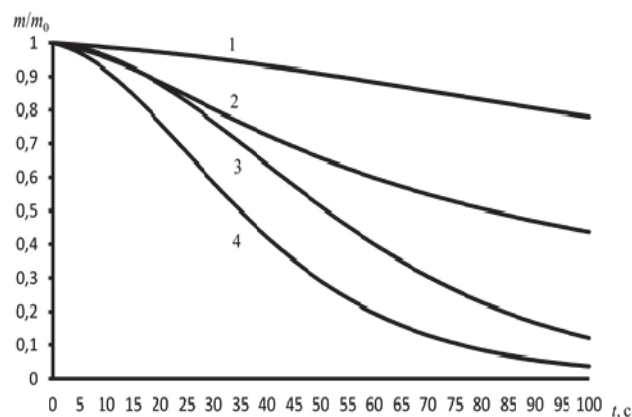


Рисунок 1: Зависимость относительной массы аэрозоля от времени: 1 – без испарения и без УЗ-воздействия; 2 – без испарения, с УЗ-воздействием; 3 – с испарением (вода), без УЗ-воздействия; 4 – с испарением и с УЗ-воздействием.

Таким образом, в работе предложены выражения для кинетики коагуляции в зависимости от основных параметров воздействия, свойств аэрозоля и среды.

Литература

1. Хмелев В.Н. Ультразвуковая коагуляция аэрозолей (монография) / В.Н. Хмелев, К.В. Шалунова, С.Н. Цыганок, Р.В. Барсуков, А.Н. Сливин, А.В. Шалунов. Бийск: АлтГТУ, 2010. – 228 с.
2. Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Голых Р.Н., Шалунова К.В. Теоретическое исследование процесса акустической коагуляции газодисперсных систем // Измерения, автоматизация и моделирование в промышленности и научных исследованиях (ИАМП-2010): материалы VII-й Всероссийской научно-технической конференции, 6–7 октября 2010 года / Алт. гос. техн. ун-т, БТИ. – Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2010. – С. 222–227.
3. Антонникова А.А., Кудряшова О.Б., Хмелев М.В., Шалунов А.В. Исследование эффективности применения ультразвуковых колебаний для осаждения мелкодисперсных аэрозолей // Научно-технический вестник Поволжья. – 2011, № 6 – с.96-99.

Измерения поля скорости в модели новой вихревой топки с горизонтальной осью вращения методом PIV

И.С. Ануфриев¹, Е.Ю. Шадрин², Е.П. Копьев²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1

² Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
anufriev@itp.nsc.ru

В связи с перспективами развития угольной энергетики возрастает потребность в создании новых технологий и аппаратов для энергоэффективного и экологического безопасного сжигания угольного топлива. Как правило, расширение топливной базы обеспечивается за счет использования низкосортных углей. Это повышает требования к характеристикам парогенераторов и определяет необходимость применения новых подходов при создании топочных устройств. Необходимым этапом при разработки таких устройств является физическое моделирование топочных процессов на уменьшенных лабораторных моделях, целью которого является научное обоснование оптимальных конструктивных и режимных параметров.

Данная работа посвящена экспериментальному моделированию внутренней аэродинамики новой вихревой топки с горизонтальной осью вращения [1]. Основными элементами экспериментального стенда являются (рис. 1): автоматизированный комплекс регулирования подачи сжатого воздуха; изотермическая лабораторная модель вихревой топки нового типа; контролирующие приборы; стенд подключен к сети сжатого воздуха; установка оснащена устройством засева потока – генератор тумана Martin Magnum 1800; стенд подключен к системе вентиляции.



Рисунок 1: Экспериментальный стенд для исследования аэродинамики в вихревой топке нового типа

Диагностики потока в интересующих сечениях модели осуществлялась с применением полевого метода измерения скорости PIV. В качестве трассеров в данном эксперименте использовались микрокапли (1-5 мкм) специальной жидкости на основе глицерина.

На рисунке 2 показана структура закрученного потока в камере сгорания. Из анализа результатов следует, что течение имеет существенную

пространственную структуру, свидетельствующую о наличии прецессии вихревого ядра. Выходящая из верхнего сопла струя испытывает сильные пульсации в вертикальном направлении, что вызвано ее пересечением с дополнительным тангенциально вдуваемым потоком в нижней части топки. В области над верхним соплом присутствуют возвратные течения и рециркуляционные зоны. Вынос потока происходит в плоскости симметрии и вблизи торцевой стенки модели.

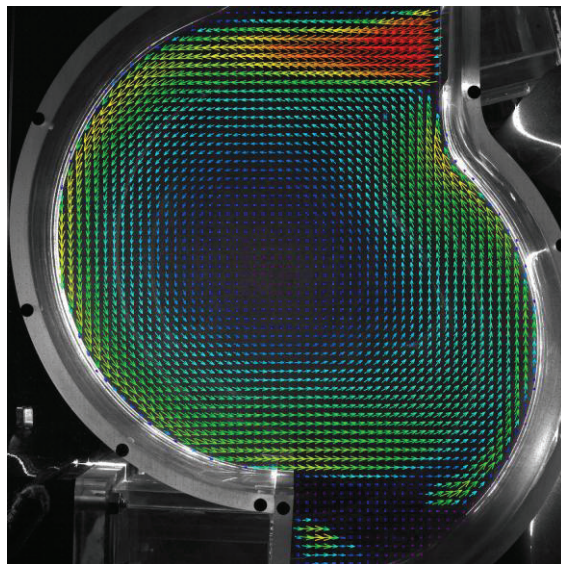


Рисунок 2: Поле средней скорости в камере сгорания модели вихревой топки, полученное методом PIV (сечение по центру сопла)

Литература

1. Авторское свидетельство на изобретение № 2042084, 20.08.1995. «Вихревая топка». Голованов Н.В., Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Саломатов В.В., Дорожков А.А.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 10-08-01093-а, 12-08-90706-моб_ст), Минобрнауки РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России») и гранта Президента РФ НШ-6686.2012.8.

ЛДА-исследования аэродинамических характеристик закрученного потока в модели вихревого топочного устройства нового типа

И.С. Ануфриев¹, Ю.А. Аникин^{1,2}, Е.Ю. Шадрин², Е.П. Копьев²,

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1

²Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
anufriev@itp.nsc.ru

В последнее время возрастает потребность в модернизации действующего и создании нового котельного оборудования ТЭЦ, работающего на угольном топливе. В связи с этим возникает необходимость в создании новых технологий и аппаратов для энергоэффективного и экологически безопасного сжигания углей. Одной из наиболее перспективных таких технологий является факельное сжигание пылеугольного топлива в вихревом потоке. Профессором В.В. Саломатовым с соавторами предложен новый тип вихревого топочного устройства (патент РФ № 2042084). Наиболее близким аналогом данной устройства является вихревая топка конструкции инженера Н.В. Голованова (НПО ЦКТИ, Санкт-Петербург), в процессе эксплуатации и исследования которой выявлен ряд негативных факторов. Основными конструктивными особенностями новой вихревой топки (по сравнению с конструкцией Голованова) являются (рис. 1): дополнительный тангенциальный подвод воздуха через сопла, расположенные в нижней части камеры сгорания; отношение ширины горловины диффузора к удвоенному радиусу камеры сгорания составляет 0,4; геометрия фронтальной стенки в камере сгорания исключает наличие вблизи нее возвратных течений и застойных зон.

В данной работе экспериментально исследованы аэродинамические характеристики закрученного потока в лабораторной модели вихревого топочного устройства нового типа. Измерения выполнены с использованием метода лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА), методика проведения экспериментов аналогична [1].

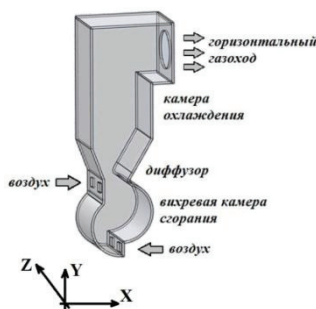


Рисунок 1: Схема вихревой топки нового типа

Для анализа аэродинамических характеристик вихревой топки проведена серия измерений поля

скорости в разных сечениях XOY исследуемой модели. На рисунке 2 представлены профили компонент вектора средней скорости. На графиках наблюдается отклонение центра вихря от оси камеры сгорания в разных сечениях, явно свидетельствующее о наличии прецессии вихревого ядра.

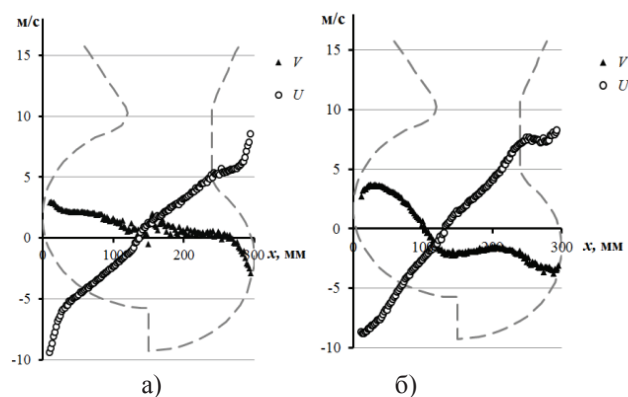


Рисунок 2: Распределения горизонтальной V и вертикальной U компонент вектора средней скорости вдоль центральной горизонтальной линии в сечениях XOY: а) по центру сопла; б) посередине между соплами

Полученные данные могут быть сопоставлены с результатами PIV и численного моделирования и использованы для обоснования математических моделей и алгоритмов.

Литература

1. Ануфриев И.С., Аникин Ю.А., Саломатов В.В., Шарыпов О.В., Энхжаргал Х. Экспериментальное исследование структуры закрученных потоков в модели вихревой топки методом лазерной доплеровской анемометрии // Вестн. ТГУ. Математика и механика. – 2011, – вып. 3. – С.70-78.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 10-08-01093-а, 12-08-90706-моб_ст), Минобрнауки РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России») и гранта Президента РФ НШ-6686.2012.8.

Механизм потери устойчивости формы частицы дисперсной фазы при малых числах РейнольдсаВ.А. Архипова¹, А.С. Усанина²¹НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
г. Томск, пр. Ленина, 36²Национальный исследовательский Томский государственный университет
г. Томск, пр. Ленина, 36
Usaninaanna@mail.ru

Известны два механизма потери устойчивости формы частицы дисперсной фазы – неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца, которые проявляются при достижении критических значений чисел Бонда и Вебера, соответственно. Результаты теоретических исследований показали, что в области малых чисел Рейнольдса ($Re < 1$) при критическом значении числа Бонда, равном $Bo_{кр} = 90$, наблюдается потеря устойчивости формы капли. Экспериментального подтверждения потери устойчивости капли для данного режима течения до настоящего времени не получено, что, по-видимому, связано с технической сложностью одновременного выполнения условий $Re < 1$, $Bo \approx Bo_{кр}$.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и численного исследования устойчивости капли, движущейся в закрученном потоке вязкой жидкости в поле центробежных сил.

Для экспериментального исследования потери устойчивости формы частицы дисперсной фазы при малых числах Рейнольдса разработано и запатентовано устройство [1], подробное описание которой приведено в работе [2]. На разработанной установке проведена серия экспериментов по анализу характеристик движения и деформации капли ртути в вязкой жидкости (раствор хлористого цинка в глицерине с $\mu_l \leq 15$ Па·с). Впервые экспериментально обнаружена потеря устойчивости сферической формы капли при $Re < 1$, проявляющаяся в образовании осесимметричной «вмятины» со стороны, противоположной направлению суммарного вектора массовых сил.

На первом этапе потери устойчивости капли происходит незначительная деформация сферической формы (рис. 1), проявляющаяся в появлении небольшой «вмятины» на поверхности капли. По мере увеличения числа Бонда или числа Рейнольдса размер «вмятины» увеличивается (второй этап). На третьем этапе потери устойчивости наряду с появлением «вмятины» наблюдается сплющивание капли.



Рисунок 1: Стадии деформации капли при числах Рейнольдса $Re < 1$

Для оперативного получения параметров эксперимента создана численная программа на основе

разработанной физико-математической модели движения капли в закрученном потоке вязкой жидкости. В данной модели учитываются внешние силы (сила тяжести, сила Архимеда, центробежная сила Архимеда, сила сопротивления) и силы инерции, обусловленные вращением капли вокруг оси Oz, направленной вертикально вниз. Для учета внутреннего течения жидкости в капле при $Re < 1$ в коэффициент сопротивления вводилась поправка, полученная из решения Рыбчинского-Адамара для задачи вязкого обтекания сферической капли

$$C_D = \frac{24 \mu^* + 2}{Re \cdot 3 + 3\mu^*},$$

где $\mu^* = \mu_p / \mu_l$ – отношение коэффициента динамической вязкости материала капли к коэффициенту динамической вязкости рабочей жидкости.

Анализ полученных экспериментальных и численных данных показал, что преобладающее влияние на деформацию капли оказывает радиальная компонента вектора ускорения. Вклад аксиальной компоненты не превышает 10%, а тангенциальной – 16%. При этом критическое значение числа Бонда, соответствующее началу деформации капли в области $Re < 1$, не является некоторой константой, а существенно зависит от вязкости рабочей жидкости.

Показано, что результаты по потере устойчивости формы капли при $Re < 1$, обработанные в координатах Re , Bo/We , удовлетворительно описываются зависимостью

$$Bo = 18 \frac{We}{Re},$$

которая позволяет выделить граничное значение числа Рейнольдса $Re^* = 24$, разделяющее области с разным механизмом потери устойчивости формы капли (пузырька) – механизм Рэлея-Тейлора (при $Re < Re^*$) и Кельвина-Гельмгольца (при $Re > Re^*$).

Литература

1. Устройство для исследования устойчивости движения каплей : пат. Российская Федерация : МПК B01L 99/00 / Архипов В.А., Березиков А.П., Васенин И.М., Трофимов В.Ф., Усанина А.С., Шрагер Г.Р. – № 2394649 ; заявл. 27.04.2009 ; опубл. 20.07.2010, электронный бюл. «Изобретения. Полезные модели». № 33.
2. Архипов В.А., Васенин И.М., Ткаченко А.П., Усанина А.С. Метод оценки условий потери устойчивости капли в закрученном потоке // Известия ВУЗов. Физика. – 2010. – Т. 55. – №12/2, С. 20-26.

Математическое моделирование движения нелинейно - вязкопластичной жидкости при больших числах Бингама

Е.Е. Баженов

Дальневосточный Государственный Гуманитарный Университет

г. Хабаровск, ул. Карла Маркса, 68

bg88@mail.ru

Основной сложностью численного моделирования движения нелинейно - вязкопластической жидкости является наличие у среды предельного напряжения сдвига (предела текучести). В этом случае, математическая постановка задачи приводит к краевым задачам с нелинейными дифференциальными уравнениями и «неизвестными границами». В настоящей работе используется модель жесткого ядра, которая строится путем замены полных уравнений Генки, уравнениями течения нелинейно-вязких жидкостей [1]. В этом случае возникает сложная проблема выбора коэффициента эффективной вязкости в уравнениях Стокса.

Для решения этих проблем применяется регуляризация (усреднение) [1], которая заключается в использовании малого параметра $0 < \xi = \text{const} \ll 1$, приводящего к модифицированной реологической модели.

Рассмотрим медленное ($Re \ll 1$) течение нелинейно - вязкопластической среды, описываемой реологической моделью Шульмана [2]. Течение происходит в изотермических условиях, при отсутствии массовых сил, с постоянным расходом Q (рис. 1).

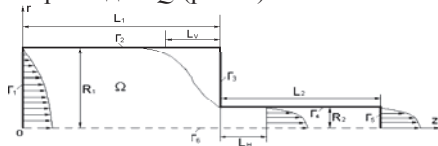


Рисунок 1: Расчетная область течения нелинейно - вязкопластичной жидкости в канале с внезапным сужением 4:1.

В основу математической модели положим обобщенный вариационный принцип:

$$J_{0\xi}(u_i, p, e_{ij}, \lambda_{ij}) = \int_{\Omega} \left\{ \psi_{\xi}(p, e_{ij}) + 2\eta \lambda_{ij} \left[e_{ij} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{c\eta}{2} \left[e_{ij} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]^2 \right\} d\Omega - \int_{\Gamma} t_i u_i d\Gamma,$$

Модель замыкаем граничными условиями: на входе Γ_1 в область Ω течения задаем профиль установившегося течения жидкости Шульмана с заданными значениями реологических параметров и известным постоянным расходом ($Q = \text{const}$) на твердых стенках $\Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ - условия непротекания и прилипания, на выходе Γ_5 из расчетной области Ω задаем слабые условия установления течения, а на оси симметрии Γ_6 - условия симметрии.

Численное решение задачи производим методом конечных элементов с использованием div-устойчивого

четырёхугольного изопараметрического элемента второго порядка [1]. Для анализа результатов численного моделирования используем поправку Куэтта и число Бингама: $\eta_q = \frac{\Delta P - \Delta P_1 - \Delta P_2}{2\tau_w}$, $Bi = \frac{\tau_0}{\mu_p A_{cp}}$, где ΔP - перепад давления во всей области Ω ; ΔP_1 - перепад давления в области с радиусом R_1 и длиной L_1 ; ΔP_2 - перепад давления в области с радиусом R_2 и длиной L_2 (рис. 1); τ_w - значение напряжения трения на стенке трубы меньшего диаметра на выходе из области.

На рис. 2. иллюстрируется зависимость значения поправки Куэтта от степени нелинейности жидкости Шульмана и числа Бингама. Из результатов расчетов следует, что $\eta_q = 0,589$ при $\frac{n}{m} = 1$, $Bi = 0$ и значительно

увеличивается с ростом псевдопластичности ($\frac{n}{m} < 1$) и пластических свойств ($Bi > 0$) жидкости Шульмана. В то же время рост дилатантных свойств жидкости ($\frac{n}{m} > 1$) при $Bi = 0$ приводит в начале к уменьшению значения поправки Куэтта с минимумом $\eta_q = 0,3$ при $\frac{n}{m} = 1,4$, а затем к сильному росту. Сравнение с численными результатами, приведенными в работе [5] в диапазоне изменения степени нелинейности $0,5 < \frac{n}{m} \leq 1$, показало хорошее согласование с проведенными расчетами.

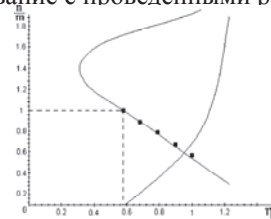


Рисунок 2: Зависимость значения величины поправки Куэтта от коэффициентов нелинейности среды n, m и параметра Бингама.

Литература

1. Чехонин К.А. Метод конечных элементов и обобщенный вариационный принцип для решения задач реодинамики нелинейно - вязкопластичных жидкостей // Математическое моделирование. - Хабаровск: Изд-во Хабар. гос. техн. ун-та, 1998. - Вып.4. - С.14-20
2. Шульман З.П. Конвективный тепломассоперенос реологически сложных жидкостей.- М.: Энергия, 1975.- 344 с.

Об одной трехмерной контактной задаче технологической механики

Е.Е.Баженов¹¹Дальневосточный Государственный Гуманитарный Университет
г. Хабаровск, ул. Карла Маркса, 68
bg88@mail.ru

Рассмотрим процесс отверждения высоконаполненного композитного материала (ВКМ) в области $\Omega \in R^3$, приведенной на рис. 1.

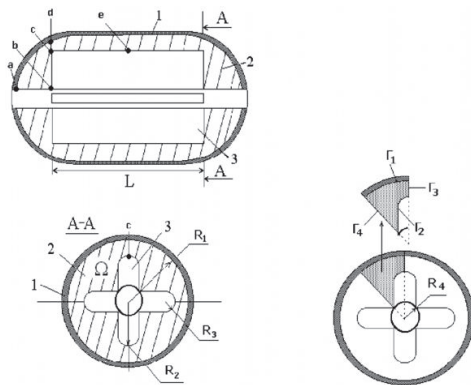


Рисунок 1: Расчетная область: 1 – тонкостенная оболочка вращения; 2 – отверждаемый ВКМ; 3 – центральное профильное тело, a,b,c,d,e – исследуемые точки области; R_1, R_2, R_3, L – геометрические параметры области; Γ_1, Γ_2 – границы контакта ВКМ с оболочкой и центральным телом; Γ_3, Γ_4 – границы симметрии области.

Отверждение происходит при заданном на оболочке и центральном профильном теле (ЦПТ) режиме термообработки и сопровождается переходом из жидкого в твердое агрегатное состояние. Считается, что теплофизические свойства рассматриваемой системы не зависят от температуры, а в ВКМ и от его структуры. Отверждаемый ВКМ представляет собой слабосжимаемую ($\nu=0,5$) термо-полимеризационно-простую вязкоупругую среду (объем не релаксирует), с зависимостью коэффициента Пуассона (ν) от структурных изменений в нем.

Краевую задачу решаем совместно с уравнениями термоупругости для центрального профильного тела (рис. 1) и уравнениями равновесия для тонкостенной термоподатливой моментной оболочки вращения. В виду осевой симметрии исследуемой области Ω и граничных условий, математическое моделирование проводим на 1/16 её части с условиями симметрии на Γ_3, Γ_4 (рис.1).

Численное решение задачи производим методом конечных элементов в формулировке Галеркина с аппроксимацией искомых функций на кубическом изопараметрическом элементе Лагранжевого семейства второго порядка [2].

Из результатов расчета следует, что в момент окончания этапа термостатирования ($t=72$ ч.) реакция отверждения во всей области завершена, т.е. материал находится в стеклообразном состоянии, а в момент времени $t=144$ ч температура изделия равна температуре эксплуатации. Максимальный градиент температуры

возникает в момент завершения этапа охлаждения (~ 39.2 С), степени отверждения в момент начала этапа термостатирования (~ 0.45). Вследствие слабой сжимаемости ВКМ в области реализуется гидростатический характер НДС кроме особых под областей с концентраторами напряжений (точки “a”, “b” рис.1). Эволюция напряжений в под областях их концентрации приведена на рис.3.

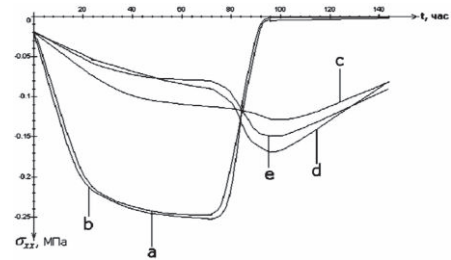


Рисунок 3: Эволюция σ_{xx} в точках области

Из результатов расчетов следует, что на протяжении всего процесса отверждения в ВКМ преобладают сжимающие напряжения. В начальный момент времени $t=0$ в области от начального поддавливания создаются сжимающие напряжения. В дальнейшем уровень сжимающих напряжений увеличивается вследствие температурного расширения ВКМ и продолжает расти до завершения этапа термостатирования. На этапе охлаждения в области (за исключением точек “a” и “b”) наблюдается дальнейший рост сжимающих напряжений. Это связано с тем, что оболочка охлаждается быстрее чем ВКМ и воздействует на него, создавая дополнительные сжимающие напряжения. Дальнейшее охлаждение ВКМ приводит к снижению уровня сжимающих напряжений. Исследования показывают, что максимальная интенсивность напряжений наблюдается в точке “a” в момент завершения этапа термостатирования ($t=72$ ч) и равна ≈ 0.3 МПа.

Литература

1. Чехонин К.А., Булгаков В.К. Моделирование компрессионного формования системы «композитный корпус-малосжимаемый отверждающийся наполнитель» // Математическое моделирование, 2002. – Т.14, 11. – с. 113–127
2. Чехонин К.А. Основы теории метода смешанных конечных элементов для задач гидродинамики / Хабаровск: Изд-во Хабар.гос.техн.ун-та, 1999. – 283с.

Термомангнитная сепарация воздуха

В.В. Белозеров, А.А. Новакович

НИИ физики Южного федерального университета
г. Ростов-на-Дону, пр-т Стачки, 194
safeting@mail.ru

Как известно [1], атмосферный воздух имеет следующий состав: азот (N_2) – 78,08% (28,01 а.е.); кислород (O_2) – 20,95% (31,99 а.е.); инертные газы (0,934%): аргон (Ar) – 0,93% (39,94 а.е.), неон (Ne) – 0,002% (20,18 а.е.), гелий (He) – 0,0005% (4,00 а.е.), криптон (Kr) – 0,0001% (83,81 а.е.), ксенон (Xe) – 0,00001% (131,29 а.е.); пары воды (H_2O) – 0,5% (18 а.е.); оксиды углерода (CO , CO_2) – 0,03% (28-44 а.е.); предельные углеводороды (0,0003%): метан (CH_4) – 0,0002% (16 а.е.), пропан (C_2H_6) – 0,00005% (30 а.е.) и др.; водород (H_2) – 0,00006% (2 а.е.); остальные компоненты (NH_3 , SO_2 , NO , O_3) – 0,0001%.

Существенным при этом является тот факт, что все указанные газовые компоненты являются диамагнетиками, за исключением кислорода, который является парамагнетиком, в связи с чем, могут быть разделены в неоднородных температурном и магнитном полях, в соответствии с распределением Больцмана [2]:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\alpha H^2}{2kT}\right) = \rho_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \quad (1)$$

где $U = -\frac{\alpha H^2}{2}$ – потенциальная энергия отдельной молекулы газа, обладающего пара- или диамагнитными свойствами, находящегося во внешнем неоднородном магнитном поле.

В силу принципа детального равновесия, и в соответствии с уравнением Эйлера

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -grad(p) - \rho \cdot grad\left(-\frac{\alpha H^2}{2m}\right) \quad (2)$$

данное рассмотрение справедливо и для смеси газов с различными магнитными свойствами в отношении каждой отдельной компоненты смеси, с той лишь разницей, что распределению плотности каждой отдельной компоненты в смеси газов ρ_i соответствует свое собственное распределение Больцмана (1), в которое входит магнитная поляризуемость отдельной молекулы определенной компоненты смеси газов:

$$\rho_i = \rho_{0i} \exp\left(\frac{\alpha_i H^2}{2kT}\right) = \rho_{0i} \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right) \quad (3)$$

Так для молекул O_2 , обладающих парамагнитными свойствами, магнитная поляризуемость отдельной молекулы α – положительна ($+3396 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$), а для N_2 ($-12 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$) и остальных атмосферных газов, обладающих диамагнитными свойствами, магнитная поляризуемость отдельной молекулы α – отрицательна, то плотность кислорода в смеси газов будет увеличиваться в области сильного магнитного поля, а плотность азота и остальных компонент – уменьшаться, т.к. потенциальная энергия отдельной молекулы (3) зависит от квадрата напряженности магнитного поля и температуры внутри канала сепаратора (рис.1).

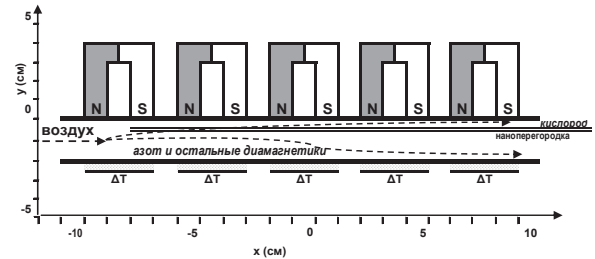


Рисунок 1: . Схема расположения магнитов, элементов Пельтье и нанопергородки в канале

Моделирование длины трубы кислородного сепаратора, достаточной для разделения кислородной и азотной компонент воздушной смеси (рис.2), в предположении диффузионной модели установления термодинамического равновесия [2,3], составило 5-7 м., что позволило сконструировать компактный сепаратор, «закрутив канал» в спираль.

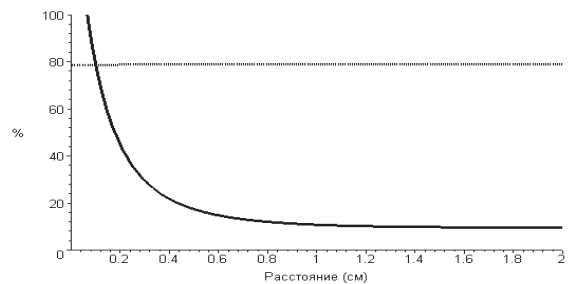


Рисунок 2: Пространственное распределение нормированных объемных концентраций N_2 (пунктирная линия) и O_2 (сплошная линия) внутри канала сепаратора при $H=3\text{Тл}$ и $T=-70^\circ\text{C}$ (расстояние показано от поверхности канала, вдоль которой установлены магниты)

Для ускорения сепарации с помощью кнудсендовской диффузии и одновременного замедления диффузного восстановления концентраций молекул, вдоль канала планируется установить «нанопергородку-мембрану» из пористого алюминия, что позволит достичь полного отделения кислорода [3].

Литература

1. Политехнический словарь /под. ред. Артоболевского И.И./-М.:«Сов.энциклопедия»,1976, 608с.
2. Белозеров В.В., Новакович А.А., Топольский Н.Г. Модель сепаратора воздуха для систем безопасности // "Системы безопасности – СБ 2003": мат-лы междунар. форума информатизации-М.:АГПС МЧС РФ,2003, с.198-199.
3. Патент РФ № 2428242 от 10.09.2011 «Способ термомангнитной сепарации воздуха и устройство для его осуществления» (авторы Белозеров В.В., Новакович А.А. и др.).

Численное исследование плоского свободного сдвигового течения с использованием ENO схемы

Е.К. Беляев

Институт Математики МОН РК, лаборатория гидродинамики
г. Алматы, ул. Пушкина, 125
ked@math.kz, yerzhan.belyayev@gmail.com

Численное исследование структуры и свойств плоского свободного сдвигового течения осуществляется на основе полных нестационарных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого многокомпонентного вязкого газа. Численный алгоритм основан на существенно неосциллирующей ENO схеме третьего порядка точности. Схема течения показана на рис. 1.

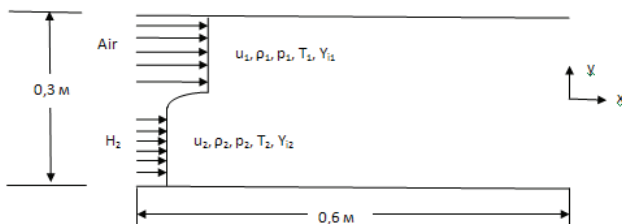


Рисунок 1 – Схема двумерной вычислительной области течения.

Входные профили для физических переменных φ (ρ , u , Y_i , T) определяются гладким переходом характеристик потока воздуха и водорода с использованием функции гиперболического тангенса [1]

$$\varphi(y) = 0.5 \cdot (\varphi_1 + \varphi_2) + 0.5 \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) \cdot \tanh(0.5y/\theta), \quad (1)$$

где индексы 1 и 2 относятся к воздуху и водороду, соответственно, и θ – толщина потери импульса. Давление предполагается постоянным во всем входном сечении, для температуры рассмотрены два случая: постоянное значение и профиль гиперболического тангенса. Использование вышеуказанной формулы недостаточно для формирования свертывания и пары вихревых колец. Для решения этой проблемы многими исследователями были использованы различные концепции неустойчивостей от численных погрешностей до малых возмущений, добавляемых к средним характеристикам потока [2, 3, 4]. В данной работе на входе используется малые возмущения дополнительно к средним характеристикам (1) согласно [2].

На верхней и нижней границе ставится условие симметрии, на выходе граничные условия неотражения.

Основная система уравнений Навье-Стокса для многокомпонентного газа решается в безразмерной форме. Длина рассматриваемой области 0,6 м, высота 0,3 м. Численный эксперимент проводился с использованием следующих параметров: $\theta=0,17$ ($\theta=0,5$; $\theta=1,0$); $M_1=1,5$; $M_2=1,1$ ($M_1=2,4$; $M_2=0,81$); $p_1=p_2=101320$ Па; $T_1=1300$ К; $T_2=400$ К ($T_1=T_2=800$ К).

Расчет производился на сетке 301x101, которая измельчается в области смешения в направлении y , и области входного участка в направлении x . Исследовано влияние различных типов возмущений входных параметров на образование неустойчивости в слое смешения и изучено влияние чисел Маха на формирование вихревых зон.

Литература

1. A.T. Sriram, A.C. Zambon and H.K. Chelliah Validation of Ethylene-Air Reduced Reaction Models in Supersonic Shear Flows // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7-10 January 2008, Reno, Nevada.
2. T.S. Cheng, K.S. Lee Numerical simulations of underexpanded supersonic jet and free shear layer using WENO schemes // International Journal of Heat and Fluid Flow 26 (2005) 755-770, www.elsevier.com/locate/ijhff.
3. Xiao-Tian Shi, Jun Chen, Wei-Tao Bi, Chi-Wang Shu, Zhen-Su She Numerical simulations of compressible mixing layers with a discontinuous Galerkin method // Acta Mech. Sin. (2011) 27(3): 318-329.
4. Jean Reinaud, Laurent Joly, Patrick Chassaing The baroclinic secondary instability of the two-dimensional shear layer // Physics of Fluids, volume 12, number 10, October 2000, pp.2489-2505.

Влияние неоднородности обогрева на теплообмен жидкого металла при течении в продольном магнитном поле в трубе с наклоном 11 градусов

И.А.Беляев, М.А. Кадурина, Я.И. Листратов, А.Г. Хижняк

НИУ «Московский Энергетический Институт»
г. Москва, ул. Красноказарменная, 14
iabelyaev@gmail.com

В качестве теплоносителя в термоядерном реакторе (ТЯР) типа ТОКАМАК рассматриваются различные среды: жидкий металл (ЖМ), вода, расплавы солей, гелий. Не существует единой концепции охлаждения подобного устройства.

В настоящее время рассматривается проект гибридного токамака – термоядерного источника нейтронов (ТИН) [1]. В этом случае использование ЖМ особенно привлекательно с точки зрения требований ядерной энергетики. Однако течение ЖМ в магнитном поле (МП), необходимом для работы ТЯР типа ТОКАМАК, опасно значительным ростом гидравлического сопротивления в ряде конфигураций. Одним из способов избежать этого является преимущественное расположение каналов вдоль линий МП: в этом случае МП не взаимодействует с продольной компонентой скорости непосредственно. В реальном устройстве результирующие МП направлены под некоторым углом к горизонту, обусловленным соотношением тороидального и полоидального МП. В крупных устройствах, например в проекте ITER, он равен примерно 11,3 градусам ($\tan \Theta = 1/5$).

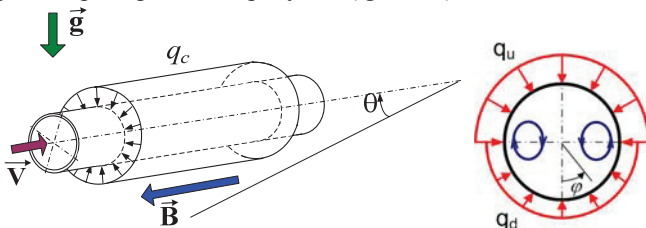


Рисунок 1: Рассматриваемая конфигурация течения и обогрева.

Воздействие МП на поток ЖМ в условиях сильных тепловых потоков, порождающих силы плавучести, неоднозначно и не может быть сведено только к подавлению турбулентности и вторичных течений. Решающая роль принадлежит эксперименту.

Экспериментальные результаты, полученные на базе комплекса МЭИ-ИВТРАН, показывают, что воздействие МП в ряде конфигураций способно приводить к возникновению вторичных течений, не реализуемых без МП, аномально низких значений локальных коэффициентов теплоотдачи и пульсации температуры неожиданно высокой амплитуды вблизи стенки [2]. Подобные явления представляют опасность для материала стенки канала и конструкции в целом.

В данной работе эксперименты проводились на ртути, экспериментальный участок представлял собой трубку из нержавеющей стали диаметром $d = 19$ мм и относительной длиной 100 калибров. Двухсекционный нагреватель, способный создавать раздельные тепловые

потоки на верхнюю q_u и нижнюю q_d образующие, расположен на последних 42 калибрах, МП однородно на участке в 27 калибров.

Исследовалось опускное течение при угле наклона $\Theta = 11,3$ градуса (Рис.1). В основном закономерности теплообмена для наклонной и горизонтальной труб совпадают, однако обнаружено отличие при неоднородном по периметру обогреве с преимуществом сверху в диапазоне чисел Рейнольдса до $25 \cdot 10^3$ и Грасгофа от 10^7 (Рис. 2).

Отличие обусловлено возникновением термогравитационной силы, направленной против направления течения вблизи обогреваемого участка. Подтормаживание потока в этой области значительно снижает эффективность теплообмена, особенно на фоне подавленной магнитным полем турбулентности.

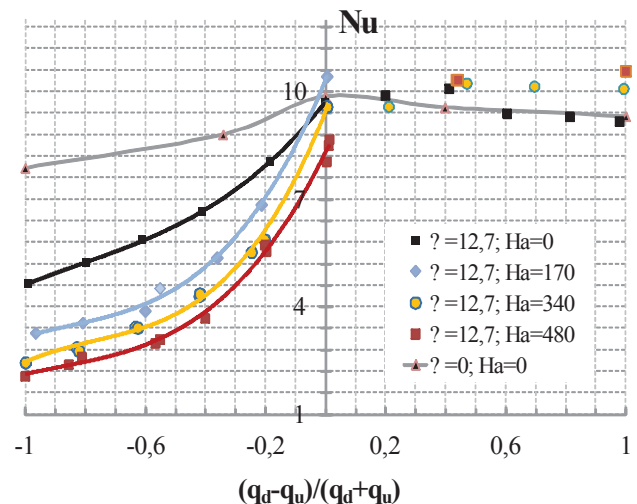


Рисунок 2: Осредненное по периметру число Нуссельта в зависимости от неоднородности обогрева. В сечении $z/d = 37$, $Gr = 5.3 \cdot 10^7$, $Re = 10^4$

Литература

1. Кутеев Б.В., Хрипунов В.И. Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2009. Вып. 1. С. 3.
2. V.G. Sviridov, N.G. Razuvarov, Yu.P. Ivotchkina, Ya.I. Listratov, E.V. Sviridov., L.G. Genin, V.G. Zhilin, I. A. Belyaev/ Liquid Metal Heat Transfer Investigations Applied to Tokamak Reactor/ Proceeding of the International Heat Transfer Conference IHTC14, August 8-13, 2010, Washington, DC, USA, p.1-8.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства Образования и гранта Президента РФ для поддержки молодых ученых кандидатов наук МК-4882.2012.8

PIV-диагностика турбулентного пограничного слоя, модифицированного путем вдува через мелкоперфорированную поверхность

Бильский А.В., Гобызов О.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
630090, г. Новосибирск, Россия, пр-т акад. Лаврентьева, д. 1

В настоящей работе представлены результаты исследования способа активного управления турбулентным пограничным слоем на обтекаемой поверхности при помощи распределенного вдува воздуха через мелкоперфорированную пронизываемую стенку. В более ранних работах, например [1], отмечалось, что вдув даже малого количества воздуха способен привести к заметному снижению сопротивления обтекаемого тела, однако в этих исследованиях охватывался относительно узкий диапазон расходов воздуха, и не затрагивалась тема изменения структуры пограничного слоя в результате вдува. Для получения более полной информации о воздействии вдува на пограничный слой в описываемой работе измерения проводились при помощи метода цифровой трассерной визуализации.

Эксперименты проводились в ИТ СО РАН на малой дозвуковой аэродинамической трубе замкнутого типа, имеющей следующие характеристики: диапазон скоростей 0–30 м/с; размеры рабочей части 125×125×1000 мм; степень турбулентности <2%. Регистрация трассерных картин осуществлялась при помощи измерительного комплекса “ПОЛИС”, включавшего в себя двойной импульсный Nd:YAG лазер, снабженный оптической насадкой для создания тонкого (~200 мкм) светового ножа и 11-и мегапиксельную ПЗС-камеру с установленным на ней длиннофокусным макрообъективом. Управление измерительным комплексом и обработка изображений производились с помощью программного пакета Actual Flow.

Пограничный слой формировался на модели плоской пластины размером 750×124 мм² в плане и толщиной 6 мм, расположенной горизонтально в рабочей части трубы, с установленным заподлицо с поверхностью пластины гидравлически гладким пористым образцом, имевшим размеры 120×10 мм. Измерения проводились при постоянной скорости набегающего потока ~11 м/с и варьируемом в диапазоне от 5·10⁻³ кг/с/м² до 5,8·10⁻³ кг/с/м² расходе воздуха через пористую стенку. Для регистрации полей скорости применялся специально адаптированный для проведения измерений в пограничном слое метод PIV, детали реализации которого описаны в [2].

В первую очередь исследовался эффект снижения локальных значений коэффициента поверхностного трения. Используя метод, позволивший с приемлемой точностью регистрировать значения скорости по всей толщине пограничного слоя, в том числе в вязком подслое и буферной зоне, и определять значения поверхностного трения τ_w из наклона профиля средней скорости в непосредственной окрестности стенки. Рисунок 1 демонстрирует полученный эффект снижения поверхностного трения. Для сравнения на рисунке также приведены результаты

термоанемометрических измерений на аэродинамической трубе Т-324 (ИТПМ СО РАН), полученные в рамках совместной работы. Отличие в полученных данных может быть связано как с различиями в организации тракта для подвода воздуха к перфорированной поверхности, так и с краевыми эффектами, влияние которых было более вероятным в случае использования образца малых размеров.

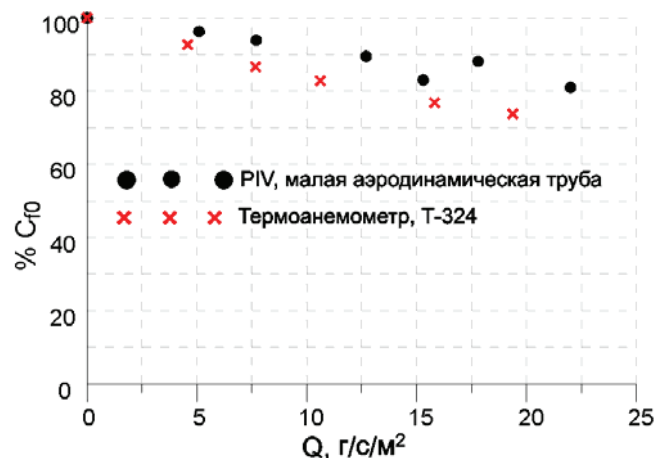


Рисунок 1: Изменение коэффициента поверхностного трения в зависимости от массового расхода воздуха, $U_\infty = 11$ м/с, $Re_x = 4,04 \cdot 10^5$.

Исследование характеристик турбулентности модифицированного пограничного слоя показало, что влияние вдува не ограничивается областью вязкого подслоя, а распространяется в буферную зону и логарифмическую область. Так, было зарегистрировано отеснение максимума турбулентных пульсаций от стенки, свидетельствующее об увеличении толщины вязкого подслоя и рост турбулентного касательного напряжения $\langle u'v' \rangle$ по мере увеличения расхода вдуваемого воздуха. Кроме того, с ростом расхода воздуха наблюдалось изменение формы профиля средней скорости. При этом наибольшие отличия формы профиля средней скорости возникали на том же участке, на котором изменялись и пульсационные характеристики течения (в области, соответствующей 0,05 – 0,5 толщины пограничного слоя).

Литература

1. Danny P. Hwang, Skin-Friction Reduction by a Micro-Blowing Technique // 1998 AIAA journal, vol. 36, № 3, pp 480-481.
2. Бильский А.В., Гобызов О.А., Корнилов В.И., Маркович Д.М. Применение методов цифровой трассерной визуализации для диагностики турбулентного пограничного слоя // Теплофизика и аэромеханика. –2012. –Том 19, № 4. (принята в печать).

Критические параметры двухатомных спиртов

Н.С. Богатищева

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики Уральского отделения РАН
г. Екатеринбург, Амундсена, 106
Bogatishcheva@mail.ru

Диолы, или двухатомные спирты – соединения алифатического ряда, содержащие в молекуле две гидроксильные группы. Они представляют важный класс органических веществ и находят широкое применение в промышленности: используются в производстве полиэфирных смол, полиуретанов, пластификаторов, взрывчатых веществ, моющих средств, являются хорошими растворителями.

Все соединения гомологического ряда диолов термонестабильны в своей критической точке, что осложняет экспериментальное определение их критических параметров. К моменту выполнения работы экспериментальные значения критических параметров были известны лишь для трех соединений этого ряда: 1,2-этандиола, 1,3-пропандиола и 1,4-бутандиола.

В данной работе были впервые определены значения критической температуры и критического давления семи веществ из гомологического ряда диолов $\text{HO}(\text{CH}_2)_n\text{OH}$ с $n = 4, 5, 6, 8, 9, 10, 12$. Вещества были приобретены у компаний Sigma-Aldrich и Fluka. Чистота образцов до и после эксперимента контролировалась методом протонного магнитного резонанса и была не ниже 98%.

Измерения выполнены методом импульсного нагрева проволочного зонда – платиновой проволочки диаметром 20 мкм длиной 1-3 см, помещенного в исследуемую жидкость [1]. Длительность импульсов составляла 0.03 - 0.5 мс. Этот метод применим для термонестабильных веществ, так как обеспечивает сверхмалое разложение вещества в процессе измерений. Результаты измерений критической температуры и критического давления диолов приведены на рис. 1 и 2 соответственно.

По нашим оценкам погрешность измерений критической температуры составляет 1.5%, критического давления – 4%.

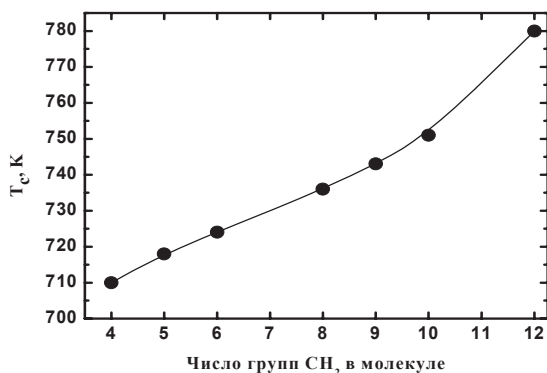


Рисунок 2: Зависимость критической температуры диолов от числа групп CH_2 в молекуле.

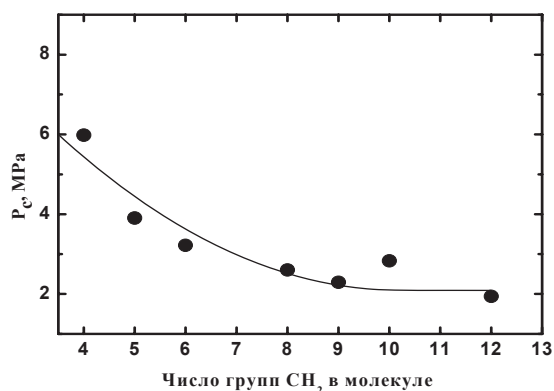


Рисунок 1: Зависимость критического давления диолов от числа групп CH_2 в молекуле.

Прогнозирование критических свойств исследуемых веществ затруднено, так как молекула двухатомных спиртов содержит две гидроксильные группы. На основе экспериментальных данных были разработаны уравнения, описывающие зависимость критической температуры и критического давления диолов от числа атомов углерода в молекуле. Показано, что предложенные уравнения обеспечивают более высокую точность расчета критических параметров двухатомных спиртов, чем известные методы группового вклада - метод Марреро и Гани [2] и метод Константиноу и Гани [3].

Литература

1. Методика ГСССД МЭ 163-2010. Методика экспериментального определения критической температуры и критического давления индивидуальных веществ // Никитин Е.Д., Павлов П.А. Росс. Научно-техн. Центр информации по стандартизации, метрологии и оценки соответствия. М., 2010. – 31 с. Илл. 8. Библиогр. 29 назв. Рус. 12 назв. Деп. В ФГУП «Стандартинформ» 16.06.2010, №865-2010 кк.
2. Marrero J., Gani R. Group-contribution based estimation of pure component properties // Fluid Phase Equilib. – 2001. – Vol. 183-184. – P. 183-208.
3. Constantinou L., Gani R. New group contribution method for estimating properties of pure compounds // AIChE J. - 1994. – Vol.40. –P. 1697 – 1710.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН (программа фундаментальных исследований П 12).

Численный анализ двумерных и трехмерных нестационарных режимов естественной конвекции магнитной жидкости в замкнутых областях

Н.С. Бондарева, М.А. Шерemet

Томский государственный университет
г. Томск, пр. Ленина, 36
R0dniki@mail.ru

Магнитное поле применяют во многих технологических процессах, например, при выращивании объемных монокристаллов, с целью управления режимами конвективного теплопереноса. Известно, что такой подход к управлению позволяет снизить колебания температуры, тепловую асимметрию и вибрацию расплава [1].

В настоящей работе проведен анализ плоских и пространственных режимов естественной конвекции в замкнутых областях при наличии однородного магнитного поля.

Замкнутая область, содержащая вязкую теплопроводную магнитную несжимаемую жидкость, имеет форму квадрата или куба, в зависимости от размерности задачи. На нижней стенке поддерживается постоянная максимальная температура, две противоположные боковые стенки являются изотермическими с минимальной температурой, остальные стенки – адиабатические (рис. 1).

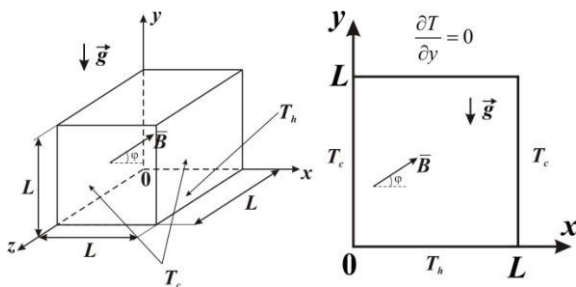


Рисунок 1: Области решения задач.

Для описания нестационарного процесса переноса массы, импульса и энергии в рассматриваемых областях используются уравнения Навье–Стокса, содержащие силу Лоренца, а также уравнение энергии, сформулированные в безразмерных преобразованных переменных «функция тока – завихренность» в плоском случае и «векторный потенциал – вектор завихренности скорости» в пространственном случае [2].

Разностные уравнения Пуассона для функции тока и компонент векторного потенциала решены с использованием метода последовательной верхней релаксации. Уравнения дисперсии завихренности и компонент вектора вихря, а также уравнение энергии решались с помощью локально-одномерной схемы А.А. Самарского.[2]

Разработанные алгоритмы решений были протестированы как на серии внутренних тестов, отражающих влияние сеточных параметров, так и на

ряде модельных задач [2].

В результате расчетов были получены распределения изолиний функции тока, компонент векторного потенциала, завихренности, компонент вектора вихря, а также температуры при различных значениях чисел Рэлея и Гартмана. На рис. 2 представлены изотермы двумерной и трехмерной (в среднем сечении по оси z) постановок задачи. Анализ представленных распределений отражает увеличение температуры в верхней части объема при переходе от двумерной постановки к трехмерной при умеренных числах Рэлея. Учет магнитного поля приводит к значительному ослаблению режима конвективного теплопереноса. При малых числах Рэлея, а также при наличии магнитного поля и умеренных температурных напорах определяющим механизмом переноса энергии является теплопроводность.

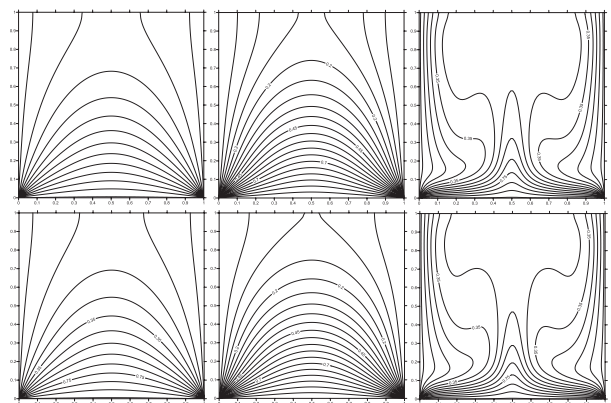


Рисунок 2: Изотермы при $Ra = 10^3$, $Ha = 0$; $Ra = 10^5$, $Ha = 100$; $Ra = 10^5$, $Ha = 0$ (слева направо); трехмерная постановка (сверху) и двумерный случай (снизу).

Литература

1. Кирко И.М., Кирко Г.Е. Магнитная гидродинамика. Современное видение проблем. – Ижевск: РХД, 2009. – 632 с.
2. Шерemet М.А. Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения. – Берлин: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011. – 176 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МК-5652.2012.8).

Численное исследование гироскопического движения тела с полостью, полностью заполненной вязкой жидкостью

А.Ю. Боталов

Тюменский государственный университет
г. Тюмень, ул. Семакова, 10
agod@bk.ru

Задачи динамики твердого тела, с полостями заполненными жидкостью, вот уже на протяжении более ста лет привлекают внимание исследователей, однако до сих пор получены решения лишь в сравнительно простых постановках [1], [2], [3]. Сложность данных задач обусловлена необходимостью совместного решения уравнений динамики твердого тела и динамики жидкости. Современное развитие численных методов позволяет находить численные решения данных уравнений, что способствует более глубокому пониманию процессов, протекающих при движении тел с жидким наполнителем. В данной работе численно исследовалась задача динамики твердого тела с жидким наполнителем: трехмерное движение кубической полости, полностью заполненной вязкой жидкостью около неподвижной точки с ненулевым начальным гироскопическим моментом. При этом исследовалось как движение тела, так и возникающее при этом движение жидкости. Математическая постановка задачи включает в себя уравнение неразрывности, уравнения Навье-Стокса, записанные в неинерциальной системе отсчета, движущейся вместе с телом и уравнения Эйлера динамики твердого тела, записанные в главных осях [4]. Положение тела задавалось тремя углами Эйлера: θ - нутации, ψ - прецессии, φ - собственного вращения, которые определяются из следующих соотношений:

$$\gamma'' = \cos \theta$$

$$\gamma' = \operatorname{tg} \varphi$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\gamma\omega_x + \gamma'\omega_y}{\gamma^2 + \gamma'^2} \text{ где } \gamma, \gamma', \gamma'' - \text{проекции единичного}$$

вектора в направлении вектора ускорения свободного падения на подвижные главные оси, которые определяются из кинематических уравнений Эйлера. Задача решалась в безразмерной форме. В качестве параметров выступают число Рейнольдса и параметры, задающие начальное положение тела. Для решения уравнений Навье-Стокса использовался модифицированный алгоритм SIMPLER [5]. Расчетная область разбивалась на $50 \times 50 \times 50$ контрольных объемов. Для решения уравнений Эйлера использовался BDF метод (Backward Differentiation Formula) второго порядка точности. Расчеты проводились для чисел Рейнольдса в диапазоне $10 \leq \operatorname{Re} \leq 100$ и для различных значений начального гироскопического момента. Шаг по времени удовлетворял критерию Куранта.

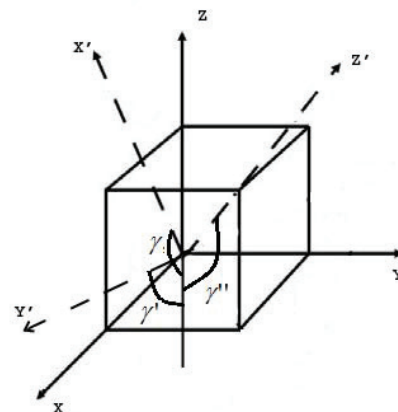


Рисунок 1: $X'Y'Z'$ - главные оси, $\gamma, \gamma', \gamma''$ - косинусы соответствующих углов

Литература

- 1) Жуковский Н.Е. О движении твердого тела, имеющего полости, наполненные однородной капельной жидкостью // Собр. соч. Т. 2. Гидродинамика. М.: Гостехиз-дат, 1949.
- 2) Черноусько Ф.Л. Движение твердого тела с полостями, заполненными вязкой жидкостью, при малых числах Рейнольдса // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1965. Т. 5. №6. С. 1049-1070.
- 3) Черноусько Ф.Л. Движение тела с полостью, заполненной вязкой жидкостью, при больших числах Рейнольдса // ПММ. 1966. Т.30. Вып.3. С. 476-494.
- 4) Моисеев Н.Н., Румянцев В.В. Динамика тела с полостями, содержащими жидкость — М.: Наука, 1965.
- 5) Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости — М.: Энергоатомиздат, 1984.

Математическое моделирование диффузионного термоэффекта при вдуве легких газов в пограничный слой

Бочкарева Е. М.¹, Терехов В.В.²

Новосибирский государственный технический университет¹,
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН²,
г. Новосибирск

Интерес к охлаждению тел обусловлен необходимостью защитить поверхности от потоков высокотемпературного газа. Одним из методов тепловой защиты поверхности является вдув охлаждающего агента с относительно низкой температурой через проницаемую стенку в пограничный слой.

Наиболее эффективным оказывается вдув лёгких газов, например, гелия или водорода. Особенности инородного вдува являются, наряду с переменностью теплофизических свойств, термодиффузия (эффект Соре) и диффузионный термоэффект (эффект Дюфо).

Целью настоящего исследования являлось построение математической модели и ее численной реализации для проведения моделирования процессов переноса в ламинарном пограничном слое с учетом и без учета перекрестных диффузионных эффектов.

В основе математической модели лежат уравнения пограничного слоя газовой смеси переменного состава.

Схема моделируемого течения приведена на рис. 1.

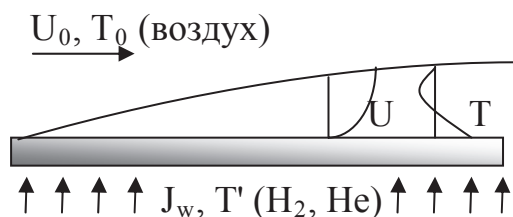


Рис.1. Схема моделируемой задачи.

На рис. 2. приведено сопоставление результатов моделирования с экспериментом [4] при вдуве водорода в пограничный слой. Из этого рисунка, можно видеть, что влияние диффузионного термоэффекта в пограничном слое при вдуве гелия оказывается достаточно существенным (с учетом отсутствия температурного напора между инжектантным

и воздухом) и может достигать десяти градусов. Кроме того, оказывается, что эффект положителен вблизи стенки, в во внешней части пограничного слоя его знак меняется на противоположный.

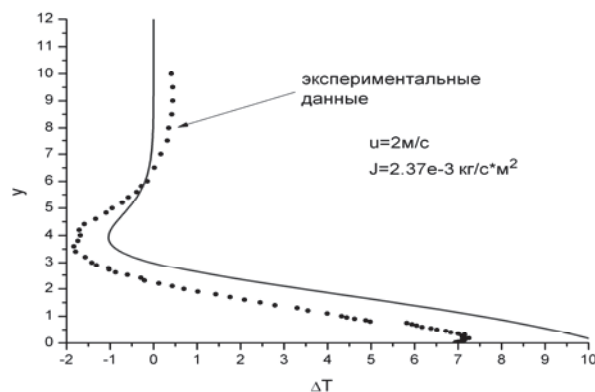


Рис. 2. Распределение перепада температуры при вдуве гелия; Линии - результаты моделирования, точки - экспериментальные данные [4].

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № НШ-4349.2010.8

Список цитируемой литературы

1. Барон Дж. Р.. Термодинамические обобщенные силы в пограничных слоях, РТик, 1962, №7, с. 63-71.
2. Спэрроу М., Минковиц В. Дж., Эккерт Е., Диффузионные термоэффекты в потоке воздуха в критической точке при вдуве в пограничный слой газов с различными молекулярными весами, РТик, 1964, № 4, с. 80-90.
3. Патанкар С., Сполдинг Д., Тепло- и массообмен в пограничных слоях, М., 1971.
4. Волчков Э.П., Лебедев В.П., Лукашов В.В., Экспериментальное исследование диффузионного термоэффекта в пограничном слое при вдуве гелия в воздух, Heat Trans. Res., 2006, v. 37, № 1, p. 77-84.

Исследование зависимости теплоэрозии от формы тела в сверхзвуковом гетерогенном потоке

В.В. Винников¹, Т.В. Ершова², Д.Л. Ревизников¹, А.В. Способин¹

¹ФГБОУ ВПО Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)
г. Москва, Волоколамское шоссе, д.4

²Объединенный институт высоких температур РАН
г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2
vvinnikov@list.ru

В работе исследуется воздействие сверхзвуковых гетерогенных потоков на обтекаемые тела. Разработанная авторами комплексная математическая модель позволяет учитывать взаимное влияние различных факторов, таких как воздействие дисперсной фазы на картину течения и на обтекаемую поверхность, теплоперенос и теплоэрозионное разрушение преграды, изменение формы обтекаемого тела вследствие уноса массы [1-4].

В докладе представлены результаты ширококомасштабного вычислительного эксперимента, направленного на изучение основных закономерностей, связанных с влиянием формы обтекаемого тела на плотность потока энергии дисперсной фазы к поверхности и экранирующий эффект, создаваемый отраженными от преграды частицами. С этой целью рассмотрен ряд сферически затупленных осесимметричных конусов с различными радиусами затупления и углами раствора. В качестве основной величины, характеризующей теплоэрозионное воздействие дисперсной фазы на обтекаемую поверхность, рассматривается плотность потока энергии частиц. Важную роль при этом играет коэффициент восстановления нормальной компоненты импульса после соударения частицы с поверхностью, определяющий долю кинетической энергии частиц, идущую на нагрев/разрушение поверхности. На рис. 1 приведены результаты расчётов обтекания конуса с углом полураствора A° , радиусами затупления и основания: R_f и R_b . Q_0 – плотность потока кинетической энергии частиц в невозмущенном течении.

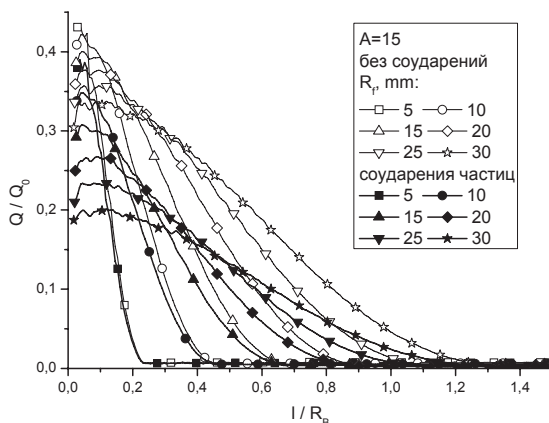


Рисунок 1: Плотность потока энергии от частиц примеси к поверхности конуса вдоль образующей I .

Результаты вычислительных экспериментов показали, что наиболее интенсивное воздействие

наблюдается в лобовой части, с ростом радиуса затупления частицы сильнее отклоняются от своей начальной траектории и тормозятся в ударном слое, вследствие чего воздействие в лобовой части конуса снижается, а на периферии возрастает. С возрастанием радиуса затупления возрастает и суммарное энергетическое воздействие частиц на всю поверхность преграды. Вследствие столкновений набегающих частиц с частицами, отразившимися от поверхности, часть энергии дисперсной фазы рассеивается, что приводит к ослаблению плотности потока энергии от примеси к преграде – возникает экранирующий эффект. Он относительно слабо выражен при малых радиусах затупления, но значительно усиливается при увеличении радиуса. Результаты расчетов при фиксированном радиусе затупления и различных значениях угла полураствора конуса показали, что интегральное энергетическое воздействие в бесстолкновительном режиме усиливается с ростом угла полураствора до определенного предела по углу. Экранирующий эффект в лобовой части относительно слабо изменяется в значительном диапазоне углов, когда определяющую роль играет фиксированное значение радиуса затупления. В то же время интегральный (по всей поверхности) экранирующий эффект усиливается при возрастании угла полураствора конуса.

Литература

1. Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л. Теплообмен и разрушение тел в сверхзвуковом гетерогенном потоке. М.: Изд. Янус-К, 2007, 392 с.
2. Винников В.В., Ревизников Д.Л., Способин А.В. Двухфазный ударный слой при обтекании тел сверхзвуковым запыленным потоком. // Математическое моделирование, т.21, N12, 2009, с. 89-102.
3. Винников В.В., Ершова Т.В., Михатулин Д.С., Ревизников Д.Л., Способин А.В. Численное моделирование тепломассообмена гетерогенного потока с преградой // Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1. 11. С. 463-472.
4. Винников В.В., Ревизников Д.Л., Способин А.В. Применение точного и статистического подходов к численному моделированию динамики частиц примеси в гетерогенных потоках. // Вестник Московского авиационного института, 2010, т.17, 6, с.13-19.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00867) и Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (грант МК-179.2011.8).

Разработка и верификация модели кипения натрия на основе теплогидравлического модуля кода СОКРАТ-БН

Ю. Ю. Виноградова¹, А.А. Бутов², И.С. Вожаков², И.Г. Кудашов², Э.В. Усов², Р.В. Чалый¹

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской Академии Наук, 115191, г.Москва, ул.Большая Тульская, д.52

² Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской Академии Наук, Новосибирский филиал, 630090, г. Новосибирск, Академика Лаврентьева пр., д.1.

В связи с принятием во многих странах мира программ по развитию реакторов на быстрых нейтронах становится актуальным созданием программных комплексов по анализу безопасности на проектом этапе и на этапе последующей работы данного типа реакторов. Программный комплекс СОКРАТ-БН [1] создан для расчета режимов проектных и запроектных аварий реакторов типа БН, одной из особенностей которых является применение жидкометаллического теплоносителя.

В основе теплогидравлического модуля программного комплекса лежит одномерная двухжидкостная модель равных давлений фаз. Данная модель, при ее простоте, хорошо подходит для моделирования процессов кипения и двухфазных течений. При этом верность модели определяется заложенной в нее системой замыкающих соотношений. Поскольку кипение натрия сопровождается большинством сценариев запроектных аварий быстрых реакторов, адекватность модели кипения натрия является условием обоснования их безопасности.

Основная составляющая модели кипения это карта режимов течения. Нами выделялись следующие режимы: однофазное течение жидкости, пузырьковый, кольцевой и закризисный режимы течения, однофазное течение газа и переходные режимы между всеми режимами.

Для обоснования выбора моделей кипения, проводилась валидация модуля на экспериментах по одно- и двухфазным течениям в каналах различной геометрии.

На рис. 1 приведены результаты по моделированию эксперимента по кипению натрия в 19-стержневой сборке с гиперболическим законом снижения расхода теплоносителя[2]. Данный эксперимент является модельным для аварий с потерей теплоносителя (авария типа ULOF).

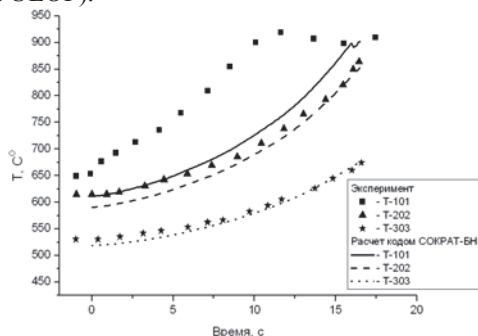


Рисунок 1. Зависимость температуры ТВЭЛ'а от времени с начала выбега насоса.

Одной из особенностей моделирования экспериментов с многостержневыми сборками в рамках одномерного кода является учет разных тепловых потоков в разных зонах сборки. Это достигается путем разбиения сборки на несколько зон с разными тепловыми потоками и теплообменом между ними. Моделирование этого, и похожих экспериментов демонстрирует верность заложенных соотношений для процессов нестационарного кипения

Для демонстрации возможности моделирования отдельных элементов реакторной установки был смоделирован эксперимент с теплообменником типа трубка Фильда[3]. На рис. 3 показаны результаты моделирования. Видно хорошее совпадение расчетных данных с экспериментом. Таким образом, показана возможность моделирования с использованием кода СОКРАТ-БН систем теплообмена типа «натрий-вода», что важно при расчете теплообменников реакторов.

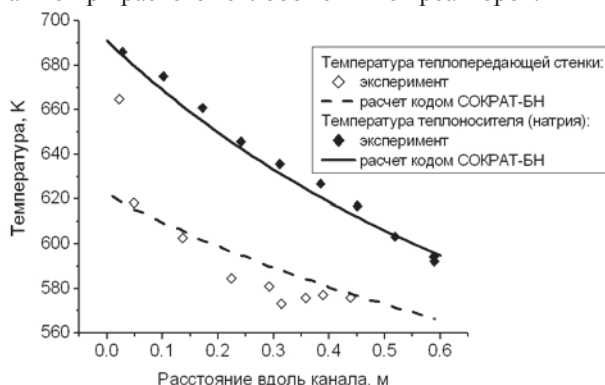


Рисунок 2. Распределение температур по длине модели испарителя с трубкой Фильда

Литература

1. И.Г. Кудашов, В.Н. Семенов, А.Л. Фокин, Р.В. Чалый, С.И. Лежнин, Э.В. Усов. Моделирование процессов кипения натрия в одномерном двухжидкостном приближении с помощью кода СОКРАТ-БН. Атомная энергия, 2011, т.111, №3, с.137-139.
2. Y. Kikuchi and K. Haga Sodium boiling experiments in a 19-Pin Bundle under Loss-of-Flow Conditions. Nucl. Eng. End Des., 66, (1981), pp. 357-366
3. П.Л.Кириллов, Н.М.Турчин, Н.С.Грачев. Исследование теплообмена на однострубных моделях испарителя БН-350.ФЭИ-1575. Обнинск: ФЭИ, 1984.

Исследование повышение устойчивости горения поднятого пропано-воздушного пламени при внешнем периодическом воздействииТ. А. Винокурова^{1,2}, В.М. Дулин^{1,2}, Л.М. Чижишев^{1,2}¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
vinokurova@itp.nsc.ru

Режим горения поднятого пламени реализуется при сравнительно большом расходе подаваемой из горелки богатой смеси топлива и окислителя (или только топлива) и характеризуется стабилизацией фронта на некотором расстоянии от сопла. Поднятое пламя представляет собой модельный объект как для фундаментальных исследований процесса горения в потоке с градиентом концентрации компонент, так и для верификации методов расчета турбулентных пламен. В последнее время, с развитием оптоэлектронных технологий, существенно возросло количество работ по исследованию механизма стабилизации поднятого пламени оптическими методами, позволяющими измерять пространственные распределения мгновенных характеристик турбулентных реагирующих потоков. В частности, результаты измерений полей мгновенной скорости свидетельствуют о том, что крупномасштабные вихревые структуры, формирующиеся в сдвиговом слое до фронта пламени, играют существенную роль в механизме стабилизации поднятого пламени. В недавней работе [1] было высказано предположение, что поднятое пламя, взаимодействуя с вихрями и генерируя акустический шум, может оказывать существенное влияние на формирование последующих вихрей в сдвиговом слое вблизи кромки сопла (см. сравнение интенсивности пульсаций в сдвиговом слое струи и пламени на рис. 1). Такая "обратная связь" может быть существенной для небольших высот стабилизации.

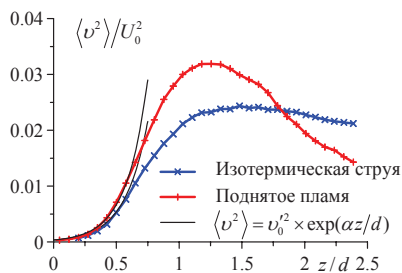


Рисунок 1: Распределение средневладратического отклонения пульсаций радиальной скорости вдоль слоя смешения ($r/d = 0,55$) не реагирующего и реагирующего потоков.

Настоящая работа направлена на экспериментальное исследование турбулентной структуры течения поднятого пламени предварительно перемешанной пропано-воздушной смеси методом Particle Image Velocimetry (PIV). Для анализа роли крупномасштабных вихревых структур в процессе стабилизации пламени на начальную скорость потока накладывались дополнительные осцилляции с

различной частотой (от 100 Гц до 1 кГц) и амплитудой 10% от среднерасходной скорости потока U_0 . Было установлено, что воздействие с частотой в 300 Гц наиболее эффективно повышало устойчивость горения поднятого пламени в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{\text{воздух}}$ от 2 000 до 8 000. На основе PIV измерений с частотой 1,1 кГц была проанализирована динамика крупных вихрей в возмущенном и невозмущенном потоке (число Рейнольдса 4 100, объемное содержание пропана 10,5%) как при наличии горения, так и без него. Как видно из рис. 2, в случае поднятого пламени без внешнего периодического воздействия максимум пульсаций находился на частоте 308 Гц, а в случае периодического воздействия пульсации на этой частоте стали доминантными. Необходимо отметить, что частота следования вихрей в не реагирующей струе без воздействия была значительно меньше, а именно 120 Гц.

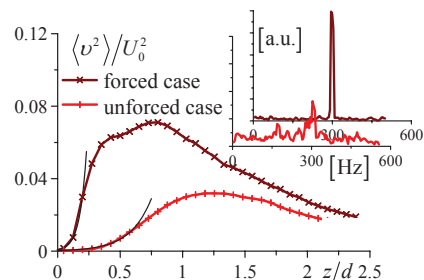


Рисунок 2: Распределение средневладратического отклонения пульсаций радиальной компоненты скорости вдоль слоя смешения ($r/d = 0,55$) поднятого пламени при периодическом воздействии с частотой 300 Гц. Вложенный график: частотные спектры флуктуаций радиальной скорости для $r/d = 0,6$, $z/d = 1,2$.

В работе был сделан вывод, что повышение стабильности пламени при воздействии на 300 Гц было вызвано резонансным усилением процесса перемешивания богатой смеси и внешнего воздуха в сдвиговом слое до фронта пламени.

Литература

1. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Y. S., Markovich D. M., Shtork S. I., Tokarev M. P. Flow structure of swirling turbulent propane flames // Flow Turb. Combust. – 2011. Vol. 87. P. 569–595.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы и «Исследования и разработки в приоритетных направлениях для развития научно-технологического комплекса России» на 2007-2013 годы)

Диффузионная модель образования газового гидрата из льда

В.А. Власов

Институт криосферы Земли СО РАН
г. Тюмень, ул. Малыгина, 86
vlasov.ikz@gmail.com

В данной работе производится постановка задачи об образовании газового гидрата из сферической ледяной частицы при неизменных термобарических условиях. Геометрия задачи приведена на рис. 1.

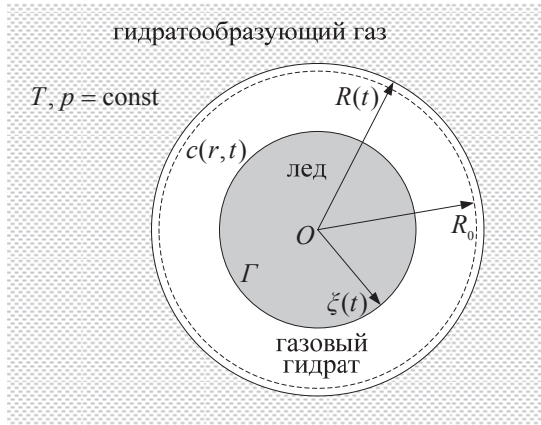


Рисунок 1: Геометрия задачи об образовании газового гидрата из сферической ледяной частицы с начальным радиусом R_0 .

Предположим диффузионный механизм образования, когда молекулы гидратообразующего газа вынуждены диффундировать через слой газового гидрата к фронту химической реакции



где через G обозначена молекула газа. В силу сферической симметрии уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial c(r, t)}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial c(r, t)}{\partial r}, \quad t > 0, \quad \xi(t) < r < R(t), \quad (2)$$

где $c(r, t)$ – молярная концентрация газа в слое газового гидрата, D – коэффициент диффузии газа в газовом гидрате.

Начальное условие записывается как

$$c(r, t)|_{t=0} = 0, \quad 0 \leq r < R_0. \quad (3)$$

Оно означает, что рассмотрение процесса гидратообразования начинается с момента времени $t = 0$.

Поскольку концентрация газа вне частицы однозначно определяется внешними термодинамическими условиями, то внешнее граничное условие принимает вид

$$c(r, t)|_{r=R(t)} = \frac{p}{Z(p, T)RT}, \quad t > 0, \quad (4)$$

где p – давление, T – температура, $Z(p, T)$ – коэффициент сверхсжимаемости, R – газовая постоянная.

Используя общую теорию химической кинетики [1], скорость уменьшения количества газа на поверхности Γ в ходе реакции (1) можно представить как

$$r_g = -k\omega^n c(r, t)|_{r=\xi(t)}, \quad t > 0, \quad (5)$$

а скорость образования газового гидрата на поверхности Γ в ходе реакции (1) как

$$r_h = k\omega^n c(r, t)|_{r=\xi(t)}, \quad t > 0, \quad (6)$$

где k – константа скорости реакции (1) на поверхности, ω – молярная плотность льда.

Приравняв величину плотности массового потока газа через поверхность Γ к скорости его уменьшения в результате реакции (1) на этой поверхности, получим внутреннее граничное условие:

$$D \frac{\partial c(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=\xi(t)} = k\omega^n c(r, t)|_{r=\xi(t)}, \quad t > 0. \quad (7)$$

Можно показать, что координата внешней границы раздела слоя газового гидрата с газом в зависимости от времени выражается неявно через величину внутреннего радиуса слоя газового гидрата $\xi(t)$ как

$$R(t) = \sqrt[3]{\frac{\omega M_w}{\chi M_h} \left(1 + \frac{M_g}{n M_w} \right) (R_0^3 - \xi^3(t)) + \xi^3(t)}, \quad t \geq 0, \quad (8)$$

где χ – молярная плотность газового гидрата, M_g , M_w и M_h – молярная масса газа, воды и газового гидрата, соответственно.

Уравнение движения внутренней границы можно записать следующим образом [2]:

$$\frac{d\xi(t)}{dt} = -\frac{r_h}{\chi} = -\frac{k\omega^n c(r, t)}{\chi} \Big|_{r=\xi(t)}, \quad t > 0. \quad (9)$$

Начальное условие:

$$\xi(t)|_{t=0} = R_0. \quad (10)$$

Уравнения (2), (3), (4), (7), (8), (9) и (10) образуют замкнутую систему уравнений, описывающих процесс образования газового гидрата из сферической ледяной частицы. Подобную систему уравнений можно записать в случае любой геометрии рассматриваемой задачи.

Литература

1. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур. М.: Мир, 2002. 461 с.
2. Иванов А.О., Пермикин Д.В. Моделирование процесса создания вакуума с помощью сорбирующих материалов // Теоретические основы химической технологии. 2009. Т. 43. № 6. С. 695–701.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 10-05-00270), Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант НШ-5582.2012.5).

Теплообмен и волновые характеристики при течении пленок бинарной смеси фреонов по тепловыделяющей поверхности с трехмерной текстурой

О.А. Володин

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
Volodin@ngs.ru

В тепломассообменных аппаратах различного назначения все большее применение находят структурированные поверхности, способные значительно интенсифицировать теплообмен в стекающих пленках и стабилизировать пленочное течение жидкости [1]. В докладе представлены результаты экспериментального исследования теплообмена и волновых характеристик для стекающих по поверхностям различной геометрии ламинарно-волновых пленках смесей фреонов. В качестве рабочих участков использовались вертикальные трубы диаметром 50 мм из дюралюминия Д16Т с гладкой, горизонтально оребренной и трехмерной поверхностями. Расстояние между канавками трехмерной поверхности ромбовидной формы (рис. 1) составляет 1.0 мм и близко по величине к постоянной Лапласа для исследуемой жидкости ($\Lambda = 1.1$ мм). Глубина канавок равна 0.3 мм и сравнима с нуссельтовской толщиной пленки ($\delta_H = 0.1$ мм). Протяженность зон тепловыделения - 70 мм. Рабочая жидкость: смесь фреонов R21 и R114 с начальной концентрацией легкокипящего компонента R114 в диапазоне: (4 - 19) %. Пленочное число Рейнольдса ($Re_{пл} = 4G/v$) на входе в экспериментальный участок варьировалось от 60 до 700. Плотность теплового потока изменялась в диапазоне (0 - 7) Вт/см². Запись изображения волновой поверхности пленки стекающей жидкости и развития кризисных явлений проводилась на высокоскоростную цифровую видеокамеру Phantom 7.0.



Рисунок 1: Теплоотдающая поверхность с трехмерной структурой ромбовидной формы.

На рис. 2 приведено сравнение коэффициентов теплоотдачи для гладкой и структурированных поверхностей. Анализ данных по теплоотдаче, КТП и волновым характеристикам для гладкой и горизонтально оребренной поверхностей приведен в работе [2].

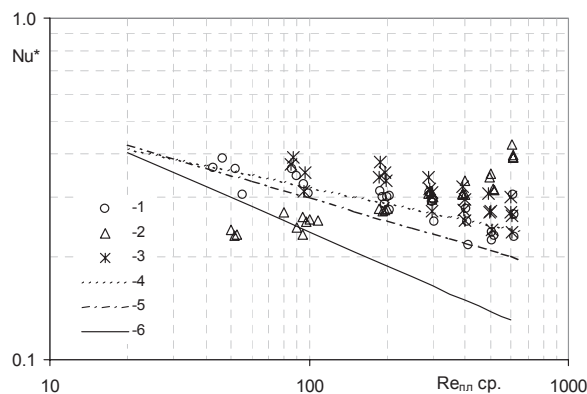


Рисунок 2: Безразмерный коэффициент теплоотдачи для режима испарения пленки жидкости на гладкой и структурированных поверхностях. Экспериментальные данные: 1 – гладкая поверхность; 2 – горизонтально оребренная поверхность; 3 – трехмерная текстура. Расчетные зависимости: 4 – [Alhousseini et al., 1998]; 5 – [Чжунь, Себан, 1971]; 6 – решение Нуссельта.

Анализ данных показывает, что зависимость коэффициента теплоотдачи от степени орошения для поверхности с трехмерной структурой аналогична зависимости для гладкой поверхности с интенсификацией теплоотдачи в области входного числа $Re_{пл}$: 100-500. На рис. 2 также приведены эмпирические зависимости, обобщающие данные различных авторов для гладких поверхностей. Решение Нуссельта лежит существенно ниже экспериментальных данных как для гладкой, так и для структурированных поверхностей.

Литература

1. Попов И.А., Махьянов Х.М., Гуреев В.М. Физические основы и промышленное при-менение интенсификации теплообмена. Казань: Центр инновац. технологий, 2009.
2. Володин О.А., Печеркин Н.И. Теплообмен и кризисные явления в пленках смесей фреонов, стекающих по структурированной поверхности // Тепловые процессы в технике. - 2012. - Т. 4, № 2. - С. 56-67.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-08-00645), правительства Новосибирской области (грант на 2012 г.), ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 гг.» (№ 16.518.11.7010).

Тепломассоперенос при движении капли воды в высокотемпературной газовой среде

О.В. Высокоморная, Д.О. Глушков, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск
pavelspa@tpu.ru

В настоящее время одним из перспективных направлений развития технологии ликвидации возгораний и пожаров является применение тонкораспыленной воды в качестве тушащей среды. Однако научно-технические основы такой технологии остаются не разработанными в полной мере. Экспериментальное исследование таких процессов затруднено, что подтверждает целесообразность теоретического анализа условий взаимодействия одиночной капли воды с высокотемпературной газовой средой.

В данной работе представлены результаты численного моделирования процессов тепломассопереноса при взаимодействии одиночной капли воды малых размеров с высокотемпературными продуктами сгорания типичного горючего вещества при следующих значениях параметров: начальная температура капли воды $\Theta_0=0.3$; температура газовой среды $\Theta_f=0.85\div 1.2$; тепловой эффект испарения воды $Q_e=2.26$ МДж/кг; размеры капли $R_d=0.05\div 0.5$, $Z_d=0.2\div 2$; размеры области решения $R_L=10$, $Z_L=1000$; начальная скорость движения капли $V_0=0\div 0.5$; молекулярная масса воды $M=18$ кг/кмоль; коэффициент сопротивления движению $c_x=0.82$. В качестве масштабных величин приняты: усредненный характерный размер капли ($r_m=1$ мм); масштаб времени ($t_m=1$ с); масштаб температуры ($T_m=1000$ К); масштаб скорости ($v_m=1$ м/с).

На рис. 1 приведена зависимость времени полного испарения капли τ_d от температуры газовой среды Θ_f при $R_d=0.25$, $Z_d=1$, $V_0=0.5$. Видно, что зависимость имеет нелинейный характер. Это, в первую очередь, можно объяснить нелинейной зависимостью массовой скорости парообразования от температуры.

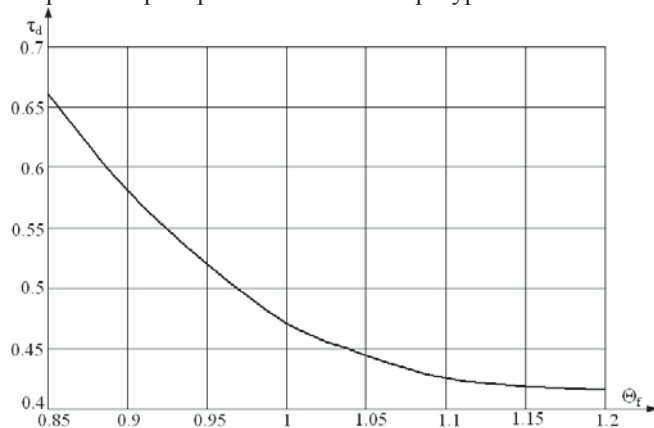


Рисунок 1: Зависимость времени полного испарения капли от температуры газовой среды при $R_d=0.25$, $Z_d=1$, $V_0=0.5$.

На рис. 2 приведено поле температур паров воды для газовой среды при $\tau=0.1$. Видно (рис. 2), что температура смеси существенно снижается

относительно Θ_f в малой окрестности траектории движения капли. При этом наибольшие градиенты температур соответствуют фронту движения (вблизи торцевой поверхности) капли. Следует подчеркнуть, что достаточно существенное падение температуры в следе капли сохраняется на относительно большом расстоянии ($7\div 8$ ее характерных продольных размеров). Анализ рис. 2 позволяет сделать вывод о том, что при наличии потока водяных капель малых размеров («водяной завесы») с высокой плотностью распыления обеспечатся условия, исключающие стационарное горение вещества.

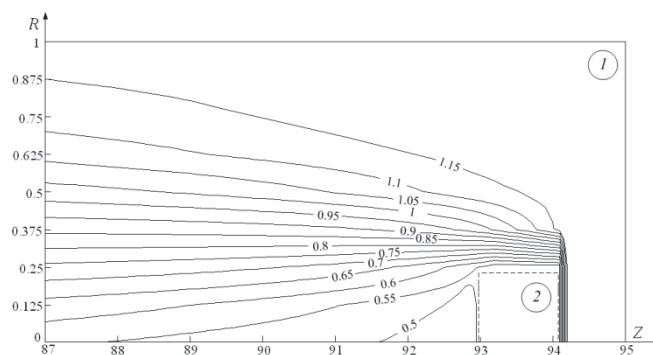


Рисунок 2: Температурное поле (Θ) в системе при $\tau=0.1$, $R_d=0.25$, $Z_d=1$: 1 – высокотемпературная газовая среда, 2 – капля.

Установленная зависимость времени полного испарения капли от температуры газовой среды позволяет сделать вывод о том, что для эффективного применения капель тонкораспыленной воды при тушении пожаров целесообразно использование прогностических моделей в виде аппроксимационных выражений, связывающих основные характеристики и параметры процесса (например, $\tau_d=f(R_d)$, $\tau_d=f(V_0)$, $\tau_d=f(\Theta_f)$ и другие).

Разработанная модель тепломассопереноса может быть использована для определения оптимальных размеров капель в зависимости от параметров высокотемпературной газовой среды и условий распыления.

Литература

1. Vilyunov V.N., Zarko V.E. Ignition of Solids. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989.
2. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Heat and Mass Transfer at the Ignition of Liquid Fuel Droplet Spreading on the Hot Surface // Journal of Engineering Thermophysics. 2010. № 2. P. 75–84.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-620.2012.8).

Исследование теплообмена и гидродинамики в модельном резервуаре хранения ВУС

Р.М. Гильманов, Э.В. Шамсутдинов

Исследовательский центр проблем энергетики
Федерального государственного бюджетного учреждения науки Казанского научного центра Российской академии наук
г. Казань, ул. Лобачевского, д. 2/31
russel777@yandex.ru, eshamsutd.kazan@mail.ru

В соответствии с Энергетической стратегией России к 2030 году планируется значительно увеличить долю угля в структуре внутреннего потребления топливно-энергетических ресурсов [1]. При этом предполагается активное стимулирование замены «грязного» угля и малоэффективных методов его сжигания на так называемые технологии «чистого угля», использование которых позволит улучшить экологическую ситуацию в местах размещения топливопотребляющих агрегатов, работающих на традиционных топливах [2].

Применение водоугольного суспензионного топлива или водоугольных суспензий (ВУС) является на сегодняшний день одним из перспективных направлений использования твердого топлива на энергетических объектах различного масштабного уровня – от небольших районных и промышленных котельных до крупных тепловых электростанций и энерготехнологических комплексов. Их широкомасштабное использование сдерживается рядом факторов, одними из которых является отсутствие научно-обоснованных методических рекомендаций по эффективному хранению ВУС на энергетических объектах.

Таким образом, целью настоящего исследования является изучение процесса тепломассообмена в резервуарах хранения водоугольных суспензий.

Для этого разработан и собран экспериментальный стенд, принципиальная схема которого представлена на рис. 1.

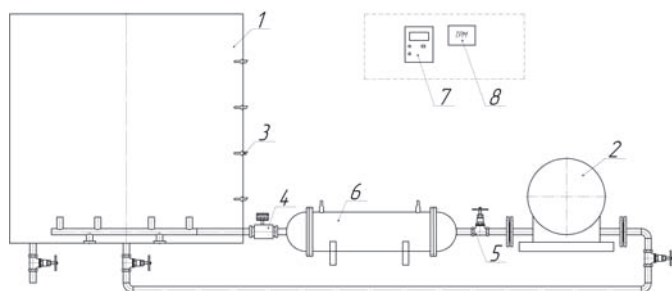


Рисунок 1: Принципиальная схема экспериментального стенда исследования процессов тепломассообмена в резервуарах хранения ВУС. 3 – термопреобразователь ДТС; 4 – расходомер; 5 – вентиль шаровый; 7 – частотный преобразователь; 8 – измеритель-регулятор.

Для поддержания ВУС в рабочем состоянии при хранении его в резервуарах может использоваться система циркуляционного подогрева топлива. В связи с

этим в составе стенда предусмотрена система рециркуляции с подогревом, состоящая из перистальтического шлангового насоса НП-32 (поз. 2) для отбора суспензии из емкости 1 и подачи его в теплообменник (поз. 6). Из теплообменника разогретая суспензия подается в коллектор, установленный на днище емкости (поз. 1). Регулирование расхода суспензии осуществляется изменением числа оборотов насоса (поз. 2) при помощи преобразователя частоты (поз. 7), расход измеряется при помощи расходомера (поз. 4). Показания с термопреобразователей ДТС (поз. 3) поступают на измеритель-регулятор ТРМ-138 (поз. 8). В качестве рабочей среды используется водоугольная суспензия с различной массовой долей (концентрацией) угля. Для приготовления суспензии используется угольная пыль, приготовленная в вибромельнице ВМ-200. Дисперсный состав пыли контролируется при помощи ситового анализа, который осуществляется рассевом угольной пыли на ситах с различным диаметром на вибростоле. В ходе эксперимента исследуется характер изменения температуры ВУС в резервуаре в процессе циркуляционного разогрева при различных режимных параметрах работы оборудования. Для изучения процесса осаждения ВУС используется контрольная емкость, позволяющая оценивать изменение первоначальной структуры ВУС (образование рыхлых осадков и выделение жидкой фазы) при продолжительном хранении. В процессе эксперимента проводятся измерения вязкости суспензии.

В результате эксперимента получены зависимости изменения температуры и вязкости водоугольной суспензии в резервуаре от времени разогрева и хранения при различных расходах ВУС.

Литература

1. Энергетическая стратегия России на период до 2030 года (утверждена распоряжением Правительства РФ от 13.11.2009г. №1715-р).
2. Делягин Г.Н. Экологически чистое топливо из угля / Г.Н. Делягин, В.В. Корнилов, Ю.А. Чернегов // Экологическое развитие: сб. – М.: Международный центр научной и технической информации, Комиссия по изучению производительных сил и природных ресурсов при Президиуме РАН, 1992. – Вып. 2. – С. 49–52.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы (госконтракты №02.740.11.0685, 02.740.11.0753, П1014).

PIV-метод для исследования структуры пульсирующего течения в гладком канале

А.Е. Гольцман, И.А. Давлетшин, А.А. Паерелий

Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН
г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31
an116ya@mail.ru

Исследования процессов в сложных пульсирующих течениях связаны с необходимостью получения большого объема информации по параметрам потоков. Современные PIV-системы являются мощными средствами измерений, позволяющими получать поля скорости, завихренности, пульсаций скорости потока, сдвиговых напряжений в интересующих областях. Между тем, при частоте измерений до нескольких герц проводить анализ закономерностей пульсирующих процессов возможно лишь на основе информации по отдельным фазам наложенных пульсаций.

Проведение большого количества PIV-измерений в одной и той же фазе позволяло получать статистические характеристики течения в данной фазе наложенных пульсаций. Таким образом, по совокупности измерений с определенным шагом по фазе в пределах периода наложенных пульсаций оценивались динамические характеристики пульсирующего потока.

В данной работе представлены результаты исследований структуры пульсирующих течений с помощью PIV-метода в различных фазах наложенных пульсаций расхода воздуха. Эксперименты проводились на специально разработанной экспериментальной установке. Рабочий участок представлял собой канал длиной 1,2 м квадратного сечения $50 \times 50 \text{ мм}^2$. Пульсации расхода рабочей среды задавались вращающейся заслонкой в выходном сечении канала. Для измерений в определенных фазах наложенных пульсаций экспериментальная установка имела в своем составе блок синхронизации, который по сигналу от вращающейся заслонки пульсатора вырабатывал команду на измерение с определенной регулируемой задержкой по времени.

Тестовые эксперименты на стационарных режимах показали хорошую работоспособность используемого метода. Далее были проведены PIV-измерения параметров течения в различных фазах наложенных пульсаций расхода воздуха. Характерные данные при частоте наложенных пульсаций $f=180 \text{ Гц}$ по профилям скорости U для различных фаз наложенных пульсаций приведены на рис. 1. Форма профиля скорости пульсирующего потока во всех фазах сохраняет одинаковый характер вплоть до области отрицательных значений. Очевидно, что по условию прилипания на стенке скорость должна быть равна нулю. Однако, PIV-метод не позволяет получать достоверные значения скорости в непосредственной близости от стенки, поэтому в данном случае речь идет о скорости потока в канале за исключением тонкой пристеночной области.

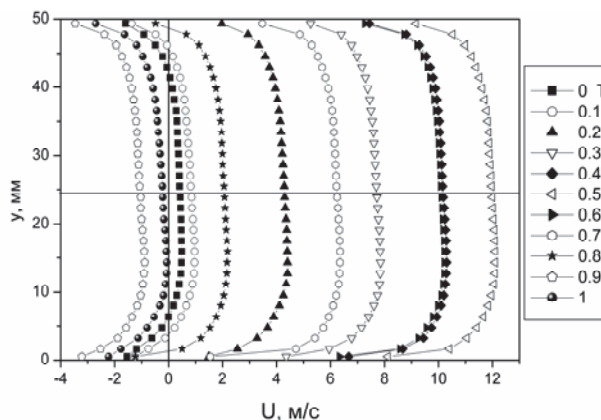


Рисунок 1: Профили скорости в течение периода T наложенных пульсаций при частоте 180 Гц и среднем расходе воздуха $Q=47 \text{ м}^3/\text{ч}$.

С помощью PIV-метода получены поля скорости и завихренности в осевом сечении канала на расстоянии 1 м от входа. На основе экспериментальных данных построены и проанализированы профили скорости, пульсаций, Рейнольдсовых напряжений, а также получена скорость на оси канала, которая изменяется по закону близкому к гармоническому.

Литература

1. Gündoğdu M.Y., Carpinlioğlu M.Ö. Present State of Art on Pulsatile Flow Theory // Jap. Soc. Mech. Eng. – B. 1999. – Vol.42. – No.3. – P. 384-410.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М.: Наука, 1974. - 712 с.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №10-08-00426, №10-08-00428) и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (ГК №16.518.11.7015).

Контактное тепловое сопротивление слабоупакованных шаров

В.В. Горяйнов¹, А.С. Шахов²

¹ Воронежский государственный архитектурно-строительный университет
г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 84
gorvit77@mail.ru

² Воронежский государственный университет инженерных технологий
г. Воронеж, проспект Революции, 19

Задача о контактном теплообмене между сжатыми шарами возникает при работе подшипников в условиях космоса и при изготовлении композитных материалов из полимера с металлическими заполнителями в виде шариков.

Полагаем, что шары сдавлены друг с другом и передают тепло от одного к другому через контактные площадки сверху и снизу. На обеих контактных площадках, которые считаем одинаковыми и известными, задан постоянный тепловой поток, одинаковый по величине и противоположный по знаку. Остальная поверхность шара теплоизолирована. Запишем стационарную задачу теплопроводности в сферических координатах (r, θ, φ) , когда температурное поле T не зависит от окружного угла φ , т. е. $T = T(r, \theta)$. Всю область шара разобьем на три части: две части Ω_1 и Ω_3 – конические при полюсах, между ними находится средняя часть шара Ω_2 . Подобное разбиение позволяет первоначальную задачу с разрывными граничными условиями свести к трем задачам с непрерывными условиями на границах. Области Ω_i определяются неравенствами

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= \{0 \leq r \leq R_0, 0 < \theta \leq \theta_0\}, \\ \Omega_3 &= \{0 \leq r \leq R_0, \pi - \theta_0 \leq \theta < \pi\}, \\ \Omega_2 &= \{0 \leq r \leq R_0, \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0\}.\end{aligned}$$

Уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T_i}{\partial \theta} \right) = 0, \quad (1)$$

$$|T_i| < \infty, \quad i = 1 \div 3, \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad 0 < \theta < \pi.$$

Здесь температуры $T = T_1$ и $T = T_3$ определяются в областях верхнего Ω_1 и нижнего Ω_3 полярных конусов. В остальной части шара Ω_2 температура $T = T_2$ соответствует средней его части.

Граничные условия для уравнения (1) имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=R_0} &= q_0 \quad \text{и} \quad 0 < \theta < \theta_0, \\ \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{r=R_0} &= 0 \quad \text{и} \quad \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0, \\ \frac{\partial T_3}{\partial r} \Big|_{r=R_0} &= -q_0 \quad \text{и} \quad \pi - \theta_0 < \theta < \pi.\end{aligned} \quad (2)$$

На смежной границе верхнего и среднего конусов поставлены условия сопряжения между температурными полями T_1 и T_2 :

$$T_1 \Big|_{\theta=\theta_0} = T_2 \Big|_{\theta=\theta_0}, \quad \frac{\partial T_1}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_0} = \frac{\partial T_2}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_0}. \quad (3)$$

Аналогичные условия имеют место и на границе раздела областей Ω_2 и Ω_3 :

$$T_3 \Big|_{\theta=\pi-\theta_0} = T_2 \Big|_{\theta=\pi-\theta_0}, \quad \frac{\partial T_3}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\pi-\theta_0} = \frac{\partial T_2}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\pi-\theta_0}. \quad (4)$$

Задача (1) – (4) решалась методом быстрых разложений [1], разработанным профессором А.Д. Чернышовым. Неизвестные функции (температуру в каждой области) представляем суммой специальной граничной функции и быстрого ряда Фурье, т.е. быстрым разложением. Решение получено в явном аналитическом виде. Это позволило, следуя [2], вычислить контактное тепловое сопротивление шара при малых θ_0 . График зависимости безразмерного контактного теплового сопротивления $R \cdot \lambda \cdot D$, в зависимости от угла θ_0 , где $\lambda = 40 \text{ Вт/(мК)}$ – теплопроводность материала шара, $D = 2R_0$ изображен на рис. 1.

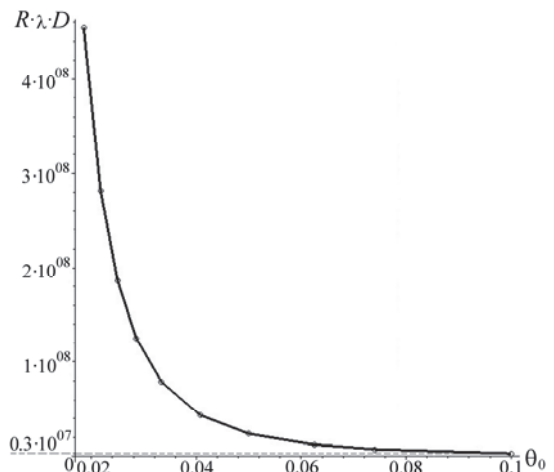


Рисунок 1: Зависимость безразмерного контактного теплового сопротивления шара от угла θ_0 .

Представленная кривая, качественно совпадает с результатами [2], но в отличие от [2] (где приведены кривые безразмерного контактного теплового сопротивления для полых шаров) построена для сплошного шара.

Литература

1. Чернышов А.Д. О применении быстрых разложений для решения нелинейных задач механики // Актуальные проблемы прикладной математики, информатики и механики / Сб. тр. междунар. конф. – Воронеж.: ВГУ, 2011 г., – С. 412 – 416.
2. Чжань С.К., Тьен С.Л. Тепловая проводимость плотноупакованных шаров в вакууме // Теплопередача. – 1973. – Т. 95. – № 3. – С. 14 – 21.

Влияние изотропного рассеяния на процесс плавления полупрозрачной среды

М. А. Гришин¹, С.Д. Слепцов²

¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
sleptsov@itp.nsc.ru

Однофазная задача Стефана является частным случаем двухфазной задачи, в которой одна из фаз является изотермической, находящейся при температуре фазового перехода. Задача в слое полупрозрачной среды моделирует сложные процессы нестационарного радиационно-кондуктивного теплообмена в полупрозрачных футеровках стекловаренных печей и теплозащитных полупрозрачных для теплового излучения покрытиях технических устройств в процессе их оплавления (кристаллизации) и последующего уноса (подвода) при взаимодействии с окружающей средой (абляция – конденсация).

В классическом решении однофазной задачи Стефана предполагается, что тепловой поток со стороны фазы с постоянной температурой равен нулю [1]. В практических задачах граничные условия задачи совпадают с условием Стефана, содержащим результирующий поток тепловой энергии (радиационный, кондуктивный и конвективный) отличный от нуля и меняющийся в процессе перемещения границы фаз. При этом указанная граница предполагается бесконечно тонкой и высокотеплопроводной [2].

В работе проведено численное исследование формирования температурных полей и радиационных потоков в процессе плавления полупрозрачной серой среды с черными непрозрачными и абсолютно не поглощающими границами при разных значениях

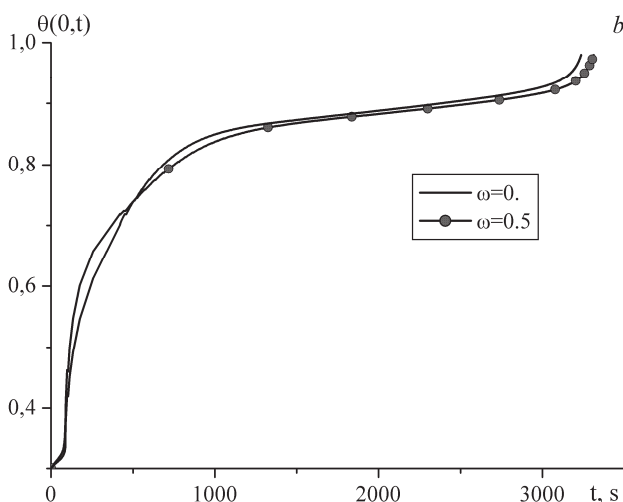


Рис. 1. Рост безразмерной температуры на левой поверхности образца с абсолютно черными границами от времени с учетом и без рассеяния ω .

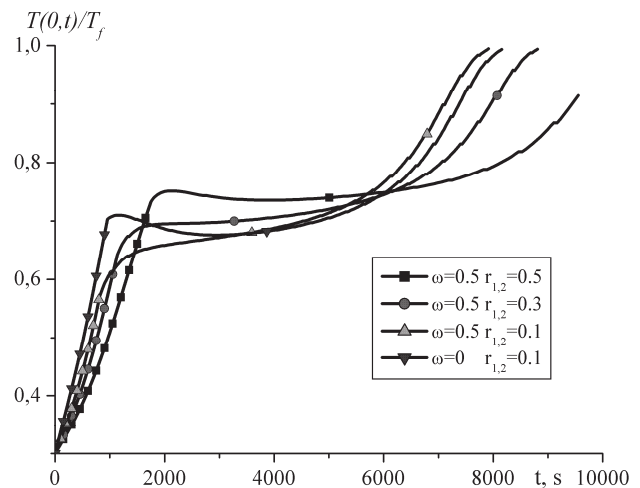


Рис. 2. Рост безразмерной температуры на левой поверхности образца с не поглощающими границами от времени с учетом и без рассеяния ω , с разными коэффициентами отражения $r_{1,2}$.

альбедо изотропного рассеяния. Рассмотрены эволюция роста температуры на левой границе и динамика движения фронта фазового перехода при разных значениях оптических свойств границ и объема среды.

Литература

1. Мейрманов А.М. Задача Стефана. – Новосибирск: Наука, 1986. –239 с.
2. Рубцов Н.А. К решению однофазной задачи Стефана в слое полупрозрачного материала // Теплофизика и Аэромеханика, 2005, т. 12, №3, с. 471-482

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 12-08-00154-а.

Измерение капиллярной постоянной и расчет поверхностного натяжения раствора метан-гелий

К.А. Гришина, Е.Н. Якимова

Уральский Федеральный Университет имени первого президента России Б. Н. Ельцина
г. Екатеринбург, ул. Мира, 19
Институт теплофизики УрО РАН
г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106
kgrishina@mail.ru

В условиях активного потребления топливных ресурсов ведется поиск альтернативных источников энергии, большим преимуществом перед остальными обладает природный газ. Исследование свойств компонентов природного газа важно как в топливно-энергетической промышленности, так и в науке. Интересно влияние на свойства основного компонента - метана других неуглеводородных элементов.

В данной работе представлены результаты измерений капиллярной постоянной раствора метан-гелий. Измерения были выполнены методом капиллярного поднятия. Эксперименты проводились в интервале температур 95-175 К до давлений 4 МПа. Чистый метан конденсировался в измерительную ячейку, затем в ячейку напускали гелий до определенных значений давления, после чего проводилось измерение разности высот поднятия менисков в капиллярах, затем устанавливалось новое значение давления и/или температуры.

В результате измерений было зафиксировано повышение капиллярной постоянной раствора метан-гелий по сравнению с чистым метаном.

На рис. 1 приведены результаты измерения капиллярной постоянной раствора метан-гелий

максимальное значение наблюдалось при температуре 95 К.

Концентрации компонентов раствора были определены по давлению насыщения путем аппроксимации литературных данных для системы метан-гелий [1-2].

Литература

1. DeVaney W.E., Rhodes H.L., Tully P.C. Phase equilibria data for helium-methane system // Journal of chemical and engineering data. – 1971. – Vol. 16 №2. – P. 158 – 161
2. Heck C.K., Hiza M.J. Liquid-vapor equilibrium in the system helium-methane // AIChE Journal. – 1967. – Vol. 13 №3. – P. 593 – 598

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №10-08-96043-р_урал_a, 12-02-90413-Укр_a) и программы совместных исследований УрО — ДВО РАН (проект № 12-С-2-1013).

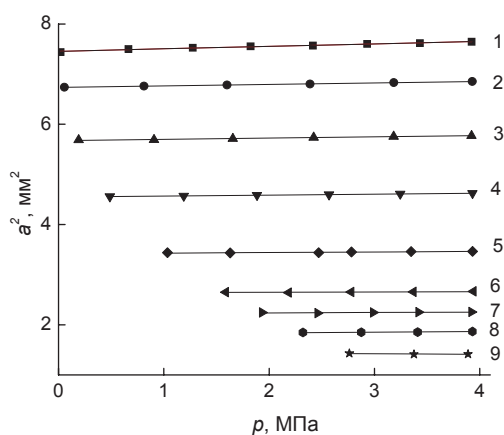


Рисунок 1: Зависимость капиллярной постоянной раствора гелий-метан от давления по изотермам: 1 – $T=95$ К; 2 – $T=105$ К; 3 – $T=120$ К; 4 – $T=135$ К; 5 – $T=150$ К; 6 – $T=160$ К; 7 – $T=165$ К; 8 – $T=170$ К; 9 – $T=175$ К.

На графике видно, что наклон барической зависимости капиллярной постоянной с увеличением температуры монотонно уменьшается, его

Влияние локального охлаждения/нагрева поверхности на устойчивость гиперзвукового пограничного слоя

Ю.В. Громыко, П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко

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

Известно, что система теплозащиты летательного аппарата может содержать элементы с различной теплопроводностью и/или эмиссией. Соединения таких элементов приводят к скачкам теплового потока. Эти неоднородности могут оказать существенное влияние на среднее течение в пограничном слое, а также на возбуждение и развитие мод неустойчивости и, в конечном счете, ламинарно-турбулентный переход.

Исследование физических механизмов перехода в присутствии описанных выше тепловых эффектов, поможет обеспечить возможность управления ламинарно-турбулентным переходом и разработать эффективные системы теплозащиты.

Сравнительно недавно Судаковым и соавторами [1] выполнено численное моделирование развития возмущений при взаимодействии с продольными градиентами температуры стенки для плоской пластины при $M=6$. Было показано, что скачки температуры значительно влияют на устойчивость и восприимчивость пограничного слоя.

Для изучения влияния локального охлаждения/нагрева на возмущения, развивающиеся в пограничном слое, в настоящей работе было выполнено исследование устойчивости гиперзвукового пограничного слоя на пластине при нулевом угле атаки. Хорошо известно, что в случае гиперзвукового пограничного слоя ламинарно-турбулентный переход определяется развитием волн второй моды, волновой вектор которых совпадает с направлением основного течения [2,3].

В работе выполнялось исследование устойчивости пограничного слоя на основе линейной теории развития возмущений (LST) и прямого численного моделирования (DNS). Принимая во внимание двумерный характер волн второй моды, DNS моделирование выполнялось в двухмерной постановке при помощи коммерческого программного обеспечения Fluent 6.3. Для изучения вопроса о влиянии локального охлаждения/нагрева поверхности на развитие возмущений первой моды (которая является наиболее нестабильной при ненулевом угле наклона) использовался LST подход.

Все расчеты были выполнены для пластины длиной 300 мм для следующих параметров потока: $M_\infty = 5.365$, $P_\infty = 389.35$ Па, $T_\infty = 59.45$ К.

В качестве начального возмущения было принято решение использовать линейную комбинацию из 13 гармонических волн одинаковой амплитуды с частотами от 55 до 175 кГц с шагом 10 кГц. Генерация возмущений осуществлялась на входе в расчетную область в виде медленной акустической волны.

Для LST анализа использовались данные о распределении параметров в интересующем профиле,

взятые из стационарного решения DNS.

На основе анализа результатов численного моделирования можно сделать вывод о том, что локальный нагрев приводит к увеличению уровня пульсаций второй моды везде, за исключением самой зоны нагревателя. Охладитель может быть использован для задержки перехода, однако при использовании охладителя требуется проявить осторожность, чтобы предотвратить преждевременный переход в его окрестности. Так как эффект усиления возмущений второй моды в зоне охлаждения поверхности ярко выражен. Изменение толщины пограничного слоя в этой зоне имеет решающее значение. Поскольку усиление возмущений выделенных частот в зоне охлаждения намного выше, если толщина пограничного слоя изменяется слабо.

Кроме того, результаты, полученные путем прямого численного моделирования для пластины с локальным нагревом/охлаждением, были сопоставлены с LST и показали хорошее совпадение. Сравнение показало, что наибольший эффект на развитие возмущений второй моды оказывает изменение толщины пограничного слоя. А на первую моду в основном влияет эффект дестабилизации или стабилизации возмущений за счет увеличения или уменьшения температуры стенки в зоне нагревателя/охладителя.

Литература

1. Soudakov, V.G. , Egorov, I.V. , and Fedorov, A.V. Numerical Simulation of Receptivity of a Hypersonic Boundary Layer over a Surface with Temperature Jump, Proc. 'The 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles', Versailles, France, 3–6 November 2008 (ESA SP-659, January 2009).
2. Mack L.M Boundary-layer stability theory. *Internal document no. 900- 277, Rev. A.*, JPL, Pasadena, Calif. 1969, 369 p.
3. Mack L.M On the inviscid acoustic-mode instability of supersonic shear flows. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 2, 1989, p 97–123.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 10-08-00138a).

Экспериментальное исследование естественного шума гиперзвуковой аэродинамической трубы «Транзит-М»

Ю.В. Громыко, П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко

Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН
630090, Новосибирск, Россия

Известно, что моделирование полета летательного аппарата в потоке гиперзвуковых аэродинамических труб отличается от реального полета. Например, в трубах кратковременного действия ламинарно-турбулентный переход происходит при гораздо меньших числах Рейнольдса, что в свою очередь связано с высоким уровнем пульсаций в набегающем потоке.

Высокий уровень шума установок кратковременного действия объясняется следующим:

- неравномерным нагревом в форкамере (возникают энтропийные пятна)
- эмиссией акустического шума от турбулентного пограничного слоя развивающегося на стенках сопла
- малый фактором поджатия
- отсутствием развитой системы хонейкомбов и сеток

Уровни шума в трубах кратковременного действия были изучены, например, в работе Росса и др. [1]. В своей работе он измерил пульсации теплового потока с помощью тонкопленочного датчика помещенного на клине, при Махе $M = 14$, в ударной трубе. Среднеквадратичные значения пульсаций теплового потока, отнесенные к среднему тепловому потоку находились в диапазоне от 1.5 до 3 %. Эти значения являются достаточно высокими.

Это означает, что корректные исследования ламинарно-турбулентного перехода в данных установках требуют подробных измерений шума набегающего потока. Гиперзвуковая установка «Транзит-М» ИТПМ СО РАН активно используется для исследования восприимчивости и развития возмущений в пограничном слое. Для улучшения интерпретации полученных результатов в данной работе были проведены параметрические исследования естественного шума установки.

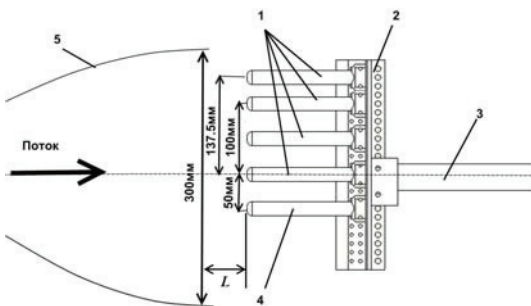


Рисунок 1: Схема измерительной гребенки

1 - PSB датчики, 2 - гребенка, 3 - державка, 4 - ALTP датчик, 5 - профилированное сопло.

Исследования проводились при числе Маха $M=6$. На рис. 1 можно увидеть схему эксперимента. Для измерения пульсаций потока использовались высокочастотные датчики давления (PCB 113B28) и теплового потока (ALTP), кроме того проводились термоанемометрические измерения. Исследования проводились в широком диапазоне чисел Re, при разном расположении и расстоянии (L) датчиков от среза сопла.

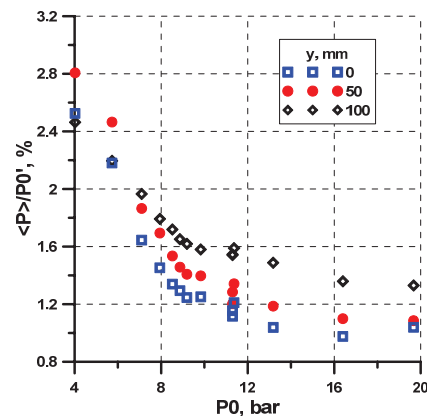


Рисунок 2: Изменение пульсаций давления за прямой ударной волной в зависимости от давления торможения ($L=3$ мм).

Было показано, что шум установки при движении вдоль продольной и угловой координат изменяется слабо. При движении вдоль радиальной координаты наблюдается небольшое увеличение уровня пульсаций в связи с приближением к слою смешения.

На рис. 2 можно увидеть изменения уровня пульсаций с изменением давления торможения (температура торможения равнялась $T_0 \approx 380$ К). Хорошо видно увеличение шума установки с уменьшением числа Рейнольдса. Это, скорее всего, обусловлено увеличением толщины пограничного слоя на стенках сопла.

Полученные данные позволяют проводить более корректные количественные исследования ламинарно-турбулентного перехода в установке «Транзит-М».

Литература

- Ross, D. H., Ellinwood, J. W., and Varwig, R. L., Hypersonic Shock Tunnel Transition Studies// Proceedings of the Boundary Layer Transition Workshop.- 1971.- Vol.3.- P.5.

Исследование вихревого следа за крыловым профилем

А.С. Гузеев, С.Ю. Соловьев

ФГУП «ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова»
г. Санкт-Петербург, Московское шоссе 44
krylov@klylov.spb.ru, mrnew@mail.ru

Современные оптические методы изучения потоков позволяют выполнять более детальные эксперименты по изучению известных физических явлений. В данной работе представлены некоторые результаты исследований образования вихревой дорожки Кармана за симметричным крыловым профилем в широком диапазоне углов атаки и скоростей набегающего потока.

Необходимость тщательного изучения вихревого следа за крылом связана с тем, что отрыв турбулентных вихрей с выходящей кромки сопровождается, с одной стороны, возникновением звуковых импульсов, а с другой – появлением нестационарных сил переменного знака на выходящей кромке. При совпадении частоты образования вихрей, а, следовательно, и связанной с ней частоты переменной силы на кромке, с частотой собственных колебаний крыла возникает автоколебательный процесс с усилением шумоизлучения. Описанный процесс, происходящий с гребным винтом, в судостроении называют «пением» винта [1, 2].

На рис. 1 приведены результаты визуализации дорожки вихрей, проведенной методом водородных пузырьков в гидродинамической трубе. В эксперименте угол атаки $\alpha = 4^\circ$, число Рейнольдса, посчитанное по длине крыла $Re = 10^4$. Похожие картины получаются на аналогичных режимах при визуализации в аэродинамической трубе (рис. 2, 3).

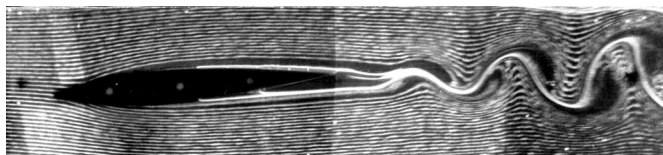


Рисунок 1: Визуализация вихревой дорожки в гидродинамической трубе методом водородных пузырьков

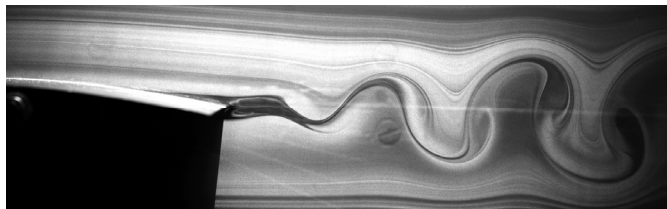


Рисунок 2: Дымовая визуализация вихревой дорожки в аэродинамической трубе

При помощи современного оптического метода PIV (Particle Image Velocimetry) в аэродинамической трубе кафедры «Теоретические основы теплотехники» СПбГУ были получены мгновенные поля полного вектора

скорости в следе за крыловым профилем (рис. 3). Зная все компоненты скорости нетрудно построить поле завихренности, по которому можно судить о положении и интенсивности вихрей в дорожке Кармана.

Существуют методики, позволяющие оценить переменную нагрузку, вызванную сходом вихрей Кармана, по известным параметрам вихревого следа [3]. Применяя эту методику к замеренным с помощью PIV полям скорости за выходной кромкой винта, можно оценить величины переменной составляющей силы, возникающие на его выходящей кромке.

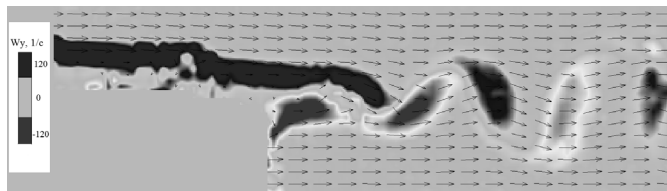


Рисунок 3: Визуализация вихревой дорожки с помощью поля завихренности, полученной методом PIV в аэродинамической трубе

Литература

1. Левковский Ю.Л. Малошумные гребные винты // Флагман корабельной науки, СПб, 2005. с. 142-150.
2. Иванов А.Н., Калужный В.Г. Решающий вклад института в создание малошумных подводных лодок // Флагман корабельной науки, СПб, 2005. с. 86-96.
3. Кочин Н. В., Кибель И. А., Розе Н. В., «Теоретическая гидромеханика», часть I, ГИТТЛ, М., 1955 г.

Метод оптической фазовой триангуляции с расширенным динамическим диапазоном измерения

С.В. Двойнишников, К.В. Шпольвинд

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе

Методы измерения геометрии трехмерных объектов на основе оптической фазовой триангуляции [1] интенсивно развиваются и являются перспективными, поскольку позволяют проводить бесконтактные измерения объектов сложной формы с очень малой погрешностью (менее 0.1% от диапазона измерения). Принцип измерения основан на том, что исследуемый объект освещается пространственно-модулированным источником освещения в виде параллельных полос, интенсивность которых меняется по гармоническому закону, и наблюдается приемником с направления, отличного от направления освещения. Наблюдаемые искажения фазового изображения кодируют информацию о глубине трехмерной сцены.

К существенным недостаткам метода фазовой триангуляции относится малый динамический диапазон измерения. По изображению фазовые значения могут однозначно восстанавливаться только в пределах периода. Известно большое количество алгоритмов развертывания фазового поля [2], в которых для определения полной фазы, т.е. числа полных периодов, соответствующих разности хода волн, используются априорные данные об исследуемом фазовом поле. Наибольшее число алгоритмов устранения фазовой неоднозначности основано на анализе пространственной структуры поля фаз. Полная фаза определяется ее развертыванием, т.е. последовательным добавлением или вычитанием 2π к значению фазы в соседней точке, если перепад между ними превышает некоторый порог. Такая процедура основана на предположении, что резкие скачки (более периода) в точках перехода через период отсутствуют. Для прослеживания границы перехода необходимо, чтобы число периодов было на порядок меньше, чем точек в массиве детектора.

Известен метод восстановления полной фазы с помощью целочисленного анализа, не использующий априорную информацию об измеряемом объекте. Метод основан на использовании серии измерений при различных кратных значениях периодах интерференционных полос. В результате широкий динамический диапазон достигается использованием фазовых изображений с большим периодом полос, а низкая погрешность обеспечивается использованием фазовых изображений с малым периодом полос. Недостаток метода заключается в большой алгоритмической сложности алгоритма, которая пропорциональна количеству используемых кратных периодов интерференционных полос. Сложность восстановления фазовой картины обусловлена применением метода фазовых шагов [3], который инвариантен к отражательным свойствам исследуемого объекта.

В работе предложен новый метод оптической фазовой триангуляции с расширенным динамическим диапазоном измерения на основе применения метода фазовых шагов и метода бинарного кодирования пикселей.

Изображения на источнике формируются последовательность бинарных изображений (интенсивность может принимать значения или 0 или 1), которая однозначно кодирует каждый пиксель на источнике излучения. Алгоритм восстановления координаты пикселя устойчив к расфокусировке изображений и позволяет определить координату пикселя с точностью до функции размытия точки (ФРТ) на принимаемом изображении. ФРТ зависит от геометрического расположения источника и приемника оптического излучения и внутренних параметров используемых оптических элементов. В сочетании с методом фазовых шагов, метод бинарного кодирования пикселей обеспечивает максимально возможный диапазон измерения.

В результате предложен метод оптической фазовой триангуляции с расширенным динамическим диапазоном измерения. Метод реализован в лабораторном образце оптоэлектронного измерителя трехмерных объектов на основе пространственно-временной модуляции источника оптического излучения. Применение метода позволило сократить время измерения трехмерной геометрии объекта в 4 раза по сравнению с методов восстановления полной фазы с помощью целочисленного анализа.

Литература

1. Двойнишников С.В., Куликов Д.В., Меледин В.Г. Оптоэлектронный метод бесконтактного восстановления профиля поверхности трехмерных объектов сложной формы // Метрология. — 2010. — №4 — С. 15-27.
2. Гужов В.И., Ильиных С.П.; Компьютерная интерферометрия: Учеб.пособие. — Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. — 252 с.
3. Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Наумов А.А.: Измерение поверхности трехмерных объектов методом проекции интерференционных полос // Оптика и спектроскопия. — 1998. — Т. 85. — №6. — С. 1015.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и научных школ, Гос. контракт № МК-3229.2011.8.

Исследование структуры закрученных потоков

Дектерев Д.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
630090, г. Новосибирск, Россия, пр-т акад. Лаврентьева, д. 1
dekterev_da@mail.ru

Закрученные потоки широко используются в современном приборостроении, однако структура подобных потоков весьма сложна и, зачастую, в них образуются нежелательные нестационарные вихревые явления. Прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ) является наиболее ярким примером нестационарности, образующейся в ряде технологических устройств (сепараторы, турбины, гидротурбины, вихревые камеры сгорания и др.) и влияющей на рабочие параметры этих устройств.

В данной работе представлены результаты исследований сильнозакрученных потоков с образованием ПВЯ. Исследования проведены на гидродинамическом стенде института теплофизики СО РАН с модельной вихревой камерой с завихрителем тангенциального типа. Геометрия камеры включает в себя ряд характерных участков вихревых горелок и сепараторов, а входные и выходные условия сконструированы для формирования симметричного потока. Набор сменных элементов камеры позволяет изменять параметр закрутки потока, а для возможности визуализации и применения оптических методов исследования потока все элементы камеры изготовлены из прозрачного оргстекла.

Одной из наиболее важных характеристик ПВЯ является частота его прецессии. Для получения частотных характеристик с помощью пьезоэлектрических датчиков давления были записаны спектры пульсаций давления внутри камеры, по ним были получены зависимости частоты прецессии ядра от расхода воды для трёх геометрий камеры (Закрутки потока $S_1=2.4$, $S_2=1.8$, $S_3=1.4$). Отмечено линейное возрастание частоты прецессии при увеличении расхода. На рисунке 1 представлены частотные данные в безразмерных величинах (Струхаль от Рейнольдса), видно, что в исследуемой области скоростей потока, эффект ПВЯ имеет автомодельный характер.

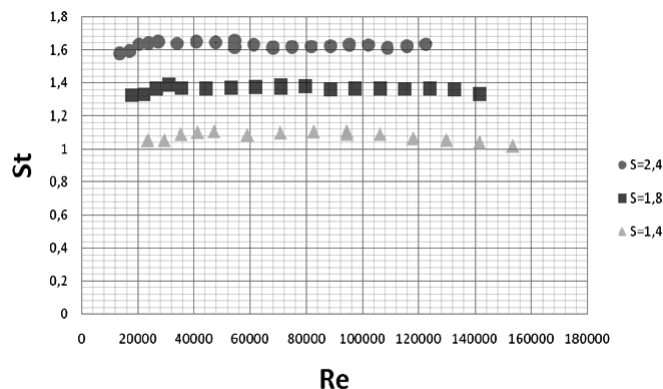


Рисунок 1: Зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса.

Для изучения структуры потока была использована PIV (particle image velocimetry) система ПОЛИС. В качестве трассеров в воду были добавлены полиамидные частицы диаметром 20 микрон. Результатом PIV экспериментов стала база данных аксиальных и тангенциальных составляющих скоростей для различных сечений вихревой камеры. В области наблюдения ПВЯ на характерной картине течения можно видеть положение вихревого ядра, смещенного относительно геометрического центра камеры, а так же распределение скоростей относительно ядра (рисунок 2).

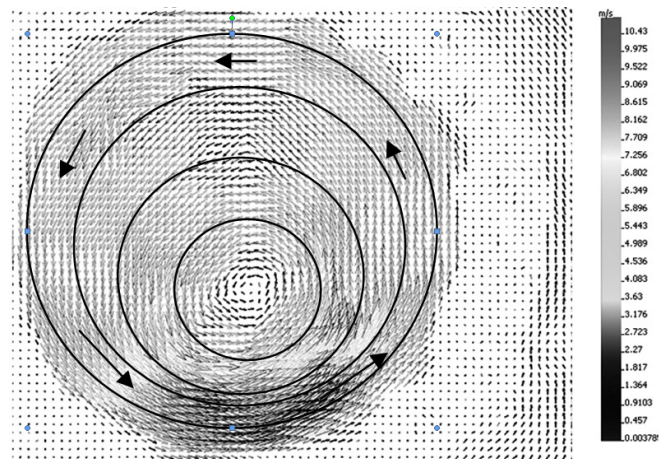


Рисунок 2: Характерная картина течения в области образования ПВЯ.

Полученные данные должны внести вклад в понимание вопроса образования прецессии вихревого ядра и помочь в управлении данным явлением.

Литература

1. Гупта А., Лили Д., Сайред Н. Закрученные потоки // М.: Мир, 1987.-590 с.
2. Алексеенко С.В., Куйбин П.А, Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей // Монография, 2003, с. 420-424.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ и Министерства образования и науки РФ в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

Спектральный подход в теории дисперсных турбулентных потоков

И.В. Деревич^{1,2}, А.Ю. Фокина¹¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5²ФГБНУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов
г. Троицк, ул. Центральная, 7а
DerevichIgor@gmail.com

Динамика дисперсной примеси частиц или пузырьков в турбулентных потоках определяется соотношениями между временами динамической релаксации частиц и характерными временными масштабами вихрей различных размеров [1,2]. Относительное хаотическое движение частиц внутри энергоемких вихрей регулируется пространственной структурой турбулентного поля. В работе впервые развивается спектральный подход к описанию динамики и теплообмена дисперсной примеси.

При замыкании выражений для интенсивности флуктуаций скорости и температуры частиц используются две гипотезы, широко применяющиеся в теории турбулентных течений: предположение о гауссовом характере флуктуаций скорости и температуры несущей фазы и гипотеза Коррсина о независимости траектории частиц и эйлеровых корреляций скорости и температуры жидкости. Получена система замкнутых функциональных уравнений связывающих реальный спектр флуктуаций скорости и температуры несущей фазы с параметрами динамики и теплообмена частиц. В рамках единого спектрального подхода исследовано относительное движение частиц различного размера с учетом осредненного скольжения фаз. В отличие от работ (см., например, [1]) в развиваемом подходе самосогласованным образом учитывается связь между динамикой относительного движения частиц по случайным траекториям и спектральной структурой несущего поля [3].

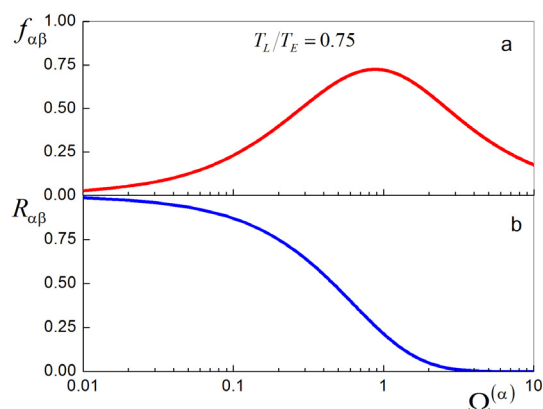


Рисунок 1: Зависимость безразмерного квадрата дисперсии (а) и коэффициента корреляции скорости (б) одинаковых частиц от параметра инерции $\Omega^{(\alpha)}$.

На рис. 1 показана зависимость квадрата относительной скорости и коэффициента корреляции

скорости частиц одинаковой инерционности. Движение мелких частиц хорошо коррелировано. С ростом параметра инерционности, равного отношению времени динамической релаксации к интегральному временному масштабу турбулентности, коэффициент корреляции снижается. Это связано со слабой коррелированностью случайных траекторий инерционных частиц. Максимум относительной скорости частиц одного размера находится в районе $\Omega^{(\alpha)} \approx 1$.

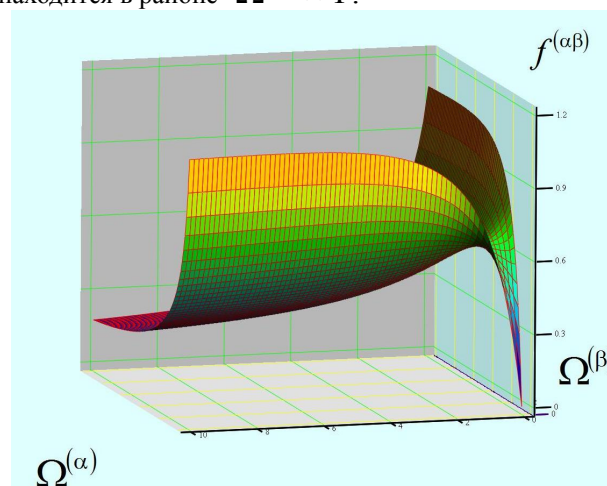


Рисунок 2: Зависимость безразмерного квадрата дисперсии относительной скорости различных частиц от параметра динамической инерции.

Относительная скорость частиц различного размера иллюстрируется рисунком 2. В работе приводятся также оригинальные данные по коэффициенту относительной турбулентной диффузии частиц, в зависимости от скоростей скольжения, расстояния между частицами, их инерционности.

Литература

1. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. М.: Физматлит. 2007.
2. Терехов В.И., Пахомов М.А. Тепломассоперенос и гидродинамика в газокapельных потоках. Новосибирск. НГТУ. 2008.
3. Driscoll R.J., Kennedy L.A. A model for the turbulent energy spectrum // Phys. Fluids. – 1983. – V. 26 (5). P. – 1228-1233.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 11-08-00645-а.

Конвективные валы в цилиндрическом слое с неоднородным нагревомА.В. Евграфова¹, А.Н. Сухановский²¹Пермский Государственный Национальный Исследовательский Университет
г. Пермь, Россия, ул. Букирева, д. 15²Институт механики сплошных сред УрО РАН
г. Пермь, ул. Акад. Королева, д. 1
av.evgrafova@gmail.com

Известно, что наличие теплового пограничного слоя с неустойчивой стратификацией температуры может привести к образованию вторичных течений в виде конвективных валов. Интерес к таким валам сильно возрос в связи с появлением свидетельств их образования в атмосферном пограничном слое [1] и их возможного влияния на перенос импульса, тепла и влаги в пограничных слоях циклонов и ураганов.

Формирование продольных валов наблюдалось в экспериментальной работе по лабораторному моделированию тропических циклонов [2]. Однако детальное изучение этих вторичных течений было затруднено вращением модели и оптическими искажениями, связанными с цилиндрической формой модели. В [3-4] экспериментально и численно исследовалось формирование конвективных валов в адвективном потоке, натекающем на горячую горизонтальную поверхность в неподвижной модели в прямоугольной полости.

Целью данной работы является детальное исследование формирования вторичных структур в горизонтальном слое жидкости с локальным подогревом снизу как экспериментально, так и численно. Экспериментальная установка представляет собой цилиндрическую полость радиусом 15 см с латунным теплообменником, радиусом 5.2 см, расположенным в центре кюветы заподлицо с ее дном. В качестве рабочей жидкости использовалось силиконовое масло с кинематической вязкостью при 250С - 20сСт. Поверхность жидкости всегда была свободной. Высота слоя жидкости в экспериментах не менялась и составляла 3см.

Вблизи области нагрева формируется пограничный слой с неустойчивой стратификацией температуры. В этом пограничном слое возникают вторичные структуры, форма которых зависит от температуры нагревателя. При малых нагревах, геометрия нагревателя способствует возникновению конвективного вала в форме спирали (рис. 1, а), который сносится к центру основным течением. С увеличением нагрева доминирующими становятся радиальные валы. Также существуют смешанные режимы, когда одновременно можно наблюдать как поперечные, так и продольные валы (рис. 1, б).

С помощью термопарных измерений были зафиксированы частоты возникновения вторичных валов. Проведен вейвлет-анализ временных рядов температуры в фиксированных точках нагревателя. Показана азимутальная зависимость частоты пульсаций температуры, а также ее временная неоднородность.

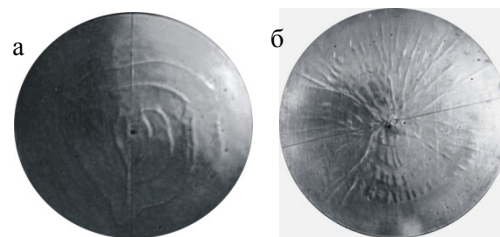


Рисунок 1: Фотографии вторичных структур над нагревателем: а - $Gr_f = 1.8 \cdot 10^4$; б - $Gr_f = 19.8 \cdot 10^4$

Также было проведено численное исследование формирования крупномасштабного течения в цилиндрическом слое жидкости с твердыми боковыми стенками и дном, свободной верхней границей и при наличии на дне локализованного нагрева. На боковых стенках и дне ставилось условие прилипания, на верхней - условие проскальзывания. Для численного исследования задачи в описанной постановке использовался программный комплекс Ansys Fluent. Пространственное разрешение в расчетах составило 1 мм над нагревателем во всех направлениях, 4 мм вне нагревателя также во всех направлениях. С помощью численной модели удалось проанализировать эволюцию полей температуры и формирование вторичных структур. Численная модель была верифицирована при помощи эксперимента. Количественной мерой сравнения послужила частота формирования валов.

Работа выполнена при поддержке исследовательского гранта УрО РАН «Влияние вторичных течений на теплообмен над локализованной нагретой областью» и гранта РФФИ № 11-01-96000

Литература

1. Brown R. A., Etling D. Roll vortices in the planetary boundary layer: A review // Boundary Layer Meteor. 1993. V. 65. № 3. P. 215-248.
2. Богатырев Г.П. Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т.51. Вып.11. С.557-559.
3. В.Г. Баталов, А.Н. Сухановский, П.Г. Фрик. Экспериментальное исследование спиральных валов в адвективном потоке, натекающем на горячую горизонтальную поверхность. Известия РАН. Механика жидкости и газа. №4. 2007. С. 50-60.
4. Sukhanovsky A., Batalov V., Teymurazov A., and Frick P. Horizontal rolls in convective flow above a partially heated surface. The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems Volume 85, Number 1 (2012), 15 p.

Повышение эффективности работы теплонасосной установки на смесевом рабочем теле

Д.С. Елистратов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
elistratov_D@mail.ru

Тепловые насосы на смесевых рабочих телах [1] находят все более широкое применение в сфере теплоснабжения, в том числе на объектах малоэтажной жилой застройки. Эффективность их работы в значительной мере зависит от часто меняющихся условий эксплуатации, поэтому экспериментальное исследование особенностей их работы на нерасчетных режимах является актуальной задачей.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований работы лабораторной теплонасосной установки (ТНУ) номинальной теплопроизводительностью 12 кВт на базе теплового насоса Vitocal-350 со спиральным компрессором [2] на смесевом рабочем теле R-407C (рис.1). Для измерения текущих значений температур в узловых точках использовался прибор Termodate, а для измерений потребляемой электрической мощности КАЭП-02. Расход теплоносителей (вода) систем отопления и низкотемпературного источника тепла ступенчато регулировался водяными насосами Wilo и определялся соответственно по показаниям водосчетчиков ВГ-15 и ВХ-15.

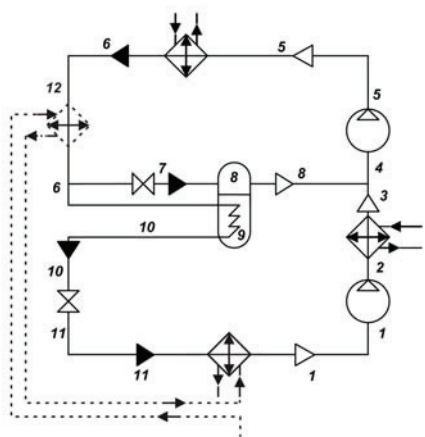


Рисунок 1: Схема ТНУ с указанием мест расположения температурных датчиков.

На рис. 2 приведены данные по температуре воды на выходе из конденсатора, а также значения температур в реперных точках ТНУ.

Рисунок 2: Температурные характеристики работы ТНУ.

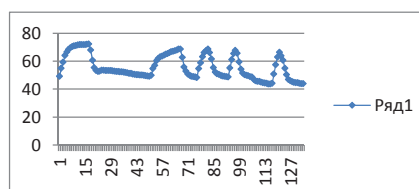


Рисунок 2: Температурные характеристики работы ТНУ.

В общем случае в конденсаторе можно выделить две области рекуперативного нагрева теплоносителя: конвективного перегретым паром и конденсационного теплообмена. Видно, что уменьшение расхода теплоносителя через конденсатор с 0,55 до 0,3 м³/ч приводит соответственно к понижению температуры ее конечного нагрева с 73 до 64°C.. Это в свою очередь, крайне негативно отражается на процессе тепломассопереноса в конденсаторе: значительно сокращается зона конденсации, не все газообразное рабочее тело конденсируется и за счет дальнейшего «проскока» газовой фазы происходит резкое снижение эффективности работы дроссельных устройств и испарителя. Без принятия дополнительных мер в этом случае пропадает смысл использовать смесевые рабочие тела для уменьшения эксергетических потерь.

Следовательно, расширение области устойчивой эффективной работы ТНУ в значительной степени определяется завершенностью процесса конденсации смесового рабочего тела перед дроссельными устройствами. Рекомендовано дополнительно ввести в схему ТНУ охладитель (рис. 1, штрих-пунктирная линия), который способен не только сохранить, но и увеличить удельную холодопроизводительность цикла для смесевых рабочих тел.

Литература

1. R. Radermacher, Y.Hwang. Vapor Compression Heat Pumps with Refrigerant Mixtures. – New York: Taylor and Francis Group, 2005. – p. 307
2. http://www.viessmann-moscow.ru/product/pumps/teplovoj_nasos_viessmann_vitocal_350

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке НШ-6078.2012.8, грантов Правительства РФ № 11.G34.31.0003 и № 11.G34.31.0046 для поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых

Моделирование гидродинамики течения тонких пленок по криволинейной поверхности гранулированного катализатора

В.С. Ермолаев¹, М.С. Егорова², В.З. Мордкович¹

¹ФГБНУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов
г. Троицк, ул. Центральная, 7а

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
г. Москва, ул. 2-я Бауманская, 5
v.ermolaev@tisnum.ru

Создание модели гидродинамики и тепло-массообмена течения пленки продуктов в свободном пространстве зернистого слоя катализатора является важным этапом разработки предсказательной математической модели реактора синтеза Фишера-Тропша с фиксированным слоем катализатора.

Характер течения пленки, а также степень покрытия свободной поверхности катализатора оказывают существенное влияние на эффективность протекания процесса. Предложенные в литературе [1] полуэмпирические зависимости не позволяют с достаточной для инженерных расчетов точностью проводить масштабирование каталитического реактора.

Корректное описание пленочного течения, а также оценка эффективности тепло- и массообмена является основной целью настоящей работы.

В работе рассмотрена возможность применения двух математических моделей пленочного течения:

1) модель эволюции толщины пленки в приближении медленного течения Роя и Робертса [2];

2) модель течения тонкой пленки Робертса и Ли для умеренных чисел Рейнольдса [3].

Обе модели позволяют рассчитывать толщину пленки, а также среднюю скорость течения с учетом кривизны поверхности.

Для описания расчетной области гранулированного катализатора используется нерегулярная треугольная сетка. Решение систем уравнений по моделям (1) и (2) проводится методом конечных объемов высокого порядка точности. Пространственная дискретизация уравнений осуществляется с использованием метода полиномиальной реконструкции 4-ого порядка точности [4]. Интегрирование по времени осуществляется с использованием явного многошагового метода с расширенной областью устойчивости Рунге – Кутты – Чебышева 3-го порядка точности [5]. Для ускорения численных расчетов реализован параллельный алгоритм вычисления правой части системы уравнений, реализованный для одного графического процессора NVidia Tesla C2070 с использованием библиотеки CUDA.

В работе рассмотрено несколько модельных случаев, реализуемых на единичном зерне катализатора: стохастическое распределение капель жидкости на поверхности; стохастическое распределение струй жидкости в верхней части геометрической поверхности гранулы относительно вектора силы тяжести. Для обоих случаев рассмотрены варианты случайного колебания расходных характеристик струй, а также геометрических

размеров капель. Проведен параметрический анализ результатов с целью получения критериальных зависимостей коэффициентов тепло- и массопереноса через пленку.

В качестве примера на рис. 1 представлен расчет течения капле по поверхности цилиндрической гранулы диаметром 2.5 мм в условиях проведения процесса (модельная жидкость – *n*-декан, температура – 500К, давление – 21 бар).

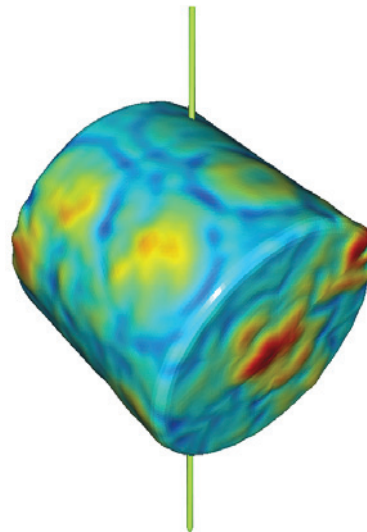


Рисунок 1: Толщина пленки жидкости на поверхности гранулы катализатора. Направление вектора силы тяжести условно показано стрелкой.

Литература

1. Larachi F., Belfares L., Iliuta I., Grandjean B.P.A. Heat and mass transfer in cocurrent gas-liquid packed beds. Analysis, recommendations, and new correlations // Ind. Eng. Chem. Res. – 2003. – Vol. 42. – P. 222 – 242.
2. Roy R.V., Roberts A.J., Simpson M.E. A lubrication model of coating flows over a curved substrate in space // J. Fluid Mech. – 2002. – Vol. 454. P. 235 – 261.
3. Roberts A.J., Li Z. An accurate and comprehensive model of thin fluid flows with inertia on curved substrates // J. Fluid Mech. – 2006. – Vol. 553. P. 33 – 73.
4. Olliver-Gooch C.F. Quasi-ENO schemes for unstructured meshes based on unlimited data-dependent least-squares reconstruction // J. Comp. Phys. – 1997. – Vol. 133. – P. 6 – 17.
5. Medovikov A.A. High order explicit methods for parabolic equations // BIT. – 1998. – Vol. 38. – P. 372 – 390.

Определение теплопроводности битума при газификации

Д.В. Ермолаев

Исследовательский центр проблем энергетики Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Казанского научного центра Российской академии наук (Академэнерго)
г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31
energoed@mail.ru

Сегодня все большее внимание уделяется поиску источников альтернативного топлива. В этой связи особый интерес представляют битумы, основное использование которых до настоящего времени – дорожное строительство. Однако применение их в энергетических целях может дать положительный результат. Это возможно путем газификации битумов, которая представляет собой процесс термохимической переработки в присутствии окислителя с получением генераторного газа для применения в парогазовых установках и котлах [1].

Поскольку битумы представляют собой сложную смесь высокомолекулярных углеводородов нефти [2], то для использования их в качестве источника топлива необходимо определить те свойства, которые влияют на использование битумов в энергетических целях. Одним из таких свойств битума является теплопроводность, характеризующая процесс переноса теплоты и изменение температуры.

Определить теплопроводность битума можно по следующему полуэмпирическому выражению, представленному ниже [3]:

$$\lambda_6 = 101 \cdot 10^{-6} \cdot (T_{bv} - 273,15) + \frac{0,10081 \cdot (T_{bv} - 273,15) + 27,535}{T_{bv} \cdot \rho_4^{20} + 100} +$$

$$+ 0,00294 \cdot \rho_4^{20-2,381} + 0,00147 \cdot \rho_4^{20-3,381} -$$

$$- (97 \cdot 10^{-6} \cdot \rho_4^{20-2,381} + 24,8 \cdot 10^{-6}) \cdot (T_6 - 273,15) \quad (1)$$

где ρ_4^{20} – плотность битума при 20°C; T_6 – температура битума, К; T_{bv} – объемная температура кипения битума, К; определяемая по соотношению [3]:

$$T_{bv} = \exp \left[\frac{3,321052 + 0,5106442 \cdot (\ln(M_6) + \rho_4^{20} \cdot \ln(n_{20}))}{-4,290274 \cdot 10^{-5} \cdot M_6 + 0,2105286 \cdot \rho_4^{20}} \right] \quad (2)$$

где M_6 – молекулярная масса битума, г/моль; n_{20} – показатель преломления, определяется зависимостью [3]:

$$n_{20} = 1,218 + 0,358 \cdot \rho_4^{20} \quad (3)$$

Одним из параметров, оказывающих существенное влияние на теплопроводность, является молекулярная масса битума. Значение молекулярной массы меняется с ростом температуры, которая характеризуется усилением химического взаимодействия с окислителем с выделением легких компонентов, что было доказано на основании выявленного механизма разложения битума при газификации.

На рис. 1 представлена полученная зависимость изменения теплопроводности от температуры.

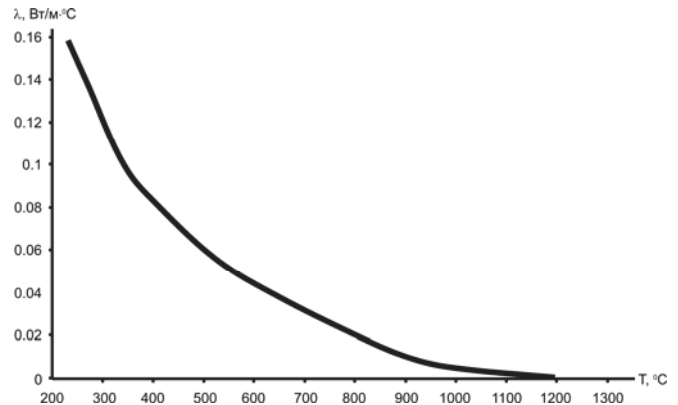


Рисунок 1: Зависимость теплопроводности битума от температуры.

Как видно из рисунка 1, кривая теплопроводности носит параболический характер, и снижается с увеличением температуры. Это связано с тем, что при увеличении температуры происходит снижение молекулярной массы битума за счет химического взаимодействия с окислителем.

Литература

1. Ермолаев Д.В. Перспективы использования битумов в качестве альтернативного топлива // Альтернативная энергетика и экология. 2010. №7. С. 121-124.
2. Гун Р.Б. Нефтяные битумы. М.: Химия. 1973. 432 с.
3. Григорьев Б.А., Богатов Г.Ф., Герасимов А.А. Теплофизические свойства нефти, нефтепродуктов, газовых конденсатов и их фракций. М.: Изд-во МЭИ, 1999. 372 с.

Моделирование диффузии в системе частиц с потенциалом Леннарда-Джонса методом молекулярной динамики

С.В. Жилкин, Г.В. Харламов
ZhilkinSergey@yandex.ru

Новосибирский Государственный Технический Университет
Карла Маркса пр., 20, г. Новосибирск

Моделирование диффузии в газах и жидкостях методами прямого численного моделирования имеет как теоретический, так и практический интерес. С одной стороны это дает возможность проверить теории и гипотезы, которые используются в физике жидкостей и газов. С другой, позволяет получить новую информацию о механизмах диффузии в условиях фазового перехода пар – жидкость. Такая информация важна для изучения явлений, происходящих в процессе получения наночастиц в пересыщенном паре путем конденсации.

В данной работе методом молекулярной динамики исследовалась система, состоящая из одинаковых молекул. Потенциалом взаимодействия был выбран потенциал Леннарда-Джонса. Рассчитывались автокорреляционные функции скорости (АКФС или $F(t)$) и коэффициенты самодиффузии частиц в широком диапазоне изменения плотности и температуры системы. Особое внимание было уделено расчетам АКФС в условиях фазового перехода пар – жидкость. Все расчеты проводились в безразмерных единицах. Так плотность измерялась в единицах m_0/σ^3 , а температура – в ε/k (m_0 – масса молекулы, σ и ε – параметры потенциала Леннарда-Джонса).

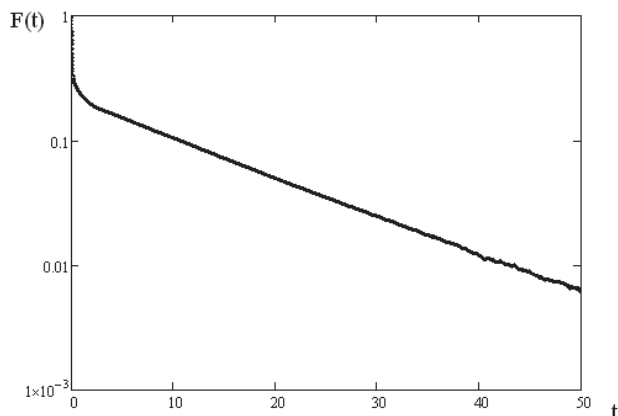


Рисунок 1: зависимость АКФС от времени при плотности $\rho = 3.4 \cdot 10^{-2}$, $\kappa T = 0.75$

Зависимость АКФС от времени при низкой плотности системы ($\rho = 3.4 \cdot 10^{-5} \div 0.035$) представляется экспоненциальной функцией с временами релаксации близкими временам, рассчитанным согласно молекулярно-кинетической теории Чепмена – Энскога. АКФС плотной системы ($\rho = 0.44 \div 0.88$) демонстрирует наличие степенных и отрицательных хвостов, характерных для жидкостей [1, 2].

Наиболее интересный результат наблюдается для системы с $\rho = 3.4 \cdot 10^{-2}$, $\kappa T = 0.75$ (см. рис.1). Здесь обнаруживаются два участка релаксации АКФС. Первый участок на малых временах можно связать с релаксацией молекул при столкновении их друг с другом. Второй

участок характеризуется значительной протяженностью и имеет экспоненциальную зависимость от времени. При этом время релаксации этого участка значительно превышает время между столкновениями молекул друг с другом. В работе [3] обнаружено, что такой экспоненциальный участок наблюдается в случае диффузии наночастиц в плотном газе. Поэтому можно предположить, что в данной системе образовались наноклапты жидкости, которые ведут себя подобно наночастицам в плотном газе. Действительно, на рисунке 2 эти наноклапты хорошо видны.

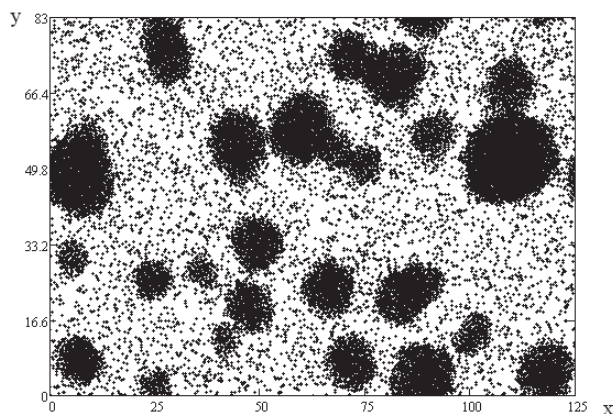


Рисунок 2: положение частиц в ячейке модуляции при плотности $\rho = 3.4 \cdot 10^{-2}$, $\kappa T = 0.75$

Интегрированием АКФС по формуле Грина-Кубо были рассчитаны коэффициенты самодиффузии (D), построены зависимости $D(\rho)$ и $D(T)$. Интересный результат наблюдается в экспериментах с начальной плотностью системы $\rho = 0.44$, температурах 0.75 и 1. В данном эксперименте коэффициент диффузии выше, чем в эксперименте, выполненном при тех же температурах, но при меньшей начальной плотности $\rho = 0.4$. Подобный на первый взгляд парадокс разрешается, если учесть, что данные системы не однородны по плотности. В них возникают пузырьки воздуха, от размера которых зависит итоговая плотность жидкости, которая оказывается меньше для систем с большей средней плотностью.

Литература

1. Rahman A. Correlation in the motion of atoms in liquid argon// Phys. Rev. -1964 Vol. 136A, -P.405.
2. Yamaguchi T., Kimura Y. Molecular dynamics simulation of solute diffusion in Lennard-Jones fluids // Molecular Physics. -1998 -Vol.94 - No.3 -P.527 -537.
3. Рудяк В.Я., Харламов Г.В., Белкин А.А. Диффузия наночастиц и макромолекул в плотных газах и жидкостях// ТВТ. – 2001. – Т.39. – №2. – С. 283-291.

Оптические исследования пленок аморфного кремния

А.О. Замчий^{1,2}, Е.А. Баранов²¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
Zamchiy_88@bk.ru

В настоящее время аморфный кремний (a-Si:H) является важным материалом для приборостроения и солнечной энергетики. Пленки аморфного кремния используются в качестве активных слоев жидкокристаллических (ЖК) дисплеев с активной матрицей, солнечных элементов и т.д. [1, 2]. Толщина и оптические свойства пленок являются важными параметрами и существенно влияют на характеристики таких-устройств.

В данной работе пленки аморфного кремния были получены методом газоструйного плазмохимического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой, GJ-EBP-CVD (Gas-Jet Electron Beam Plasma Chemical Vapor Deposition) [3]. Рабочим газом являлась смесь моносилана с аргоном (5%SiH₄+95%Ar); в качестве подложек использовалось стекло. В процессе синтеза температура подложек варьировалась в интервале 20 – 300 °C.

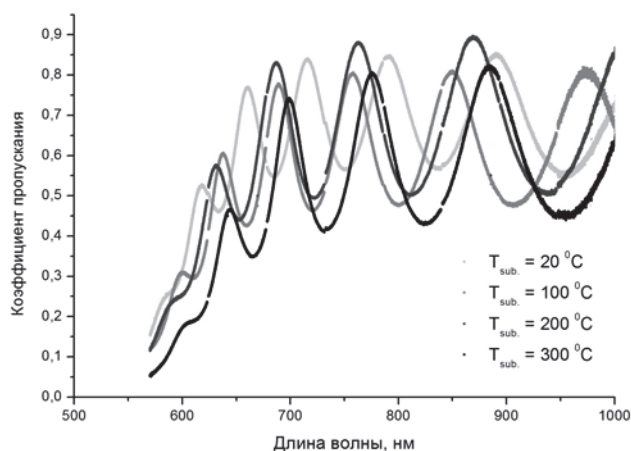


Рисунок 1: Спектральный коэффициент пропускания пленок аморфного кремния, полученных при температурах подложки от 20 до 300 °C.

Спектральная зависимость показателя преломления пленок была определена из экстремумов интерференционных полос спектра пропускания в интервале 550 – 1000 нм (Рис. 1), используя метод огибающих кривых, предложенный в работе [4]. Кроме того, спектральные зависимости показателя преломления и коэффициента поглощения были получены при помощи программного пакета PUMA [5], позволившего расширить спектральный диапазон измерений. Оптическая ширина запрещенной зоны определялась методом Тауца [6] на основании зависимости коэффициента поглощения от длины волны.

Оба метода (метод огибающих и PUMA) были использованы для определения толщины, а соответственно, и скорости роста пленок. Найдена зависимость оптических параметров и скорости роста пленок от температуры подложки (Рис. 2).

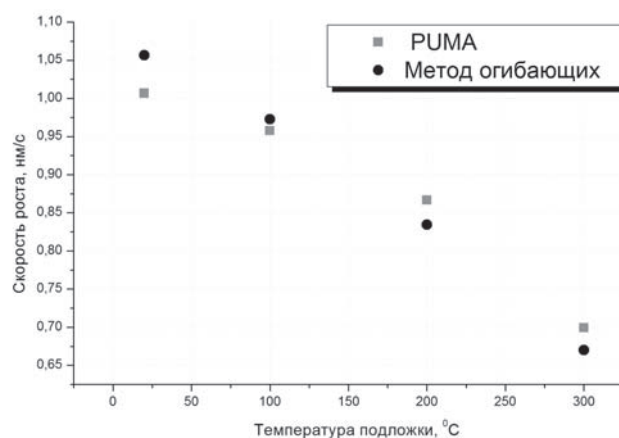


Рисунок 2: Зависимость скорости роста пленок от температуры подложки.

Данные по оптическим параметрам и скорости роста пленок, полученные двумя разными методами, хорошо согласуются между собой.

Литература

1. S. Halindintwali et al, Optical characterisation of a-Si:H and nc-Si:H thin films using the transmission spectrum alone, J. Mater Sci: Mater Electron (2007).
2. Nabeel A. Bakr et al, Determination of the optical parameters of a-Si:H thin films deposited by hot wire – chemical vapour deposition technique using transmission spectrum only, Pramana – J. Phys., Vol. 76, No. 3, March 2011.
3. Sharafutdinov R.G., Khmel S.Ya., Shchukin V.G. et al., Solar Energy Materials & Solar Cells, 2005, vol. 89, p. 99.
4. R. Swanepoel, Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon, J. Phys. E: Sci. Instrum. Vol. 16, 1983.
5. E. G. Birgin, I. Chambouleyron, and J. M. Martínez, Estimation of optical constants of thin films using unconstrained optimization, Journal of Computational Physics 151, pp. 862-880, 1999.
6. J.Tauc, The optical properties of solids, Ed. F. Abeles, North. Holland, Amsterdam, (1970), p. 277.

Математическая модель нестационарных течений в разветвленных трубопроводах

Д.И. Зарипов, Н.И. Михеев

Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН
zaripov.d.i@mail.ru

Нестационарные течения жидкости часто встречаются в различных инженерных приложениях (например, течение в газопроводах, некоторых теплообменниках и т.д.). Причины их возникновения могут быть связаны как с нестационарными условиями на границах каналов, так и с автоколебательными процессами, вызванными взаимодействием потока с внутренними источниками пульсаций.

Для сокращения времени расчета нестационарных течений в трубопроводных системах заманчивым представляется применение одномерной модели течения. Однако при этом возникают трудности в описании процессов, протекающих в смежной области разветвленных каналов.

В настоящей работе предлагается метод моделирования течения жидкости в сложных многоканальных системах с учетом особенностей в смежной области Т-образных каналов.

Метод основан на решении нестационарных уравнений газовой динамики:

$$\frac{\partial R}{\partial \tau} + \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (1)$$

$$\text{где } R = \left\{ \rho F, \rho u F, \rho F \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right\}^T,$$

$$Q = \left\{ \rho u F, F \left(p + \rho u^2 \right), \rho u F \left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right\}^T,$$

$$P = \left\{ \dot{m}, I_f F + I_l F, \dot{m} h \right\}^T.$$

Можно рассматривать три типа различных границ: 1) неподвижная непроницаемая стенка; 2) неподвижная проницаемая стенка; 3) «внутреннее» граничное условие.

При этом отметим лишь, что для первого типа границы скорость на стенке принимается равной нулю. Для второго типа можно рассматривать постоянство полного давления при втекании жидкости в канал и постоянство статического давления при истечении из канала. Под «внутренним» граничным условием понимается условие присоединения бокового ответвления к прямому каналу. Оно зависит от того, происходит разделение или слияние потоков в тройнике. При этом на границе отвода в области сопряжения с прямым каналом рассматриваются те же условия, что и для неподвижной проницаемой стенки. Однако давление выражается через параметры потока в прямом канале. Указанная связь между параметрами для «внутреннего» граничного условия обобщена следующими зависимостями:

при слиянии потоков в тройнике

$$p_{br} = p_{\Sigma} + \left(1.538 - 0.242(u_b)^2 - 1.382(u_s)^2 + 0.2|u_b||u_s| \right) \frac{\rho u_{\Sigma}^2}{2}, \quad (2)$$

при разделении потока в тройнике

$$p_{br} = a p_{str} + (1-a) p_{\Sigma} \quad (3)$$

$$\text{где } u_b = u_{br} / u_{\Sigma}, \quad u_s = u_{str} / u_{\Sigma},$$

$a = 0.245 - 0.586f + 0.516f^2$. Среднерасходная скорость u_{str} и статическое давление p_{str} относятся к сечению прямого канала, расположенному выше по потоку при слиянии и ниже по потоку при разделении относительно сечения u_{Σ} и p_{Σ} ; u_{br} и p_{br} относятся к боковому отводу.

Для определения путевых потерь количества движения в первом приближении можно пользоваться выражением

$$I_f = \xi \frac{\Delta x}{d} \frac{\rho u^2}{2},$$

где ξ – коэффициент сопротивления трения, d – эквивалентный гидравлический диаметр.

Также необходимо учитывать местные потери количества движения возникающие в области разветвления каналов:

при слиянии потоков

$$I_l = -0.168 \rho u_{br}^2 f^2 - 0.098 \rho u_{\Sigma}^2 f^{0.5} + 0.41 \rho |u_{\Sigma}| |u_{br}| f^{1.5}, \quad (4)$$

при разделении потоков

$$I_l = -0.342 \rho u_{br}^2 f^2 + 0.03 \rho u_{\Sigma}^2 f^{0.5} + 0.863 \rho |u_{\Sigma}| |u_{br}| f, \quad (5)$$

где I_l – потери полного импульса потока в прямом канале в области разветвления, $f = F_{br} / F_{\Sigma}$ –

относительная площадь поперечного сечения бокового отвода; индексы при скорости u и площади F соответствуют индексам в (2) и (3).

Выражения (2)–(5) были получены из анализа результатов моделирования с использованием программного комплекса Ansys-FLUENT.

Результаты тестирования с экспериментальными данными показали, что в целом предложенный метод моделирования течения в разветвленных Т-образных каналах, основанный на одномерных уравнениях газовой динамики с предложенными условиями сопряжения потоков в тройнике вполне адекватно моделирует количественные характеристики параметров потока в таких каналах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 10-08-00426, 10-08-428)

Прямое численное моделирование смешанной конвекции в горизонтальной трубе в сильном поперечном магнитном поле

А.Захаров¹, Я.Листратов¹, Д.Огнерубов¹

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, Москва, ул.Красноказарменная, д.14
Yaroslav.listratov@gmail.com

Исследуемая проблема связана с влиянием внешнего магнитного поля на гидродинамику и теплообмен при течении жидкого металла в трубе. Рассматриваются режимы, которые могут встречаться в жидкометаллических контурах охлаждающих систем бланкетов термоядерных реакторов [1]. Сильное магнитное поле оказывает существенное влияние на гидродинамику потока, при этом эффект от его влияния чаще всего неочевиден. В условиях теплообмена ситуация осложняется потому, что дополнительно существенное влияние оказывает термогравитационная конвекция. Экспериментальные данные [2] показывают, что при больших числах Гартмана в потоке появляются сильные пульсации температуры. В частности, в горизонтальных трубах с подогревом нижней половины трубы и термически изолированной верхней (Рис. 1а), интенсивность температурных пульсаций уменьшалась вдоль трубы до чисел Гартмана порядка 100, но начинала увеличиваться при $Ha=300$ и более, превосходя интенсивность температурных пульсаций в потоке при отсутствии магнитного поля в 2.5 раза (Рис. 1б).

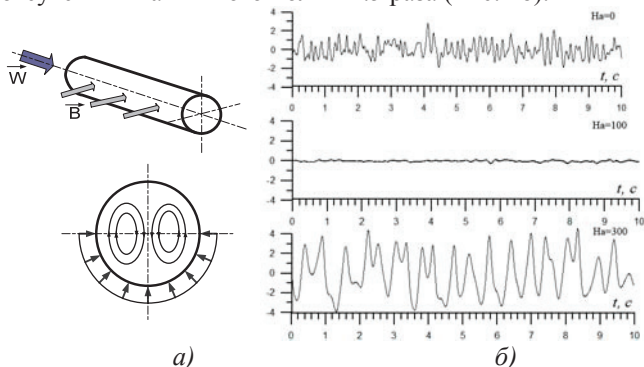


Рисунок 1: а) Схема течения. б) Пульсаций температуры в эксперименте. Координаты измерения параметров: $R=r/r_0=0.7$, нижняя часть трубы, $x/d=37$.

Анализ показывает, что пульсации температуры при $Ha=300$ и более характеризовались низкой частотой, и их причиной, возможно, являлось возникновение термогравитационных вихрей с осями параллельными линиям магнитного поля, которые не подавляются поперечным магнитным полем. Это явление с практической точки зрения является нежелательным, так как может вызвать дополнительные термические напряжения в стенке канала.

В данной работе мы излагаем результаты прямого численного моделирования (DNS) в условиях, соответствующих экспериментам. Рассматривается поток несжимаемой электропроводной жидкости в круглой трубе. Используется квазистатическая аппроксимация для электромагнитной части, а также приближение Буссинеска для архимедовых сил. Численная схема расчёта основана на

псевдоконсервативном конечно-разностном методе дискретизации. Используется структурная сетка, построенная в цилиндрической системе координат, неравномерная по радиусу с уменьшением шага по мере приближения к стенке трубы. Интегрирование по времени основано на методе проекции и методе Адамса-Башфорта второго порядка точности [3].

Для сопоставления с экспериментальными данными использовались следующие режимные параметры: $Re=10000$, $Ha=0, 100, 300$, $Gr=2.5 \times 10^7$, $Pr=0.025$ (ртуть). Длина трубы составляла $50d$. Расчетная сетка описывается следующим соотношением: $1696 \times 90 \times 96$ точек соответственно для аксиального, радиального и азимутального направлений. Один из результатов расчета представлен на рисунке 2. Видно хорошее согласие с опытными данными.

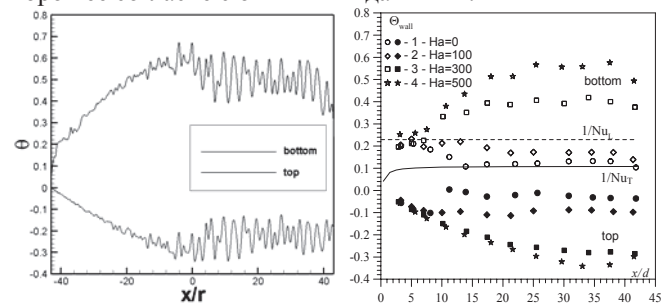


Рисунок 2: Безразмерные температуры верхней и нижней точек вблизи стенки $R=r/r_0=0.7$. Расчёт (слева), и эксперимент (справа) для $Ha=300$.

Анализ частотного спектра пульсаций температуры вблизи стенки на расстоянии 37 калибров от зоны начала обогрева показывает неплохо согласующиеся результаты для расчётных и экспериментальных данных. В первом случае частота составляет 1.5 Гц, во втором – 1.8 Гц.

Литература

1. Smoletsev, S., Moreau, R. & Abdou, M., "Characterization of key magnetohydrodynamic phenomena for PbLi flows for the US DCLL blanket," *Fusion Eng. Design*, **83** 771-783 (2008).
2. Sviridov, V. G., Razuvaev, N. G., Ivochkin, Yu. P., Listratov, Ya. I., Sviridov, E. V. "The experimental liquid metal heat transfer investigations applied to fusion reactors," *Fundamental and Applied MHD*, Proc. of 7th PAMIR conf. Giens, France, pp. 885-890 (2008).
3. Krasnov, D., Zikanov, O., Boeck, T. "Finite difference simulation of magnetohydrodynamic turbulence at low magnetic Reynolds number," submitted to *Comp. Fluids* (2010).

Работа выполнена при финансировании по гранту Президента РФ для поддержки молодых российских ученых кандидатов наук (МК-4882.2012.8).

Метод экспериментального исследования дисперсности капель при распылении жидкостей

А.Н. Ишматов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения Российской академии наук
659322, г. Бийск Алтайского края, ул. Социалистическая, 1.
ishmatoff@rambler.ru

Работа посвящена развитию методов исследования дисперсных характеристик распыления жидкостей. Предложен экспериментальный метод, позволяющий оперировать со всем ансамблем капель, образующихся при распылении. Метод заключается в распылении раствора NaCl с последующим определением дисперсного состава капель в факеле распылителя по результатам исследования кристаллов соли, сформированных в результате эволюции жидкокапельного аэрозоля. Способ информативен, поскольку размер частиц сухого остатка напрямую связан с содержанием неиспаряемой примеси в капле, а дисперсный состав первичных капель определяется по формуле:

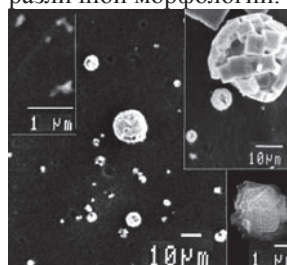
$$D_1 = D_2 \sqrt[3]{\tilde{N}_m \rho_d / \rho_{imp}}, \quad (1)$$

где D_1 – диаметр начальной капли; D_2 – эквивалентный диаметр конечной частицы; ρ_{imp} – плотность растворенного вещества; $\tilde{N}_m$ – относительная массовая концентрация растворенного вещества в растворе; ρ_d – плотность капли.

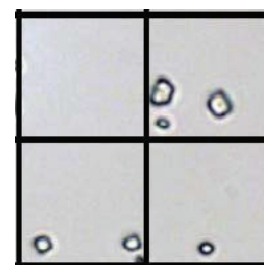
Уравнение (1) получено из условия равенства массы неиспаряемой примеси в капле и массы частицы солевого остатка после полного испарения растворителя. Проведена теоретическая и экспериментальная оценка применения метода. Практическое применение метода для анализа дисперсности ультразвукового распыления на частотах 2.4 МГц показало, что в случае распыления десятипроцентного модельного раствора средний размер частиц солевого остатка $D_1(50)=1.98 \mu\text{m}$, средний размер восстановленных капель $D_2(50)=5.38 \mu\text{m}$, для случая – двадцатипроцентного раствора: $D_1(50)=2.22 \mu\text{m}$; $D_2(50)=4.72 \mu\text{m}$. Различное содержание NaCl в воде обуславливает отличие по вязкости μ_d и плотности раствора ρ_d (десятипроцентный раствор NaCl: $\mu_d=1.19 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; $\rho_d=1071 \text{ kg/m}^3$; двадцатипроцентный раствор NaCl: $\mu_d=1.56 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; $\rho_d=1148 \text{ kg/m}^3$ [1]), этим объясняется (с учетом особенностей ультразвукового распыления [2]) смещение размеров капель в сторону меньших значений при распылении 20 %-ного раствора. Также исследовалась дисперсность импульсного распыления жидкостей устройствами на основе гидродинамической трубки [3].

В результате электронно-микроскопического анализа частиц, образованных при импульсном распылении, установлено, что их морфология (рис. 1 а) отличается от морфологии частиц образованных при ультразвуковом распылении (рис. 2 б), и может быть различной – сплошные поликристаллические и монокристаллические образования, пустотелые сферы. Морфология частиц соле-

вого остатка, сформированного при импульсном распылении указывает на то, что создаются условия быстрого испарения капель за счет высоких скоростей выброса (~200 m/s [3]). Установлено, что основными определяющими процессами при формировании частиц солевого остатка являются испарение и диффузия соли в капле. Приведена численная оценка влияния процессов происходящих при распылении на формирование частиц различной морфологии.



а) импульсное распыление



б) ультразвуковое распыление (шаг сетки 30 мкм)

Рисунок 1: Структура солевого остатка.

В случае исследования импульсного распыления, применение метода позволило получить новые экспериментальные данные о формировании и эволюции жидкокапельной среды. Показано, что частицы солевого остатка являются «артефактами», отражающими в себе «следы» процессов, протекавших при диспергировании. Показано, что при отработке и конструировании распылительных устройств наличие пустотелых сфероидов может служить «индикатором» максимально эффективного взаимодействия дисперсного потока с окружающей средой, а следовательно и более эффективного диспергирования жидкости.

Литература

1. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Справочное пособие / Пер. с англ. под ред. Б. И. Соколова. 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Химия, 1982г. 592с., ил. Нью-Йорк, 1977г.
2. Хмелёв В.Н., Попова О.В. Многофункциональные ультразвуковые аппараты и их применение в условиях малых производств, сельском и домашнем хозяйстве. Барнаул: изд. АлтГТУ, 1997. 160 с.
3. Ворожцов Б.И., Кудряшова О.Б., Ишматов А.Н., Ахмадеев И.Р., Сакович Г.В. Взрывная генерация высокодисперсных жидкокапельных аэрозолей и их эволюция // Инженерно-физический журнал. 2010. Т. 83, № 6. С. 1084-1104.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-01-90701)

Изучение эволюции гидравлического скачка в пленке жидкости на поверхности вращающегося диска

И.К. Кабардин

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
Kabardin@itp.nsc.ru

Исследования закрученных течений важно для классической динамики жидкости и для промышленных приложений. Частным случаем закрученных течений является течение пленки по поверхности вращающегося диска. Интересным физическим явлением является гидравлический скачок, возникающий при вертикальном падении струи жидкости на горизонтальную поверхность. При этом толщина пленки жидкость остается достаточно малой до некоторого радиуса, после чего резко возрастает. В работах предшественников теоретически и экспериментально исследовано явление гидравлического скачка, образованного падающей струей на горизонтальную поверхность, имеющую форму диска. Исследована форма скачка, сделана оценка радиуса гидравлического скачка, зависимость радиуса гидравлического скачка в зависимости от коэффициента поверхностного натяжения и вязкости[1-3]. Но в указанных работах не исследована эволюция гидравлического скачка под действием сил, возникающих при закручивании диска.

В работе жидкость подавалась из бака постоянного напора на поверхность вращающегося диска. Жидкость вытекала из сопла и падала на поверхность диска в виде свободной струи, растекаясь радиально по поверхности диска. Для визуализации течения использовалась отражательная теневая система на основе LCD проектора. Свет от проектора отражался от диска и формировал изображение на экране. Изображение фиксировалось цифровой камерой и передавалось на персональный компьютер. На компьютере изображения переводилось из перспективной в прямоугольную проекцию. По обработанным изображениям вычислялся осредненный диаметр гидравлического скачка. Диаметр диска равняется 400 мм. На край диска было установлено кольцо из оргстекла, которое играла роль внешней стенки с регулируемой высотой. Скорость вращения изменялась от 0,005 об/с до 0,5 об/с, расход жидкости изменялся в пределах 0-75 мл/с. В качестве рабочей жидкости использовалась вода. Высота внешней стенки принимала значения 0, 3, 7 и 10 мм. Диаметр сопла равнялся 5 мм. Сопло крепилось на высоте 10 мм над поверхностью диска.

В качестве геометрической характеристики был выбран диаметр окружности, возникающий в области резкого увеличения толщины пленки (диаметра гидравлического скачка). Для измерения диаметра гидравлического скачка была разработана измерительная методика, основанная на пороговом преобразовании изображения и на регрессионном анализе методом наименьших квадратов.

Получены зависимости диаметра гидравлического скачка от расхода (0- 75 мл/с) и скорости вращения диска (0-0,5 об/с) при различной высоте внешней стенки (0, 3, 7 и 10 мм). Показано, что гидравлический скачок наблюдается в узком диапазоне параметров, при высоте внешней стенки 10 мм и скорости вращения менее 0,055 об/с либо расходах менее 40 мл/с высоте 7 мм и расходах менее 40 мл/с гидравлический скачок не формируется.

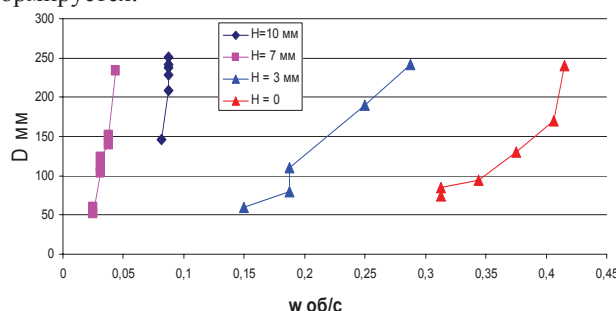


Рис. 1. Границы параметров, при которых наблюдается гидравлический скачок.

Установлено, что гидравлический скачок сохраняет постоянный диаметр до некоторого значения скорости вращения, после чего увеличивается и разрушается. Показано, что критическая скорость вращения, при которой разрушается скачок, растет с уменьшением высоты внешней стенки. Определены границы параметров, выше которых явление гидравлического скачка не наблюдается (рис.1).

Литература

1. Nakoryakov V.E., Pokusaev B.G., Troyan E.N. Impingement of an axisymmetric liquid jet on a barrier//Int. J. Heat Mass Trans.- 1978.- Vol. 21.- P. 1175-1184.
2. John W. M. Bush, Jeffrey M. Aristoff, A. E. Hosoi An experimental investigation of the stability of the circular hydraulic jump// J. Fluid Mech. - 2006. - Vol. 558. - P. 33-52.
3. Elengaard C., Hansen A. Haaninh F, Hansen K., Bohr T. Experimental results on flow separation and transitions in the circular hydraulic jump// Physics scripta.- 1996.- Vol. 67.- P. 105-110.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы», ГК № 11.519.11.6022 от 21.10.11.

О двухструктурной модели и концепции хаотизированных частиц для расплавов

Д.Д. Кабдылова, Т. Сулейменов

Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева
г. Астана, ул. Мунайтпасова, 5
suleymenov_ts@enu.kz

Согласно двухструктурной теории расплавов можно представить для жидких металлов, что каждый атом остаётся в состоянии 1, для которого характерна более низкая энергия и меньший объём, и пусть существует состояние 2, которое характеризуется более высокой температурой и большим объёмом.

Меньший объём соответствует структуре твёрдого состояния, а больший объём – структуре с равным числом атомов и дефектов, тогда объём структуры в состоянии 2 можно записать как

$$V_2 = V_1 + Nv_V,$$

где v_V – объём одного дефекта, а N – общее число молекул на сторонах кристаллической решётки.

Пусть объём дефектов, полученный в расплавах, будет приближенно равным с объёмом V_1 в твёрдом состоянии, где отсутствует вакансии. Тогда можно допустить, что их фракция будет равной F , так что $v_V = FV_1$. В этом случае

$$V'/V = \frac{V_2 - V_1}{V} = \frac{Nv_V}{V_1 n_1 + V_2 n_2} = F/(1 + n_2 F),$$

где n_2 – относительная концентрация структуры в состоянии 2, которое присутствует в жидкости. Коэффициент F может быть различным для различных расплавов.

Тогда, как известно свободную энергию Гиббса в расплавах можно записать как

$$G = G_0(P, T) + n_2 NE - k T \ln W$$

Функция $G_0(P, T)$ – энергия Гиббса твёрдого вещества при отсутствии дефектов как функция давления и температуры; n_2 – доля дефектов в жидкости; E – энергия активации, третий член представляет вклад энтропии. Величина W – число способов, с помощью которых дефекты n могут распределяться на сторонах решётки N , которое равняется согласно статистике Ферми- Дирака

$$W = N! / [(N-n)! n!]$$

при условии, что дефекты неразличимы. Для равновесного состояния можно записать

$$n_2 = n / N = \left(1 + e^{E/kT}\right)^{-1}. \quad (1)$$

Вторая производная G по n может быть записана как

$$\left(\frac{d^2 G}{dn^2}\right)_{P,T} = kTN / n(N-n) = \frac{kT}{(n_2 + n_1)(n_1 n_2)},$$

где $n_1 = 1 - n_2$, и это выражение будет далее рассмотрено для объяснения термодинамического поведения расплавов.

Формулу (1) при условии $E/kT > 1$ можно переписать следующим образом

$$n/N = \exp(-E/kT). \quad (2)$$

Но, с другой стороны, доля хаотизированных частиц [1], в частности кристаллоподвижных, в расплавах может быть определена как

$$P_{\text{срм}} = 1 - n/N. \quad (3)$$

Тогда формулу (3) можно переписать следующим образом:

$$P_{\text{срм}} = 1 - \exp(-E/kT).$$

Принимая во внимания результаты работы по концепции хаотизированных частиц [1], т.е. выражая энергию E как тепловой барьер

$$E = kT_m,$$

можем получить

$$P_{\text{срм}} = 1 - \exp(-T_m/T).$$

Это формула совпадает с соотношением, полученном в работе [1].

Таким образом, теория расплавов, основанная на теории дефектов, оказалась согласованной с концепцией хаотизированных частиц. Это согласие состоит в тождестве понятий дефектов и виртуальных вакансий, образующихся в решетке за счет виртуальных жидкоподвижных и пароподвижных частиц, которые являются сверхбарьерными по величине RT_m , в отличие от кристаллоподвижных частиц, которые остаются подбарьерными.

Литература

1. Малышев В.П., Толымбеков М.Ж., Турдукожаева А.М., Кажикенова А.Ш., Акуов А.М. Течение расплавов- разрушение ассоциатов кластеров// Расплавы, 2010, №6, с.43-49.

Влияние скрученной ленты на гидродинамику при ламинарном течении псевдопластичной жидкости в изогнутом канале

А.И. Кадыров

Исследовательский центр проблем энергетики
Федерального государственного бюджетного учреждения Казанского научного центра РАН
г. Казань, ул. Лобачевского 2/31
aidarik@rambler.ru

При течении жидкости в изогнутых каналах частицы жидкости, имеющие разную скорость, подвержены различному воздействию центробежных сил. В центральной части канала частицы жидкости, имеющие большую скорость течения, отбрасываются к наружной вогнутой стенке и выталкивают находящиеся там частицы жидкости, имеющие меньшую скорость течения [1]. В результате этого на внешней стенке изогнутого канала концентрируется максимальное давление.

В данной работе представлены результаты исследований гидродинамики при стационарном ламинарном течении псевдопластичной жидкости в изогнутом канале со вставкой, в виде скрученной на 90 градусов ленты. Геометрические размеры отвода: отвод на 90 градусов с внутренним диаметром $D=0,049$ (рис. 1). Длина прямолинейно части, в которой расположена скрученная лента, равна внутреннему диаметру. Радиус изогнутости (R) варьировался от $1D$ до $3D$. На входе в канал задан параболический профиль скорости, на границах приняты условия прилипания жидкости, на входе из отвода задан отток давления. Силы тяжести пренебрежимо малы. В качестве псевдопластичной жидкости взят 0,65% раствор NaКМЦ, характеризующийся тем, что ее эффективная вязкость уменьшается с увеличением второго инварианта тензора скоростей деформации.

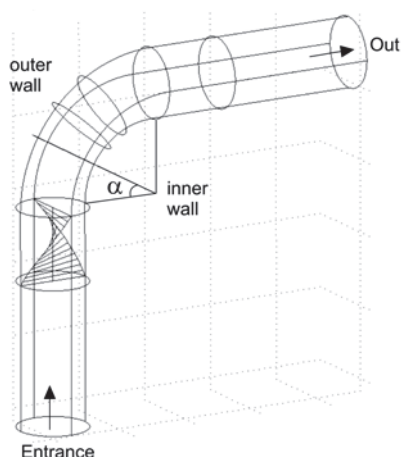


Рисунок 1: Геометрическая область течения.

На рис. 2 приведены результаты численных исследований гидродинамики при стационарном ламинарном течении псевдопластичной жидкости в изогнутом канале с радиусом изогнутости $1D$ и $1,5D$.

Видно, что использование вставки, инициирует возникновение дополнительной силы инерции, благодаря чему жидкость при прохождении поворота не отбрасывается к внешней стенке канала, а область с максимальной скоростью располагается в серединном сечении канала ($\alpha = 45^\circ$).

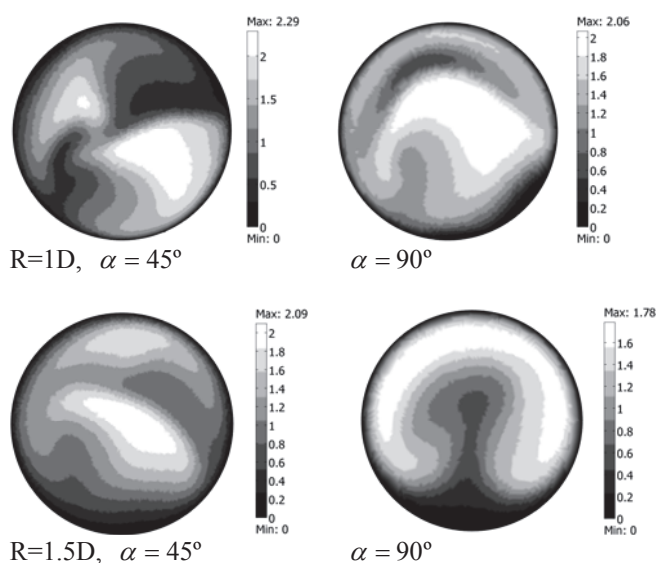


Рисунок 2: Распределение относительной скорости в сечениях изогнутого канала.

В ходе проведенного комплекса численных исследований получено, что применение скрученной на 90° ленты перед изогнутым каналом позволяет перераспределить поле скоростей и уменьшить давление на внешнюю стенку изогнутого канала, тем самым увеличить срок отвода.

Литература

1. Пошкас П., Вилемас Ю. Теплоотдача и гидродинамика в изогнутых каналах // Промышленная теплотехника. — 1997. — Т. 19 (4-5). — С. 50.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы" Гос. контракт № П1212.

Описание течения резиновых смесей в сложных каналах экструзионных машин различными уравнениями состояния

А.А. Кайнова, Е.К. Вацагина

Исследовательский центр проблем энергетики Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Казанского научного центра Российской академии наук
anastasiya-kaynova@mail.ru

Процесс экструзии резиновых смесей широко распространён при производстве резинотехнических изделий (РТИ), а также при производстве других полимерных изделий. Резиновая смесь является сложной, многокомпонентной системой с точки зрения реологического тела. Для понимания процессов структурообразования и оптимизации технологических параметров производства резинотехнических изделий представляет научный и практический интерес исследовать резиновую смесь в условиях деформирования. Теоретическое исследование и практическое описание указанных явлений до сих пор затруднено отсутствием корректных и достаточно простых реологических уравнений состояния, описывающих поведение эластомеров, проявляющих в ходе переработки нелинейно-вязкие эффекты.

В данной работе представлены результаты исследований резиновых смесей на основе каучуков СКИ-3, СКМС-30-АРКМ-15. Исследования реологических характеристик резиновых смесей проводились на автоматическом капиллярном реометре МРТ 100 постоянной скорости. Изучение вязкости проводили при температурах 80, 90°C в диапазоне скоростей сдвига 3.59-728 с⁻¹. Выбранный температурный режим соответствует температурному режиму экструзии. На основании полученных экспериментальных данных были построены кривые течения (рис.1) в скорости деформации варьировалась от 0,56 до 2,86 с⁻¹ для температуры 80 и 90 °С.

Существует ряд математических моделей, описывающих кривые вязкости и реологические кривые. Различия между этими моделями заключаются в

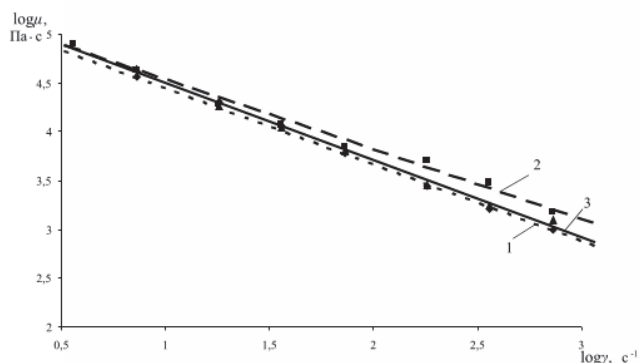


Рисунок 1: Зависимость эффективной вязкости от скорости сдвига: 1 – для резиновой смеси на основе каучука СКИ-3 при температуре 80°C; 2 – для резиновой смеси на основе каучука СКМС30-АРКМ-15 при температуре 80°C; 3 – для резиновой смеси на основе каучука СКИ-3 при температуре 90°C.

используемых математических методах, в границах их применимости и достигаемой точности расчетов. Здесь будут рассмотрены наиболее широко используемые модели для термопластов и эластомеров, характеризующиеся наличием нелинейновязких эффектов.

Степенной закон Оствальда-де Вилля

$$\dot{\gamma} = \phi \cdot \tau^m \quad (1)$$

где m – показатель степени степенного уравнения течения, ϕ – коэффициент текучести.

Реологическое уравнение Прандтля – Эйринга

$$\dot{\gamma} = C \cdot sh\left(\frac{\tau}{A}\right) \quad (2)$$

где C , A , – характеристические константы материала, $[C]=с^{-1}$, $[A]=Н/м^2$.

Универсальная функция вязкости Виноградова и Малкина

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta_0}{1 + A_1 \cdot (\eta_0 \cdot \dot{\gamma})^\alpha + A_2 \cdot (\eta_0 \cdot \dot{\gamma})^{2\alpha}} \quad (3)$$

где η_0 – вязкость при нулевом сдвиге или наибольшая ньютоновская вязкость, т.е. предельное значение вязкости при $\dot{\gamma} \rightarrow 0$; A_1 – коэффициент регрессии, имеющий значение $1,386 \cdot 10^{-2}$; A_2 – коэффициент регрессии, имеющий значение $1,462 \cdot 10^{-3}$; α – показатель степени, имеющий значение 0,355. Приведенные значения справедливы для размерностей $[\eta]=Па \cdot с$, $[\dot{\gamma}]=с^{-1}$.

Реологическое поведение первой смеси лучше всего описывает модель Прандтля-Эйринга с параметрами $A = 89285,39$, $C = 0,8538$, с наименьшей средней квадратичной относительной погрешностью $\delta_{ср.кв.} = 0,06$ и абсолютной максимальной величиной относительной погрешности $\delta_{max} = 0,0875$, второй смеси – модель Виноградова-Малкина с параметрами $\eta_0 = 172500000$, $\delta_{ср.кв.} = 0,12$, $\delta_{max} = 0,18$; третьей смеси – модель Оствальда –де-Вилля с параметрами $A = 0,796172736$, $B = 12,22030882$, $\delta_{ср.кв.} = 0,1$, $\delta_{max} = 0,0343$.

Литература

1. Виноградов Г.В., Реология полимеров/ Г.В. Виноградов, А.Я. Малкин. – М.: Химия, 1977. – 440 с.
2. Кутателадзе, С.С. К гидродинамике жидкостей с переменной вязкостью/ С.С. Кутателадзе, В.И. Попов, Е.М. Хабахпашева // ПМТФ – 1966. – № 1. – с. 45-49.

Плазменно-дуговой синтез наночастиц оксида алюминия(Al_2O_3).

Н.А. Калюжный

Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
ka.nickolay@gmail.com

Металлические наночастицы широко используются в практике. Одной из перспективных областей их применения являются каталитические технологии. Это связано с тем, что малые частицы обладают чрезвычайно развитой поверхностью, что увеличивает эффективность их использования. Кроме того, частицы катализатора нанометрового диапазона (1-10 нм) проявляют каталитическую активность, зависящую от количества атомов в частице, что позволяет использовать селективность катализа по отношению к определенным реакциям [1].

Оксид алюминия является одним из наиболее перспективных керамических материалов для широкого спектра конструкционных применений с энергонапряженными условиями эксплуатации благодаря сочетанию высокой твердости, термостойкости, химической инертности, с одной стороны, и доступности – с другой.

Данная работа посвящена описанию технологии совместного синтеза металлических наночастиц и углеродной наноструктурированной основы в газовой фазе при конденсации пара металла и углерода в среде буферного газа. Для получения пара углерода и металла используется анодное распыление в электрической дуге низкого давления. Углеродный конденсат, синтезированный при электродном распылении, представляет собой «рыхлую» структуру с очень большим числом свободных связей, так что удельная площадь матрицы-носителя может достигать предельно возможных значений. Кроме того, большое число разорванных связей позволяет надежно удерживать наночастицы металла, предотвращая их коагуляцию. Для получения оксида алюминия применяется отжиг синтезированного материала в кислородной атмосфере.

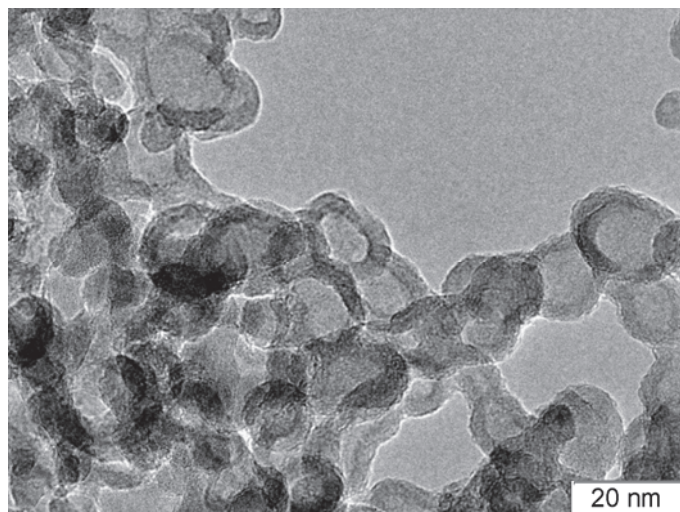


Рис. 1. Фотография с электронно-просвечивающего микроскопа.

В результате было обнаружено образование полых оболочек из оксида алюминия (рис. 1); предложены возможные механизмы образования.

Литература

1. В.А. Мальцев, О.А. Нерушев, С.А. Новопашин, С.З. Сахапов, Д.В. Смовж НАНОстатьи // Синтез металлических наночастиц на углеродной матрице. – 2007г.

Работа выполнена под руководством научного руководителя д.ф.м.н. Новопашина С.А.

Эффективность перемешивания в анаэробных реакторах

Ю.В. Караева, И.А. Трахунова

Исследовательский центр проблем энергетики Федерального государственного
бюджетного учреждения Казанского научного центра Российской академии наук
г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31
julieenergy@list.ru

В ряде работ [1] эффективность перемешивания в реакторах оценивается, как относительное отклонение по модулю от среднего значения. В работе [2] для оценки качества перемешивания используется процентный объем мертвых зон в реакторе. Однако эти критерии не отражают сущность происходящих в реакторе процессов. В данной работе предложен критерий, отражающий степень эффективности получения биогаза.

При разработке критерия за основу взят закон Конто:

$$V_s = \frac{B_0 S_0}{T} \left(1 - \frac{K'(S_0)}{T \cdot \mu_r(t) - 1 + K'(S_0)} \right),$$

где V_s - скорость выхода биогаза, л/сут; B_0 - предельный выход биогаза из единицы органического вещества, м³/кг; S_0 - концентрация органического вещества на входе, кг/м³; $K'(S_0)$ - кинематический коэффициент; T - время полного сбраживания, сут.; $\mu_r(t)$ - максимальная скорость роста микроорганизмов, 1/сут; t - температура, °C.

В качестве критерия перемешивания предлагается безразмерная величина, учитывающая конкретное значение концентрации в каждой точке реактора:

$$K(\tau) = \bar{V}_s(\tau) / V_{s0}$$

$$\bar{V}_s(\tau) = \frac{1}{V} \iiint_V \frac{B_0 \cdot \rho(c) \cdot c(x, y, z, \tau)}{T} \left(1 - \frac{K'(c)}{T \cdot \mu_r(t) - 1 + K'(c)} \right) dv$$

$$V_{s0} = \frac{B_0 \cdot \rho(\bar{c}) \cdot \bar{c}}{T} \left(1 - \frac{K'(\bar{c})}{T \cdot \mu_r(t) - 1 + K'(\bar{c})} \right),$$

где V - объем реактора; $c(x, y, z, \tau)$ - объемная концентрация в каждой точке объема реактора; $\bar{c}$ - средняя объемная концентрация по объему реактора, ρ - плотность субстрата, x, y, z - декартовы координаты.

Численные исследования проводились для цилиндрического резервуара с различным расположением входных и выходных труб (рис. 1).

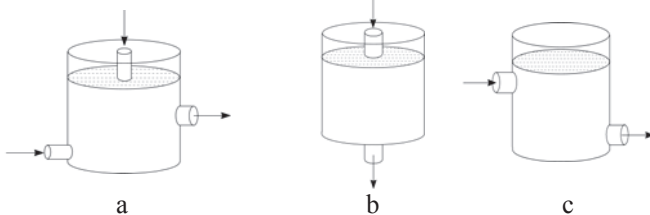


Рисунок 1: Резервуары с различным расположением входных и выходных труб. а – модифицированный тип загрузки 1; б – тип загрузки 2; с – тип загрузки 3.

На рис. 2 показано изменение критерия K по времени при различных типах загрузки.

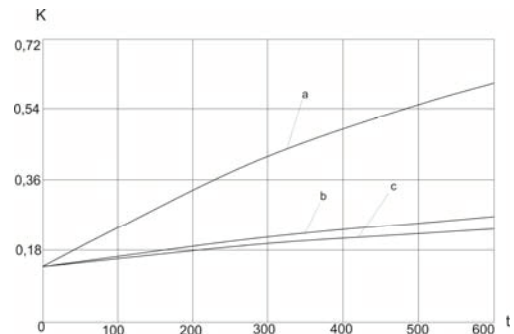


Рисунок 2: Изменение критерия перемешивания K по времени: а – тип загрузки 1; б – тип загрузки 2; с – тип загрузки 3.

На рис. 3 представлено изменение средней температуры субстрата в реакторе по времени.

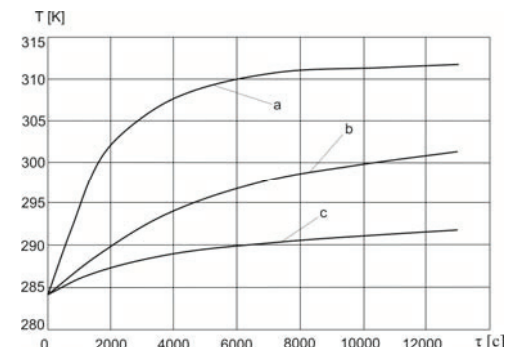


Рисунок 3: Изменение средней температуры субстрата в реакторе по времени: а – тип загрузки; б – тип загрузки 2; с – тип загрузки 3.

Таким образом, при модифицированном способе загрузки процессы тепломассопереноса протекают интенсивнее, что подтверждается высоким значением коэффициента K .

Литература

1. Mitsuharu Terashima, Rajeev Goel, Kazuya Komatsu, Hidenari Yasui, Hiroshi Takahashi, Y.Y. Li, Tatsuya Noike, CFD simulation of mixing in anaerobic digesters, *Bioresource Technology* 100 (2009) pp.228–2233.
2. Alexandra Martinez Mendozal, Tatiana Montoya Martinez, Vicente Fajardo Montanana, P. Amparo Lopez Jimenez, Modeling flow inside an anaerobic digester by CFD techniques. *International Journal of Energy and environment*, Vol.2, Is.6, 2011 pp.963-974.

Экспериментальное исследование пограничного слоя с горением при вдуве газообразного топлива

П.Н. Карпов

Новосибирский Государственный Технический Университет
г. Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

Исследование пограничного слоя с горением представляет значительный интерес, как с точки зрения совершенствования теоретических моделей, так и для практических приложений с целью повышения эффективности энергоустановок.

Задачей данной работы было проведение тестовых измерений методом PIV в нереагирующем пограничном слое, в пограничном слое с горением и сопоставление результатов измерений с данными численного моделирования.

При исследовании теплового пограничного слоя использовалась смесь водорода с азотом. Массовая доля водорода менялась в диапазоне 1...11%. Скорость воздушного потока, обтекающего пластину, варьировалась в диапазоне 2...4 м/с. Температура основного потока 293К. Смесь вдувалась в пограничный слой равномерно через нижнюю горизонтальную пористую пластину с размером в плане 95x145 мм. Сечение канала в рабочей части составляло 105x105 мм. Для того чтобы не допустить возникновения продольного градиента давления верхняя крышка в рабочей части не устанавливалась. В качестве пористой газопроницаемой поверхности использован материал ТЗМК-10, основой которого является кварцевое волокно. Коэффициент теплопроводности этого материала при 20С 0.05 Вт/м/К, его пористость 90-95%.

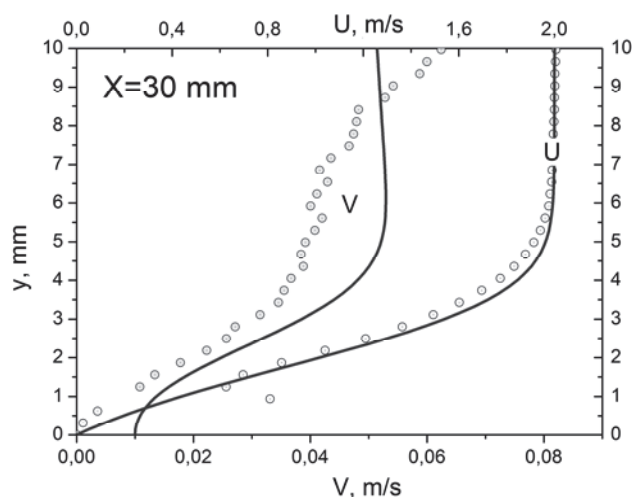


Рисунок 1: Сопоставление измеренных распределений скорости в пограничном слое с однородным вдувом с результатами численного моделирования (точки - данные измерений, линии - результаты моделирования)

Отметим особенности динамики пограничного слоя с фронтом горения (рисунок 2). Основным его

отличием от классического изотермического пограничного слоя, является то, что внутри пограничного слоя находится зона сильного тепловыделения, которая приводит к уменьшению плотности газовой смеси, и, как следствие, изменению динамики течения. Так, на рисунке 1В можно видеть, что в окрестности фронта пламени появляется локальный максимум скорости. По мере развития течения, положение локального максимума скорости удаляется от стенки, вслед за положением фронта горения. При достаточной толщине пограничного слоя влияние фронта тепловыделения уменьшается, так что профиль скорости приобретает вид типичный для классического пограничного слоя.

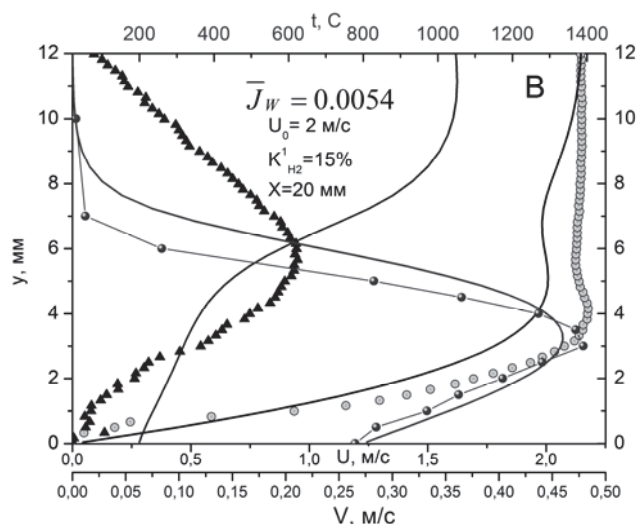


Рисунок 2: Профили продольной, поперечной скорости и температуры при горении смеси водорода с азотом в ламинарном пограничном слое (В). Точки - данные эксперимента, линии - результаты численного моделирования

Литература:

1. Хабахпашева Е.М., Михайлова Е.С., Перепелица Б.В., Ефименко Г.И. Экспериментальное исследование структуры пристенной турбулентности// Труды XVII Сибирского теплофизического семинара. Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск. - 1975. - т. 2. - С. 138-161.
2. Raffel M., Willert C., Kompenhans J. Particle image velocimetry. A practical guide. Springer. Berlin. 1998

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-4349.2010.8.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТОРФА, А ТАКЖЕ ТЕПЛОВИЗИОННОЙ КАРТИНЫ ВО ФРОНТЕ ТОРФЯНОГО ПОЖАРА, ИНИЦИИРОВАННОГО ДЕЙСТВИЕМ НИЗОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА.

Д.П. Касымов

Национальный Исследовательский Томский государственный университет
г. Томск, проспект Ленина 36
Kasimov_den464a@mail.ru

Торфяные пожары, как и другие типы пожаров, представляют большую опасность для жизнедеятельности человека, что подтверждают трагические события лета 2010 года в Европейской части России. Последствия торфяных пожаров отмечаются до настоящего времени, где, несмотря на зиму, до сих пор идет горение торфяника. Как правило, торфяники горят в засушливый период времени и могут возникать в результате действия низового лесного пожара. Целью настоящей работы является моделирование процесса перехода загорания и горения торфа в лабораторных условиях от горящего опада лесных горючих материалов. Исследования проводились в лабораторных условиях на установке по исследованию лесных, степных и торфяных пожаров, на которую был получен патент [1].

Испытательный комплекс представляет собой короб – полигон для изучения загорания торфа и моделирования торфяных пожаров (см. рис. 1).

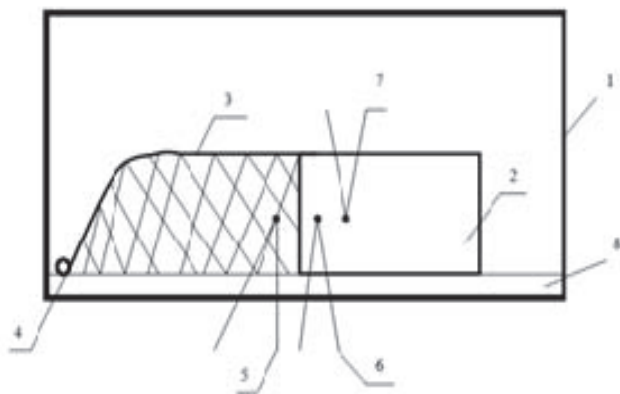


Рис. 1. Схема проведения эксперимента. 1 – металлический короб – полигон; 2 – образец торфа, $W=1\%$; 3 – лесной горючий материал (ЛГМ); 4 – источник загорания; 5 – термопара в слое ЛГМ; 6 – термопара у поверхности торфа; 7 – термопара внутри слоя торфа; 8 – подложка из грунта.

Была получена тепловизионная картина перехода горения ЛГМ в торф (рис.2). Хорошо видно, что наблюдается устойчивое горение торфа.

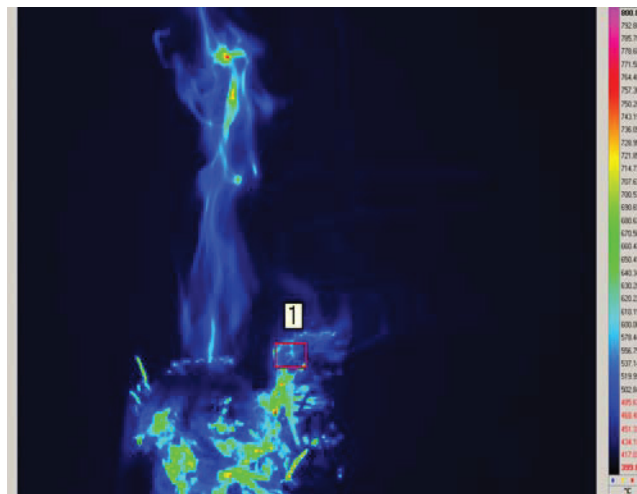


Рис. 2. Тепловизионная картина проведения эксперимента.

Для доказательства предположения о наличии так называемых треков в слое торфа, по которым может заглубляться фронт горения, были сделаны снимки нескольких образцов торфа с различным влагосодержанием.

Выводы:

1. Подготовлена установка для изучения возникновения и распространения торфяных пожаров.
2. С помощью тепловизора и программного обеспечения получена картина распределения поля температур во фронте торфяного пожара, инициированного действием низового лесного пожара.
3. Проведен анализ структуры образцов торфа.
4. Отмечено, что характерным для структуры торфа является наличие треков, по которым, возможно, и происходит заглубление горения.

Литература

1. Патент на изобретение № 237/220. Испытательный комплекс для моделирования лесных, степных и торфяных пожаров / Гришин А. М., Зима В. П., Кузнецов В.Т., Фильков А. И. 3-ка № 2008/17660 от 04.05 2008, опубл. 27.10.2009. Бюл. № 30.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-01-00673-а, проект № 10-01-91054-НЦНИ_a).

Интенсификация теплоотдачи в дискретно шероховатом канале при наложенных пульсациях потока

А. К. Кирилин^{1,2}, Н. И. Михеев¹, И. А. Давлетшин¹.

¹Исследовательский центр проблем энергетики Учреждение Российской академии наук Казанского научного центра РАН, 420111 г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31

²ОАО "Казанское опытное конструкторское бюро "Союз", 420036, г. Казань, Дементьева, 1
alexandr_86@mail.ru

В современных условиях и в перспективе одним из главных путей повышения экономичности энергоустановок является совершенствование теплообменного оборудования, реализовать которое можно с помощью внедрения эффективных способов интенсификации теплоотдачи. Наибольший интерес представляют поверхностные интенсификаторы, позволяющие значительно увеличить теплосъем при умеренном росте гидравлического сопротивления.

Теплоотдача в дискретно шероховатом канале является функцией как параметров потока (теплофизические свойства, скорость теплоносителя) так и характеристик дискретной шероховатости (высота выступов, шаг их расположения). Прогноз теплообмена становится еще более сложным на нестационарных режимах течения теплоносителя. В пульсирующих потоках в число влияющих факторов на теплоотдачу добавляются частота и амплитуда наложенных пульсаций скорости (давления).

Исследование процессов теплоотдачи проводилось на специально разработанной экспериментальной установке, Рис. 1. Установка представляла собой канал прямоугольного сечения 50×100 мм² длиной 0,5 м. Пульсации потока создавались периодическим перекрыванием проходного сечения заслонкой.

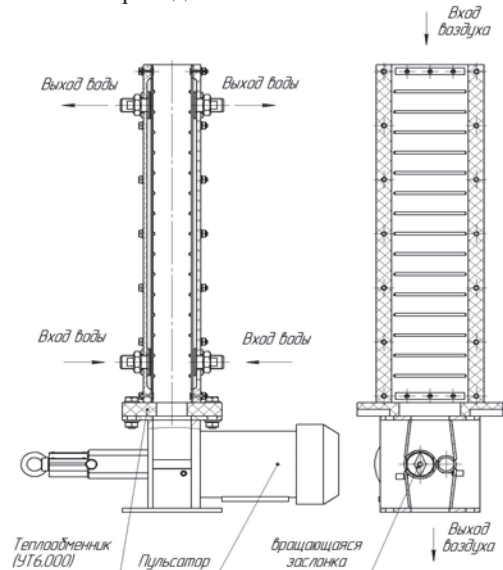


Рисунок. 1: Рабочий участок с пульсатором.

Теплообмен был организован путем нагрева стенок рабочего участка снаружи потоком горячей воды. В

экспериментах исследовалась теплоотдача к потоку воздуха с наложенными пульсациями скорости с параметрами на входе соответствующими параметрам окружающей среды.

Дискретная шероховатость на двух стенках канала представляла собой изготовленные штамповкой выступы полуцилиндрической формы.

Опытные данные на стационарном режиме показали хорошее согласование с классическими представлениями о теплоотдаче в гладких каналах на турбулентных режимах течения.

На пульсирующих режимах теплоотдача в зависимости от частоты наложенных пульсаций имеет более высокие значения. При этом величина интенсификации теплоотдачи достигала 2-кратного размера по отношению к стационарным значениям Рис. 2.

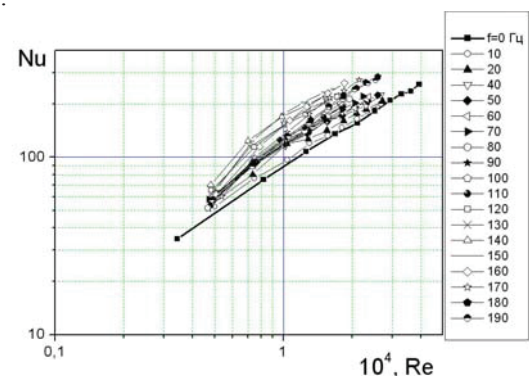


Рисунок. 2: Коэффициент теплоотдачи на пульсирующих режимах в ДШК

В работе также было исследовано влияние относительной амплитуды пульсаций потока на интенсификацию теплообмена рис. 3

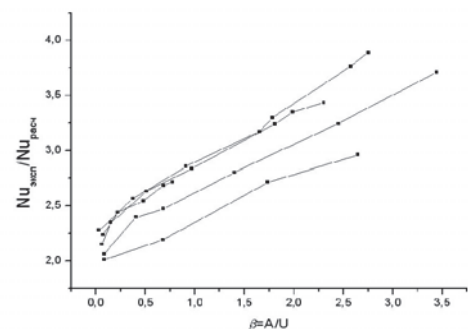


Рисунок. 3: Интенсификация теплообмена на резонансной частоте в зависимости от относительной амплитуды пульсаций скорости.

Влияние звукопоглощающего покрытия на интенсивность возмущений в ударном слое пластины под углом атаки

С.В. Кириловский^{1,2}, Т.В. Поплавская^{1,2}

¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
kirilov@itam.nsc.ru, popla@itam.nsc.ru

Устойчивость гиперзвукового вязкого ударного слоя (ВУС) во многом зависит от его восприимчивости к возмущениям набегающего потока, которые могут инициировать развитие неустойчивости пограничного слоя ниже по потоку. При взаимодействии акустических возмущений с ВУС на пластине под углами атаки $\alpha > 15^\circ$ за ударной волной генерируются незатухающие акустические волны с максимумом пульсаций давления на поверхности пластины. В этом случае управление интенсивностью пульсаций возможно с помощью метода звукопоглощающих покрытий [1,2].

В данной работе выполнено численное исследование влияния звукопоглощающих покрытий на развитие возмущений в ВУС на пластине с помощью пакета ANSYS Fluent. Решалась задача взаимодействия двумерных акустических волн с ВУС на пластине с вставкой из трубчатых каналов с прямым заданием геометрии каналов в расчётной области (рис.1), также как в [3]. Выполнено параметрическое исследование влияния размера пор, длины пористого участка и частоты внешнего акустического воздействия на характеристики ВУС.

Проведено сравнение интенсивности амплитуд пульсаций давления с экспериментальными данными Миронова С.Г. и Цырюльников И.С., полученными в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-327 ИТПМ СО РАН [2] и с результатами численного моделирования на основе кода решения уравнений Навье-Стокса с использованием современных схем сквозного счета высокого порядка точности, разработанного в ИТПМ СО РАН Кудрявцевым А.Н. (пакет ИТПМ) [4] с заданием граничного условия на звукопоглощающей поверхности, соответствующего практически полному поглощению звука порами.

Показано, что интенсивность возмущений сразу за звукопоглощающим покрытием существенно

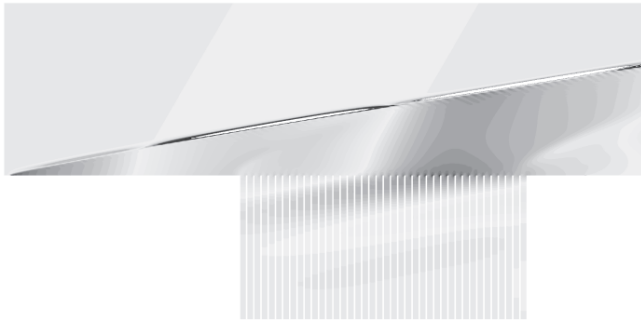


Рисунок 1: Расчетная область и поля мгновенных пульсаций давления: $\alpha=30^\circ$, $M=21$, $Re_1=6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, $A=0.02$, $f=20 \text{ кГц}$.

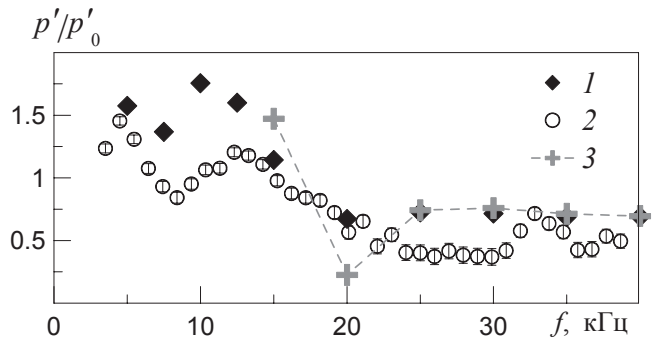


Рисунок 2: Нормированные спектральные амплитуды пульсаций давления на поверхности модели при $\alpha=30^\circ$ в сечении $x = 0.95$: 1 – численное моделирование с помощью пакета Fluent; 2 – экс. данные с пористостью в виде цилиндрических каналов; 3 – данные численного моделирования с помощью пакета ИТПМ.

уменьшается (коэффициент подавления пульсаций свыше 50%) по сравнению со сплошной пластиной (рис. 2) на частотах $f = 20-40 \text{ кГц}$, что свидетельствует о высокой эффективности поглощения пульсаций давления на высоких частотах звукопоглощающим материалом из трубчатых каналов.

Литература

1. Fedorov A., Shiplyuk A., Maslov A., Burov E., Malmuth N. Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating // J. Fluid Mech. 2003. V. 479. P.99-124.
2. Маслов А.А., Миронов С.Г., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С. Волновые процессы в ударном слое на пластине, расположенной под углом атаки // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 4. С. 39-47.
3. Sandham, N.D., Ludeke, H. Numerical study of mach 6 boundary-layer stabilization by means of a porous surface// AIAA J. 2009. V. 47, N. 9. P. 2243-2252.
4. Кудрявцев А. Н., Поплавская Т. В., Хотяновский Д.В. Применение схем высокого порядка точности при моделировании нестационарных сверхзвуковых течений // Мат. моделирование. 2007. Т. 19, № 7. С.39-55.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 12-08-00435).

Устойчивость и взрывное вскипание в струе перегретой жидкости

В.П. Коверда, А.В. Решетников, В.Н. Скоков

Институт теплофизики УрО РАН
г. Екатеринбург, Ул. Амундсена, 106,
reshav@itp.uran.ru

Актуальность исследования критических режимов истечения и взрывного вскипания в потоках перегретой жидкости связана с запросами атомной энергетики, криогенной техники, с проблемой безопасности элементов энергетического оборудования. Использование предельных и критических тепловых нагрузок в современном энергетическом оборудовании приводит к тому, что жидкие теплоносители оказываются в неравновесном или метастабильном состоянии с пониженной устойчивостью. Истечение вскипающей жидкости из сосудов высокого давления через короткое сопло в атмосферу сопровождается сильным отклонением от термодинамического равновесия и глубоким заходом жидкости в область метастабильных фазовых состояний. При начальных параметрах жидкости близких к термодинамической критической точке перегревы могут достигать предельных значений и в потоке могут реализовываться условия взрывного вскипания [1]. Взрывное вскипание сопровождается выделением значительного количества энергии, что может приводить к гидравлическим ударам и нарушению технологических режимов. Актуальной является задача разработки методов воздействия на систему с целью минимизации отрицательных последствий взрывного вскипания.

В Институте теплофизики УрО РАН проведен комплекс экспериментальных исследований динамики вскипания струй перегретых жидкостей, истекающих через короткие цилиндрические насадки из камеры высокого давления. Данная ситуация моделирует аварийную разгерметизацию контуров высокого давления с жидкими теплоносителями. Обнаружен каскад кризисных явлений, возникающих при разгерметизации – резкое снижение расхода жидкости и реактивной отдачи в области взрывного вскипания, неустойчивость вскипающей струи, приводящая к ее полному развалу. Возникновению взрывного вскипания предшествуют высокие или предельные (околоспинодальные) перегревы в жидкости и активизация механизмов интенсивного гетерогенного и гомогенного парообразования [1].

Экспериментально исследована зависимость расхода вскипающей жидкости от противодавления. Установлено, что при некотором противодавлении расход достигал максимума и с дальнейшим уменьшением противодавления оставался неизменным – происходило критическое запирание потока. Опыты позволили связать наступление критического запирания с реализацией условий взрывного вскипания в потоке. Запирание было обусловлено тем, что высокая интенсивность и сосредоточенность гомогенного зародышеобразования приводили к резкому росту локального паросодержания и падению скорости распространения малых возмущений в потоке [2].

Измерения реактивной отдачи струи вскипающей жидкости, и изучение форм струи при истечении через короткий цилиндрический канал также выявили немотонность в поведении этих характеристик с ростом перегревов в потоке. Было найдено, что при наличии примыкающей плоскости перпендикулярной оси струи за выходом из канала интенсивное флуктуационное парообразование в струе приводит к полному развалу струи – растеканию струи вдоль этой примыкающей плоскости. В случае полного развала струи было зафиксировано резкое падение величины реактивной отдачи до величин близких к нулевым. Явление полного развала вскипающих струй нашло применение в современной технике пожаротушения.

В переходных режимах вскипания струй, в частности, при переходе к полному развалу струи перегретой жидкости были обнаружены нерегулярные высокоэнергетические пульсации с низкочастотной расходомостью спектров мощности, обратно пропорциональной частоте [3]. Возможность низкочастотных крупномасштабных пульсаций во вскипающих парожидкостных потоках следует учитывать при прогнозировании и использовании переходных режимов теплообмена в элементах энергетического оборудования при предельных и критических тепловых нагрузках.

Полученные результаты экспериментального исследования взрывного вскипания струй перегретой жидкости могут послужить основой для выработки рекомендации по оценке реактивной силы струй вскипающих жидких теплоносителей для прогнозирования последствия разрывов и выработки методов повышения безопасности в контурах теплоносителей и рабочих тел при конструировании и эксплуатации энергетического оборудования.

Литература

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
2. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скоков В. Н., Коверда В. П. Неравновесные фазовые переходы в струе сильно перегретой воды // ТВТ. – 2007. – Т. 45. № 6. – С.838 -846.
3. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скоков В.Н., Беглецов В. Н., Коверда В.П. Динамика пульсаций при взрывном вскипании струй перегретой воды // Письма в ЖТФ. –2007. –Т.33. Вып.17. –С.31-37.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант 11-08-00002-а, и Программы фундаментальных исследований, выполняемых в учреждениях УрО РАН совместно с СО РАН (проект № 12-С-2-1001).

Гидродинамика газожидкостного течения в микроканале прямоугольного сечения с Т-образным входом

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

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1

²Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
Igornt@yandex.ru

Характеристики газожидкостного двухфазного потока в трубках малого диаметра, играют важную роль в различных областях: компактных криогенных и энергетических устройствах, аппаратах водородной энергетики и химической технологии.

Обзор работ по режимам газожидкостного течения в круглых и прямоугольных трубках с поперечным размером меньше капиллярной постоянной представлен в [1,2]. При дальнейшем уменьшении размера канала капиллярные силы становятся определяющими и возникают новые режимы течения, которые слабо изучены. В данной работе исследуются газожидкостное течение в прямоугольном канале с поперечным размером существенно меньше капиллярной постоянной. Изучено влияние Т-образного смесителя на режим течения в микроканале с размерами 370x217 мкм, в том числе на длину газовых и жидких перемычек. Методы исследования основаны на двулучевом лазерном сканировании и видеосъемке течения, позволяющие измерить скорость удлиненных пузырей, их длину и длину жидких перемычек, определить статистические характеристики двухфазного потока. Измерены градиенты давления для газожидкостного течения.

На рис. 1. приведена карта режимов течения, построенная на основе лазерного сканирования потока.

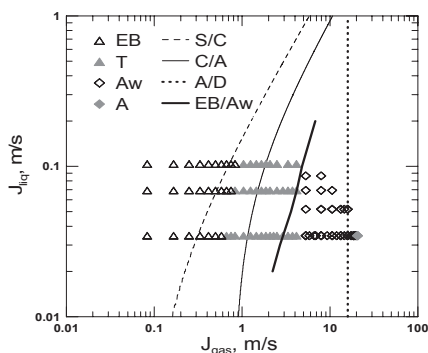


Рисунок 1: Карта режимов течения в микроканале 370x217 мкм.

На карте выделен периодический режим с удлиненными пузырями (EB), непериодический режим с удлиненными пузырями (переходный режим) (T), псевдокольцевой режим течения с волнами (AW) и кольцевой режим (A). Тонкими линиями нанесены границы режимов течения согласно модели Mishima-Ishii [3]. Предложена модель перехода к псевдо кольцевому режиму, граница которого по данной модели показана жирной линией на рис. 1.

На рис. 2 представлена зависимость фактора трения от числа Рейнольдса для однофазного и двухфазного течения. Число Рейнольдса рассчитано по гомогенной модели. Из рисунка видно, что данные для удлиненных пузырей лежат выше расчета по гомогенной модели. Серыми точками показан расчет по модифицированной модели Kreutzer et al [4], в которой капиллярное давление рассчитано для равновесного мениска в прямоугольном канале. При переходе к псевдо кольцевому течению измеренные градиенты давления стремятся к расчету по гомогенной модели.

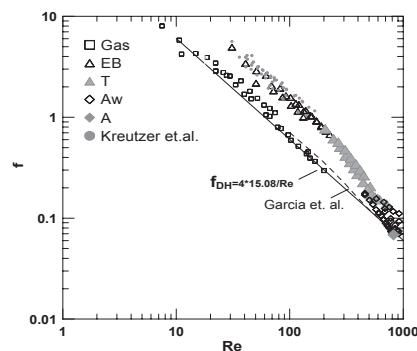


Рисунок 2: Коэффициент сопротивления для однофазного и двухфазного режимов течения в микроканале 370x217 мкм.

Литература

1. Coleman J.W., Garimella S. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1999. – Vol. 42, № 15. – P. 2869–2881.
2. Sarisorn S., Wongwises S. Review of two-phase gas-liquid adiabatic flow characteristics in micro-channels // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2008. – Vol. 12, № 3. – P. 824–838.
3. Mishima K., Ishii M., 1984 Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes // Int. J. Heat and Mass Transfer – 1984. – Vol. 27. – P. 723–737
4. Kreutzer M.T., Kapteijn F., et. al. Inertial and interfacial effects on pressure drop of Taylor flow in capillaries // AIChE J. – 2005. – Vol. 51, № 9. – P. 2428–2440.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-08-01140-а и гранта Правительства России № 11.G34.31.0035 ведущего ученого Захарова В.Е. (Новосибирский государственный университет).

Определение условий устойчивости метастабильной жидкости, содержащей газовые зародыши

В. В. Коледин

Бирская государственная социально-педагогическая академия
г. Бирск, ул. Интернациональная, 10
vikoled@mail.ru

Известно, что жидкость, содержащая паровые пузырьки является неустойчивой из-за действия капиллярных сил на межфазной поверхности [1].

В данной работе определены условия устойчивости метастабильной жидкости содержащей в паровых пузырьках газовые зародыши.

Пусть в жидкости температурой T_0 , находящейся под давлением p_0 находится газовый зародыш радиуса a_0 . Будем предполагать, что жидкость метастабильна, то есть ее температура T_0 выше равновесной температуры $T_s(p_0)$ ($T_0 > T_s(p_0)$). Тогда, при механическом и тепловом равновесии такой системы «парогазовый пузырек – жидкость» имеет место

$$p_{v0} + p_{g0} = p_0 + \frac{2\sigma}{a_0}, \quad p_{v0} = p_s(T_0), \quad (1)$$

где p_{v0} и p_{g0} – парциальные давления пара и газа в пузырьке; σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Система «парогазовый пузырек – жидкость» устойчива, если выполняется условие

$$p_{g0} \leq \frac{2\sigma}{3a_0}. \quad (2)$$

Исключая из (1) и (2) p_{g0} получим выражение для минимального радиуса $a_0^{(m)}$ в виде

$$a_0^{(m)} = \frac{2}{3} a_0^{(M)} = \frac{4\sigma}{3(p_{v0} - p_0)}. \quad (3)$$

С другой стороны, используя для p_{g0} выражения $p_{g0} = m_{g0} R_g T_0 / (4\pi a_0^3 / 3)$ и (2) получим формулу для критической массы газового зародыша

$$m_{g0}^* = \frac{128\pi\sigma^3}{81R_g T_0 (p_{v0} - p_0)^2}, \quad p_{v0} = p_s(T_0). \quad (4)$$

Используя условие (2) и условие равновесия парогазового пузырька (1) получим функцию

$$f(a_0) = (p_0 - p_{v0})a_0^3 + 2\sigma a_0^2 - \frac{3}{4\pi} m_{g0} R_g T_0 = 0. \quad (5)$$

Для определения равновесного радиуса a_0 для заданного значения массы m_{g0} газового зародыша. Из анализа уравнения (3) следует, что при любом значении $m_{g0} > 0$ для перегретой жидкости ($p_{v0} > p_0$) оно имеет один отрицательный корень, лишенный физического смысла. Кроме того, при $0 < m_{g0} < m_{g0}^*$ это уравнение для a_0 имеет два положительных корня a_{01} и a_{02} ,

находящихся в промежутках $a_0^{(m)} < a_{01} < a_0^{(M)}$ и $0 < a_{02} < a_0^{(m)}$. Причем, для большего значения радиуса a_{01} система «пузырек – жидкость» неустойчива, а для меньшего значения радиуса a_{02} – устойчива.

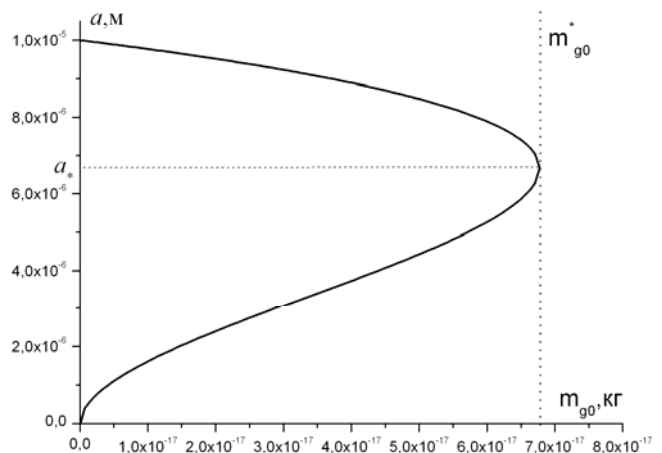


Рисунок 1: На рис.1 представлены зависимости равновесных радиусов для парогазовых пузырьков (зародышей) от массы зародыша полученных на основе уравнения (5) для перегретой воды при $p_0 = 0.1$ МПа, $T_0 = 373$ К ($p_{v0} = 0.11$ МПа, $p_s(T_0) = 0.1$ МПа.) При этом для величины критической массы зародыша, воздуха ($R_g = 287$ Дж/кг·К, определяемой по формуле (4) будем иметь: $m_{g0}^* = 6.7 \cdot 10^{-17}$ кг. Для максимального равновесного радиуса, когда масса газа зародыша равна нулю ($m_{g0} = 0$) имеем $a_0^{(M)} = 10^{-5}$ м. При этом, только для верхней ветви кривой зависимости радиуса от массы газового зародыша, состояние равновесия парогазового пузырька неустойчивое, а для нижней ветви состояние системы устойчивое. Все теплофизические параметры взяты из [2].

Литература

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
2. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

Метод параметрической идентификации в нелинейных обратных задачах теплопроводности в анизотропных телах

С.А. Колесник, В.Ф. Формалёв

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет)
г. Москва, Волоколамское ш., 4
sergey@oviont.com

Большинство теплозащитных материалов для гиперзвуковых летательных аппаратов (ЛА) являются анизотропными, теплопроводность которых описывается не скалярными величинами, а тензорами (матрицами) теплопроводности, компоненты которых при высоких температурах зависят от температуры, то есть являются нелинейными.

К таким материалам относятся композиционные материалы, такие как стеклопластики, асбобластики, углерод-углеродные пластики, большинство графитов и графитосодержащих материалов. Моделирование как прямых, так и обратных задач теплопереноса в таких материалах в условиях аэрогазодинамического нагрева ЛА представляет значительные трудности.

В работе предлагается метод численного решения обратных коэффициентных задач нелинейного теплопереноса в анизотропной пластине, по восстановлению компонентов тензора теплопроводности, по результатам экспериментальных замеров температур в пространственно-временных узлах.

Одним из эффективных методов решения нелинейных коэффициентных обратных задач для уравнений параболического типа вообще и анизотропного переноса тепла в частности, является *метод параметрической идентификации*, в котором искомые функции (компоненты тензора теплопроводности) $\lambda_{11}(T)$, $\lambda_{12}(T) = \lambda_{21}(T)$, $\lambda_{22}(T)$, находятся в виде линейной комбинации базисных функций задаваемых на конечных элементах – конечных отрезках ΔT_m , $m = 1, \overline{M-1}$ ($T_{\min} \leq T \leq T_{\max}$), причем эти базисные функции приписаны каждому узлу $m = \overline{1, M}$ и ортогональны на отрезке $T \in [T_{\min}, T_{\max}]$.

В работе использовались линейно непрерывные базисные функции.

Таким образом, для определения компонентов тензора теплопроводности, необходимо определить постоянные коэффициенты линейных комбинаций.

Для определения постоянных компонентов вектора $\lambda = (\lambda_{11}^1, \dots, \lambda_{11}^M, \lambda_{22}^1, \dots, \lambda_{22}^M, \lambda_{12}^1, \dots, \lambda_{12}^M)^T$, $m = \overline{1, M}$ вводится квадратичный функционал:

$$S(\lambda) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^I \sum_{k=1}^{K_0} [T_{i,k}(\lambda) - \tilde{T}_{i,k}]^2, \text{ в виде суммы по}$$

пространственно-временным переменным квадратов отклонения экспериментальных значений $\tilde{T}_{i,k}$ в точках $((x, y)_i, t^k)$ от расчетных $T_{i,k}(\lambda) \equiv T_{i,k}((x, y)_i, t^k, \lambda)$, полученных численно.

В случае отсутствия экспериментальных значений

температур в качестве последних принимаются результаты численного решения по приемлемым характеристикам $\lambda_{11}(T)$, $\lambda_{12}(T) = \lambda_{21}(T)$, $\lambda_{22}(T)$, считающихся искомыми. При этом в экспериментальные значения может быть добавлена погрешность.

Для минимизации функционала используется *неявный* метод градиентного спуска:

$$\lambda^{(n+1)} = \lambda^{(n)} - \alpha_n \text{grad } S(\lambda^{(n+1)}), \text{ где } n - \text{номер}$$

итерации, α_n – параметрические шаги.

Для вычисления градиента функционала использовалось разложение в ряд Тейлора функции $T_{i,k}(\lambda^{(n+1)})$ в окрестности $\lambda^{(n)}$, с сохранением линейных относительно $\Delta \lambda^{(n)} = \lambda^{(n+1)} - \lambda^{(n)}$ членов.

Получены результаты численного моделирования по восстановлению компонентов тензора теплопроводности композиционного материала с использованием экспериментальных значений нелинейной теплопроводности этих материалов.

Показана быстрая сходимость итерационного процесса к точным значениям нелинейных компонентов тензора теплопроводности, заложенным в экспериментальные значения температур, включая и случаи наличия погрешностей в этих температурах.

Метод может быть также использован для восстановления других многочисленных теплофизических характеристик композиционных материалов.

Литература

1. Алифанов О.М. Идентификация процессов теплообмена летательных аппаратов (введение в теорию обратных задач теплообмена). – М.: Машиностроение, 1979, 216 с.
2. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Численные методы решения обратных задач математической физики. – М.: Изд-во ЛКИ, 2009, 480с.
3. Формалев В.Ф. Тепломассоперенос в анизотропных телах. Обзор // Теплофизика высоких температур, 2001, Т. 39, № 5, С. 810–832.
4. Формалев В.Ф., Ревизников Д.Л. Численные методы. – М.: Физматлит, 2004, 400 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке
Гранта Президента Российской Федерации
МК-164.2011.8.

Роль условий внешнего теплообмена в процессе фильтрационного горения

Колесникова Ю.Ю., Кислов В.М., Салганский Е.А.

ФГБУН Институт проблем химической физики Российской академии наук
г. Черноголовка, пр-т Академика Семёнова 1
Colesnikowa.iulya@yandex.ru

Условия внешнего теплообмена играют существенную роль в протекании фильтрационного горения (ФГ). Большинство теоретических работ не учитывает влияние теплотерь из-за сложности описания процесса ФГ. Однако реальные условия протекания ФГ всегда сопряжены с потерями тепла в системе. Целью данной работы является исследование закономерностей фильтрационного горения углерода при варьировании коэффициента теплоотдачи.

Численные расчеты характеристик ФГ при варьировании коэффициента теплоотдачи проводили с помощью одномерной однотемпературной математической модели, учитывающей боковые теплотери [1]. Расчет проводили для систем с долей углерода 4,4% («нормальная» волна), а также 80% («инверсная» волна). Коэффициент теплоотдачи в расчетах варьировали от 1 до 50 Вт/м²*К.

Результаты расчета проверяли экспериментально на лабораторном кварцевом реакторе при различной теплоизоляции боковой стенки ($\alpha \approx 5$ Вт/м²*К и $\alpha \approx 10$ Вт/м²*К). Серию экспериментов проводили для составов с содержанием углерода 4, 10 («нормальная» волна) и 80 % («инверсная» волна). В качестве горючего использовали берёзовый активный уголь марки БАУ-А, в качестве инертного материала – крошку шамотного кирпича.

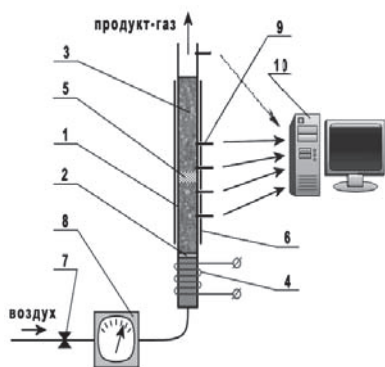


Рисунок 1 – Принципиальная схема лабораторной установки

1. реактор; 2. воспламеняющий состав; 3. исходный материал; 4. электроспираль; 5. волна ФГ; 6. экран;
7. вентиль; 8. ротаметры; 9. термопары; 10. компьютер

Для систем с долей топлива 80% так же была проведена серия экспериментов с резким изменением условий теплообмена во время эксперимента. При резком увеличении теплотерь происходит снижение температуры и ширины тепловой волны и наоборот, т.е. переходы из одного режима в другой воспроизводят друг друга. Анализ продукт-газа показал, что с увеличением

коэффициента теплоотдачи доля CO₂ увеличивается, а CO уменьшается. Уровень теплотерь в экспериментах определяли расчетом материального и теплового баланса.

Расчет балансов проводили для экспериментов, проведенных в реакторе с теплоотражающим экраном и без него. Исходными данными для расчета являлись условия проведения и результаты экспериментов: расход окислителя, скорость сгорания, состав угля и газообразных продуктов газификации.

В результате проведенной работы было установлено, что:

1. С увеличением коэффициента теплоотдачи в два раза в случае «нормальной» волны происходит уменьшение ширины тепловой волны в 2-2.5 раза. Температура и КПД процесса меняются слабо. В случае «инверсных» волн аналогичное увеличение коэффициента теплоотдачи приводит к уменьшению ширины тепловой волны в 1.5 раза, снижению температуры на 150 °С и КПД на 25%.

2. В результате расчета были получены две ветви решений, одна из которых не находит подтверждение на практике. Несмотря на ряд грубых упрощений модель позволяет качественно исследовать характеристики процесса ФГ.

3. При резком изменении условий теплообмена характерное время выхода системы на стационарный режим в данных экспериментах составляет 5 минут.

Результаты данной работы могут быть полезны при осуществлении масштабного перехода от небольших лабораторных реакторов к крупномасштабным установкам.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ (МК-3125.2011.3)

Литература:

1. И.И. Амелин, Е.А. Салганский, Н.Н. Волкова, А.Ф. Жолудев, А.П. Алексеев, Е.В. Полианчик, Г.Б. Манелис Область существования стационарной волны фильтрационного горения в шихте с малым содержанием углерода // Известия Академии наук. Серия химическая, 2011, № 6, СС. 1125-1132.

Тепловая гравитационно-центробежная конвекция в ячейке Хеле-Шоу

А.Н. Кондрашов, И.А. Бабушкин, В.А. Демин

Пермский государственный национальный исследовательский университет
г. Пермь, Россия, ул. Букерева, д. 15
akon.psu@yandex.ru

Экспериментально и теоретически изучено поведение конвективного течения в ячейке Хеле-Шоу при точечном (постоянном и пульсационном) подогреве снизу. В ходе выполнения работы был изготовлен лабораторный образец конвективного сейсмологического датчика на основе ячейки Хеле-Шоу.

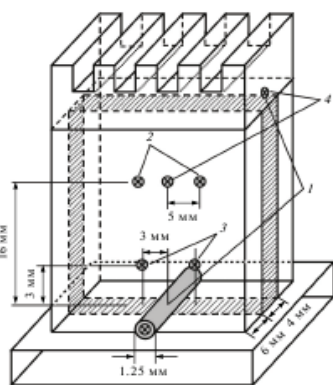


Рисунок 1: Лабораторная модель. Расположения дифференциальных термпар: 1 – канал «нагреватель – холодильник», 2–4 – “сигнальные” термпары.

Представлены результаты экспериментального исследования влияния на конвективную систему наклона кюветы, относительно вертикали, в плоскости широких граней. Показано, что для различных мощностей подогрева углы, при которых происходит смена структуры течения, оказываются достаточно близкими. Проведены оценки возможности использования прибора в качестве угломера.

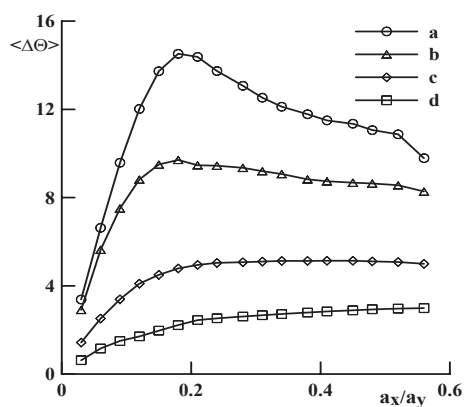


Рисунок 2: Показания сигнальной термпары в зависимости от тангенса угла наклона.

Экспериментально изучено действие центробежных сил на конвективные течения в ячейке Хеле-Шоу при точечном постоянном подогреве снизу.

Исследована зависимость амплитуды сигнала дифференциальной термпары от угловой скорости вращения при постоянном точечном подогреве. Наблюдается подобие между действием центробежных сил и влиянием наклона. Проведены эксперименты по исследованию влияния центробежных сил на конвективную систему при пульсационном подогреве. На основе экспериментального и теоретического исследования, описано основное конвективное течение в виде пульсирующего конвективного факела, и его кризис при определенной частоте вращения. Показано, что непрерывное изменение величины центробежной силы дает возможность постепенно наклонять конвективный факел в плоскости широких граней ячейки Хеле-Шоу.

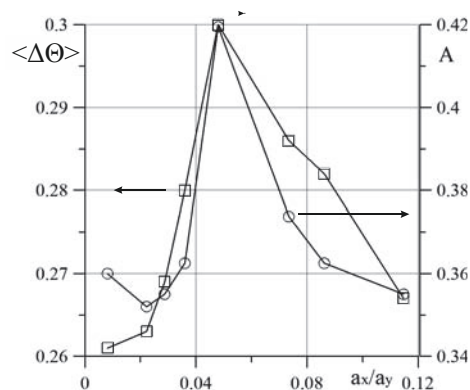


Рисунок 3: Зависимость амплитуды сигнала и среднего значения разницы температур между спаями сигнальной термпары от угловой скорости вращения.

Обсуждаются перспективы использования опытных данных и результатов численного моделирования для создания датчика инерционных ускорений.

Литература

1. Бабушкин И.А., Глухов А.Ф., Демин В.А., Зильберман Е.А., Путин Г.Ф. Измерение инерционных микроускорений с помощью конвективных датчиков // Поверхность. 2009. № 2. С. 72–77
2. Бердников В.С., Захаров В.П., Марков В.А. Тепловая гравитационно-центробежная конвекция в подогреваемом снизу слое жидкости // Инж. физ. ж. 2001. Т. 74. № 4. С. 111–115.

Физико-математическое моделирование процесса диспергирования жидкости при импульсном воздействии

Н.В. Коровина

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения Российской академии наук, г. Бийск, ул. Социалистическая, 1
Korovina.nata@mail.ru

Диспергирование жидкости является одним из основных процессов, определяющих функционирование современных технических устройств, систем пожаротушения, смесеобразования, установок для нанесения упрочняющих, износостойких покрытий. Закономерности распыливания жидкого компонента полностью определяют эффективность использования соответствующих технических устройств и технологий получения материалов с заданными свойствами. В процессах диспергирования определяющими параметрами эффективности являются размер распыливаемых капель (в общем случае, функция распределения капель по размеру), концентрация частиц, пространственное распределение и скорость создания аэрозольного облака.

Потребности практики разработки компактных, безопасных автономных распылителей для диспергирования больших объемов жидкости, действующих ограниченно малое время приводят к необходимости исследований принципов импульсного распыла. Именно импульсный способ позволяет достичь высокой скорости получения аэрозолей. Развитие метода импульсного распыливания, позволяющего быстро получать высокодисперсный аэрозоль – важная практическая задача [1]. Источником импульсного воздействия может быть как заряд взрывчатого вещества, так и сжатый газ.

В данной работе предложена физико-математическая модель процесса распыливания жидкости при импульсном воздействии. Приведен ряд результатов параметрических исследований модели, устанавливающих зависимости дисперсности аэрозоля, угла распыла и массового расхода жидкости от безразмерных параметров, характеризующих геометрические свойства распылителя. Физико-математическая модель позволяет подбирать характеристики распылителя с целью получения аэрозольных сред с заранее заданными параметрами. По результатам исследований получен новый безразмерный параметр Wo , характеризующий интенсивность процессов кавитации – величина плоского разрыва по отношению к высоте столбика жидкости.

$$Wo = \frac{Z_m}{L} = \frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{2Q}{M_w}}$$

где L – высота столбика жидкости; Z_m – амплитуда смещения частиц в возбужденной волне; Q – энергия импульсного воздействия; c – скорость распространения волны в жидкости, равная скорости звука (в акустическом приближении); M_w – масса жидкости. По данным [2] для гидродинамической трубки – кавитация наступает при значении параметра $Wo > 0,01$.

Описан механизм образования капель в результате разрушения кавитационных элементов (кавитационный механизм). Показано, что в зависимости от величины параметра Wo меняется механизм распыливания от кавитационного при малых значениях Wo к аэродинамическому (разрушение струй под действием встречного потока воздуха) при больших значениях этого параметра (рис. 1). Практическое следствие данных модельных расчетов таково: чтобы получить высокодисперсный аэрозоль (радиус капель около 1-10 мкм и меньше), необходимо создать условия для кавитации ($Wo > 0,01$), но не допускать слишком большого импульсного воздействия на жидкость ($Wo \sim 0,02-0,05$).

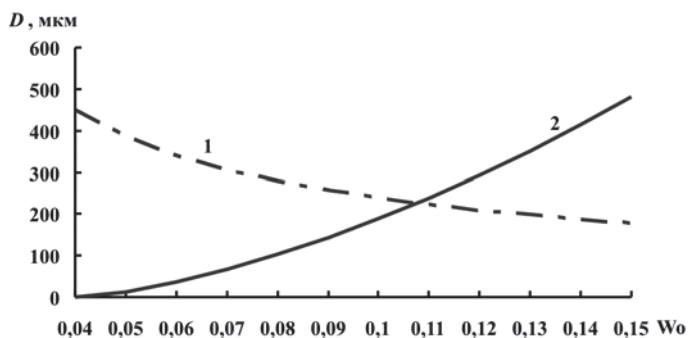


Рисунок 1: Зависимость радиуса капель аэрозоля, соответствующая – аэродинамическому механизму (1) и кавитационному механизму (2)

Представленные результаты сравнения экспериментальных и теоретических данных свидетельствует об адекватности предлагаемой физико-математической модели.

Литература

1. Кедринский В.К. Газодинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.
2. Стебновский С.В., Чернобаев Н.В. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема. – ПМТФ. – 1986. - №1. – С. 57-61.

Исследование тепловых процессов, сопровождающих взаимодействие ударной волны с разрядной областью, оптическими методами

Е.Ю. Коротева, Д.М. Орлов

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
г. Москва, Ленинские Горы, 1
koroteeva@physics.msu.ru

Поверхностные газовые разряды, а также их воздействие на высокоскоростные потоки активно изучаются в последние годы, в основном, в связи с развитием приложений тепловой и плазменной аэродинамики [1]. В данной работе исследовался особый тип разряда – импульсный распределенный скользящий разряд наносекундной длительности («плазменный лист»).

Проводились эксперименты на ударной трубе со встроенной в камеру низкого давления (КНД) разрядной секцией, на нижней стенке которой, на поверхности площадью $100 \times 30 \text{ мм}^2$, был реализован сильнооточный скользящий разряд. Инициирование «плазменного листа» в неподвижном воздухе приводило к образованию взрывной волны и повышению поступательной температуры на 600-1000 К в слое толщиной 0.5-1 мм за время, меньшее 1 мкс [2]. Движение плоской ударной волны вдоль «плазменного листа» рассматривалось на временах, превышавших 40-50 мкс после вложения энергии, когда основные газодинамические возмущения ослабевали, а вблизи поверхности формировалась нестационарная «релаксирующая область» нагретого газа.

Течение, возникавшее при движении ударной волны по области разряда, регистрировалось прямым теневым, а также теневым фоновым методом (ТФМ) и, благодаря геометрии эксперимента, было близко к двумерному. Исследование структуры течения вблизи поверхности канала позволяло проанализировать термодинамические параметры среды в различные моменты времени после завершения разряда и проследить за эволюцией температуры в зоне первоначального энерговклада.

Было проведено также численное CFD-моделирование задачи на основе системы нестационарных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа и модели мгновенного импульсного энерговклада. В расчетах варьировалась доля электрической энергии (K), переходящей в тепло в узком пристеночном слое за время протекания тока разряда, и результаты сравнивались с экспериментальной визуализацией.

Воздействие «релаксирующей области» на динамику ударной волны и поток за ней выражалось в деформации плоского фронта волны с образованием предвестника, по форме которого возможно было оценить среднюю поступательную температуру вблизи зоны энерговклада (рис. 1). И расчеты, и эксперименты показали, что исчезновение теплового эффекта от разряда происходило, в среднем, через 450-500 мкс после его

инициирования, когда наблюдалось охлаждение приповерхностного газового слоя до 300-350 К.

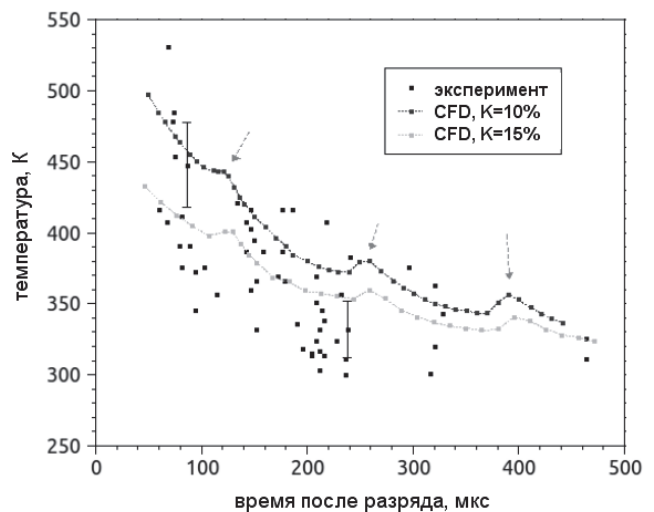


Рисунок 1: Зависимость средней поступательной температуры вблизи поверхности от времени после разряда; начальное давление в КНД 25 Торр, числа Маха ударной волны $M=2.4-2.6$

В то же время, в случае начальной неоднородности энерговложения, вблизи поверхности сохранялись локальные нагретые области, что приводило к возникновению интенсивного вихревого течения и пространственной турбулизации течения за фронтом в результате усиления неоднородностей ударной волной [3]

Литература

1. N. Benard, N. Zouzou, A. Claverie et al. Optical visualization and electrical characterization of fast-rising pulsed dielectric barrier discharge for airflow control applications // J. Appl. Phys., 2012, Vol. 111.
2. И.А. Знаменская, Д.Ф. Латфуллин, А.Е. Луцкий, И.В. Мурсенкова, Н.Н. Сысоев. Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда // ЖТФ, 2007, Т. 77, вып. 5.
3. Е.Ю. Коротева, И.Э. Иванов, И.А. Знаменская. Развитие турбулентности за фронтом ударной волны при ее движении по неоднородной области // Письма в ЖТФ, 2012, Т. 38, вып. 11.

Турбулентные характеристики кавитирующих течений вблизи двумерных гидрокрыльевА.Ю. Кравцова^{1,2}, К.С. Первунин^{1,2}, М.В. Тимошевский^{1,2}¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
Kravtsova.Alya@gmail.com

Важнейшими условиями безопасной и эффективной работы гидротехнических систем являются надежность и долговечность используемого оборудования. Хорошо известно, что основную роль среди гидродинамических процессов, протекающих в гидромашинах, играют крупномасштабные вихревые структуры (КВС) и кавитация. Исследование динамики кавитационных каверн и КВС в нестационарных турбулентных течениях распределений турбулентных характеристик, а также изучение взаимодействия КВС с парогазовой фазой на данный момент являются крайне актуальными задачами с точки зрения верификации современных численных методов моделирования и совершенствования конструкций гидротехнического оборудования. В мировой литературе можно найти большое количество работ по изучению кавитирующих течений вблизи одиночных двумерных подводных крыльев. Основные результаты представляют собой визуальные наблюдения, построенные режимные карты, точечные измерения давления и скорости ([3]). Также в некоторых работах изучалось влияние локального содержания паровой фазы в пределах каверны и в следе за профилем, температуры жидкости и других параметров течений на структуру и динамику кавитационных каверн ([1], [2]). Несмотря на большое количество экспериментальных работ по исследованию кавитирующих течений, до сих пор детальная количественная информация, необходимая для оптимизации существующих математических моделей, крайне ограничена даже для упрощенных условий. Вместе с тем, экспериментальные данные по обтеканию каскада гидропрофилей в мировой литературе фактически отсутствуют. Таким образом, получение систематической экспериментальной информации для различных кавитационных режимов обтекания модельных объектов крайне важно.

Эксперименты проводились на кавитационном гидродинамическом стенде Института Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. Размеры рабочего участка – 80×250×1300 мм. Максимальная скорость потока в рабочем канале составляет 15,3 м/с. В качестве модельных тел обтекания использовались пластина с закругленной носовой частью, гидрокрыло NACA0015 и каскад, состоящем из трех идентичных гидрокрыльев NACA0015. Длина хорды всех тел составляет 100 мм, толщина пластины – 15 мм. Эксперименты были выполнены для углов атаки $\alpha = 0, 3, 6$ и 9° при вариации числа кавитации σ в пределах от 0,6 до 6. Число Рейнольдса Re находилось в пределах $1 \div 2 \cdot 10^6$.

Для изучения типов кавитационных каверн, их пространственной структуры и динамики была проведена скоростная визуализация течений. С помощью методики PIV/LIF были измерены двумерные распределения мгновенной скорости потока. На основе измеренного ансамбля из 5000 полей мгновенной

скорости были рассчитаны двумерные распределения средней скорости потока и полный набор статистических моментов турбулентных пульсаций скорости до третьего порядка включительно для всех режимов обтекания.

В результате было выявлено, что переход к облачной кавитации приводит к существенному росту турбулентных пульсаций (приблизительно на порядок в сравнении с докавитационным режимом обтекания). Качественное сравнение кавитационного обтекания каскада и одиночного профиля показывает сходство картин течения и распределений турбулентных характеристик. С введением нового параметра – локального числа кавитации – удалось провести сравнение обтекания каскада гидрокрыльев с обтеканием одиночного профиля. Было показано, что при близких значениях локального числа кавитации максимум пульсаций скорости при обтекании одиночного профиля достигается в следе выше по течению, чем для среднего крыла каскада. При этом инкремент роста пульсаций при понижении числа кавитации для одиночного профиля выше.

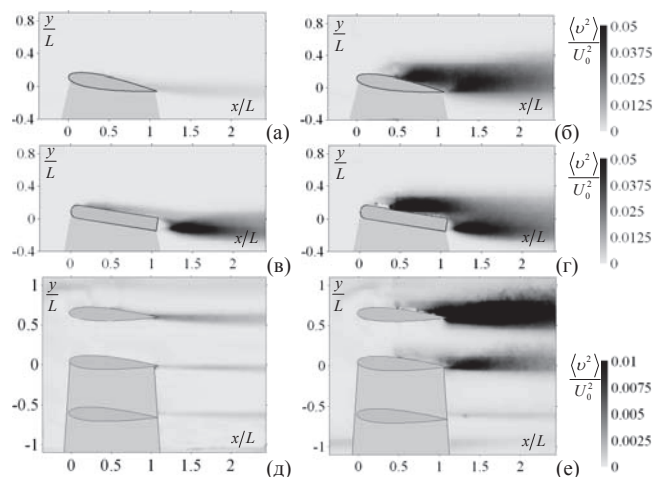


Рисунок 1: Пространственное распределение кинетической энергии турбулентности: (а) $\sigma = 1,91$, (б) $\sigma = 1,42$, (в) $\sigma = 3,4$, (г) $\sigma = 2,4$. $\alpha = 9^\circ$; (д) $\sigma = 2,1$, (е) $\sigma = 1,6$. $\alpha = 3^\circ$

Литература

1. Cervone A., Bramanti C., Rapposelli E., d'Agostino L. Thermal Cavitation Experiments on a NACA 0015 Hydrofoil // J. Fluids Eng., 2006. T. 128. P. 326–331.
2. Kawakami D. T., Fuji A., Tsujimoto Y., Arndt R. E. A., An Assessment of the Influence of Environmental Factors on Cavitation Instabilities // J. Fluids Eng., 2008. T. 130 №031303(8).
3. Laberteaux K. R., Ceccio S. L., Partial cavity flows. Part 1. Cavities forming on models without spanwise variation // J. Fluid Mech., 2001. T. 431. P. 1–41.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 10-08-01304-а) и Правительством Российской Федерации (грант № 11.G34.31.0046, ведущий ученый – К. Nanjalic, НГУ).

Оценка показателей надежности типичного печатного узла РЭА при учете процесса деградации полимеров

Е.В. Кравченко¹

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
г. Томск, пр. Ленина, 30
kevatp@tpu.ru

Надежность радиоэлектронного оборудования это комплексный показатель, зависящий от многих факторов. В том числе и от интенсивности старения полимерных материалов, применяемых, как при производстве отдельных электрорадиоэлементов, так и при конструировании узлов и деталей радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Изменение свойств полимерных материалов с течением времени является сложным физико-химическим процессом, происходящим под действием совокупного влияния внутренних и внешних факторов в процессе эксплуатации радиоэлектронного оборудования [1,2,3].

Целью данной работы является определение показателей надежности типичного печатного узла РЭА, по данным математического моделирования пространственных нелинейных нестационарных полей температур. В качестве определяющего параметра в оценках показателей надежности учитывался показатель деградации полимерных материалов, применяемых в радиоэлектронной технике.

Моделируемый объект представляет собой плату из стеклотекстолита. В качестве источников тепловыделения были выбраны кремниевые транзисторы. Корпуса транзисторов выполнены из пластмассы с теплоотводящей поверхностью и жесткими выводами. Контакт между транзисторами и печатной платой считался идеальным. На границах с различными теплофизическими характеристиками выполнялось граничное условие IV рода. На границах с внешней средой заданы граничные условия III рода с излучением. Геометрия области решения представлена на рис. 1.

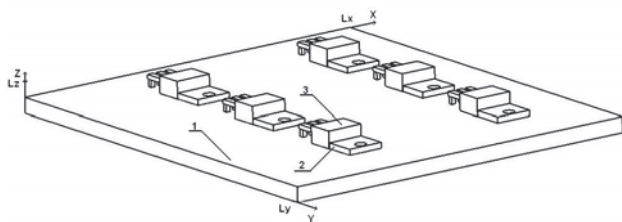


Рисунок 1: Геометрия области решения: 1-печатная плата; 2-теплоотводящая поверхность; 3-корпус транзистора.

Поставленная задача сводится к уравнению теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями, которое решено методом конечных разностей [4]. Для решения разностных аналогов трехмерного уравнения использована схема расщепления по координатам. Моделирование температурных полей проводилось на разностной сетке размерами 110x100x18 для длительной реализации

($t = 1.56 \cdot 10^8 \text{ c}$) реального температурного режима.

В результате численных исследований установлено, что для времени работы РЭА пять лет отношение показателей старения при температуре равной 300K было в 5 раз меньшим, чем для условий реализации реального теплового режима (рис.2).

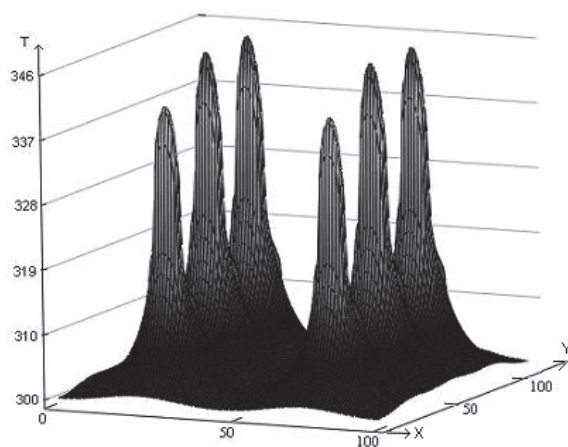


Рисунок 2: Температурное поле моделируемого печатного узла при $t = 1800 \text{ c}$.

Полученные результаты позволяют сделать принципиальный вывод о том, что при анализе показателей надежности узлов и блоков РЭА необходимо учитывать реальную картину изменения во времени температур этих функциональных узлов. Также в задачах по определению показателей надежности необходимо учитывать и интенсивность деградации полимерных материалов, широко применяемых в радиотехнических устройствах различного назначения.

Литература

1. Павлов Н.П., Кротов А.И. Атмосферостойкость полимерных материалов //Пластические массы, 1976, №2, стр. 59-60.
2. Горюнов Н.Н. Свойства полупроводниковых приборов при длительной работе и хранении. – М.: Энергия, 1970. – 104с.
3. Эммануэль П.М. Структурно-кинетические аспекты старения и стабилизации полимеров // Высокомолекулярные соединения. 1978, №12, с.2653-2665.
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука. 1983. – 616с.

Процессы теплопереноса при лазерном разогреве включений в инертной матрице

В.Г. Кригер, А.В. Каленский, А.А. Звеков, И.Ю. Зыков, А.П. Никитин

Кемеровский государственный университет
г. Кемерово, ул. Красная, 6.
kriger@kemsu.ru

Микроочаговая модель инициирования взрывного разложения энергетических материалов лазерным излучением [1] основывается на предположении, что в объеме вещества находятся включения, сильно поглощающие лазерное излучение, в результате разогрева которых может образоваться очаг теплового взрыва. Предполагается [1], что материалы включения и матрицы не претерпевают фазовых переходов, хотя типичные температуры разогрева, необходимые для образования очага взрывного разложения составляют более 1000 К [1], то есть выше характерных температур плавления взрывчатых веществ и многих металлов.

Целью работы являлась разработка модели теплофизических процессов, учитывающей плавление материалов включения и матрицы, при лазерном разогреве включений в инертной среде.

Система дифференциальных уравнений, описывающая процессы теплопереноса во включении и в среде для сферической симметрии имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right), x > R$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_M \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right), x < R$$

где T – температура, α и α_M – коэффициенты температуропроводности материалов матрицы и включения. На границе включение-матрица происходит поглощение излучения:

$$J - c_M \alpha_M \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=R-0} + c \alpha \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=R+0} = 0$$

где C и C_M – объемная теплоемкость материалов матрицы (пентаэритрит тетранитрат) и включения (алюминий), $J = J_0 \cdot \exp(-k_i^2 t^2)$ – поглощаемая плотность мощности излучения. На границе рассматриваемой области ставилось условие первого рода $T = T_0$. Движение фазовой границы рассматривалось как квазихимическая реакция перемещения атомов из одной фазы в другую. Для скорости перемещения использовалось уравнение подобное кинетическому уравнению для продукта обратимой реакции типа $A \leftrightarrow B$:

$$v = \gamma \frac{k_B T}{h L^{1/3}} \cdot \left\{ \exp \left(- \frac{\Delta H_m}{k_B} \cdot \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m} \right] \right) - 1 \right\}$$

где k_B – постоянная Больцмана, ΔH_m – энтальпия плавления, T_m – температура плавления, T – температура на границе твердой и жидкой фазы, h –

постоянная Планка, L – число Лошмидта, γ обозначает величину:

$$\gamma = \exp \left(\frac{\Delta S_{l \rightarrow s}^\ddagger}{k_B} - \frac{\Delta H_{l \rightarrow s}^\ddagger}{k_B T} \right)$$

где $\Delta S_{l \rightarrow s}^\ddagger$ и $\Delta H_{l \rightarrow s}^\ddagger$ – энтропия и энтальпия активации перехода молекулы из жидкой фазы в твердую. При расчетах полагали $\gamma = 0.1$, что соответствует отсутствию активационного барьера и отрицательной энтропии активации.

Для численного решения описанной выше системы уравнений расчетное пространство разбивалось на ячейки следующим образом. Первые 35 ячеек в энергетическом материале имели размер меньший в 10 раз чем длина прогрева за действие импульса $\sqrt{2\alpha/k_i}$. Затем размер ячеек с 36 по 70-ю увеличивался по закону геометрической прогрессии с постоянным знаменателем. После этого следовали 30 ячеек постоянной ширины. Знаменатель прогрессии подбирался таким образом, чтобы рассматриваемая область имела размер $5R$. Размер ячейки во включении был постоянным и равным размеру первой ячейки в матрице умноженной на $\sqrt{\alpha_M/\alpha}$. Для интегрирования использовали метод Рунге-Кутты 1-5 порядка с переменным шагом по времени. Относительная погрешность на шаге не превышала 10^{-9} . Для оценки точности расчета вычисляли отклонение от закона сохранения энергии на каждом шаге. Показано, что разработанная программа расчета приводит к относительным отклонениям не более $2 \cdot 10^{-5}$.

Таким образом, предложена модель процессов теплопереноса при разогреве лазерным импульсом включений в инертной матрице, которая учитывает процессы плавления последних. Разработана и апробирована компьютерная программа для расчета кинетики разогрева.

Литература

1. Буркина Р. С., Морозова Е. Ю., Ципилев В. П. Инициирование реакционно-способного вещества потоком излучения при поглощении его неоднородностями вещества // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т. 47. – №5. – С. 95 – 105.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 11-03-00897).

Применение тепловизионной съемки для исследования структуры течения на поверхности гладкого и волнистого крыла

А.В. Крюков, И.Д. Зверков

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН
630090, г. Новосибирск, Россия, ул. Институтская, д. 4/1
kryukov@itam.nsc.ru

Управление ламинарно-турбулентным переходом является одной из актуальных задач механики сплошных сред. Известен способ управления переходом посредством расположения на несущей поверхности продольной потоку волнистости [1]. При исследовании подобных задач перед проведением подробного количественного эксперимента, к примеру, с помощью термоанемометра обычно проводят серию качественных экспериментов, локализуя зоны для углубленного изучения. Однако исследование течения на поверхности таких моделей сопряжено с целым рядом сложностей. Исходя из геометрических особенностей, классические способы визуализации течения порой не дают возможностей для получения необходимых экспериментальных данных, либо существенно увеличивается время проведения эксперимента.

В данной работе представлены результаты исследований течения на поверхности гладкого и волнистого крыла при помощи тепловизионной съемки. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СОРАН, при скорости набегающего потока 12 м/с, числе Рейнольдса по хорде крыла $1.7 \cdot 10^5$ и степени турбулентности $\varepsilon = 0.04\%$. В экспериментах использовались модели гладкого и волнистого крыльев с профилем Z-15-25, хордой 195 мм и удлинением $\lambda = 3.5$.

На рисунке 1 приведено сравнение результатов тепловизионной съемки и сажемасляной визуализации.

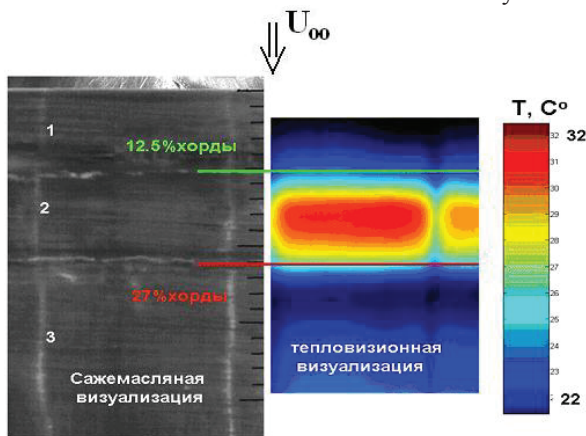


Рисунок 1: Сравнение сажемасляной визуализации слева и тепловизионной съемки справа; $Re = 1.7 \cdot 10^5$, $\alpha = 0^\circ$
1 – зона присоединенного ламинарного течения, 2 – зона отрывного пузыря, 3 – зона присоединенного турбулентного течения.

В ходе экспериментов значение угла атаки α менялось от -15 до 10° с шагом 5° . Тепловизионная съемка велась как на подветренной, так и на

наветренной сторонах моделей (рисунок 2).

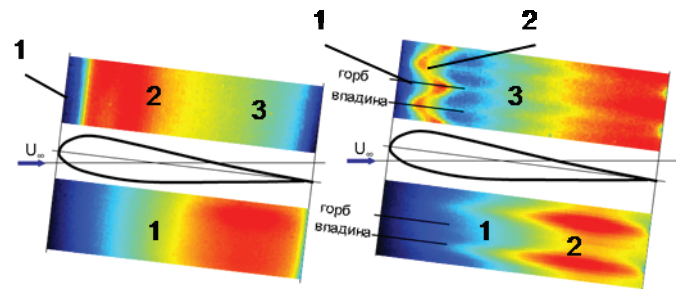


Рисунок 2: Визуализация течения на поверхности гладкого слева и волнистого справа крыльев. Скорость потока 12 м/с угол атаки $\alpha = 5^\circ$. Верхние части показывают течение на подветренной стороне модели, нижние на наветренной; 1 – область присоединенного ламинарного течения, 2 – область отрывного пузыря, 3 – область присоединенного турбулентного течения.

Результаты данных экспериментов дают основания для следующих выводов. Применение тепловизора в качестве экспресс метода визуализации выглядит весьма оправданным с точки зрения сокращения времени эксперимента. Кроме того, возможность ведения тепловизионной съемки на свободно ориентируемой в пространстве поверхности выгодно отличает его от других методов визуализации течения на поверхности.

В ходе данного цикла работ было впервые установлено, что ламинарно-турбулентный переход возникает в области впадин волнистого крыла даже на наветренной стороне, несмотря на благоприятный градиент давления. Подробнее можно прочитать в работе [2].

Литература

1. Zverkov I.D., Zanin B.U., Kozlov V.V. Disturbances Growth in Boundary layers on classical and wavy surface wing // AIAA Journal. 2008. Vol. 46. No. 12. P. 3149-3158.
2. Зверков И.Д., Козлов В.В., Крюков А.В. Влияние волнистости на структуру пограничного слоя и аэродинамические характеристики крыла конечного размаха // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2011. Т. 6 вып. 2. С. 26-42.

Работа поддержана грантом министерства образования и науки РФ (№ РНП. 2.1.2.541) и Государственным Контрактом (ГК №14.740.11.0354).

Ударно-волновая структура течения при взаимодействии сверхзвуковой струи с наклонной плоской преградой

С.Г. Кундасев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
РОССИЯ 630090, Новосибирск

Введение. Актуальность данной работы о взаимодействии сверхзвуковой струи с плоской преградой обусловлена распространенностью подобного класса течений в различных областях промышленности (резка металлов кислородной струей, холодное газодинамическое напыление), в ракетно-космической и авиатехнике (отрыв ракеты от стартового стола, системы беспарашютной посадки).

К настоящему моменту по свободным сверхзвуковым струям и по процессам натекания на преграду получено большое количество экспериментальных данных [1]. Несмотря на это, при рассмотрении конкретного практического приложения требуется проведение дополнительных исследований.

В работе исследуется сверхзвуковая неизобарическая струя, истекающая из конического сопла с числом Маха на срезе $M = 3.32$ и углом полураствора $\alpha = 12^\circ$, которая взаимодействует с плоской преградой. В работе рассмотрены свободная сверхзвуковая струя, взаимодействие струи с плоской нормальной преградой и взаимодействие струи с плоской наклонной преградой.

Методика исследования. Для проведения исследований выбран комплексный подход, основанный на экспериментальных результатах, полученных на струйном модуле АТ-326 ИТПМ СО РАН, которые дополнялись численным моделированием течения с использованием коммерческого программного пакета FLUENT. Верификация результатов численного моделирования проведена по измеренному давлению Пито. Выбор обусловлен высокой надежностью экспериментального измерения данного параметра.

Все численные эксперименты проведены в стационарной постановке методом установления. Схема имеет второй порядок точности по координатам. Решалась полная система уравнений Навье-Стокса. Использовалась K-Omega SST модель вязкости. Моделирование течения для случаев свободной струи и натекания на нормальную преграду выполнено в осесимметричной постановке. Расчетные сетки являются неравномерными, содержат ~200000 узлов. Для расчета взаимодействия сверхзвуковой струи с наклонной преградой проведено моделирование свободной струи в трехмерной постановке. Расчетные сетки содержат ~1.5 млн. узлов.

Параметры потока в расчетах и экспериментах подбирались, основываясь на параметрах сверхзвуковых струй, планируемых к использованию в перспективном возвращаемом аппарате.

Основные результаты и выводы. В ходе изучения свободных сверхзвуковых струй получены экспериментальные данные о структуре начального газодинамического участка в виде профилей давления Пито и шлирен-визуализации. Используя эти данные, проведена верификация используемой численной модели для случая свободной струи.

Для случая натекания сверхзвуковой струи на плоскую преграду, установленную перпендикулярно оси струи, получено качественное соответствие экспериментальных данных и результатов расчета. Используемая численная модель корректно воспроизводит структуру веерной [2] струи, растекающейся по преграде.

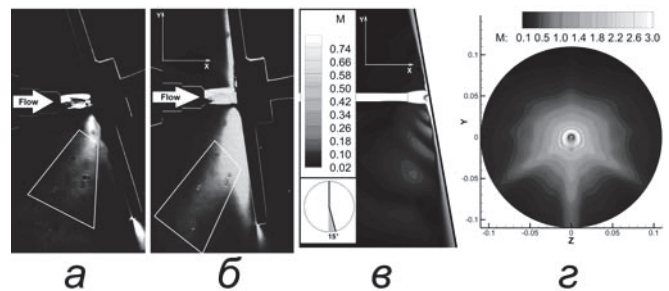


Рисунок 1: Результаты визуализации натекания сверхзвуковой струи на плоскую наклонную преграду.

В ходе работы экспериментально обнаружена область повышенной плотности, возникающая при натекании струи на наклонную плоскую преграду при определенных углах наклона и положении преграды относительно среза сопла (рис. 1 а: $n=1$, $h=15$ мм, $\alpha=20^\circ$; рис. 1 б: $n=1$, $h=15$ мм, $\alpha=10^\circ$). Предполагается, что формирование области повышенной плотности обусловлено наличием интенсивного парного вихря вне веерной струи, растекающейся по преграде. Проведено численное моделирование случая $n=1$, $h=15$ мм, $\alpha=10^\circ$ методом установления. Решение подвержено автоколебаниям параметров (рис. 1 в: продольное сечение решения под углом 15° ; рис. 1 г: поле чисел Маха вблизи поверхности преграды.) Положение особенностей совпадает с экспериментальной областью повышенной плотности.

Научный руководитель работы - В.И.Запругаев.

Литература

1. Сверхзвуковые газовые струи. – Новосибирск: Наука, 1983. 200 с.
2. Б.Н. Юдаев, М.С. Михайлов, В.К. Савин. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами.

Влияние скорости потока недогретой воды на процесс вскипания при импульсном тепловыделении

А.А. Левин

Институт систем энергетики им. Л.А. Меленетьева СО РАН
г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130
Levin@isem.sei.irk.ru

В жидкостных системах существенным ограничителем максимальных тепловых потоков являются кризисы теплообмена, где наименее изучены вопросы развития кризисных явлений в нестационарных условиях и на нагревателях промышленных размеров. Так, остаются неисследованными сложные внутренние механизмы нестационарного кризиса в условиях резкого возрастания энерговыделения в водоохлаждаемых энергетических реакторах. Известны работы [1,2], посвященные экспериментальному исследованию нестационарного кипения воды на тонкопроволочных нагревателях. Отличительной особенностью настоящего исследования как раз является изучение физических механизмов и форм развития кризиса теплообмена в нестационарных условиях на нагревателях большого размера с использованием скоростной видеосъемки. Некоторые результаты, полученные нами для условий отсутствия вынужденного движения жидкости, представлены в [3].

Опыты по набросу мощности в тепловыделяющем канале с вынужденным движением воды выполнялись на специально изготовленном проточном канале с центральной тепловыделяющей трубкой ($d=10\div 12$ мм), оптически прозрачными окнами и оснащенном датчиками измерения температуры, давления и расхода, интегрированными в состав системы автоматизации установки «Высокотемпературный контур». Тепловыделение на нагревателе осуществлялось пропусканием через трубку управляемого трехфазного выпрямленного электрического тока длительностью импульсов от 60 до 200 мс с темпом разогрева от 1000 до 6000 К/с. Начальное давление в канале p_0 составляло $0,7\div 1,0$ МПа. Величина недогрева воды варьировалась в экспериментах от 10 К до 135 К. Визуализация процесса осуществлялась цифровой системой VS-FAST при скорости съемки 2000 кадров/с.

Получено, что низкие скорости теплоносителя слабо влияют на высокоскоростные процессы взрывного вскипания жидкости при больших набросах тепловой мощности. Вместе с тем, в движущемся теплоносителе интенсифицируются процессы конденсации пара, порождающие гидроударные импульсы давления, амплитуда которых увеличивается с ростом подводимой мощности. Такие результаты получены для недогрева жидкости в диапазоне $70\div 135$ К. Следует отметить, что режим с гидроударными импульсами давления характерен и при отсутствии вынужденного движения, но для больших величин начального недогрева жидкости (110 К и выше при $p_0=0,7$ МПа). Сравнение с данными, полученными на этом же канале для неподвижной жидкости, показывает, что уже при течении жидкости со

скоростью 0,06 м/с импульсы давления превышают начальный импульс расширения паровой фазы в 3–4 раза. Одновременно увеличивается в 2–4 раза и частота пульсаций давления. Видеозапись показывает, что при вынужденном движении жидкости, образующиеся на поверхности нагревателя паровые зародыши не формируют, как в случае вскипания в свободном объеме жидкости, плотный зародышевый слой, а сносятся гидродинамическими силами потока. Унос фрагментированных паровых пузырей с последующей их конденсацией в потоке недогретой жидкости порождает высокоинтенсивные пульсации давления.

Проведен анализ влияния скорости потока на длительность периода ожидания до начала интенсивного роста паровой фазы. В области низких скоростей потока выявлен немонотонный характер зависимости $\tau_{\text{ind}}(w)$. По мере возрастания скорости потока от $w=0$ м/с до $w\approx 0,4$ м/с, наблюдается сокращение времени индукции пузырьков τ_{ind} до достижения некоторого минимального значения. При дальнейшем повышении скорости потока величина τ_{ind} быстро возрастает. Механизмом этого явления может служить интенсификация поперечного переноса тепла в пограничном слое при низкой продольной скорости, ускоряющая прогрев пристенного слоя по отношению к условиям неподвижной жидкости (где теплота передается только теплопроводностью).

Обозначения

$\Delta T_{\text{нед}}$ – величина недогрева до температуры насыщения, К; dT_w/dt – скорость разогрева поверхности, К/с; τ_{ind} – время ожидания до начала интенсивного парообразования, мс; w – скорость движения потока, м/с; d – наружный диаметр трубчатой поверхности, мм.

Литература

1. Glod S., Poulikakos D., Zhao Z., Yadigarogly G. An investigation of microscale explosive vaporization of water on an ultrathin Pt wire // International Journal of Heat Mass Transfer, 2002, v.45, pp.367-379.
2. Деев В.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Белых К.О. Критический тепловой поток при кипении воды с недогревом на проволочных нагревателях и механизм их разрушения // Труды 4й Российской национальной конференции по теплообмену, М.: Изд. МЭИ, 2010, т.8, С.81–84.
3. Pavlenko A.N., Tairov E.A., Zhukov V.E., Levin A.A. and Tsoi A. N. Investigation of Transient Processes at Liquid Boiling under Nonstationary Heat Generation Conditions // Journal of Engineering Thermophysics 2011, Vol. 20, № 4, pp. 1–27.

Моделирование теплофизических процессов при испытаниях деталей авиационных ГТД

А.Р. Лепешкин

Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова
г. Москва, ул. Авиамоторная, 2

Диски и лопатки компрессоров и турбин авиационных газотурбинных двигателей (ГТД) и энергетических установок являются наиболее ответственными деталями и подвергаются воздействию весьма значительных механических и тепловых нагрузок в условиях эксплуатации. В каждом эксплуатационном цикле работы при запуске ГТД одновременно увеличивается частота вращения дисков и возрастает их температура, при выходе на заданный режим они достигают максимальных значений, затем, на других режимах, – несколько уменьшаются, а при выключении ГТД – одновременно уменьшаются частота вращения дисков и их температура при охлаждении. Тепловые потоки в зоне лопаток характеризуются основными параметрами газового потока: температурой газа и коэффициентами теплоотдачи от газа к поверхности лопаток. Температуры в ободной части дисков на рабочих режимах достигают 550–750 °С, в лопатках – 800–1100 °С и более. Средние скорости нагрева дисков турбин авиадвигателей в условиях эксплуатации составляют 0,2–1 К/с, а на отдельных участках нагрева в начале полетного цикла максимальные скорости нагрева дисков достигают 2–5 К/с. Поэтому моделирование теплофизических процессов нагрева и термонапряженного состояния вращающихся дисков и лопаток имеет важное значение в связи с увеличением времени работы деталей ГТД на нестационарных режимах [1–5].

На разгонных и специализированных стендах с использованием индукционного нагрева проводятся изотермические и термоциклические испытания дисков и лопаток турбин авиационных ГТД с воспроизведением эксплуатационных теплофизических процессов и механических нагрузок. На данных стендах реализованы мероприятия по энергосбережению при испытаниях деталей авиационных ГТД.

Для реализации моделирования эксплуатационных скоростных режимов нагрева и циклического термонапряжения дисков авиадвигателей с учетом проведенного анализа испытательного оборудования разработана методика [1] ускоренных термоциклических испытаний с экономией электроэнергии и усовершенствован разгонный стенд с использованием индукционного нагрева [2].

Для проведения теоретических исследований теплофизических процессов и режимов индукционного нагрева диска турбины разработаны две независимые электромагнитная и тепловая конечно-элементные модели системы индукционного нагрева в программном комплексе ANSYS с учетом граничных условий: коэффициентов теплоотдачи, температуры воздуха и распределения внутренних источников тепла по глубине детали. Алгоритм решения связанной трехмерной задачи осуществляется с помощью ANSYS Multifield Solver. С

помощью расчетного моделирования были определены оптимальные параметры индукторов сложной формы и использованы при испытаниях дисков турбин авиационных ГТД с воспроизведением температурных полей на разгонном стенде.

Для разработки и доводки охлаждаемых лопаток турбин [4], теплозащитных покрытий [3, 4] и изделий авиационно-космической техники проводятся термоциклические испытания на специальном стенде с воспроизведением эксплуатационных тепловых режимов, моделированием теплофизических процессов и термонапряжения. Экспериментальные исследования охлаждаемых лопаток и элементов жаровых труб [5] авиационных ГТД и лопаток турбин ТНА ЖРД проводились при термоциклических испытаниях на специализированном стенде с ламповым высокочастотным генератором, оснащенным компьютерной системой управления [3]. Для регистрации и обработки теплофизических процессов при нагреве лопаток и деталей используются тепловизионная система и другие системы. Данная стенд оснащен также системой механического осевого нагружения, которая работает синхронно с системой индукционного нагрева. Для определения необходимых режимов индукционного нагрева деталей и режимов работы испытательного оборудования стенда разработан комплекс математических моделей и программ, обеспечивающих расчет нестационарного теплового состояния лопаток и деталей и параметров устройств нагрева с использованием численных методов оптимизации и конечных элементов.

Полученные результаты математического моделирования были использованы при термоциклических испытаниях натуральных лопаток авиационных ГТД и других деталей.

Литература

1. Лепешкин А.Р., Шульгин А.Ф., Павлов Ю.И., Попов В.Г. Моделирование эксплуатационных условий для деталей и узлов авиационных двигателей и энергетических установок на специальных испытательных стендах. М.: МАТИ. – 2012. – 328 с.
2. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б. Скоростные режимы индукционного нагрева и термонапряжения в изделиях. Новосибирск: НГТУ. – 2006. – 286 с.
3. Lepeshkin A.R., Feng Shi. Ceramic Coatings - Applications in Engineering. Intech. – 2012. – 286 p.
4. Лепешкин А.Р., Бычков Н.Г. и др. Лопатка турбины. Патент № 2259481 РФ. – 2005. – Бюл. № 24.
5. Лепешкин А.Р., Бычков Н.Г. и др. Жаровая труба камеры сгорания. Патент № 2260156 РФ. – 2005. – Бюл. №25.

**Экспериментальное и численное исследование свободной и вынужденной конвекции
наножидкости на основе частиц оксида алюминия**А.С. Лобасов^{1,2}, А.В. Минаков^{1,2}, В.Я. Рудяк³¹Сибирский Федеральный Университет
г. Красноярск, ул. академика Киренского, 26²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1³Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет
г. Новосибирск, ул. Ленинградская, 113
perpetuityrs@mail.ru

В последние годы всё большее количество исследователей фокусируют своё внимание на изучении свойств новейших теплоносителей наножидкостями. К настоящему времени проведено большое количество экспериментальных исследований, посвящённых наножидкостям, однако полученные данные не только не описываются теоретически, но, зачастую, противоречат друг другу и порождают больше вопросов, нежели дают ответов. Но, тем не менее, на сегодняшний день, можно констатировать, что интенсификация теплообмена при использовании наножидкости по сравнению с обычной жидкостью все же имеет место, и во многих случаях носит аномально высокий характер. В связи с этим в данной работе была предпринята попытка провести гидродинамическое моделирование вынужденной конвекции, а также экспериментальное исследование свободной конвекции в замкнутом пространстве с использованием наножидкости. Для моделирования течения и теплообмена использовался разработанный ранее алгоритм, основанный на методе конечного объёма для структурированных многоблочных сеток. Возможность его использования при моделировании мини- и микроканальных течений показана в работе [1]. Для описания течения и теплообмена наножидкости использовался гидродинамический подход, основанный на решении уравнений теплопроводности и Навье-Стокса. При этом наножидкость рассматривалась как однородная среда с модифицированными свойствами, определяемыми из экспериментов.

Исследование вынужденного конвективного теплообмена наножидкости было проведено для прямых микроканалов круглого поперечного сечения. Диаметр канала варьировался от 1,02 мм до 4,75 мм. В качестве наножидкости использовалась вода с добавлением оксида алюминия (Al_2O_3) различной объёмной концентрации. Размер частиц варьировался от 20 нм до 135 нм. Результаты численного моделирования сопоставлялись с данными натурных экспериментов взятых из работ [2-4]. В результате получено хорошее совпадение расчетного значения местного коэффициента теплоотдачи и температуры стенки с экспериментальными данными.

Естественная конвекция изучалась на экспериментальной установке лаборатории кафедры теплофизики ИИФирЭ СФУ. Установка состоит из следующих элементов: резервуар для жидкости; нагретый цилиндр, темп охлаждения которого является основной измеряемой величиной; индукционная печь, нагревающая цилиндр. Температуры цилиндра и

жидкости измеряются термopарами. Цилиндр нагревался до температуры 90°C и погружался в чистую воду или наножидкость, имеющие температуру 40°C. Объёмная концентрация наночастиц варьировалась от 0,0001% до 4%. В процессе эксперимента измерялась изменяющаяся со временем температура цилиндра. Было установлено, что скорость охлаждения цилиндра, погружённого в наножидкость, выше, чем для простой воды, что позволяет сделать вывод о наличии интенсификации процесса конвективного теплообмена при использовании наножидкости в качестве теплоносителя.

В результате обработки данных эксперимента по охлаждению цилиндра было установлено наличие значительной интенсификации теплообмена. Эти данные были сопоставлены с результатами численного моделирования. Во всех случаях показано хорошее согласование между расчётом и экспериментом, что подтверждает предположение о влиянии повышения коэффициента теплопроводности среды на интенсификацию теплопередачи. Таким образом, в результате данной работы было показано, что в ряде случаев аномальное увеличение коэффициента теплоотдачи может быть объяснено простым повышением коэффициента теплопроводности теплоносителя вследствие присутствия в нём наночастиц. Например, применение в качестве теплоносителя наножидкости на основе 4% суспензии наночастиц Al_2O_3 позволяет в среднем на 8% увеличить теплоотдачу по сравнению с чистой водой. Поэтому наножидкости обладают огромным потенциалом в области интенсификации теплообмена.

Литература

1. V.Ya. Rudyak, A.V. Minakov, A.A. Gavrilov and A.A. Dekterev. Thermophysics & Aeromechanics. 17 (2010), 565–576.
2. K.B. Anoop, T. Sundararajan, Sarit K. Das. International Journal of Heat and Mass Transfer 52 (2009). – PP. 2189-2195.
3. W. Y. Lai, S. Vinod, P. E. Phelan. Journal of heat transfer, 2009. V. 131. №112401-2.
4. B. Kolade, E. Goodson, J.K. Eaton. Journal of heat transfer, 2009, V. 131.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-01-00074) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы (проект № 16.740.11.0642).

Математическое моделирование двухфазной электропроводящей жидкости в однородном магнитном поле

И.Г. Манжетов¹, А.Н. Голованов¹, С.Е. Корнелик¹

¹Национальный Исследовательский Томский Государственный Университет, ул. Ленина, 36
ivan.mangetov@oosis.com

Было проведено исследование течения двухкомпонентной электропроводящей жидкости во внутренней полости проточной МГД-системы, взятой в виде канала с плавным осесимметричным расширением в центральной части, помещённой в однородное стационарное внешнее магнитное поле. Были установлены особенности разделения таких жидкостей в зависимости в зависимости от соотношения гидродинамических и магнитогидродинамических параметров, определяющих поведение рассматриваемой системы. Полученные результаты полезны для проектирования перспективных проточных МГД-систем, предназначенных для разделения многокомпонентных электропроводящих жидкостей.

В данном исследовании была рассмотрена рабочая камера МГД-устройства в виде осесимметричного плавно расширяющегося в центральной части канала с круговым поперечным сечением и непроводящими стенками (рис. 1).

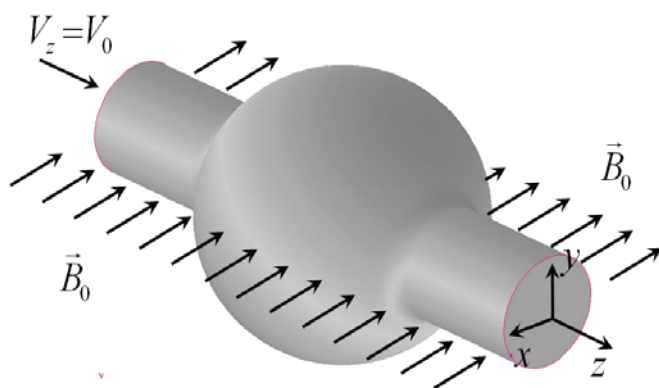


Рисунок 1: Схематическое представление рабочей камеры МГД-устройства.

Канал был помещен во внешнее однородное поперечное стационарное магнитное поле. В системе было создано продольное течение рабочей электропроводящей двухфазной жидкости с фиксированным расходом.

Была проведена оценка значений магнито и гидродинамических параметров, для нашей задачи, взяв, для определенности, в качестве рабочей жидкости морскую воду и глицерин.

Задача была смоделирована с помощью метода конечных объемов на вычислительном комплексе FLUENT 6.3.26 [1]. Вычисления по полученной трёхмерной модели, дали следующие результаты (рис. 2).

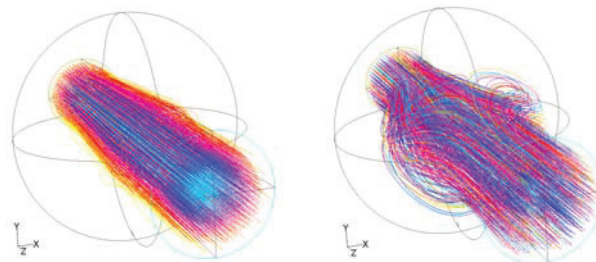


Рисунок 2: Линии тока рабочей жидкости в рабочей камере, при скорости на входе 0.02 м/с без наложенного магнитного поля (слева) и при напряженности внешнего магнитного поля в 20 Тл (справа).

Видно, что присутствие внешнего магнитного поля вызывает симметричное отклонение линий тока от плоскости симметрии камеры YZ. Наблюдаемый эффект связан с воздействием на поток силы Лоренца. Эта сила в разной степени воздействует на каждую из фаз, что связано с разницей в их электропроводности [2]. В нашем случае достаточно было рассмотреть физический механизм изучаемого явления для водной фазы, как для наиболее проводящей, т.к. аналогичные процессы меньшей интенсивности будут протекать и в глицериновой фазе [3]. Это можно считать справедливым, т.к. в нашей постановке жидкие фазы не взаимодействуют непосредственно на электромагнитном уровне [4]. Т.е. в каждой фазе наводятся свои электрические токи и напряжения, каждая из них движется независимо на электромагнитном уровне, а их взаимодействие реализуется только на уровне механических сил.

При расчётах были получены эпюры продольной компоненты вектора скорости водной фазы во входном сечении, в центральной области и на выходе из системы для разных значений напряженности внешнего магнитного поля.

Литература

1. Fluent Inc. FLUENT 6.2. User's Guide. Lebanon, NH: Fluent Inc. – 2005.
2. Леонтьева А. И. Теория тепломассообмена. // Москва «Высшая школа». – 1979. – 495 с.
3. Сычёв В.В., Сложные термодинамические системы // Москва «Энергия», - 1970.
4. Корнелик С.Е., Бубенчиков А.М. Вычислительная гемодинамика. // Томск Томский государственный университет, - 2003. – 412 с.

Исследование самовозгорания полукокса, полученного из бурых углей

А.О. Марков¹, А.А. Дектерев^{1,2}, С.П. Амельчугов^{1,3}

¹Сибирский Федеральный университет, г. Красноярск, ул. Киренского, 26

²Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Лаврентьева, 1

³Научно-исследовательский институт проблем пожарной безопасности, г. Красноярск, ул. Академгородок, 50
Lekha-cet@mail.ru

Бурый уголь является одним из наиболее пожароопасных твердых дисперсных органических материалов. Поэтому обеспечение пожаровзрывобезопасности объектов топливноэнергетики является особенностью технологических процессов, связанных с добычей и переработкой бурого угля. Пожары и взрывы характерны для всех стадий обращения с углем и связаны в первую очередь со способностью угля к самовозгоранию.

Бурый уголь не достаточно калориен, чтобы его можно было эффективно использовать в металлургии и технологических процессах. Поэтому его в процессе термической обработки, без доступа воздуха, при температуре 450 - 550 °С перерабатывают в полукокс.

В данной работе представлены результаты исследований по определению условий самовозгорания полукокса бурых углей производимого по технологии ООО «СибТЕРМО» филиалом ОАО «СУЭК-Красноярск» "Разрез Березовский-1".

Основные измерения выполнены на экспериментальной установке по определению условий теплового самовозгорания. Эксперименты проводились в интервале температур 160 - 400 °С.

Для исследуемого полукокса определены границы температур, при которых происходит его самовозгорание (Рисунок 1).

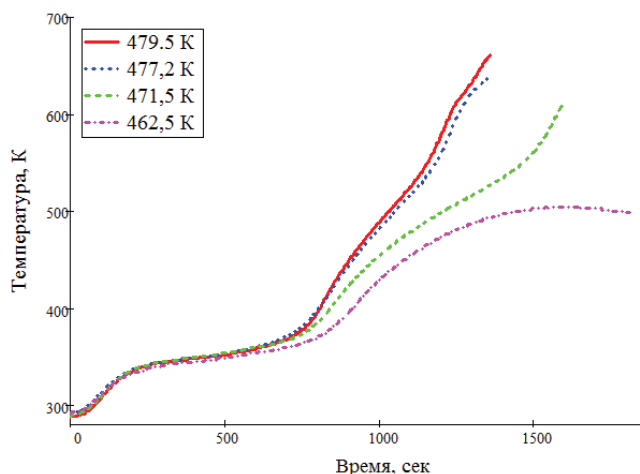


Рисунок 1: Зависимость температуры от времени Березовского полукокса.

Для снижения вероятности самовозгорания были рассмотрены различные способы деактивации полукокса. Предложен способ частичного окисления полукокса кислородом воздуха, позволивший увеличить температуру самовоспламенения образцов. Он заключается в нагреве образца в окислительной

атмосфере до температуры близкой к самовозгоранию и охлаждению его до комнатной температуры.

Можно предположить, что механизм деактивации полукокса основан на сокращении наиболее активных реакционных центров (окислении) при первичном нагреве, а отвод тепла не позволяет вступить в реакцию менее активным реакционным центрам. Соответственно, при повторном нагреве необходима большая внешняя температура для начала процесса самовозгорания, т.к. тепловыделение за счет внутренних наиболее активных центров отсутствует. Косвенным подтверждением этого механизма может служить то, что не наблюдается изменения активности полукокса от времени его дезактивирования, когда образцы удерживались определенное время в реакционной камере, после достижения максимальной температуры не возгорания (Рисунок 2).

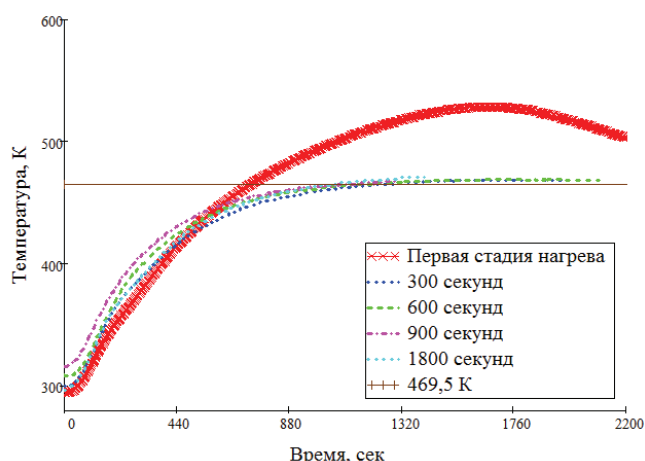


Рисунок 2: Зависимость температуры Березовского полукокса от времени

Таким образом, проведено исследование полукокса Березовского угля на самовозгорание и предложен механизм его дезактивации, позволяющий добиться снижения вероятности его самовозгорания.

Литература

1. Веселовский В.С. и др. Физические основы самовозгорания угля и руд. - М.: 1978. - 147 с.
2. Киселев Я.С., Абрамов А.С. Термоокислительная дезактивация углеродных материалов. - Журнал прикладной химии, 1977. т. 50, с. 2243-2247.
3. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент. Справочник. - М.: Энергоиздат, 1982. - 510 с.

Расчет теплового роста тороидального пузырька на концентраторе тока в электролите

Р.Н. Медведев

Институт гидродинамики им М.А. Лаврентьева СО РАН
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 15
ruslan@hydro.nsc.ru

Несмотря на достаточное количество экспериментальных исследований автоколебательного процесса в электролитах [1], до сих пор не существует даже приближенного расчета динамики роста торообразного пузырька за счет нагрева электролита протекающим током.

В данной работе выполнен приближенный численный расчет теплового роста пузырька на круглом диафрагменном концентраторе тока в идеальной жидкости с использованием имеющихся решений для адиабатических пульсаций тороидальной полости [2].

Один период пульсации пузырька можно разделить на две стадии: нагрев жидкости и рост торообразного пузырька до замыкания тора на оси отверстия, последующий рост и схлопывание квазисферического пузырька.

Для расчета первой стадии пульсации численно методом конечных элементов на неравномерной сетке решалась система уравнений непрерывности при протекании тока через отверстие, непрерывности при расширении пузырька для нахождения поля скоростей жидкости, теплопроводности (с учетом вынужденной конвекции при росте пузырька), потока тепла в пузырек за счет испарения, состояния газа в пузырьке, пульсации тороидального пузырька. Температура кипения принималась не зависящей от давления, так как диапазон давлений внутри пузырька не превышал 10 атм. Все остальные физические параметры принимались постоянными. Начальная температура принималась одинаковой во всем объеме и равной комнатной.

После приведения системы уравнений к безразмерному виду появляется три безразмерных параметра, содержащих физические величины:

$$\tilde{T}_S = T_S \frac{\chi}{\sigma U^2}, \quad \tilde{p}_a = \frac{C^2 \rho a^2 p_a}{\chi^2}, \quad \tilde{k} = \frac{C \rho A T_S^2}{\lambda \mu p_a} - \text{аналог}$$

числа Якоба. Здесь σ , χ , C , ρ , λ , T_S , – электропроводность, теплопроводность, теплоемкость, плотность, удельная теплота парообразования, температура кипения жидкости; μ – молярная масса пара, A – универсальная газовая постоянная, a – радиус отверстия, U – напряжение на электродах, p_a – давление в жидкости на бесконечности.

Вторая стадия пульсаций пузырька при слабой интенсивности нагрева (маленькое напряжение) будет определяться скоростью конденсации пара на поверхности пузырька, а при большой интенсивности (большое напряжение) пульсацию пузырька можно приближенно описать уравнением Релея [3]. Для этого в качестве начальных данных брался размер и скорость границы тороидального пузырька в момент замыкания тора на оси отверстия.

Анализ численных решений позволил найти приближенную зависимость первого периода пульсаций

пузырька от параметров диафрагмы, электролита и подаваемого напряжения:

$$\tau \approx \frac{C \rho T_S a^2}{\sigma U^2} + 3,7a \sqrt{\frac{\rho}{p_a}} + 4,6U \sqrt{\frac{\sigma a}{C T_S p_a}} \sqrt{\frac{\rho}{p_a}}. \quad (1)$$

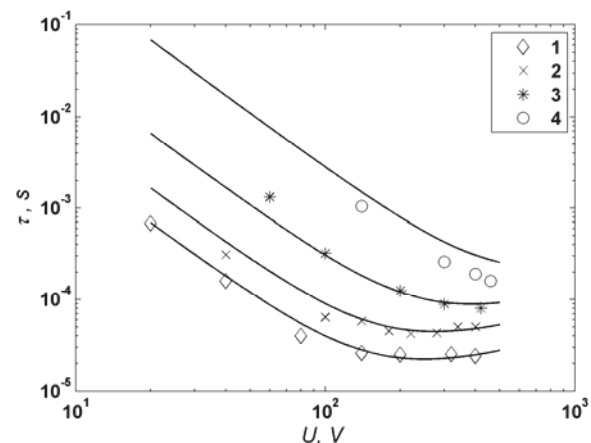


Рисунок 1: Зависимость экспериментально полученного первого периода автоколебаний от напряжения: 1 – $a=0,025\text{mm}$, $\sigma=3,6\text{Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$, 2 – $a=0,05\text{mm}$, $\sigma=6\text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$, 3 – $a=0,1\text{mm}$, $\sigma=6\text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$, 4 – $a=0,25\text{mm}$, $\sigma=3,6\text{Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$. Сплошные линии – аппроксимация формулой (1).

На рис. 1 показаны точки экспериментально определенного первого периода пульсаций пузырька для автоколебаний на диафрагмах размерами $a=0,025\div0,25\text{mm}$ в зависимости от напряжения на электродах ($U=20\div500\text{V}$) с соответствующими аппроксимациями формулой (1). В качестве электролита использовался 1÷5% водный раствор поваренной соли.

Таким образом, формула (1) позволяет рассчитать время роста торообразного пузырька на диафрагменном концентраторе тока (первое слагаемое) и период его пульсации, что позволяет определять параметры прикладных установок.

Литература

1. Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Карташов А.М. Генерация автоколебательных процессов при диафрагменном разряде в электролите. ПЖТФ. 2001. т. 27. в. 20. с. 83-85.
2. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. Новосибирск: СО РАН. 2000.
3. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 10-08-00788-а.

Математическая модель двухфазной струи с горением дисперсных частиц

Мирзоев А.А.

Ташкентский институт инженеров железнодорожного транспорта
г. Ташкент, ул. Адылходжаева, 1
Akmal_Mirzo@mail.ru

Дисперсные системы, такие как взвеси твердых частиц в жидкости, газозвеси, газожидкостные смеси, широко распространены в природе и в различных областях человеческой деятельности. По сравнению с однофазными, такие системы являются с одной стороны более сложными, с другой – могут при определенных условиях приводить к интересным физическим эффектам, связанных с неоднородностью среды. Изучение поведения неизотермических взвесей в переменных силовых полях представляет значительный теоретический и практический интерес.

Теоретические исследования процессов распространения, перемешивания и двухфазного горения в турбулентной струе с твердыми частицами затруднены вследствие существенных отличий его от процессов распространения однофазных потоков [1]. К таким отличиям можно отнести и обратное влияние тяжелой примеси на турбулентность, и особенности переноса инерционных частиц по сравнению с газовыми молекулами, и присущая течению такого типа неравновесность (относительное движение фаз), а также наложение на турбулентную диффузию другого типа переноса – переноса частиц под действием аэродинамических подъемных сил и др. Не согласуются в ряде случаев с экспериментальными данными и результаты, полученные на основе различных дедуктивных теорий турбулентности, поскольку все они обладают одним общим недостатком – отсутствием возможности теоретического прогнозирования взаимосвязи турбулентного трения с осредненным движением (основанной на введенном Л. Прандтлем понятии «пути перемешивания»).

В связи с этим авторами предложена использовать модифицированную однопараметрическую модель Прандтля, учитывающая фазовые превращения [2]:

$$\rho_g u_g \frac{\partial v_T}{\partial x} + \rho_g \mathcal{G}_g \frac{\partial v_T}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho_g y \frac{v_T}{\sigma_t} \frac{\partial v_T}{\partial y} \right] + \rho_g v_T k_o \left(\frac{\rho_0}{\rho_g} \right) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| + C_o v_T \left[u_g \frac{\partial \rho_g}{\partial x} + \mathcal{G}_g \frac{\partial \rho_g}{\partial y} \right].$$

В данной работе составлены уравнения турбулентного двухфазного пограничного слоя для установившегося течения, учитывающие процессы тепло- и массопереноса, включая химическую реакцию. Исследованы вопросы влияния многокомпонентной диффузии на характеристики тепло- и массообмена, горения угольных частиц [3]. Проанализированы конкретные процессы стационарного тепло- и массообмена при горении, что наряду с получением новых качественных закономерностей этих явлений позволило проверить физическую корректность соответствующих уравнений и граничных условий путем сопоставления расчетных и экспериментальных данных.

Литература

1. Терехов В.И., Пахомов М.А. // ЖТФ, 2011, том 81, №10. - С. 27.
2. Секундов А.Н. // Изв. АН СССР, МЖГ, 1970 №5 – С.114
3. Мирзоев А.А. Моделирование двухфазной струи с горением твердых частиц: Автореф. дис... кан. ф.-м.н. – Ташкент, 2010. - 22 с.

Пленочное моделирование тепломассообменного процесса при орошении ледяного гранулята

П.В. Мирошников¹, В.В. Рагулин², В.И. Полтавцев¹.

¹ Кемеровский государственный сельскохозяйственный институт

650056, г. Кемерово, ул. Марковцева, 5

² Кемеровский государственный университет

г. Кемерово, ул. Терешковой, 40

e-mail: mir.pvv@mail.ru

Интерес к процессам образования пленочных покрытий при тепломассообмене, роста ледяных сосул и сталактитов и обледенения крыльев самолетов объединяет в настоящее время академические и прикладные исследования в этой области ученых многих стран мира [1].

Для создания прочного каркаса из сцепленных между собой сферических гранул льда при орошении водой при 0⁰С плотной их упаковки требуется определенный минимальный объем воды, пленкой покрывающей гранулы и намораживающейся на них.

На рис. 1 представлен фрагмент смачивания гранулята водой (для наглядности объемная упаковка заменена плоской). На рис.2 – схема двухмерной модели для «стенки» из гранул «в один ряд».

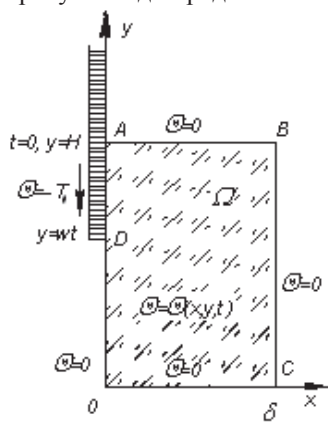


Рис.1 - Фрагмент

Рис.2 – схема (≡ - вода,

" - лед, $y = wt$ - фронт воды)

Многократное повторение эксперимента позволило использовать плоскую модель (прямоугольник-пластину $H \times \delta$, со стекающей по стороне ОА-оси ОУ водой). С допущением постоянства скорости движения фронта воды w решена следующая начально-краевая задача:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

$$(t > 0; 0 \leq x \leq \delta; 0 \leq y \leq H)$$

где начальное условие

$$\theta(\mathbf{x}, \mathbf{y}, 0) = f(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0 \quad (2)$$

и граничные условия

$$\theta(0, y, t) = \varphi(y, t) - T_0; \quad (3)$$

$$\theta(x, 0, t) = 0 \quad ; \quad \theta(x, H, t) = 0 \quad (4)$$

Здесь $\varphi(y, t) - T_0$ - кусочно-постоянная функция,

$$\varphi(\mathbf{y}, \mathbf{t}) - T_0 = \begin{cases} -T_0, & H - wt \leq y \leq H \\ 0, & 0 \leq y \leq H - wt \end{cases} \quad (5)$$

При условии постоянства коэффициентов теплоемкости и теплопроводности и плотности льда данная задача допускает аналитическое решение, основанное на совместном применении конечного синус - преобразования Фурье и формулы обращения, в которых учтено кусочное постоянство (5) в граничных условиях (3).

Поставленная задача решена аналитически, получены выражения для температурного поля в двухмерной пластине [2], теплового потока через границу ОА, и минимального объема воды для создания пленочного покрытия гранул и скелета из гранулята (ввиду громоздкости формулы здесь не приводятся).

Ссылки

1. http://farm2.static.flickr.com/1164/561973975_263c5cf309_o.jpg. Физика сосудов.
2. Кучер Н.А. Моделирование адиабатического намораживания ледовых оболочек / Н.А. Кучер, В.В. Рагулин, П.В. Мирошников, В.И. Полтавцев // Тенденции с/х производства в современной России: Сб. материалов X международной научно-практической конференции (г. Кемерово, 18-21 октября 2011г.). – Кемерово : Кузбасская выставочная компания Экспо – Сибирь, 2011. – С. 188 – 191.

Моделирование гидродинамики в канале, частично занятом пористой средой

Е.В. Мосина

Волгоградский государственный университет, г. Волгоград, пр-т Университетский, 100
katefrkate@mail.ru

В приближении Стокса решена двумерная задача о течении вязкой несжимаемой жидкости в плоском канале. Нижняя часть канала занята модельной пористой средой: поперечно расположенные ребра конечной толщины, либо система твердых стержней квадратного сечения, моделирующие слоистую либо волокнистую пористую среду, соответственно.

Исследовано два вида течений: сдвиговое течение Куэтта – верхняя стенка движется с постоянной скоростью, и градиентное течение под действием постоянного перепада давления. Безразмерная система уравнений движения имеет вид

$$\nabla^2 \mathbf{v} = \nabla p, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

Двумерность задачи позволяет ввести функцию тока ψ : $u = \psi_y$, $v = -\psi_x$, и уравнения (1) сводятся к бигармоническому уравнению

$$\nabla^4 \psi = 0. \quad (2)$$

Для оребренного канала проведено разложение функции тока (2) по собственным функциям бигармонического оператора [1]. В случае системы стержней найдено численное решение на основе конечно-разностной аппроксимации уравнений (1) на разнесенной неравномерной сетке со сгущениями вблизи поверхности цилиндров [2]. Найдены микроскопические гидродинамические поля в широком диапазоне параметров канала и модельной пористой среды.

Для тех же задач указана более простая макроскопическая постановка, в которой система ребер или стержней заменена некоторым гидравлически подобным модельным пористым слоем, примыкающим к нижней стенке канала. В свободной части канала скорость жидкости u удовлетворяет уравнению Стокса, а для фильтрационной скорости жидкости U в пористой среде с проницаемостью k использовано уравнение Дарси (в безразмерном виде)

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{dp}{dx}, \quad U = -k \frac{dp}{dx}. \quad (3)$$

В качестве номинальной пористой границы y_b бралась плоскость, касательная к внешней поверхности ребер или цилиндров верхнего ряда. На этой границе ставится условие скольжения Саффмана [3], допускающее разрыв тангенциальной составляющей скорости

$$u_s = u(y_b) - U = \omega \frac{du(y_b)}{dy}, \quad (4)$$

где u_s – скорость скольжения, ω – длина скольжения.

Для системы стержней $\omega = \sqrt{k} / \alpha$, где α – коэффициент скольжения. Коэффициенты α и ω зависят от геометрии и физических свойств пористой границы, а также от типа течения вблизи границы. Отметим, что систему попе-

речных ребер не удастся рассмотреть в качестве «полноценной» проницаемой среды, поскольку течение между ребрами в направлении основного потока отсутствует, и наблюдаются лишь циркуляционные течения.

Для распределения скорости в свободной части канала $u(y)$ и пористой среде U , а также среднерасходной скорости в канале могут быть записаны явные формулы. Сопоставление с этими формулами усредненных решений в микроскопической постановке позволило найти необходимые константы k , ω , α для описания течения жидкости в окрестности пористой границы [4, 5]. Длина скольжения ω и коэффициент скольжения α в (4) найдены из условия равенства среднерасходной скорости в макро- и микропостановке, что обеспечивает гидравлическое подобие макротечения (3)–(4) и усредненного микротечения (1) или (2). В результате получены аппроксимирующие зависимости ω и α для различных типов течений. Проведено сравнение длин скольжения для оребренного канала и канала, частично заполненного системой квадратных стержней.

Отметим, что внешнее течение слабо «проникает» внутрь пористой среды (не более двух верхних рядов стержней), поэтому гидродинамические характеристики на пористой границе практически не зависят от внутренних параметров пористой среды.

Таким образом, при правильном выборе параметров ω , k и α макроскопическая постановка (3)–(4) с высокой степенью точности аппроксимирует задачу (1) или (2) о течении в канале, нижняя часть которого занята регулярной системой ребер или квадратных стержней, моделирующих слоистую или волокнистую пористую среду, соответственно.

Литература

1. Wang C.Y. Flow over a surface with parallel grooves // Phys. Fluids. 2003. V. 15. P. 1114-1121.
2. Мосина Е.В. Численное исследование течения на границе жидкость – пористая среда. // ТОХТ. 2010. Т. 44. Вып. 5. С. 536-542.
3. Saffman P.G. On the boundary condition at the surface of a porous medium. // Stud. App. Math. 1971. V. 50. N 2. P. 93-101.
4. Мосина Е.В., Чернышев И.В. Условие скольжения на поверхности модельной волокнистой пористой среды. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 5. С. 103-110.
5. Мосина Е.В., Чернышев И.В. Течение жидкости в окрестности пористой границы // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. №4(3). С. 999-1001.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-Поволжье 11-03-97035.

Влияние способа приготовления образца на смачиваемость угольного порошка

Е.А. Немцев¹, Д.Ю. Палеев², А.С. Усанина¹

¹Национальный исследовательский Томский Государственный Университет
г. Томск, пр. Ленина, 36

²Институт угля СО РАН
г. Кемерово, пр. Ленинградский, 10
usaninaanna@mail.ru

Уголь – это органическая осадочная горная порода со сложной структурой. В состав любых углей входят органические вещества и неорганические минералы, поэтому вопрос определения смачиваемости угольной поверхности на сегодняшний день остается открытым.

Вопрос смачиваемости поверхности угля важен при решении ряда технологических задач. В частности, явление смачиваемости играет важную роль в процессах обогащения и утилизации угля, включая флотацию, подавление угольной пыли в шахтах, масляная агломерация угольной пыли, приготовление водоугольной суспензии [1].

На сегодняшний день применяются две основные методики измерения краевого угла смачивания угольной поверхности: метод «сидячей» капли и метод «висячего» пузырька [2]. В этих методах измерение краевого угла проводится напрямую по форме капли или пузырька, соответственно, находящегося на поверхности угля, проведением касательной к контуру частицы в точке трехфазного контакта.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования смачиваемости угольной поверхности для трех способов приготовления рабочей поверхности образца: прессование, шлифование и исследование отколотого образца угля без какой-либо механической обработки. В качестве смачивающей жидкости использовалась дистиллированная вода.

Перед прессованием уголь измельчали до порошкообразного состояния, пропуская его через сито с размером ячеек 100 мкм (рис. 1). Получена функция распределения частиц порошка угля по размерам; средний объемный диаметр частиц составляет 25.5 мкм. Перед прессованием проводились измерения плотности угля. Плотность измерялась по вытесненному объему жидкости. Из измерений плотности угля определялась масса навески угольного порошка для прессования, которая составляет 10 г. Методом глухого прессования были приготовлены цилиндрические таблетки диаметром 20 мм и высотой 5 мм.

Для шлифования отколотого образца угля использовалась наждачная бумага «0» и более мелкая «00».

Перед началом эксперимента рабочая поверхность образца очищалась от угольной пыли напорной струей воздуха. Некоторые серии экспериментов проведены с дополнительным обезжириванием спиртом исследуемой поверхности угля.

Получены фоторяды по растеканию капли дистиллированной воды на поверхности угля, приготовленной тремя способами. Качественная картина

растекания капли воды на образце угля имеет колебательный характер.

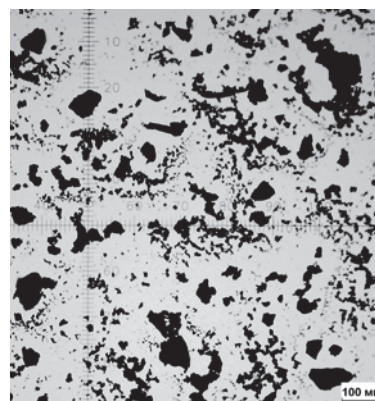


Рисунок 1: Общий вид порошка угля перед прессованием

Анализ экспериментальных данных показал, что значение равновесного краевого угла капли дистиллированной воды на угольной поверхности в сильной степени зависит от способа приготовления образца. Стоит отметить, что и для отдельного рассматриваемого способа приготовления рабочей поверхности образца наблюдается большой разброс значений угла смачивания. На образцах, которые предварительно были обработаны спиртом, наблюдается меньший равновесный краевой угол, чем на не обезжиренной поверхности. Эксперименты показали, что наименьшее значение краевого угла наблюдается на отколоте куске угля, а наибольшее – на прессованном образце. Наибольший разброс значений краевого угла внутри отдельного способа наблюдается для прессованных образцов. Замечено, что капля воды на образцах, приготовленных одинаковым способом, ведет себя по-разному, а именно, в большом диапазоне меняется время просачивания жидкости в образец ($t=1\div 10$ мин).

Литература

1. Fuerstenau D.W., Diao J. Characterization of coal oxidation and coal wetting behavior by film flotation // Coal Preparation. – 1992. – Vol. 10. – P. 1-17.
2. Сумм Б.Д. Гистерезис смачивания // Соросовский образовательный журнал. – 1999. – № 7. – С. 98-102.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-08-90704 моб_ст).

Аэродинамика и теплоотдача с поверхностей ограждающих конструкций энергоэффективного дома.

М.П. Новицкая¹, Б.И. Басок¹, Б.В. Давыденко¹, С.М. Гончарук¹

¹Институт технической теплофизики НАН Украины
г. Киев, ул. Желябова, 2

mmarina@ukr.net

В связи с увеличением цен на энергоносители, одним из приоритетных направлений научных исследований в Украине является энергоэффективность зданий. В Институте технической теплофизики НАН Украины в рамках проекта «Аэродинамическое и тепловое взаимодействие здания с внешней средой», создается экспериментальный стенд для проведения натурных измерений показателей энергоэффективности дома. В рамках данной работы составлена также численная модель аэродинамики и теплообмена проектируемого энергоэффективного здания.

При расчете уровней энергопотребления и теплоизоляции зданий в [1] рекомендуется принимать значения коэффициентов теплоотдачи на внешней и внутренней поверхностях, которые равны $\alpha_n = 23$ Вт/(м²К) и $\alpha_v = 8,7$ Вт/(м²К) соответственно. Известно, однако, что на наружных поверхностях ограждений коэффициенты теплоотдачи являются величинами, изменяющимися вдоль указанных поверхностей, и зависящими как от формы и размеров сооружения, так и от скорости и направления ветрового потока. Поэтому использование постоянных значений коэффициентов теплоотдачи на внутренних и наружных поверхностях ограждений может привести к неточностям в определении теплотерь.

В данном исследовании представлены результаты CFD моделирования аэродинамики и теплообмена на поверхности проектируемого энергоэффективного здания. В основу было положено решение задачи о турбулентном переносе импульса и энергии ветровым потоком, обтекающим исследуемое сооружение.

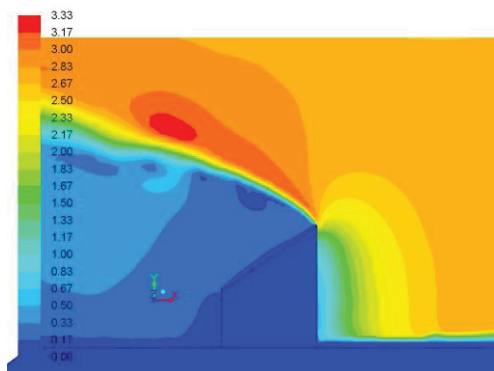


Рисунок 1: Поле скоростей при обтекании энергоэффективного дома северным ветром.

На рис. 1 приведены результаты численного

решения задачи об обтекании здания, имеющего размеры 10×7,8×12,6 м, ветровым потоком северного направления со скоростью $v_0 = 2.8$ м/с, соответствующей ее среднегодовому значению для г. Киева [2]. Проект дома предусматривает наличие односкатной крыши, наклоненной к югу, с размещенными на ней солнечными коллекторами для обеспечения здания теплотой и электричеством. Результаты расчетов свидетельствуют о сложном характере распределения скорости и давления в воздушном потоке вокруг здания. При указанном направлении ветра на кромке крыши образуется зона отрыва потока с увеличенной скоростью течения. В заветренной области сооружения, в области отрыва потока от передней кромки сооружения, образуются циркуляционные зоны с пониженным уровнем давления, которые оказывают влияние на теплообмен здания с окружающей средой. Соответствующие величины коэффициентов теплоотдачи на поверхности здания представлены на рис. 2.

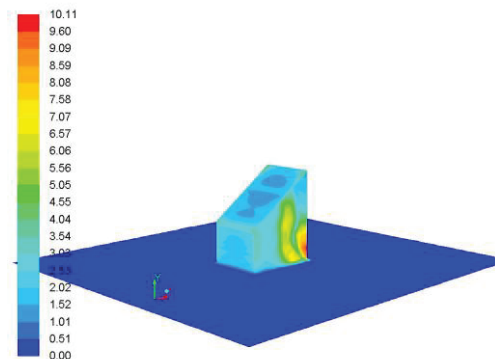


Рисунок 2: Коэффициенты теплоотдачи с поверхности ограждающей конструкции энергоэффективного здания.

В работе также были получены значения коэффициентов теплоотдачи на поверхностях зданий при разных скоростях и направлениях ветра. Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхностям ограждающих конструкций – неравномерное. Их величины зависят как от масштаба скорости набегающего потока, так и от ориентации поверхности.

Литература

1. Конструкції будинків та споруд. Теплова ізоляція будівель: ДБН В.2.6-31:2006.- [Чинний від 01.04.2007]. – К.: Мінбуд України, 2006. – 64 с. – (Державні будівельні норми України).
2. <http://www.meteoprogram.ru/climate/Kyiv/>

Экспериментальное исследование движущихся объемов жидкости

А.А. Отрощенко

Пермский государственный национальный исследовательский университет
г. Пермь, Россия, ул. Букерева, д. 15

Проведена серия экспериментов с целью выявления основополагающих факторов неслияния движущихся объемов жидкости. На волновую поверхность исследуемой жидкости, созданную посредством вертикальных вибрации заданной частоты и амплитуды, помещался малый объем жидкости.

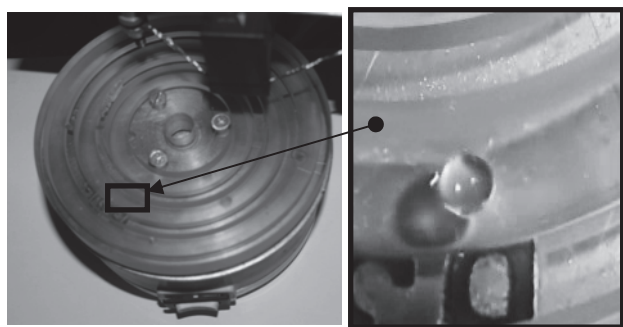


Рисунок 1: Лабораторная ячейка.

Обнаружено два различных случая взаимодействия капли с волновой поверхностью. В одном случае капля находится во взвешенном положении в узле стоячей волны. Диаметр капли составлял 1.3 ± 0.3 мм. Во втором случае капля двигалась с постоянной угловой скоростью относительно кюветы. Диаметр капли 3.1 ± 0.2 мм. Выявлены частоты, при которых время существования капли в «подвешенном» состоянии оказывается наибольшим. В качестве исследуемой жидкости использовался изопропиловый спирт. Волновые характеристики поверхности изучались при помощи лазерно-оптического датчика.

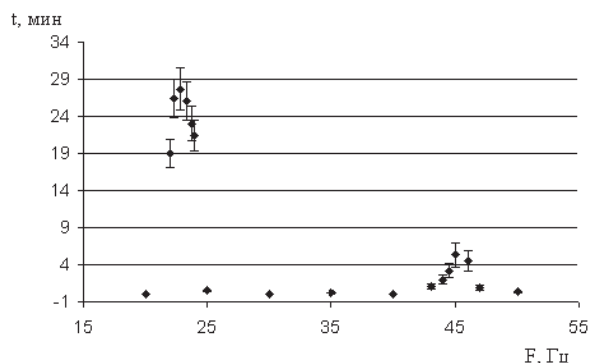


Рисунок 2: Зависимость времени «существования» t подвешенной капли на поверхности жидкости от частоты вибрации F

Полученная зависимость имеет два пика при частоте 23 и 46 Гц. При этих частотах в кювете устанавливается синусоидальный профиль стоячей волны. Максимальное время существования капли 27 мин, при этом объем капли практически не меняется

(рис. 3), это обусловлено высокой скоростью испарения спирта. Капля и поверхностный волновой слой находятся в термодинамическом равновесии.

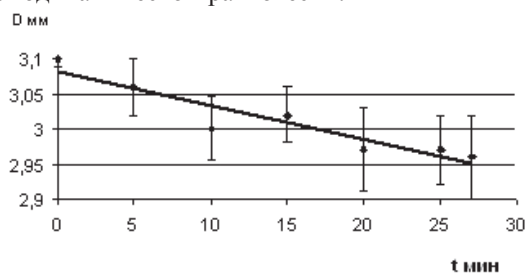


Рисунок 3: Зависимость диаметра D капли от времени t для случая движения по желобу кюветы.

Для проверки наличия массопереноса через границу раздела фаз использовалась подкрашенная йодом капля (концентрация йода 1%, т.к. дальнейшее увеличение концентрации приводило к коалесценции значительно раньше, рис.4). С течением времени подкрашенная капля светлела, а область жидкости под каплей темнела. Этот факт свидетельствует о диффузии молекул йода в основной объем через границу раздела.

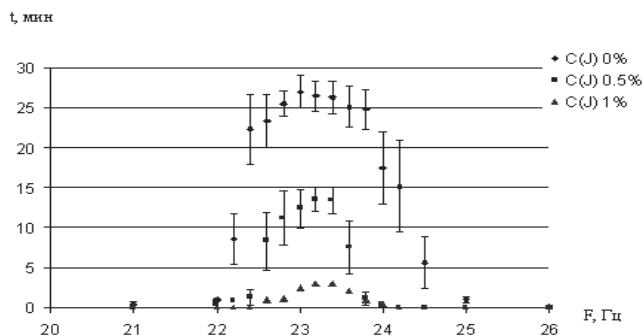


Рисунок 4: Зависимость времени «существования» t капли на поверхности жидкости для разных концентраций йода $C(J)$ вблизи частоты 23.3 Гц

Проведенные эксперименты позволяют предположить, что подавление коагуляции может быть вызвано всасыванием воздуха в микроззор между жидкостью и каплей, это предположение требует дальнейшего исследования.

Литература

- Макарихин И. Ю. Диссипативные структуры и нестационарные процессы в межфазной гидродинамике, Пермь 2009 г.

Нуклеация в жидком этане с малыми добавками метана

А.С. Панков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики Уральского отделения РАН
г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106
artem_pankov1987@mail.ru

Процессы, связанные с фазовым переходом жидкость-пар находят широкое применение в различных отраслях науки и техники. При определенных условиях такие процессы могут сопровождаться метастабильностью жидкой фазы. Интенсификация процесса фазового превращения ведет к росту степени метастабильности жидкости и как следствие – взрывному характеру фазового перехода. Поэтому исследование процессов вскипания сильно перегретых жидкостей является актуальной научной и технической задачей.

В данной работе исследуется кинетика нуклеации в жидком этане с добавками метана. Метан, этан – основные компоненты природного газа. Перегрев жидких углеводородов наблюдается при вскрытии газоконденсатных месторождений, при хранении, транспортировке и использовании жидкого природного газа. Исследования проводились методом измерения времени ожидания вскипания (времени жизни τ) перегретого раствора. Экспериментальная установка и методика проведения опытов подробно описаны в [1]

Измерение времени жизни проводилось по изобарам $p = 1.0$ и 1.6 МПа при концентрации метана в этане $x = 6.0$ %. Исследуемый интервал частот зародышеобразования составил $10^4 \div 10^8$ м⁻³с⁻¹. На рисунке 1 представлена полученная температурная

уравнению $J \cdot V \cdot \tau = 1$.

Растворение метана в этане приводит к уменьшению времени ожидания вскипания раствора в метастабильном состоянии и снижению его температуры достижимого перегрева T_n . Так, для чистого этана согласно данным работы [2], для частоты зародышеобразования $J = 10^7$ м⁻³с⁻¹ и давления $p = 1.0$ МПа температура достижимого перегрева составляет $T_n = 273.7$ К, для $p = 1.6$ МПа – $T_n = 278.2$ К. В работе [2] данные по перегреву этана получены по изотермам, поэтому для изобар $p = 1.0$ и 1.6 МПа температура T_n находилась интерполяцией экспериментальных данных.

В данной работе получено, что для $J = 10^7$ м⁻³с⁻¹ и $p = 1.0$ МПа температура достижимого перегрева раствора этан–метан составила $T_n = 266.9$ К, для $p = 1.6$ МПа при тех условиях эксперимента – $T_n = 271.2$ К. Расчеты показали, что при добавлении в этан 6.0 % метана температура достижимого перегрева раствора уменьшается на 6.8 К для изобары $p = 1.0$ МПа и на 7.0 К – для $p = 1.6$ МПа.

Литература

1. Байдаков В. Г. Перегрев криогенных жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН. (1995).
2. Байдаков В. Г., Каверин А.М., Сулла И.И., ТВТ, 27, 410–412 (1989).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 10-08-96043) и программы УрО РАН для молодых ученых и аспирантов (проект № 11-2-НП-223).

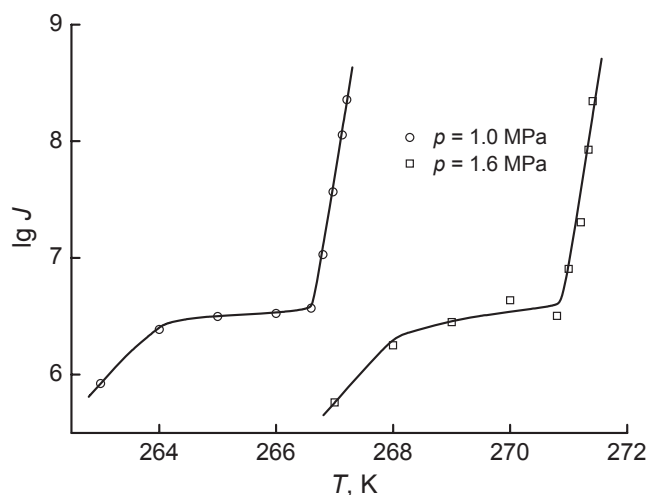


Рисунок 1: Температурная зависимость логарифма частоты зародышеобразования раствора этан–метан по изобарам 1.0 МПа и 1.6 МПа.

зависимость логарифма частоты зародышеобразования раствора при концентрации метана в этане $x = 6.0$ %. Расчет частоты зародышеобразования проводился по

Исследование тепломассообмена SF_6 в обратном цикле Ренкина с фазовым переходом «жидкость - твердое тело»

Р.И. Паянен, И.М. Мазурин

ОАО «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», 119991, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 19.

E-mail: reyno@mail.ru

Работа посвящена технической задаче регенерации (восстановления первоначальных свойств) изолирующего газа высоковольтного оборудования (SF_6) как на высоковольтных подстанциях, так и для полевых условий. Наиболее сложным вопросом является удаление примеси воздуха до необходимых концентраций. Для решения задачи были исследованы фазовые равновесия бинарной смеси азот-элегаз в области малых концентраций. На основе этих данных была разработана достаточно простая и эффективная схема регенерации элегаза в полевых условиях.

В основе данной схемы лежит процесс дистилляции, позволяющий эффективно удалять низкокипящие примеси до необходимых концентраций. Для реализации схемы регенерации больших объемов элегаза на высоковольтных подстанциях была разработана дополнительная схема с использованием массовой кристаллизации при фазовом переходе жидкость - твердое тело.

На начальном этапе исследований экспериментальным путём были определены коэффициенты растворимости азота в элегазе для диапазона концентраций от 0,12 %масс. до 0,72%масс. На рисунке 1 приведена диаграмма равновесных концентраций смеси азот-элегаз:

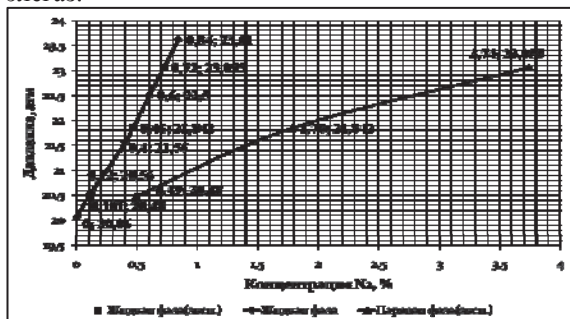


Рисунок. 1. Равновесные концентрации примеси азота в жидкой (левая кривая) и паровой фазах (правая кривая) в элегазе

На рисунке 1 видно, что равновесные концентрации азота в элегазе при нормальной температуре для паровой фазы в 4 раза больше, чем в жидкой фазе. Поэтому наиболее удобным и простым способом для удаления низкокипящих примесей из элегаза для условий высоковольтных подстанций является дистилляция. Агрессивные фторсодержащие примеси довольно эффективно удаляются сорбцией на алюмогеле.

Более подробно упрощенная схема состоит из двух баллонов, объединённых одним «сухим» компрессором. Отдающий баллон с загрязнённым элегазом целесообразно предварительно охладить. При этом в баллоне останется больше чистого продукта, поскольку растворимость азота в жидком элегазе уменьшается с понижением температуры. Откачка паровой фазы производится в принимающий баллон. В конце

операции в отдающем баллоне остается очищенный от низкокипящих примесей элегаз в твёрдом состоянии.



Рисунок 2. Простейшая схема регенерации элегаза.

Для регенерации больших объемов элегаза в условиях завода был разработан непрерывный цикл очистки с использованием массовой кристаллизации при фазовом переходе жидкость - твёрдое тело. Схема цикла представлена на рис. 3

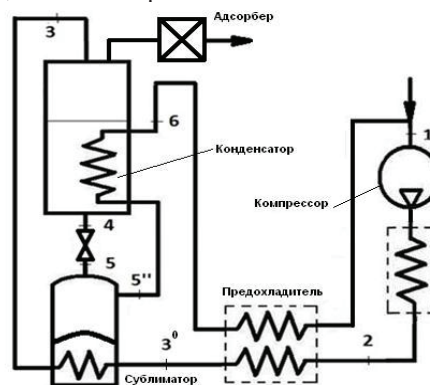


Рисунок.3. Принципиальная схема установки непрерывной очистки элегаза.

В цикле работы разрабатываемой установки осуществляются 3 стадии очистки:

1. Дистилляция. В предохладителе происходит удаление низкокипящих примесей.
2. Фазовый переход жидкость – твёрдое тело, происходит на дросселе в сублиматоре.
3. Сублимационная очистка. Из сублиматора осуществляется отбор пара в обратный поток.

По принципу действия, установка является обычной холодильной машиной, в которой элегаз используется в качестве хладагента. После дросселирования элегаз переходит в твёрдое состояние и вылетает из сопла в виде мелкодисперсных кристаллов. Продукт - очищенный элегаз, получается в твердом состоянии. Его температура минус 63°C.

Литература

1. Н.И. Гельперин, Г.А. Носов Основы техники кристаллизации расплавов, «Химия», 1975.
2. Д.П. Лебедев, Т.Л. Перельман Тепло- и массообмен в процессах сублимации в вакууме, «Энергия», 1973.

PIV measurements on a wind turbine in a water flume

Svend Petersen, Kasper Berthu Damkjær

Department of Mechanical Engineering, Technical University of Denmark
DK-2800 Kongens Lyngby, Denmark
vlo@mek.dtu.dk

Wind machines have been known for many centuries and now-a-days the most common type is the horizontal wind turbine. As the number of wind turbines, and the political interest, continues to grow, their economy, performance and physics have gained interest from all over the world. Companies seek larger benefits through a optimum design and scientists try to understand the physics. The fluid dynamics have been analyzed with numeric calculations, prototype testing in wind tunnels and full size tests. Velocity sensors for measurements on the full size turbines only manage to get results of poor resolution. Getting good visual degree of the flow structure in a wind tunnel has proved to be expensive and difficult.

Our study approaches the problem in a new way by undertaking the experiment in a water flume. Making visualizations and particle image velocimetry in water, reduces the flow velocities due to the characteristics of the Reynolds number. This provides a better base for obtaining sufficient visualization and capturing the flow structure in high resolution. From general flow studies in water the characteristic of fluorescent have proven to be excellent. With these characteristics it can be used in small doses to illuminate large flow structures.

The experiments were carried out in the water flume at constant water speed. The water was send through a mesh system and contraction at the inlet on a model of a wind turbine. The basic setup was consisted of 3x0.9x35m water flume, 2 adjustable pumps for the flume, moveable sled on tracks, bridge across flume, adjustable rig set-up, adjustable engine rig, strain gauge plate, strain gauge impulse amplifier, wind turbine model, JVL electrical Power-dump component, Power supply, hydrometric current meter with Ott model Z400 signal counter, halogen light, JVL Industry Elektronik A/S electric motor MAC400, with software(MacTalk).

The main parameters for the rotor are the tip speed ratio (TSR), and the blade pitch. The Reynolds number is generally low but increases with TSR as the flow speed is constant. The aims of the measuring campaigns have been to:

- Visualize rot and tip vortical structures with fluorescent dye
- Detailed mapping of the velocity field near the tip vortices and the wake in general
- Measure the rotor thrust

The large 1x3x35 m water flume at DTU was found to be usable for PIV measurements. It had good visual access through a glass sided section of the channel. The seeding of the water was acceptable, with a slight tendency of having to large particles. The boundary layers at the test section were found to be approximately 25% of the vertical profile, leaving adequate space for valid measurements.

A rig for the turbine model was designed in Pro ENGINEER, and manufactured with success. The design was flexible, giving freedom to move the model instead of the PIV equipment.

Strain gauge measurements were carried out with some difficulties. These lay in the design of the strain gauge plate, which was too weak in the outer frame, and a drift of the output signal from the gauges.

A new visualization technique has been developed during the project. This consisting of fluorescent mixed with honey and/or molasses, applied directly on the turbine blades. The technique helped establishing an understanding of the tip vortices and the flow in the inner wake, plus giving some beautiful videos and pictures for the report. The filming was done with high-speed cameras at 210 frames per second. Furthermore up-stream injection of a fluorescent solvent was used for visualization.

Through stereo PIV the axial velocity field of the wake was successfully measured. Mean-plots of the full wake were made. The plots had some minor flaws, as they are missing a strip of data, corresponding to approximately 10% of the wake. From the plots the development of the wake can be seen. The induction factor and thrust was calculated and plotted from the mean series as well. It was comparable with the strain gauge measurements.

The expansion of the wake was found from combining the different results. Especially the mean plots of the full wake and visualization pictures were good at this. The connection between the tip speed ratio of the blades and the expansion was confirmed. It fitted the theory of little expansion at low tip speed ratios and relative large expansions at high tip speed ratios. An actual 3D plot has been made from the iso-curves of vorticity, showing the expansion near the rotor plane.

The stereo PIV and visualization proved to be good tools to study tip vortices. With the PIV equipment, quantitative velocities were measured, showing the sizes, structure, vorticity and vortex pairing of the vortices. The up-stream injection of fluorescent helped revealing a surprising feature of the vortices.

A connection between the tip speed ratio and the point of vortex pairing was established. Comparing the results from the PIV measurements with the BEM model validates the use of a wind turbine in a water flume for experimental measurements. By this the measurements support the theory behind the BEM model as well. Beside the pre-mentioned suggestions for further studies, studies like mounting of winglets, yaw and multiple turbines in the tank could be done. The combination of fluorescent visualization and PIV is recommended, as a powerful tool for this.

The work was supported by Ministry of education and science of the Russian Federation, grant № 11.519.11.6022

Линии эвтектических и перитектических точек для поверхностей скорости зародышеобразования бинарных систем с частичной растворимостью компонентов

О.О. Петрова-Богданова^{1,2}, Е.Г. Фоминых², М.П. Анисимов^{1,2}

¹Новосибирский Государственный Технический Университет
г. Новосибирск, проспект Карла Маркса, 20

²Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН
г. Новосибирск, ул. Русская, 41
petrovabogdaovao@mail.ru

В работе представлены полуэмпирические поверхности скоростей нуклеации для диаграмм фазовых равновесий бинарных систем с эвтектической и перитектической точками построенных с применением аксиоматических утверждений, опубликованных в работе¹. Ранее Гречный²⁻³ экспериментально определил диаграмму фазовых равновесий для бинарной системы с эвтектикой. Общеизвестно, что в динамическом режиме линии фазовых равновесий смещаются относительно их равновесных положений. Гречный²⁻³ предположил, что пересечения линий динамических равновесий фаз с линиями неустойчивых равновесий, полученных в его экспериментах, являются дополнительными эвтектическими точками. Подобный результат с аналогичной интерпретацией получен в работе Каплуна и др.⁴⁻⁵ на примере сплавов свинец-висмут.

Введение дополнительных, топологически несвязанных между собой, эвтектических точек представляется неоправданным. Интерпретация результатов²⁻⁵ на наш взгляд будет более обоснованной при привлечении представления о поверхностях скоростей нуклеации, введенном в работах Анисимова с соавторами^{6,7}. В этом случае возникает линия эвтектических точек, возникшей при пересечении двух поверхностей скорости нуклеации (линия nm на рис 1).

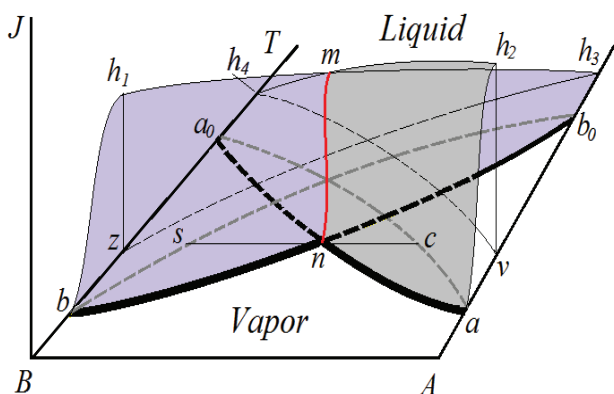


Рисунок 1: Поверхности скоростей нуклеации над фазовой диаграммой бинарных систем с эвтектической точкой n .

На рисунке 2 схематично изображена диаграмма

фазовых равновесий с перитектикой для бинарной системы с неполной растворимостью компонентов. Над этой диаграммой построены поверхности скоростей зародышеобразования. Пересечение поверхностей скорости нуклеации дает линию перитектических точек (mn).

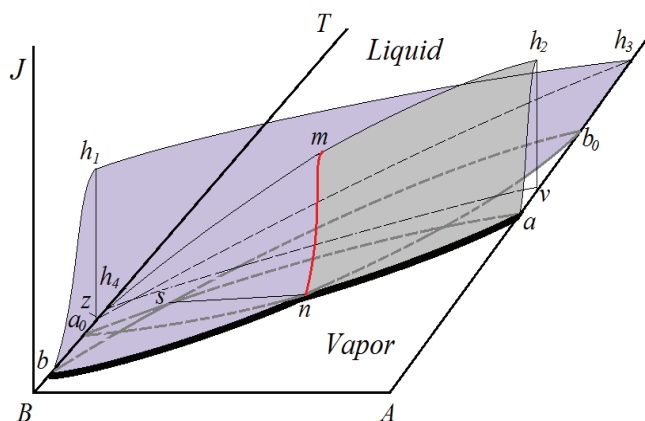


Рисунок 2: Поверхности скоростей нуклеации над фазовой диаграммой бинарных систем с перитектической точкой n .

Из результатов работы следует, что эвтектические и перитектические точки в неравновесных условиях преобразуются в линии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 11-03-00049-а.

Литература

1. М. П. Анисимов, Е. Г. Фоминых, О.О. Петрова-Богданова. ЖФХ, 86, (2012), в печати.
2. Я. В. Гречный. ДАН СССР, 74(2), 259-261 (1950)
3. Я. В. Гречный. ЖФХ, 30(1), 184-189 (1956)
4. А.В. Каплун, С.Л. Линьков. Фазовые переходы в чистых металлах и бинарных сплавах. Под ред. С.С.Кутателадзе, В.Е. Накорякова. ИТФ СОАН СССР, Новосибирск, 1980, С. 87-116
5. A. B. Kaplun and A.B. Meshalkin. J. Cryst. Growth, 209, 890-894 (2000)
6. Anisimov, M.P., J. Aerosol Sci. 21(Suppl.1), 23, (1990)
7. Anisimov, M.P., Hopke, P.K. et al. J. Chem. Phys. 109(4), 1435, (1998).

ЗАРОЖДЕНИЕ И РАЗВИТИЕ КАВИТАЦИИ ВЫСОКОВЯЗКОГО ГАЗОНАСЫЩЕННОГО РАСПЛАВА ПРИ ЕГО БЫСТРОЙ РАЗГРУЗКЕ

А.А. Пильник, А.А. Чернов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
PilnikA@gmail.com

В работе рассматривается процесс зарождения и развития кавитации высоковязкого газонасыщенного расплава при его быстрой декомпрессии. Данный процесс является неотъемлемой частью вулканических извержений, в которых декомпрессия магмы осуществляется вследствие прохождения по ней волны разрежения [1]. В результате декомпрессии происходит взрывная дегазация магмы, ведущая к сильному вспениванию изначально однородного потока (содержание растворенных в магме газов достигает 6% по массе, в зависимости от глубины залегания очага вулкана) и, в экстремальных режимах, к фрагментации. Последнее характерно для взрывных вулканических извержений. Очевидно, что именно эволюция кавитирующего расплава в значительной степени и определяет характер вулканического извержения.

Детально исследованы все стадии роста кавитационного пузырька (от экспоненциальной до диффузионной) в высоковязком пересыщенном расплаве. Для описания динамики его роста получено дифференциальное уравнение, в котором учитывается возникновение в расплаве градиента вязкости, вследствие формирования вокруг пузырька диффузионного пограничного слоя. Это связано с тем, что вязкость магматических расплавов очень сильно зависит от концентрации растворенного в них газа [2]. Полученное уравнение динамики роста пузырька сводится к уравнению Рэлея с некой «эффективной» вязкостью, значение которой представлено на рисунке.

Представлена математическая модель дегазации пересыщенного расплава, учитывающая одновременно процессы зарождения кавитационных полостей, их эволюции и диффузии растворенного вещества. Отличительной особенностью модели является выделение в объеме расплава «запрещенной области», формирующейся вокруг появившихся на начальной стадии центров кавитации, нуклеация новых центров в которой существенно подавлена. Появление такой области связано с тем, что в процессе диффузионного роста пузырька вокруг него формируется квазистационарный диффузионный пограничный слой (по мере приближения к пузырьку концентрация газа в расплаве уменьшается и на границе равняется равновесной при заданном давлении). Поэтому, вследствие сильной зависимости частоты нуклеации от пересыщения, вероятность появления новых зародышей вблизи уже появившихся центров чрезвычайно мала. Этот факт и учтен в кинетических уравнениях, описывающих процесс суммарного превращения.

Для описания диффузионного роста ансамбля пузырьков используется ячеистая модель, в которой

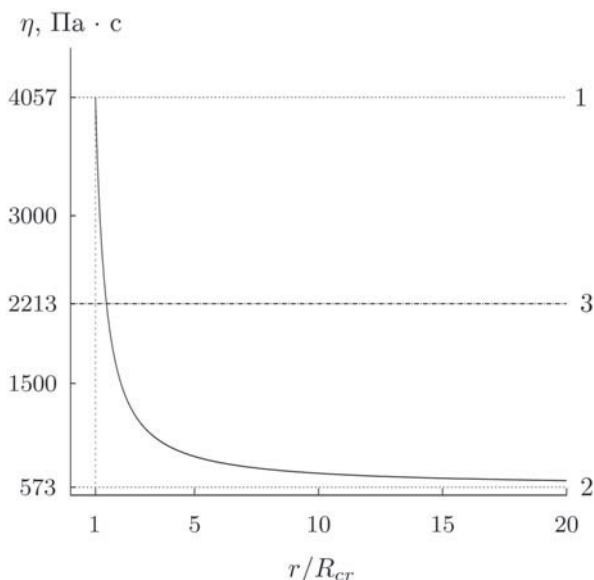


Рисунок: Зависимость вязкости от радиальной координаты: 1 – значение вязкости на границе пузырька; 2 – вдали от него; 3 – «эффективная» вязкость.

каждому пузырьку сопоставляется индивидуальная «ячейка», на границе которой ставится условие симметрии.

Выполнено численное моделирование процесса в условиях, характерных для реальных эксплозивных извержений. Проведено сравнение результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными по числу зарождающихся в процессе центров кавитации и их конечному размеру. Получено их хорошее соответствие.

Литература

1. Давыдов М. Н., Кедринский В. К., Чернов А. А., Такаяма К. Начальная стадия взрывного извержения вулкана: динамика состояния магмы в волнах разгрузки // Докл. РАН. – 2006. – Т. 407, № 3. – С. 190–193.
2. Persikov E. S. The viscosity of magmatic liquids: experiment, generalized patterns. A model for calculation and prediction. Applications // Physical chemistry of magmas. V. 9. Advances in Physical Geochemistry. Springer-Verlag. – 1991. – P. 1–40.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 12-08-00472-а).

Анализ пульсаций давления в проточном тракте высоконапорных ГЭС

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

¹Сибирский федеральный университет
г. Красноярск, проспект Свободный, 79

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1

³Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
platonov-08@yandex.ru

Важнейшими условиями безопасной и эффективной работы гидроэнергетических систем, как вновь создаваемых, так и уже эксплуатирующихся, являются надежность и долговечность используемого оборудования. Как правило, работа реальных энергетических агрегатов, таких как гидротурбины, сопровождается серьезными динамическими нагрузками, вызванными пульсациями давления в пространстве диффузора отсасывающей трубы.

В данной работе проведен анализ пульсаций давления в гидротурбинах на примере моделирования течения в проточном тракте Саяно-Шушенской и Бурейской ГЭС.

Для моделирования нестационарного турбулентного течения в проточном тракте использовался метод DES, основанный на $k-\omega$ SST модели Ментера и ограничении турбулентной вязкости. Поведенные ранее тестовые расчеты показали, что данная методика за приемлемые времена расчета позволяет достоверно рассмотреть крупномасштабные турбулентные пульсации во всем проточном тракте гидротурбины и оценить их амплитудно-частотные характеристики.

Моделирование вращения рабочего колеса проводилось в постановке «замороженного колеса». Проведенные многочисленные тестовые расчеты, показали корректность такого подхода, как в описании интегральных характеристик течения, так и пульсационных.

Дискретизация уравнений переноса осуществлялась по методу контрольного объема на неструктурированной сетке. Связь полей скорости и давления для несжимаемой жидкости реализовывалась с помощью процедуры SIMPLEC. Для аппроксимации конвективных членов уравнения на компоненты импульса использовалась схема Quick (схема Леонардо). Для аппроксимации конвективных членов уравнения на турбулентные характеристики использовалась схема первого порядка. Нестационарные слагаемые аппроксимировались по неявной схеме 2-го порядка точности. Диффузионные члены аппроксимировались по схеме 2-го порядка.

В качестве граничных условий на входе в спиральную камеру гидроагрегата задавался фиксированный напор жидкости Н. Интенсивность турбулентных пульсаций на входе в трубу задавалась равной 0,5%. Характерный размер вихрей на входе в трубу задавался как 7% от гидравлического диаметра водовода. В качестве граничных условий на выходе из отсасывающей трубы задавалось условие фиксированного давления.

В качестве начальных условий для нестационарных расчетов задавалось решение соответствующих стацио-

нарных задач.

На рисунках 1 и 2 представлены пульсационные характеристики двух турбин, сравнение результатов моделирования и эксперимента (натурных данных).

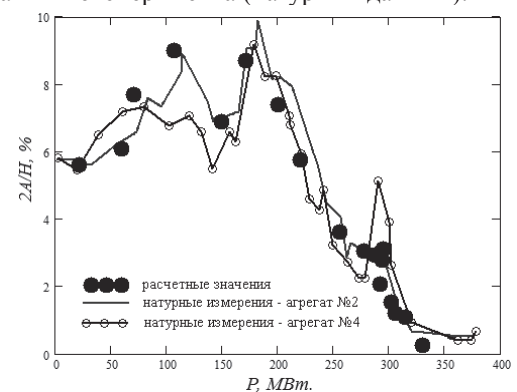


Рисунок 1: Пульсации давления в конусе отсасывающей трубы в зависимости от мощности гидроагрегата Бурейской ГЭС.

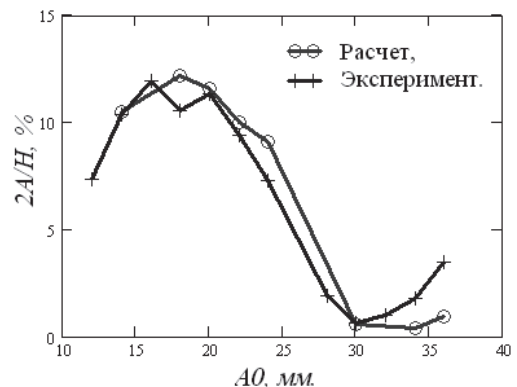


Рисунок 2: Пульсации давления в конусе отсасывающей трубы в зависимости от открытия направляющего аппарата (мощности гидроагрегата) Саяно-Шушенской ГЭС.

В работе представлено описание течения в гидротурбинах в широком диапазоне открытий направляющего аппарата.

В целом показано, что используемая численная методика довольно удовлетворительно описывает подобного рода течения и позволяет с приемлемой точностью описать как интегральные, так и пульсационные характеристики турбины.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы" Гос. контракт № 14.740.11.1291.

Исследование внутренней гидродинамики и оптимизация структуры микрочипа для синтеза олигонуклеотидов

П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
polivanov@itam.nsc.ru

Появление в 90-х годах ДНК-микрочипов позволило значительно ускорить процессы анализа и синтеза молекул РНК и ДНК. Основа технологий создания ДНК-чипов базируется на принципе комплементарной гибридизации одно-цепочечных полинуклеотидных цепей. На настоящий момент существует широкий спектр технологий создания микрочипов. Наиболее прогрессивным направлением является параллельный синтез олигонуклеотидов непосредственно на поверхности чипа путем поэтапного добавления нуклеотидов к растущему концу цепи.

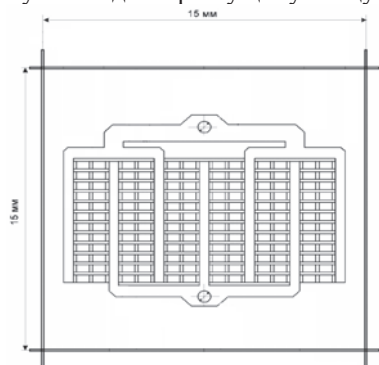


Рисунок 1: пример схемы ДНК-чипа

На рис. 1 представлена конфигурация ДНК-чипа разработанная научной группой под руководством к.х.н. А.Н. Синякова (ИХБФМ). Не вдаваясь в подробности химических аспектов технологии синтеза олигонуклеотидов рассмотрим технологический процесс с точки зрения гидродинамики. На вход в микрочип подается раствор жидкости. После чего в некоторых ячейках инициируется реакция за счет подсветки их ультрафиолетом. Далее оставшиеся продукты реакции вымываются и процесс повторяется.

Исходя из этого, в процессе исследования и оптимизации гидродинамики микрочипа основные усилия были направлены на выявление способов улучшения промывки подводящих каналов и микрореакторов микрочипа. Следующим важным фактором являлось оптимизация формы ячейки для недопущения смешивания продуктов реакций между микрореакторами за счет диффузионных процессов. Хотелось отметить, что в большинстве работ посвященных исследованию гидродинамики ДНК-чипов (например [1]) рассматриваются в основном гидродинамические параметры (скорость, сопротивление, давление и т.п.). В нашей же работе анализ течения делается на основе обобщающих параметров, которые непосредственно влияют на работу микрочипа (время промывки стенок микрореактора, время доставки реагента и т.п.). Это позволило сделать

анализ более наглядным и избежать возможных ошибок.

В ходе работы были проведены эксперименты и расчеты течения жидкости в изначальной конфигурации проектируемого микрочипа (рис. 1). Которые позволили установить слабые места и выработать набор рекомендации по ликвидации или уменьшению застойных зон в подводящих каналах и микрореакторах.

Но основной упор в работе был сделан на оптимизации формы микрореактора. Были проведены обширные параметрические исследования широкого спектра конфигураций ячеек при различных параметрах потока. В связи с увеличивающейся ролью диффузии при уменьшении размеров был изучен эффект масштабирования ячейки.

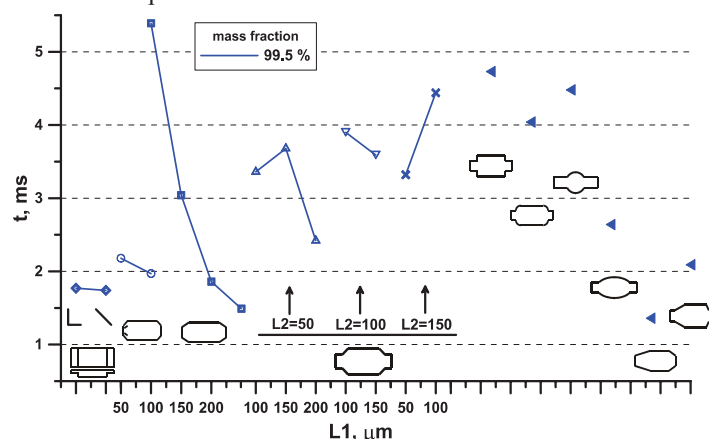


Рисунок 2: Распределение времени промывки в зависимости от геометрии микрореактора

На рис. 2 можно увидеть времена промывки различных микрореакторов при фиксированном габаритном размере и перепаде давления, но разных формах начальной части ячеек. Хорошо заметен разброс полученных данных. При этом расход жидкости менялся в гораздо меньших пределах. Это показывает, что вопросы равномерности промывки ячейки имеют больший приоритет по сравнению с её общим сопротивлением.

В результате работы был выработан набор правил для определения формы ячейки наиболее полно отвечающей всем требованиям процесса синтеза олигонуклеотидов в зависимости от её размеров и параметров потока.

Литература

1. S. O-Charoen, O. Srivannavit, and E. Gulari. Simulation and Visualization of Flow Pattern in Microarrays for Liquid Phase Oligonucleotide and Peptide Synthesis // Biotechnol. Prog. 2007, 23, 755-761.

Особенности течения эмульсии в микроканалах с сужениями, влияние включений

А.А. Рахимов^{1,2}, А.Т. Ахметов^{1,2}

¹Институт Механики УНЦ РАН
г. Уфа, Проспект Октября 91

² БашГУ, «Центр микро- и наномасштабной динамики дисперсных систем»
г. Уфа, ул. Заки Валиди 32
ragar83@mail.ru

При течении дисперсий «жидкость-жидкость» в микроканалах под действием постоянного перепада давления обнаруживается замедление, прекращение движения, этот эффект назван динамическим запиранием [1].

Проводились опыты с водоуглеводородными эмульсиями, использующимися в буровой практике с различными эмульгаторами в капиллярах диаметром 700 мкм, имеющих сужения 40 и 80 мкм. При пропускании этих эмульсий под давлением 50 кПа и выше в микроканалах с сужениями начинали скапливаться частицы, сквозь которые просачивался поток. Расход падал, но движение сохранялось, на частицах нагромождалась плотная упаковка из капель и далее эмульсия быстро переходила в состояние запирания.

Была сделана попытка провести эксперименты с эмульсией, в которой отсутствовали бы инородные включения, приготовление проводилось в ламинарном шкафу, фильтровались компоненты, там же заполнялись эмульсией одноразовые шприцы, в качестве соединительных трубок использовались трубки от свежескрытых систем для внутривенного вливания. При использовании такой эмульсии при перепаде давления в капилляре с сужением 80 мкм в течение длительного времени эффект запирания не был обнаружен, но в капилляре с сужением 40 мкм эта эмульсия приходила к запиранию (рис.1).

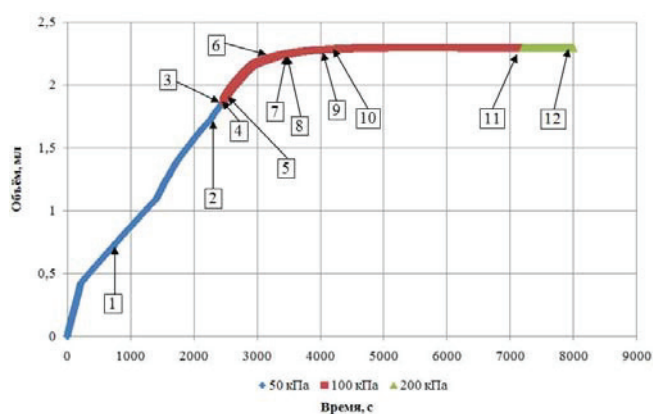


Рисунок 1: Зависимость объема протекшей эмульсии от времени в капилляре с сужением 43 мкм при ступенчатом изменении перепада давления

В отличие от капилляра в экспериментах с сужением ступенчатое увеличение давления не приводит к возобновлению течения. Изменение структуры течения в капилляре со временем можно проследить на приведенных изображениях (рис.2) в моменты времени

соответствующие приведенным квадратам на рис.1. Наблюдающиеся запирания в сужениях всегда обусловлены появлением рыхлой или твердой частицы, застревающей в сужении.

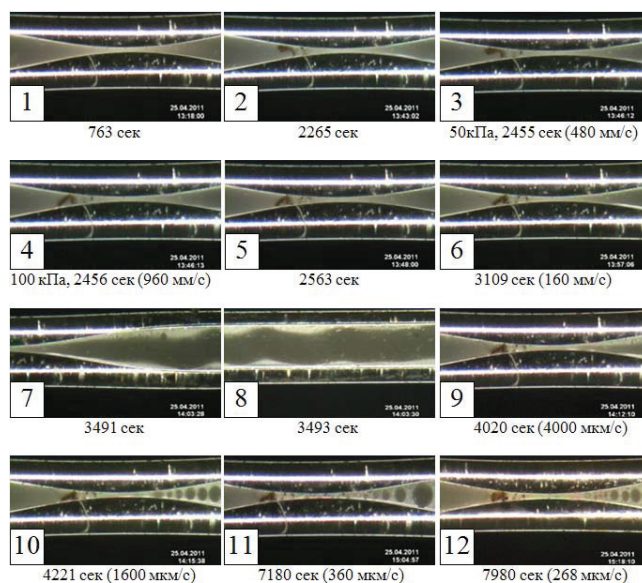


Рисунок 2: Кадры изменения структуры течения эмульсии в капилляре с сужением 43 мкм, цифрам в квадратах соответствуют положения на вышеприведенном графике.

Дополнительная фильтрация эмульсии через сетчатые фильтры привела к увеличению вязкости, но при этом в 100мкм капиллярах она запирается в 2-3 раза дольше, чем нефилтрованная. Реология использованных эмульсий хорошо описывается моделью Оствальда-де-Вааля.

Определили, что запирание эмульсии в большей степени связано с наличием включений, а не вязкостью эмульсии. Само наличие мелких частиц в эмульсии приводит к значительному ускорению появления запираания.

Литература

- Ахметов А., Телин А., Глухов В., Мавлетов М., Силян М., Гаевой Е., Магадов Р., Хлобыстов Д., Байкова Е. Особенности течения высококонцентрированных обратных водонефтяных эмульсий в трещинах и пористых средах. Технологии ТЭК. Нефть и капитал, апрель, 2003 С. 54-58.

Исследование динамики жидкой газосодержащей оболочки в условиях невесомости

Е.В. Резанова

Алтайский государственный университет
г. Барнаул, ул. проспект Ленина, 61
katerezanova@mail.ru

В данной работе представлены результаты исследований динамики сферической жидкой оболочки, включающей в себя газовый пузырек. Условия невесомости позволяют рассматривать сферически симметричный процесс. Движение возникает из заданного начального состояния. Газ, растворенный в жидкости, представляет собой пассивную добавку.

В качестве математической модели процесса используется система уравнений Навье-Стокса, теплопереноса и диффузии. На границах оболочки выполнены кинематические и динамические условия, соотношения, определяющие баланс энергии и теплообмен с внешней, закон Генри. Внутри пузырька задается уравнение Менделеева-Клапейрона [1,2].

В данной работе изучается квазиизотермическая модель. В ходе решения определяются значения свободных границ $R_1(t)$ и $R_2(t)$, скорости $V(t)$, концентрации газа в жидкости $C(t,r)$. Постановки задач для нахождения искомых функций имеют следующий вид (осуществлен переход к безразмерным переменным):

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{2} V^2 (R_2^2 + R_1^2) (R_2 + R_1) R_2^{-3} R_1^{-3} + \rho^{-1} \text{Re}^{-1} \cdot \left[P_g' - P_{vn}' - 2\bar{S}i \sigma(T) (R_2 + R_1) R_2^{-1} R_1^{-1} \right] \cdot R_2 R_1 (R_2 - R_1)^{-1} - 4\text{Re}^{-1} \nu(T) V (R_2^2 + R_2 R_1 + R_1^2) R_2^{-2} R_1^{-2}, \quad t > 0; \quad V(0) = V_0;$$

$$\frac{dR_1}{dt} = V R_1^{-2}, \quad R_2(t) = (R_{20}^3 - R_{10}^3 + R_1^3(t))^{1/3}, \quad t > 0;$$

$$R_1(0) = R_{10}, \quad R_2(0) = R_{20};$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^2 C) = \frac{\partial}{\partial r} \left(P e_d^{-1} r^2 D(T) \frac{\partial C}{\partial r} - V C \right), \quad t > 0, \quad R_1 < r < R_2;$$

$$C(0, r) = C_0(r), \quad C|_{r=R_1} = \tilde{A}(T) \cdot P_g^n, \quad C|_{r=R_2} = \tilde{A}(T) \cdot P_{vn}^n$$

$$\frac{d\rho_g}{dt} = -3R_1^{-1} \rho_g \frac{dR_1}{dt} + 3R_1^{-1} D(T) P e_d^{-1} \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=R_1}, \quad t > 0;$$

$$\rho_g(0) = \rho_{g0},$$

где ρ и ρ_g – плотности жидкости и газа, T – температура, P_g' и P_{vn}' – давление в газе и внешнее, ν, D, σ – коэффициенты кинематической вязкости, диффузии и поверхностного натяжения соответственно, $\tilde{A}$ – коэффициент в законе Генри.

Для численного решения уравнения диффузии строится неявная разностная схема второго порядка аппроксимации по пространственной переменной. Для нахождения внутреннего радиуса оболочки, скорости и плотности газа в пузырьке используется метод Рунге-Кутты четвертого порядка точности для системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

На рисунке 1 приведены графики изменения внутреннего радиуса оболочки.

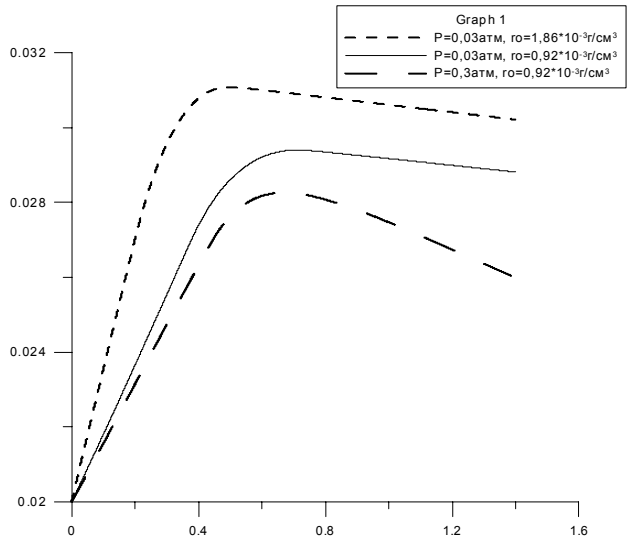


Рисунок 1: Зависимость изменения внутреннего радиуса оболочки со временем при различных исходных значениях внешнего давления и начальной плотности газа в пузырьке.

В ходе проведения численных экспериментов была исследована зависимость динамики сферической оболочки и процесса диффузии в ней от внешнего давления, количества газа в пузырьке и температуры внешней среды в случае различного насыщения оболочки газом.

Работа выполнена в рамках проекта № 7.3975.2011 (поддержан Министерством образования и науки РФ).

Литература

- О.Н. Гончарова. Математическая модель формирования сферических микробаллонов в условиях кратковременной невесомости // Динамика сплошной среды / АН СССР Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. – Новосибирск: 1987. – Вып. 82. – стр. 66-79.
- О.Н. Гончарова. Диффузионное приближение в задаче формирования сферических микробаллонов в условиях кратковременной невесомости // Моделирование в механике / АН СССР Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики. – Новосибирск: 1990. – Том 4 (21), № 5. – стр. 83-95.

Кросс-верификация кода СОКРАТ-БН с кодом DIN800Н.А.Ртищев¹, А.Е.Тарасов¹, Р.В.Чалый¹, В.Н.Семёнов¹, С.Л.Осипов², В.С.Горбунов², А.М.Анфимов².¹Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской Академии Наук, 115191, г.Москва, ул.Большая Тульская, д.52²Открытое Акционерное Общество "Опытное Конструкторское Бюро Машиностроения им. И.И. Африкантова", 603074, г. Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, 15

Одним из этапов разработки кода СОКРАТ-БН является его верификация, которую предполагается выполнить с использованием исходных данных, полученных на экспериментальных установках, а также на экспериментальных данных, полученных в ходе эксплуатации реактора БН-600. Для этого в ОАО «ОКБМ Африкантов» подготовлены исходные данные и выполнена, совместно с ИБРАЭ РАН, реализация в коде СОКРАТ-БН нодализационной схемы РУ БН-600 [1].

Расчётная модель первого контура РУ БН-600 содержит следующие элементы: основной циркуляционный тракт теплоносителя; активную зону; главные циркуляционные насосы первого контура (ГЦН-1); промежуточные теплообменники первого – второго контуров (ПТО) со стороны первого контура; вспомогательные трассы циркуляции теплоносителя; корпус реактора.

Код СОКРАТ-БН позволяет моделировать все три петли основного циркуляционного тракта первого контура БН-600.

Расчётная схема второго контура РУ БН-600 содержит следующие элементы: промежуточные теплообменники со стороны второго контура; главные циркуляционные насосы второго контура (ГЦН-2); трубопроводы второго контура; трубопроводы обвязки секций парогенератора (ПГ); пароперегревательные, промпароперегревательные и испарительные модули парогенераторов.

Реализованная в коде СОКРАТ-БН расчётная модель РУ БН-600 учитывает основные особенности реакторных установок на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем: наличие двух теплоотводящих контуров с натриевым теплоносителем; наличие трех независимых петель теплоотвода; интегральную компоновку оборудования первого контура; основные и вспомогательные циркуляционных трассы в первом контуре; тепловую инерцию внутриреакторных конструкций первого контура и основного оборудования второго контура.

После разработки расчётной модели первого и второго контура РУ БН-600 был проведён расчёт режима, параметры которого соответствуют стационарному состоянию реакторной установки на 100% мощности. Стационарный режим был получен методом установления (рис.1).

Для дальнейшего тестирования кода СОКРАТ-БН, на разработанной модели РУ БН-600, был проведен расчет экспериментального режима работы: срабатывание быстрой аварийной защиты с уровня мощности ~35% Nном, который использовался для верификации кода DIN800 [2].

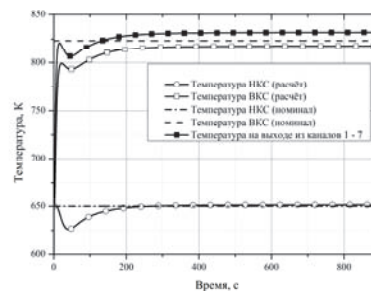


Рисунок 1: Зависимость температуры натрия на выходе из активной зоны от времени в стационарном режиме.

Результаты расчёта эксперимента и их сопоставление с расчётами по коду DIN800 приведены на рис.2

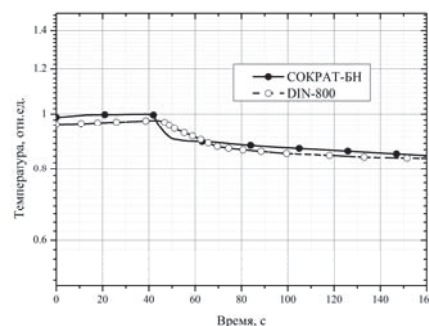


Рисунок 2: Зависимость температуры натрия на выходе из активной зоны от времени в переходном режиме.

Существующие различия в результатах расчёта по кодам СОКРАТ-БН и DIN800 можно объяснить в различиях используемых расчётных моделей. В коде DIN800 использовалась упрощенная модель первого контура.

Литература

- 1.Анфимов А.М., Горбунов В.С., Осипов С.Л. Развитие интегральных кодов для анализа тяжелых аварий реакторов БН. // Сборник тезисов докладов: Молодежной отраслевой научно-технической конференции «Развитие технологии реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем». – Н.Новгород: Изд-во ОАО «ОКБМ Африкантов». – 2011. С. 97-98.
- 2.Программа DIN800. Аттестационный паспорт № 176 от 01.07.2004 г. – М.: НТЦ ЯРБ. – 2004.

Экспериментальное исследование хаотической динамики дрейфа тел различной симметрии

К.А Рыбкин

Пермский государственный национальный исследовательский университет
г. Пермь, Россия, ул. Букирева, д. 15
k.rybkin@gmail.com

Дрейф компактных тел – один из самых распространённых процессов на Земле. Его экспериментальное исследование и математическое моделирование началось ещё в XIX столетии. При решении классических задач по обтеканию шаров (Стокс), цилиндров (Карман), пластин (Кирхгоф), были предложены модели течений и сформулированы основные уравнения для описания этих медленных динамических процессов. Параллельно и в значительной мере независимо развивалось стохастическое направление, с самого начала ориентированное на описание развитой турбулентности (Рейнольдс, Колмогоров). Но только с появлением работы Э. Лоренца (1963 г.) заканчивается долгое противостояние двух фундаментальных научных направлений и начинается активное изучение «пограничных процессов» на пересечении динамической и стохастической теорий.

В данной работе представлены результаты исследования дрейфа макроскопических тел в жидкостях и газах. В качестве объектов изучения выбраны тела, систематизированные по степени убывания симметрии: шары, аксиально-симметричные эллипсоиды, цилиндры, прямоугольные пластинки.

Анализ экспериментально полученных временных рядов дал следующие результаты.

В задаче по свободному дрейфу шаров обнаружен стохастический резонанс [1] (рис. 1) – резкое увеличение отклика системы на слабое шумовое воздействие определённой интенсивности.

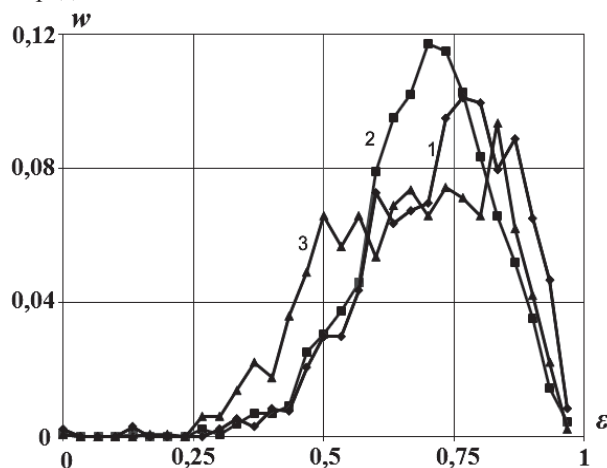


Рисунок 1: Зависимость нормированного отклонения шара w по горизонтали от прогнозируемой вертикальной траектории как функция амплитуды ε сигналов (кривые: 1- для реального сигнала; 2, 3 - для сигналов с шумами однократной и тройной интенсивности соответственно).

Обнаружен фликкер-шум в процессах дрейфа цилиндров в воздухе и шаров в воде, что позволило констатировать отсутствие в задаче, как развитой турбулентности, так и случайного процесса.

Аксиально симметричные объекты (полые бумажные цилиндры) при дрейфе совершают беспорядочные повороты вокруг случайных осей и столь же хаотические отклонения в сторону от вертикали. При понижении симметрии тела (использование в качестве объектов исследования вместо цилиндров прямоугольных пластинок) и, следовательно, появление ещё одного источника шумов (срывающихся с углов пластинок турбулентных вихрей) приводит к появлению пространственно-временной структуры в виде спиральной траектории (рис. 2). Этот результат можно интерпретировать как обнаружение в данной системе неравновесного фазового перехода индуцированного мультипликативным шумом [2].

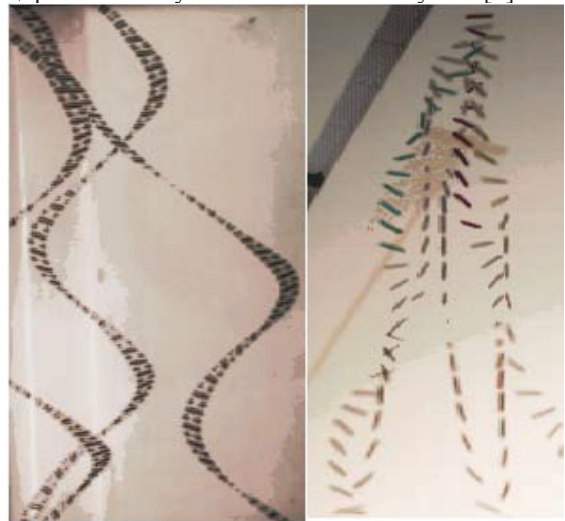


Рисунок 2: Последовательные положения прямоугольной пластинки (слева) и полого бумажного цилиндра (справа) примерно одинаковых линейных размеров и масс.

Литература

1. Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. Стохастический резонанс как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка // УФН. 1999. Т. 169, № 1. С. 7-39.
2. Олемской А.И. Теория стохастических систем с сингулярным мультипликативным шумом//УФН.1998. Т.168, №3. С.287-321.

Математическое моделирование нагрева стекломассы электрическим током

Е.Б. Садыков

Уральский Федеральный Университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина

Одной из актуальных задач современной стекольной промышленности является создание высокопроизводительных печей, отвечающих мировым стандартам энергоэффективности. При этом важнейшей характеристикой конструкции как газозлектрических, так и пламенных печей является удельный съем стекломассы. Из мировой практики стекловарения известно, что в Европе и США успешно работают высокопроизводительные печи для варки тарного стекла, имеющие показатели удельной производительности $3 - 4 \text{ т}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$, достижение данного показателя возможно только на газозлектрической печи.

Для создания данной печи в исходный пламенный агрегат устанавливается система дополнительного электроподогрева расплава стекломассы (ДЭП). На сегодняшний день разработка конструкции подобных систем осуществляется при помощи физических моделей нагрева. Однако у данного способа есть один недостаток – сложное сопряжение с моделью внутренней гидродинамики и как следствие с моделью внешнего теплообмена. Существуют также математические модели, описывающие процесс нагрева расплава в тигле [2]: два электрода, питаемые двухфазным током имеют потенциалы φ_1 и φ_2 соответственно стенка тигля изготовлена из проводящего материала, имеющая фиксированный потенциал $\varphi=0$. В реальных условиях промышленной печи проводящих стенок на расстоянии, сравнимом с расстоянием между электродами не существует, что существенно изменяет картину распределения напряженности тока.

В современной практике проектирования стекловаренных печей используется численная модель внутреннего (описывающие процессы, происходящие в атмосфере печи) и внешнего (описывающей процессы, происходящие в ванне с расплавом) теплообмена [1]. Главной целью модели нагрева стекломассы электрическим током является оценка влияния конструктивных и режимных характеристик системы ДЭП на работу печи в целом.

Исходными данными (кроме конструктивных характеристик системы) являются, температурные зависимости различных свойств стекломассы (теплопроводности, удельной теплоемкости, вязкости, проводимости), а также параметры тока в цепи (мощность трансформатора, сила тока, напряжение между электродами).

Задавая мощностью трансформатора, определяем значения силы тока и напряжения, затем находим распределение напряженности электрического тока между электродами, одинаковые значения напряженности аппроксимируются кривыми II-го порядка (параболами).

На основе матрицы значений напряженности электрического поля определяем удельное тепловыделение как функцию координат x и y пользуясь законом Джоуля-Ленца:

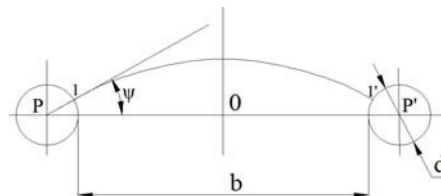


Рисунок 1: Линия напряженности электрического поля между двумя электродами в расплаве стекломассы

$$q_s = \frac{E^2}{\rho_s};$$

где: E – напряженность электрического тока, В/м;
 $\sigma_{ст}$ – удельное сопротивление стекломассы, Ом · м;

Это позволяет задать начальные граничные условия II рода по тепловыделению в расплаве за счет прохождения электрического тока:

$$q_s = f(x, y, z, \tau)$$

Удельное тепловыделение в расплаве при прохождении через него электрического тока учитывается в дифференциальном уравнении энергии как источник энергии:

$$c\rho \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + q_t + q_s,$$

где: c – удельная теплоемкость стекломассы, Дж/кг · К;

x, y – координаты, м;

ρ – плотность стекломассы, кг/м³;

u, v – горизонтальная и вертикальная компоненты скорости расплава;

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/м²;

q_t – удельное тепловыделение в расплаве за счет сжигания топлива, Вт/м³;

q_s – удельное тепловыделение в расплаве за счет прохождения электрического тока, Вт/м³;

При помощи данной модели предполагается разработать конструкцию системы ДЭП для стекловаренной печи, которая позволит достичь показателя удельной производительности порядка $3 - 4 \text{ т}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$, с учетом экономических факторов применения электрического тока в процессе промышленной варки стекла.

Литература

1. Дзюзер В.Я., Швыдкий В.С. Проектирование энергоэффективных стекловаренных печей: монография. – М.: Теплотехник, 2009. – 340 с.

2. Giessler C, Thess A. Numerical simulation of electromagnetically controlled thermal convection of glass melt in a crucible/ C. Giessler, A. Thess International Journal of Heat and Mass Transfer 52 (2009), электронный ресурс: www.elsevier.com. p. 3373 – 338

Аналитический профиль температуры в пограничном слое с асимптотическим отрицательным градиентом давления

А.Ю. Сахнов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
sakhnov@itp.nsc.ru

В работе [1] показано, что в ускоренном пограничном слое условия асимптотического течения наступают при $K Re_x \geq 1$, где $K = \nu / U_e^2 (dU_e / dx)$ - параметр ускорения, $Re_x = U_e x / \nu$ - число Рейнольдса, рассчитанное по продольной координате. При этом профили продольной скорости U и поперечной скорости V описываются следующими выражениями:

$$\frac{U}{U_e} = 1 - e^{-\frac{K}{2} Re_y^2} + Re_y \sqrt{\frac{K}{2}} \pi \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{K}{2}} Re_y\right), \quad (1)$$

$$\frac{V}{U_e} = -K Re_y, \quad Re_y = \frac{U_e y}{\nu}. \quad (2)$$

В статье [2] показано, что отрицательный градиент давления не оказывает существенного влияния на число Стантона и другие безразмерные интегральные характеристики теплового пограничного слоя. Вместе с тем отмечается влияние ускорения на профили температуры и размерные тепловые характеристики.

Рассмотрим уравнение энергии в квазиизотермических условиях для ламинарного несжимаемого течения:

$$c_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (3)$$

Проведём оценку величин в левой части уравнения (3). Первое слагаемое, как и в случае безградиентного течения, имеет порядок единицы. Судя по данным работ [1, 2], толщина динамического пограничного слоя в несколько раз меньше толщины теплового слоя. На основе этого и выражения (2) можно предположить, что скорость V на внешней границе теплового пограничного слоя с отрицательным градиентом давления будет намного больше, чем поперечная скорость в безградиентном пограничном слое. Следовательно, второе слагаемое будет иметь порядок много больше единицы. Таким образом, можно пренебречь слагаемым, содержащим производную по продольной координате:

$$c_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (4)$$

С учётом распределения поперечной скорости в ускоренном пограничном слое (2) и граничных условий на стенке $T = T_w$ и в потенциальном течении $T = T_e$, уравнение энергии (4) имеет следующее аналитическое решение:

$$\theta = \frac{T - T_w}{T_e - T_w} = \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{K}{2}} \operatorname{Pr} Re_y\right). \quad (5)$$

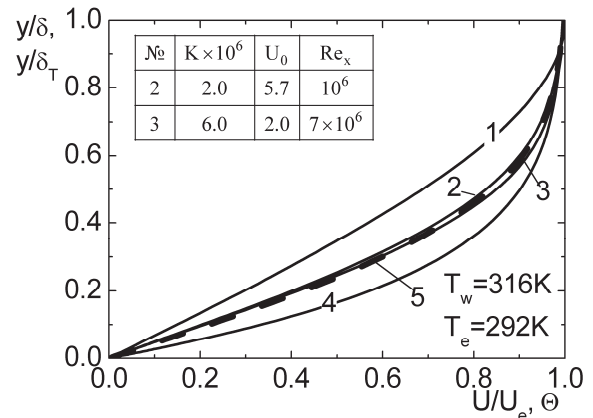


Рисунок: Профили температуры и скорости в пограничном слое. 1 – профиль температуры Кармана-Польгаузена в безградиентном пограничном слое; 2, 3 – профили температуры в пограничном слое с асимптотическим отрицательным градиентом давления (численное моделирование); 4 – профиль скорости (формула (1)); 5 – аналитический профиль температуры (5).

На рисунке представлены профили температуры и скорости в пограничном слое с асимптотическим отрицательным градиентом давления (2 – 5) и профиль температуры Кармана-Польгаузена для безградиентного пограничного слоя. Видно хорошее совпадение между профилями температуры, рассчитанными по формуле (5) и на основе численной модели пограничного слоя, представленной в статье [2]. Следует отметить, что ускорение потока оказывает заметное влияние на распределение температуры в пограничном слое.

Литература

1. E.P. Volchkov, M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov, Boundary layer with asymptotic favourable pressure gradient // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 2837 – 2843.
2. E.P. Volchkov, M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov, Heat transfer in the boundary layer with asymptotic favorable pressure gradient, // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1126 – 1132.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ (МК – 569.2012.8 и НШ – 656.2012.8).

Исследование температуры вскипания в стекающих пленках воды при ступенчатом тепловыделении

Сердюков В.С.¹, Суртаев А.С.²

¹ Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
vsserd@gmail.com

Режимы кипения в тонких пленках обеспечивают при малых расходах жидкости высокую интенсивность межфазного тепломассопереноса. По этой причине пленочные аппараты находят все более широкое применение в промышленности. В данной работе представлены результаты исследования параметров вскипания в стекающей по вертикальной нагревательной поверхности плёнке воды при ступенчатом законе тепловыделения.

Работа выполнялась на экспериментальной установке для исследования пленочных течений жидкости, подробное описание которой представлено в работе [1]. Эксперименты проводились с использованием дистиллированной воды, подаваемой на рабочий участок при различной степени недогрева $\Delta T_{\text{нед}}$. В исследовании в качестве нагревательного элемента использовалась фольга из константана толщиной 50 мкм. Для обогрева использовался программируемый импульсный источник питания ГОРН-К-600/12 с фронтом нарастания тока не более 1 мс. Термографическая съемка нагревательной поверхности осуществлялась с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры Titanium HD 570M. Погрешность измерений температуры нагревателя в опытах не превышала 2 °С. Высокоскоростная видеосъемка процесса вскипания осуществлялась с помощью цифровой видеокамеры Phantom v.7.0. С использованием метода SEM (сканирующая электронная микроскопия) была получена топография поверхности фольги (рис.1).

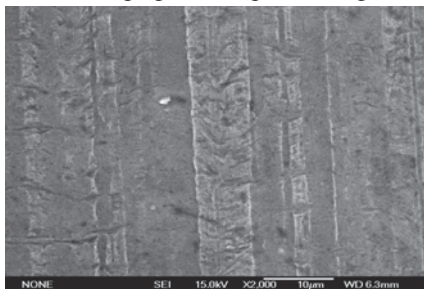


Рисунок 1: SEM микрофотография поверхности фольги.

Анализ структуры константановой фольги показал, что линейный размер локальных неровностей, которые являются потенциальными центрами кипения жидкости, варьируется в диапазоне 2–6 мкм.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные по температуре вскипания жидкости в зависимости от плотности теплового потока в стекающей пленке ($Re=1300$, $\Delta T_{\text{нед}}=70$ °С).

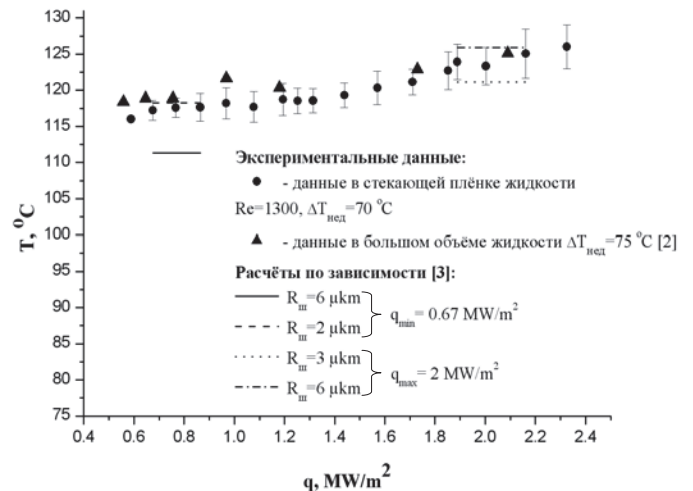


Рисунок 2: Зависимость температуры вскипания воды от плотности теплового потока.

Также для сравнения на рисунке представлены экспериментальные данные по температуре вскипания воды ($\Delta T_{\text{нед}}=75$ °С) в условиях большого объема, полученные при нестационарном тепловыделении [2]. Показано, что экспериментальные данные по температуре вскипания в пленке жидкости хорошо согласуются с данными, полученными при вскипании жидкости в условиях свободной конвекции. Горизонтальными линиями на графике представлены значения температуры вскипания в зависимости от радиуса шероховатостей и плотности теплового потока, построенные по зависимости, представленной в работе [3]. Видно, что экспериментальные данные находятся в интервале температур, соответствующих минимальному и максимальному радиусам шероховатостей нагревателя в соответствии с результатами метода SEM.

Литература

1. Surtaev A.S., Pavlenko A.N., Tsoi A.N. (2012) Transient heat transfer and development of crisis phenomena in falling liquid films at non-steady heat generation // Proc. of the ECI 8th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer. Switzerland. Lausanne. 10 p.
2. Sakurai A., Shiotsu M. (1977) Transient pool boiling heat transfer, *J. Heat Transfer*, Vol. 99.
3. R. E. Faw, R. J. Vanleet and D. L. Schmidt (1986) Pre-pressurization effects on initiation of subcooled pool boiling during pressure and power transients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 2, №. 9, pp 1427-1437.

Диссипативные процессы в пористых средах при распространении акустических волн

Л.Ф. Ситдикова, В.Л. Дмитриев

Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. Зайнаб Бишовой
г. Стерлитамак, пр. Ленина, 49
tact1988@rambler.ru

Изучение процессов распространения акустических волн в пористых средах важно как с точки зрения определения их характеристик и состава, так и с точки зрения получения сред с заданными физическими свойствами. При этом важно помнить, что тепловое взаимодействие между фазами среды может оказывать существенное влияние на распространение акустических волн. Для влажных пористых сред может потребоваться проводить учет массообмена между газовой и жидкой фазами.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию волновых процессов во влажных насыщенных газом пористых средах с учетом межфазных сил взаимодействия, тепло- и массообмена между скелетом пористой среды, жидкостью и газом. В работе учитываются вязкоупругие характеристики материала скелета пористой среды, и считается, что тонкий слой жидкости равномерно располагается на внутренней поверхности ее пор. Записана общая система уравнений и физических соотношений, описывающая распространение акустических волн в такой среде.

В результате решения задачи получено дисперсионное соотношение, на основе которого проведены численные расчеты. Необходимо отметить, что в отсутствие массообмена полученное выражение совпадает с ранее известным [1].

По результатам расчетов можно сделать следующие выводы. Массообмен практически не влияет на затухание «медленной» волны; на затухание «быстрой» волны, напротив, оказывается значительное влияние. Скорость «медленной» волны в случае учета массообмена возрастает на 10-15 м/с по сравнению со случаем, когда массообмен не учитывается; различие в скоростях «быстрой» волны имеет место только в области низких частот.

Эти результаты можно объяснить следующим образом. При распространении волны происходит изменение температуры в ячейках среды, что в свою очередь, приводит к изменению концентрации жидкости в газовой фазе. В результате общая упругость скелета и жидкости может уменьшаться, а значит, это приведет к росту затухания быстрой волны. Так как роль теплообмена растет в области более высоких частот [4], то и затухание быстрой волны также растет с ростом частоты (массообмен на фоне роста значимости теплообмена ведет к дополнительному затуханию). Рост плотности и упругости парогазовой фазы приводит к увеличению скорости «медленной» волны.

В зависимости от размеров пор среды и диапазонов частот, на распространение акустических волн

основополагающее влияние могут оказывать как теплообменные, так и массообменные процессы.

Проанализировав изменение размеров пор и водной пленки можно заключить, что для меньших толщин пленки коэффициент затухания для некоторых диапазонов частот больше, соответственно скорость «быстрой» волны меньше. Скорость «медленной» волны не значительно изменяется с ростом водонасыщенности.

Выявлено, что коэффициенты затухания «медленной» волны при изучении размеров пор среды на порядок, отличаются также на порядок – для более мелкодисперсной среды коэффициент затухания для соответствующих частот больше. Это объясняется тем, что при прохождении акустической волны по пористой среде она приводит газовую фазу, заключенную в ее порах, в колебательное движение, и более мелкие поры создают большее сопротивление потоку газа, чем крупные.

Необходимость учета межфазного массо- и теплообмена также сильно зависит от сорта газа, насыщающего пористую среду. Так, коэффициент затухания в случае насыщения воздухом больше и для «медленной», и для «быстрой» волн. Скорость «медленной» волны в случае насыщения метаном больше, чем в случае насыщения воздухом. Скорости «быстрых» волн в обоих случаях совпадают.

Литература

1. Володин С.В., Дмитриев В.Л., Хусаинов И.Г. Распространение линейных волн во влажных насыщенных газом пористых средах. // Теплофизика высоких температур. – 2009. Т. 47. №5. С. 734 – 740.
2. Губайдуллин А.А., Мусаев Н.Д., Якубов С.Х. Исследование линейных волн в насыщенных пористых и проницаемых средах. // Отчет о НИР №9 ТОММС ИТ АН СССР. – Тюмень. – 1990. – С. 47.
3. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336с.
4. Шагапов В.Ш., Хусаинов И.Г., Дмитриев В.Л. Распространение линейных волн в насыщенных газом пористых средах с учетом межфазного теплообмена // Прикладная механика и техническая физика. – 2004. – Т. 45. – № 4. – С. 114 – 120.

СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО УГЛЕРОДА ПРИ КОНВЕРСИИ МЕТАНА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГЕ

Д.В. Смовж¹, А.В. Зайковский¹, М.П. Коверзнев², А.О. Замчий²

¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
smovzh@itp.nsc.ru

В работе проведены исследования процесса конверсии метана в бескислородной атмосфере электродуговым методом. Уникальность газового разряда заключается в том, что этот метод может быть применен для синтеза широкого спектра углеродных структур: фуллеренов, многослойных углеродных нанотрубок (УНТ), одно-двуслойных УНТ, алмазоподобных пленок. Наличие в разряде существенных градиентов теплофизических параметров и возможность их контроля позволяет управлять морфологией синтезированных углеродных структур. Целью работы является создание методики конверсии метана электродуговым методом в коммерчески привлекательный углеродный материал.

Твердый углеродный конденсат, формирующийся на графитовых электродах, был подвергнут обработке на виброизмельчителе с мелющим телом в виде цилиндра. Анализ синтезированного материала проводился методами просвечивающей электронной микроскопии (JEM – 2010), рентгенофазовой спектроскопии (дифрактометр Bruker D8 Advanved), спектроскопии комбинационного рассеяния света (на микроскопе inVia Renishaw $\lambda=514$ нм), термогравиметрии (DTG60H).

В результате исследований была создана технология электродуговой конверсии метана в наноструктурированный углеродный материал. Степень конверсии при использовании чистого метана до 85%, в смеси с аргоном до 98%. Синтезированный материал представляет собой композит из графеновых слоев и углеродных наночастиц с луковичной структурой. Аналитические методы (ТГА, ПРЭМ и КР) показали отсутствие аморфного углерода в материале. Наличие у графитовых частиц огранки связана с отжигом частиц при высоких температурах 2000 – 3000 °С, что способствовало высокой степени графитизации частиц и вытеснению дефектов к граням кристаллов. Подобные структуры так же наблюдаются при высокотемпературном отжиге наноалмазов в инертной атмосфере [1], таким образом, возможно формирование углеродных наночастиц с sp^3 гибридизацией на промежуточных стадиях процесса. Термический анализ материала на воздухе показал, что потеря массы происходит в диапазоне температур 600 – 1100 °С. Данный диапазон соответствует горению всех существующих углеродных структур. Второй пик дифференциального термического анализа соответствующий экзотермической реакции при температуре 1050 – 1070 °С, сложно сопоставить с имеющимися литературными данными, для углеродных

структур, так как максимальная температура для окисления углеродных материалов не превосходит 1000 °С [2,3]. Причина высокой термостабильности материала на данный момент остается неясной (данные ТГА подтвердились при уменьшении скорости нагрева до 1°С/мин). РФА, и элементный анализ показали полное отсутствие примесей, на основании КР при разных температурах видно, что материал имеет графитовую природу. Таким образом, синтезирован материал, имеющий структуру сходную со структурой стеклогуглерода и углеродного композита получаемого при распылении графитовых электродов в инертной атмосфере [4] и обладающий уникальной термической стабильностью по отношению к окислению.

Литература

1. Satoshi Tomita, Minoru Fujii, Shinji Hayashi, Keiichi Yamamoto, Transformation of carbon onions to diamond by low-temperature heat treatment in air. *Diamond and Related Materials* 9 (2000) 856–860.
2. Jean-Philippe Tessonier et al. Analysis of the structure and chemical properties of some commercial carbon nanostructures. *Carbon*, 2009, Vol. 47, P. 1779–1798.
3. David Bom et al. Thermogravimetric Analysis of the Oxidation of Multiwalled Carbon Nanotubes: Evidence for the Role of Defect Sites in Carbon Nanotube Chemistry. *Nano Lett.*, 2002, Vol. 2, No. 6, P. 615–619.
4. S.Iijima, T.Ichihashi, and Y.Ando, Pentagons, heptagons and negative curvature in graphitic microtubule growth. *Nature*, 1992, Vol. 356, P. 776–778.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007 - 2013 годы» Гос. контракт № 11.519.11.5001 Российского Федерального агентства по образованию.

Датчики плотности теплового потока ОАО «НПП «Эталон»: изготовление и калибровка

С.А. Смольников, В.В. Рубанов

Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии
ОАО «Научно-производственное предприятие «ЭТАЛОН»
fgup@omsketalon.ru

Потребность в измерении теплопроводности различных материалов существует практически в любых областях науки и промышленности. Необходимость технологического контроля и сертификации по теплопроводности возникает при производстве и эксплуатации новых материалов различного назначения, а также при испытаниях на соответствие требованиям нормативных документов наиболее важных элементов сложных инженерных объектов. Таким образом, в современном технологическом обществе, характеризующимся все возрастающим уровнем энергопотребления на фоне постоянного увеличения стоимости и ограниченности запасов энергоносителей, измерения теплопроводности также востребованы среди других видов измерений теплофизических свойств материалов.

В докладе будет рассмотрена технология изготовления датчиков теплового потока (ДТП-0924), изготовленных методом вспомогательной стенки в резиновом и эпоксидном исполнении. ДТП-0924 позволяют измерять плотность теплового потока от 10 до 2000 Вт/м² и работать в диапазоне температур от 10 до 150°С.

Датчик ДТП-0924 используется в качестве рабочего средства измерения поверхностной плотности теплового потока при испытании различных строительных изделий и конструкций.

Основными потребителями ДТП-0924, являются предприятия строительной отрасли, испытательные лаборатории, сертификационные центры.

Также в докладе будет рассмотрено экспериментальное направление, градиентные датчики теплового потока (ГДТП). ГДТП предназначены для измерения теплового потока при температурах от 50 до 400°С. К особенностям ГДТП можно, отнести их минимальные габаритные размеры 10х5х0.5мм и аномально низкая (10⁻⁸...10⁻⁹ секунды) постоянная времени, а также работоспособны в присутствии электромагнитных воздействий и не чувствительны к перепадам давлений.

На сегодняшний день существует две государственные поверочные схемы средств измерений поверхностной плотности теплового потока. Первая схема разработана ФГУП «СНИИМ» г.Новосибирск и распространяется на средства измерения работающие в диапазоне 10...5000 Вт/м². Вторая схема разработана ФГУП «ВНИИОФИ» г. Москва и распространяется на средства измерения работающие в диапазоне 20...35000 Вт/м². Для нашего предприятия стоит задача максимально обеспечить данные поверочные схемы метрологическим оборудованием. Для этого нами разработаны следующие изделия.

В докладе будут рассмотрены установки для проведения поверки(калибровки) датчиков теплового потока в стационарном режиме. Приведены их основные технические характеристики, назначение и их внешний вид.

Обобщение данных о кризисе теплообмена при кипении и расчет теплогидравлической эффективности теплообменного оборудования термоядерных реакторов

Ю.В. Сморякова, А.В. Дедов

Национальный исследовательский университет «МЭИ»
г. Москва, ул. Красноказарменная, 14
nplasma@mail.ru

Методы интенсификации теплообмена, основанные на использовании закрученных потоков, нашли широкое применение в различных областях современной техники. В данной работе закрученные течения используются в системе охлаждения тепловоспринимающих элементов международного термоядерного экспериментального реактора (ITER). Такими элементами являются приемники пучков и приемные пластины дивертора, которые должны обеспечивать эффективную и безаварийную работу при тепловых нагрузках превосходящих 20 МВт/м². В ITER закрутка потока осуществляется вставляемыми на всю длину охлаждающего канала скрученными лентами.

Предельные возможности теплоотвода ограничивает кризис теплообмена при кипении, который возникает при смене режима пузырькового кипения на пленочное, что может привести к расплавлению элементов конструкции. Надежность расчетных методик для определения критических тепловых нагрузок (КТН) может быть проверена только при их использовании для обработки опытных данных. К сожалению, известный массив экспериментальных данных о КТН в закрученном потоке при одностороннем нагреве составляет всего 166 точек. В настоящее время появился новый массив данных (128 точек) о КТН в закрученном потоке жидкости, недогретой до состояния насыщения [1]. Обобщение экспериментальных данных проводилось по методике, разработанной в МЭИ [2].

Результат обобщения экспериментальных данных для коэффициента закрутки ленты $k = 0.35$ представлен на рис.1. (точками показаны опытные данные, линиями результаты расчета).

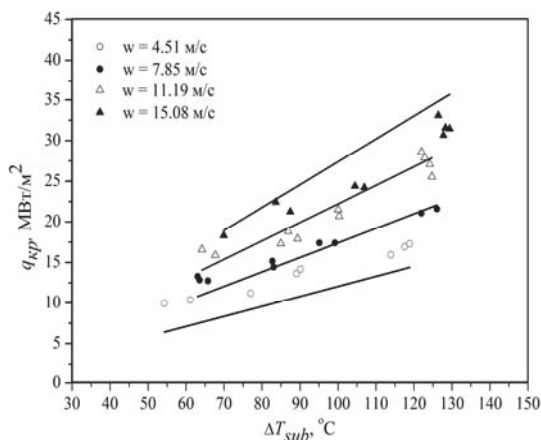


Рисунок 1: Сравнение расчета с опытными данными [1], при $k = 0.35$.

На графике видно достаточно хорошее соответствие данных, что подтверждает надежность

методики [2].

Для оценки относительной эффективности интенсификации теплообмена в работе производился расчет теплогидравлической эффективности η . Важным условием при расчете являлось равенство мощностей на прокачку теплоносителя в гладком канале и в канале со вставленной скрученной лентой. Исходя из этого условия, была получена связь между числами Рейнольдса для прямого и закрученного потока в виде:

$$Re_3 = Re \left(\frac{d_r^4 \pi}{d^3 (\pi d - 4\delta)(1 + k^2)^{3/2}} \left(\frac{\mu}{\mu_3} \right)^3 \right)^{1/2.75},$$

где δ — толщина ленты, d , d_r — диаметр и гидравлический диаметр канала.

Расчеты производились при давлении на входе $p = 4,2$ МПа, температуре воды на входе $T = 100$ °C, средней температуре стенки $T_c = 160$ °C, скорости потока на входе в канал $w = 1-20$ м/с. На рис. 2. представлены результаты расчета теплогидравлической эффективности для различных значений коэффициента закрутки ленты.

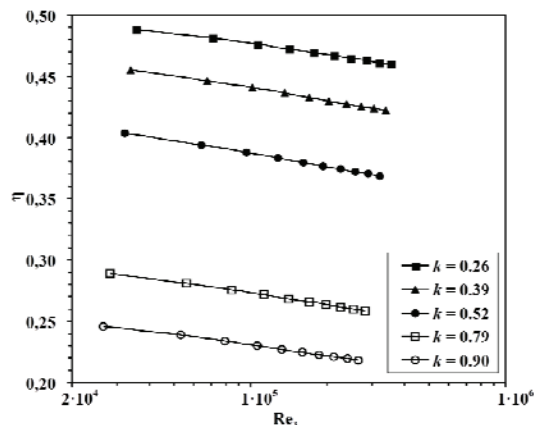


Рисунок 2: Теплогидравлическая эффективность в зависимости от числа Re_3 .

Литература

1. Heat transfer and critical heat flux of subcooled water flow boiling in a SUS304-tube with twisted-tape / Koichi Hata, Suguru Masuzaki // Proceedings of the 14th International Heat Transfer Conference, August 8-13, 2010, Washington, DC, USA.
2. А. Н. Варава, А. В. Дедов, А. Т. Комов, С. А. Малаховский // Экспериментальное исследование кризиса теплообмена при кипении в недогретом закрученном потоке в условиях одностороннего нагрева / ТБТ, Т. 47, № 6, 2009 стр. 877–883.

Измерение дисперсности капель в факеле распыла центробежной форсунки

М.С. Солодовникова, А.С. Усанина

Национальный Исследовательский Томский Государственный Университет
г. Томск, проспект Ленина, 36
314691@mail.ru

Характеристики форсунок определяют параметры дисперсности исходных капель и горения газожидкостной смеси, и, следовательно, энергетические и экологические параметры тепловых машин. Опубликованные данные относятся к характеристикам форсунок в квазистационарных режимах работы при номинальных значениях перепада давления Δp на форсунке. Экспериментальные данные существенно отличаться от расчетных, в связи с непостоянством внешних параметров. Для проведения расчетов рабочих процессов в конкретных установках необходима экспериментальная информация о дисперсных параметрах распыленных капель, генерируемых форсункой.

В данном случае единственными возможными методами является оптические, которые не вносят возмущения в поток капель. Этот метод основан на регистрации рассеянного потоком частиц лазерного зондирующего излучения. Функция распределения частиц по размерам определяется при использовании метода малоуглового рассеяния, основанного на возможности аналитического описания рассеяния света частицами, более крупными по сравнению с длиной волны излучения, под малыми углами θ к направлению падающего излучения. При однократном рассеянии света независимыми частицами, интенсивность излучения может быть определена по формуле теории дифракции:

$$\overline{I}_p(\theta) = \int_0^{\infty} I_p(\theta, \alpha) f(D) D^2 dD$$

где $f(D)$ – функция распределения частиц по размерам.

Решение обратной задачи оптики аэрозолей с использованием зависимости (1) дает возможность определить функцию распределения частиц по размерам по экспериментально измеренной индикатрисе рассеянного излучения.

Для определения функции распределения частиц по размерам разработана лазерная установка, основанная на измерении рассеянного под малыми углами к оси лазерного луча на частицах аэрозоля излучения. Экспериментальный стенд состоит из системы вытеснительной подачи жидкого компонента и лазерного измерительного комплекса.

Для отработки методики малоуглового рассеяния с использованием разработанного испытательного стенда были проведены измерения дисперсности капель в факеле распыла центробежной форсунки. Результаты измерения нормированной индикатрисы рассеяния $I(Q)$ приведены в таблице.

Обработка результатов измерений проводилась в рамках моделей монодисперсных и полидисперсных капель. Измеренный радиус монодисперсных капель

составлял $r = 24,8$ мкм (рис. 1, кривая 1). Более близкое соответствие расчетной и экспериментальной индикатрис рассеяния было получено для модели полидисперсных капель (рис. 1, кривая 2). При этом функция распределения капель по размерам аппроксимировались гамма-распределением

$$f(r) = ar^{\alpha} \exp(-br)$$

Полученная в результате обработки экспериментальных данных функция распределения приведена на рис. 2. Значения параметров для этой функции: $a=0,07$; $\alpha=0,55$; $b=0,167$. Значения модального и среднемассового радиусов капель: $r_0=0,3$ мкм; $r_{43}=27,2$ мкм; Отметим, что значение r_{43} хорошо согласуется с радиусом монодисперсных капель $r=24,8$ мкм.

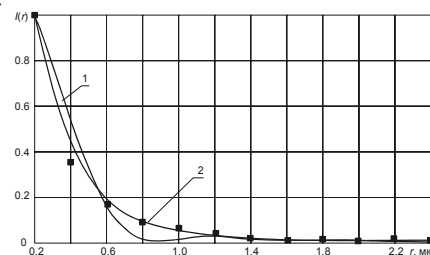


Рис.1 Расчетные и экспериментальная (точки) индикатрисы рассеяния.

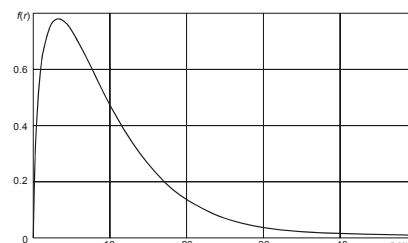


Рис. 3. Функция распределения капель по размерам

Анализ результатов проведенных исследований позволяет сделать следующие выводы.

- Разработан и апробирован испытательный стенд для исследования влияния характеристик форсуночных устройств разного типа на дисперсность капель в факеле распыла методом малоуглового рассеяния.

- Получены данные по размерам капель в факеле распыла центробежной форсунки в рамках моно- и полидисперсных моделей. Значение среднемассового радиуса капель (полидисперсная модель) взаимосвязаны с радиусом монодисперсных капель и с известными литературными данными.

- Показано, что наиболее близкое соответствие измеренной и расчетной индикатрис рассеяния достигается при аппроксимации дисперсного состава капель обобщенным гамма-распределением частиц по размерам.

Исследование гидродинамики и теплообмена в кольцевых ТВЭЛх

А.А. Стаханова¹

¹НИУ МЭИ

г. Москва, ул. Красноказарменная, д.14
dedov@phns.mpei.ac.ru

Одним из способов улучшения экономических показателей действующих и новых АЭС является повышение удельной мощности без увеличения размеров реактора при сохранении или повышении уровня безопасности РУ.

Для повышения энергонапряженности РУ, снижения максимальной температуры топлива представляется перспективной организация теплосъема как с наружной поверхности твэла, так и с внутренней теплоотдающей поверхности. При переходе от традиционных твэлов к кольцевым практически удваивается поверхность теплообмена, снижается толщина топливного слоя и разность между максимальной температурой топлива и температурой теплоносителя [1].

Переход от традиционных твэлов к кольцевым позволяет одновременно решить две сложных задачи — повышение удельной мощности РУ и обеспечение безопасности. Исследование гидродинамики и теплообмена в кольцевых твэлах представляется актуальным в связи с очевидными преимуществами кольцевых твэлов перед призматическими.

В данной работе был проведен подбор соотношений для расчета коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления в кольцевых каналах для режимов конвективного теплообмена и поверхностного кипения. Было проведено сравнение расчетных значений с имеющимися экспериментальными данными. Для области конвективного теплообмена из существующего множества расчетных соотношений были выбраны те, расчеты по которым с погрешностью не более $\pm 15\%$ описывают имеющиеся экспериментальные данные.

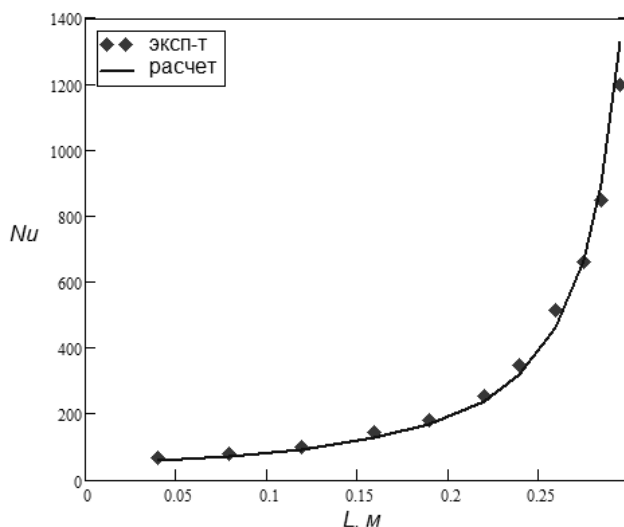


Рисунок 1: Число Нуссельта, рассчитанное локально по длине обогреваемого канала. Поверхностное кипение.

Параметры режима: температура теплоносителя на входе в рабочий участок - $T_{вх}=160\text{ }^{\circ}\text{C}$, плотность подводимого теплового потока - $q=3070\text{ кВт/м}^2$, давление теплоносителя - $p=12.06\text{ МПа}$, массовая скорость - $\rho w=1032\text{ кг/м}^2\text{с}$.

Результаты расчета для режима поверхностного кипения описывают экспериментальные данные с погрешностью $\pm 10\%$. Соотношения для расчета взяты из работы [2]. Сравнение результатов расчета с опытными данными представлено на рис.1.

В работе приведены результаты численного моделирования течения жидкости в кольцевых зазорах для случаев внешнего и внутреннего нагрева. Сравнение теплогидравлических характеристик, полученных в результате моделирования, и экспериментальных данных показало их хорошее согласие. Также было проведено численное моделирование для одновременного течения жидкости в кольцевом зазоре и внутреннем канале.

Два варианта расчетной геометрии представлены на рис. 2:

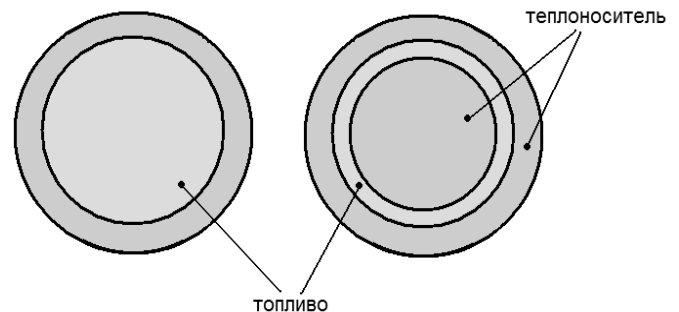


Рисунок 2: Два варианта расчетной области

Также в работе рассмотрена проблема интенсификации теплообмена и проведено численное моделирование течения в кольцевом канале с двумя типами интенсификаторов на внутренней трубе — кольцевое оребрение и винтовая наливка.

Литература

1. Блинков В.Н., Болтенко Э.А., Елкин И.В. и др. Перспективы использования кольцевых твэлов в атомной энергетике // Теплоэнергетика, №3, 2010, стр. 28-33.
2. Глуценко Л.Ф. Уравнение для расчета коэффициентов теплоотдачи при кипении с недогревом в условиях вынужденного движения жидкостей.// ТВТ, том 6, №4, 1968, стр. 358-361.

Динамика движения теплового и влажностного фронта при капиллярной пропитке пористого материала

А.Н. Стерлягов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
sterlyagov@itp.nsc.ru

При капиллярной пропитке в пористых материалах наблюдается движение фронта влаги, а при выделении тепла вследствие сорбционных процессов может наблюдаться и движение сопутствующего теплового фронта [1]. Эксперименты по исследованию тепловых процессов, сопровождающих капиллярную пропитку пористого материала, проводились методом ИК - термографии (рис. 1).

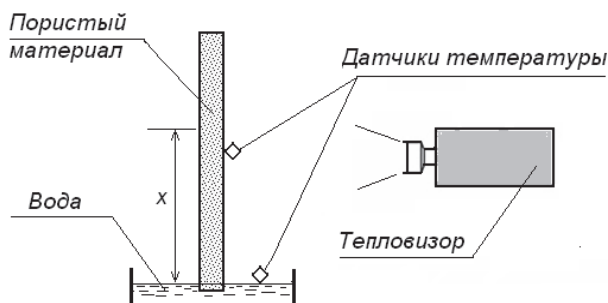


Рисунок 1: Схема проведения эксперимента по капиллярной пропитке пористого материала.

Предварительно образцы из газобетона высушивались до постоянной массы, а боковые поверхности образцов влагоизолировались. Затем образец устанавливался в емкость с дистиллированной водой. При этом нижняя поверхность образца касалась поверхности воды, а верхняя поверхность образца контактировала с окружающим воздухом. Таким образом, в образце наблюдался процесс влагопереноса снизу вверх. Во время проведения эксперимента с интервалом 5 секунд тепловизором фиксировалось распределение температуры на боковой поверхности образца. Температура поверхности образца в отдельных точках также измерялась с помощью термпар. Эксперименты проводились при постоянной температуре и влажности окружающего воздуха ($t_{\text{в}} = 24^{\circ}\text{C}$, $\phi = 30\%$). Начальная температура образца и воды были одинаковы, $t = 24^{\circ}\text{C}$.

В работе [2] методом гамма просвечивания в экспериментах по капиллярной пропитке было получено распределение влаги в различные моменты времени и изотерма сорбции исследуемого пористого материала. Согласно полученным данным в рассматриваемом пористом материале наибольшее выделение тепла вследствие процессов сорбции происходит при влажности материала около 1,5%.

На основании полученных в экспериментах результатов о распределении температуры и влаги были получены данные положения максимума температуры и координаты влагосодержания $W_m = 1,5\%$ по высоте

образца в различные моменты времени (рис. 2). Эти данные характеризуют скорость движения теплового и влажностного фронта в процессе капиллярной пропитки образца. Видно, что координата максимума температуры достаточно хорошо совпадает с положением влажностного фронта при $W_m = 1,5\%$. Это свидетельствует о том, что обнаруженный в экспериментах тепловой эффект обусловлен выделением тепла вследствие сорбционных процессов.

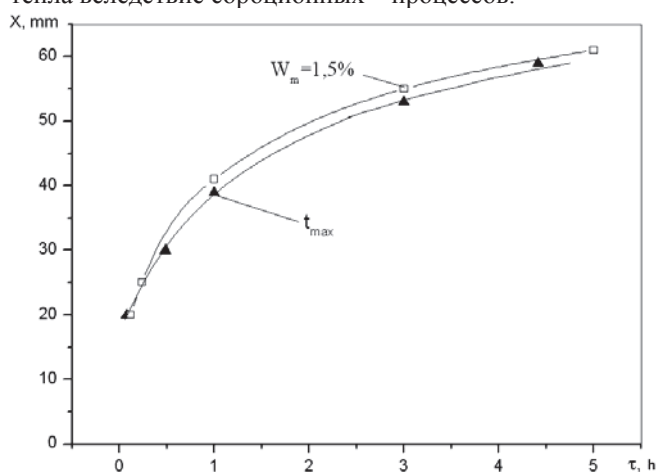


Рисунок 2: Изменение положения сечений с максимальной температурой и влажностью $W_m = 1,5\%$.

Из рис. 2. также следует, что скорость распространения теплового фронта сильно изменяется по мере его продвижения по высоте образца. Величина скорости определяется углом наклона касательной линии к кривой, обобщающей опытные точки на рис. 2. Наибольшее значение скорость движения теплового фронта имела в начальные моменты времени в нижней части образца, а затем, по мере перемещения по высоте, величина ее существенно снижалась.

Литература

1. Боресков Г.К., Матрос Ю.Ш., Киселев О.В. Осуществление каталитических процессов в нестационарных условиях: 1. Тепловой фронт в неподвижном слое катализатора // Кинетика и катализ. 1979. Т.20, №3. С.773-780
2. Nizovtsev M.I., Stankus S.V., Sterlyagov A.N., Terekhov V.I., Khairullin R.A. Determination of moisture diffusivity in porous building materials using gamma- method, Int. J. Heat Mass Transfer, 2008, Vol. 51, Issues 17-18, pp. 4161-4167

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке междисциплинарного интеграционного проекта Сибирского отделения РАН №98.

Исследование теплообмена при плёночных течениях жидкости в условиях импульсного тепловыделения.

Суртаев А.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
surtaev@itp.nsc.ru

В последнее время исследователи активно используют метод инфракрасной термометрии для изучения теплообмена при фазовых превращениях. Однако большинство из этих задач посвящено изучению процессов, протекающих при кипении в условиях большого объема. В тоже время подобные методы мало используются для выявления особенностей теплообмена при кипении в стекающих плёнках жидкости. Такие исследования необходимы для обеспечения эффективной работы плёночных аппаратов, которые широко распространены в промышленности. В данной работе представлены результаты исследования теплообмена и развития кризисных явлений при кипении недогретой на входе стекающей плёнки жидкости при ступенчатом законе тепловыделения с использованием синхронизированных высокоскоростных инфракрасной термографии и видеосъёмки.

Схематический вид экспериментальной установки, подробное описание экспериментального контура, методики для исследования теплообмена и кризисных явлений в стекающих плёнках воды при различных законах тепловыделения, анализ погрешностей и описание тестовых опытов представлены в работе [1]. В экспериментах в качестве нагревательного элемента использовалась фольга из константана с толщиной 25 и 50 мкм. Анализ структуры фольги, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) показал, что линейный размер локальных неровностей, которые являются потенциальными центрами кипения жидкости, варьируется в диапазоне 1–10 мкм. Эксперименты проводились с использованием дистиллированной воды, подаваемой на рабочий участок при различной степени недогрева $\Delta T_{\text{нед}}$. Тепловой поток в эксперименте изменялся от 10^4 до $300 \cdot 10^4$ Вт/м². Термографическая съёмка осуществлялась со стороны нагревательной поверхности с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры Titanium HD 570M. Запись текущих значений напряжения и тока на экспериментальном участке, цифровая высокоскоростная видеосъёмка и термографическая запись температурного поля были синхронизированы с моментом начала подачи тепловой нагрузки.

Как показал анализ экспериментальных данных кипение в глубоко недогретой плёнке воды ($\Delta T_{\text{нед}} = 70$ К) инициируется при тепловых потоках порядка 0.5 МВт/м². В этой области тепловых нагрузок, плотность центров парообразования относительно невысокая, что позволяет проследить динамику температурного поля в области активных центров без влияния температурных возмущений, создаваемых

соседними центрами. На рис. 1 представлена зависимость температуры нагревательной поверхности в области единичного активного центра кипения от времени, построенная с использованием данных термографической видеосъёмки (ИК). Вертикальными линиями указаны моменты времени возникновения пузыря, полученные из анализа данных высокоскоростной видеосъёмки (ВВ). Из графика видно, что при появлении на поверхности парового пузыря, температура в области его возникновения снижается. На следующей стадии пузырь конденсируется в узком временном интервале, создавая на свободной поверхности плёнки жидкости волны. После схлопывания пузыря температура начинает увеличиваться, и при достижении порогового значения в области активного центра появляется новый паровой зародыш.

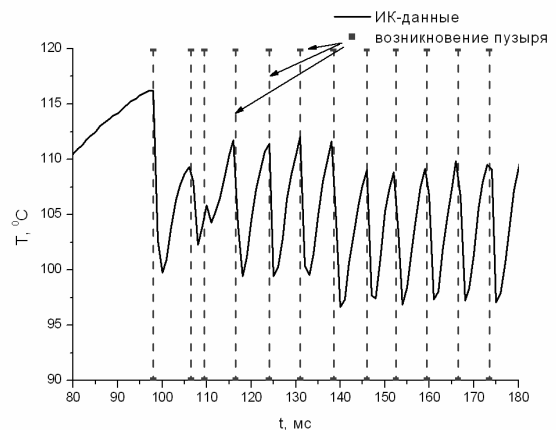


Рисунок 1: Температура нагревательной поверхности в области единичного центра парообразования. $Re=1300$, $\Delta T_{\text{нед}}=70$ °C, $q = 0.53$ МВт/м².

Также в работе представлены результаты исследования теплообмена в стекающей плёнке жидкости. Анализ этих данных в частности показал, что в области высоких тепловых потоков коэффициент теплоотдачи с хорошей точностью может быть описан расчётом для теплообмена при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции.

Литература

1. Surtaev A.S., Pavlenko A.N., Tsoi A.N. Transient heat transfer and development of crisis phenomena in falling liquid films at non-steady heat generation // Proc. of the ECI 8th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer. Switzerland. Lausanne. – 2012. – 10 p.

Исследование обтекания пылевых частиц низкотемпературной плазмой низкой плотности методом Монте Карло

С.Ю. Суслов¹

¹Technische Universiteit Eindhoven
Hoofdgebouw 8.24, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands
dalamber@bk.ru

Частицы микронного размера (пылевые частицы), помещенные в низкотемпературную плазму, приобретают большой отрицательный заряд $Q_d = Z_d e_0 \sim 10^3 - 10^4 e_0$. Вокруг таких частиц могут формироваться облака захваченных ионов, число которых может составлять до $Z_{tr} \sim 0.5 \cdot Z_d$, т.е. соизмеримо с числом электронов на пылевой частице [1-4]. Захваченные ионы образуют широкую оболочку с максимумом, расположенным на расстоянии $R_m \sim (0.3-0.5) \cdot \lambda_i$ от пылевой частицы, и это облако экранирует собственный заряд пылевой частицы от влияния внешних электрических полей. Только эффективный заряд $Z_{eff} = Z_d - Z_{tr}$ проявляет себя во взаимодействиях с другими частицами и внешним электрическим полем. Однако во внешних электрических полях система заряженной пылевой частицы и облака захваченных ионов (“пылевой квазиатом”) может поляризоваться, и вся система приобретает дипольный момент [4].

В данной работе поляризация плазмы вокруг пылевой частицы, помещенной в низкотемпературную плазму, рассматривается с помощью метода Монте Карло. Показано, что в слабо столкновительном режиме коэффициент поляризации подобной системы имеет нелинейную зависимость от напряженности внешнего электрического поля E . Для слабых внешних полей поляризация пылевого “квазиатома” очень велика ($\alpha \sim \lambda_i^3 \gg r_0^3$), где r_0 – радиус пылевой частицы, λ_i – ионная длина Дебая плазмы. В сильных полях коэффициент поляризации $\alpha(E)$ является убывающей функцией от напряженности поля благодаря “ионизации” пылевого “квазиатома”.

На Рис. 1 приведено сравнение дипольных моментов для различных (безразмерных) зарядов пылевых частиц Q , откуда следует очень важный результат: в слабых электрических полях $E' = e_0 E_z \lambda_i / 2T_i$ (T_i – температура ионов в плазме) функция $p(E')Q$, пропорциональная коэффициенту поляризации, практически не зависит от заряда пылевой частицы (рис. 2). Это означает, что смещение ионов в облаке вокруг пылевой частицы определяется упругой возвращающей силой, действующей на временно захваченные ионы и пропорциональной заряду пылевой частицы.

Индукцированный дипольный потенциал в плазме вокруг частицы может играть важную роль, как и “wake” – потенциал, получаемый с помощью теории линейного отклика [5], в которой не принимается во внимание влияние захваченных тонов. Полученные результаты важны для понимания различных явлений в пылевой плазме, таких как образование пылевых структур и различных волновых явлений в сложной пылевой плазме при низких плотностях.

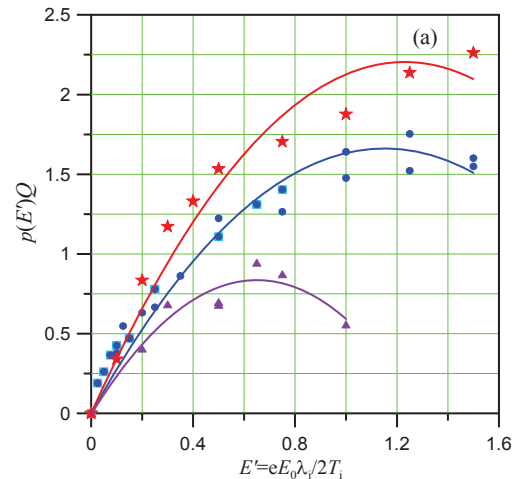


Рисунок 1: Зависимость дипольного момента пылевой частицы от электрического поля ($Q = 0.5$, $l_i = 10 \lambda_i$ – кружки; $Q = 2.0$, $l_i = 10 \lambda_i$ – звездочки; $Q = 0.5$, $l_i = 2 \lambda_i$ – треугольники).

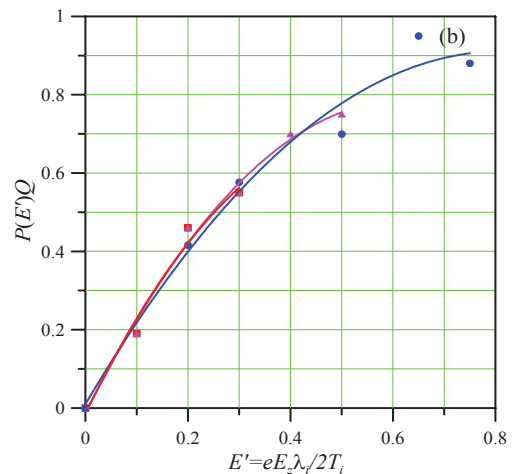


Рисунок 2: Дипольный момент для различных зарядов пылевых частиц, $r_0 = 0.015 \lambda_i$.

Литература

1. M. Lampe et al., Phys. Plasmas 10, p. 1500 (2003).
2. A. V. Zobnin et al. Physics of Plasmas, 15, 043705 (2008).
3. I. H. Hutchinson and L. Patacchini, Physics of Plasmas, 14, 013505 (2007).
4. G. I. Sukhinin and A. V. Fedoseev, IEEE Trans. Plasma Sci. 38, pp. 2345–2352 (2010).
5. O. Ishihara. J. Phys. D: Appl. Phys. 40, pp. R121-R147 (2007).

К теории объяснения эффекта аномальной консервации газогидрата

Б.И. Тазетдинов

Бирская государственная социально-педагогическая академия
 г. Бирск, ул. Интернациональная, 10
 bulatbirsk@yandex.ru

В настоящее время большой интерес представляют исследования кинетики разложения газовых гидратов [1, 2]. В частности, при отрицательных температурах вследствие образования корки льда на поверхности гидрата наблюдается аномально низкая скорость разложения (эффект самоконсервации), что позволяет газовым гидратам длительное время существовать в неравновесных условиях.

В данной работе численно исследован процесс разложения цилиндрического образца газогидрата, находящегося в перегретом состоянии относительно равновесной температуры ($T_s = 193$ К) при одной атмосфере в температурной области $240 \text{ К} < T < 273 \text{ К}$. При решении задачи рассмотрена предельная схема для диффузионного процесса выхода газа из образца газогидрата. Предполагая, что в основном объеме частицы гидрата коэффициент диффузии достаточно высокий, принято, что концентрация газа по всему объему однородна. Тогда интенсивность выхода газа лимитируется диффузионным сопротивлением слоя льда вблизи границы цилиндрического образца гидрата радиуса a .

Используя уравнение для изменения массы газа в составе гидрата [3] и принимая во внимание, что в начальный момент времени концентрация газа в составе газогидрата максимальна, получим решение

$$g = G e^{-t/t^{(D)}}, \quad t^{(D)} = \frac{a\Delta a}{2D_a}, \quad (1)$$

где D_a , Δa – коэффициент диффузии и толщина корки льда, g , G – концентрация и массовая доля газа в составе гидрата.

Для закона выхода газа из состава гидрата с использованием решения (1) получим

$$M_g = \pi a^2 L \rho_H^0 G \left(1 - e^{-t/t^{(D)}}\right), \quad (2)$$

где L , ρ_H^0 – высота и плотность образца гидрата.

Для численных расчетов использовались следующие параметры: $a = 1,5$ см, $L = 10$ см, $\rho_H^0 = 910$ кг/м³, $G = 0.12$, $D_a = 10^{-12}$ м²/с.

На рис.1 и 2 представлены графики полей концентраций и выхода газа из образца газогидрата при различных значениях толщины корки льда $\Delta a = 3$ (1), 30 (2), 100 (3), 300 мкм (4).

Показано, что процесс разложения гидрата в такой постановке лимитируется коэффициентом диффузии и толщиной корки льда. Численные расчеты сравнивались с экспериментальными данными [1], которые подтвердили адекватность построенной математической модели.

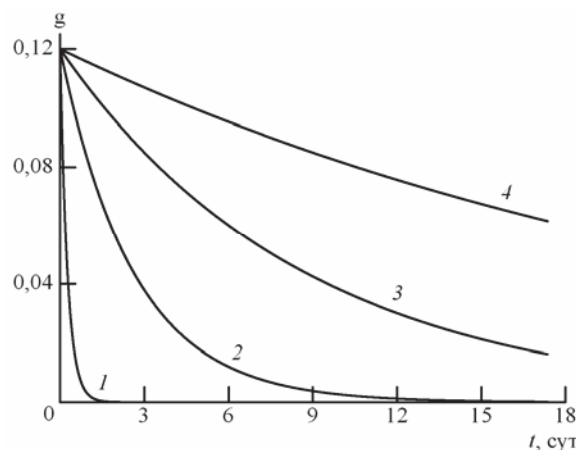


Рисунок 1: Зависимость средней концентрации газа в образце газогидрата от времени.

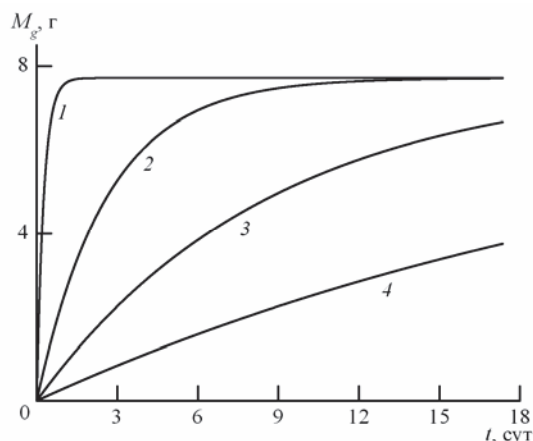


Рисунок 2: Зависимость массового выхода газа от времени.

Литература

1. Laura A. Stern, Susan Circone, Stephen H. Kirby, and William B. Durham. Temperature, pressure, and compositional effects on anomalous or "self" preservation of gas hydrates // Proc. Of the 4th. intern. Conf. on Gas Hydrates. Yokohama, Japan. 2002. P. 673-677.
2. Истомин В.А., Якушев В.С., Махонина Н.А., Квон В.Г., Чувилин. Е.М. Эффект самоконсервации газовых гидратов // Газовые гидраты. Приложение к журналу Газовая промышленность. Спецвыпуск, 2006. С. 36-46.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с. Ч. 2. 360 с.

Применение метода PIV для определения эффективности ингибирования метано - воздушного пламени добавкой аэрозоля $K_4[Fe(CN)_6]$ Я.С. Терентьева¹, В.М. Дулин^{1,2}, О.П. Коробейничев³, А.Г. Шмаков³, А.А. Чернов³¹Новосибирский Государственный Университет
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1³Институт химической кинетики и горения
г. Новосибирск, Институтская, 3
chernov@kinetics.nsc.ru

На практике для тушения пожара и предотвращения взрыва очень широко применяется тонкораспыленная вода [1]. Повышение эффективности тушения водой может быть значительно повышено за счет введения в нее различных добавок [2].

Цель работы – количественно изучить эффективность влияния аэрозоля водного раствора $K_4[Fe(CN)_6]$ на скорость распространения пламени CH_4 /воздух при давлении 1 атм.

Для измерения скорости распространения ламинарного пламени CH_4 /воздух была использована горелка Махе-Хебра. Горелка представляла собой стеклянную трубку с внутренним диаметром 2 см и длиной 27 см, сужающуюся к концу до диаметра 1 см на длине 3 см. Температура горелки поддерживалась постоянной и равной 93 °С. При этой температуре объемный расход стехиометрической горючей смеси метана с воздухом составлял 104 см³/с. Добавка аэрозоля водного раствора желтой кровяной соли вводилась в поток горючей смеси с помощью форсунки. Внутренний диаметр сопла форсунки составлял 0.1 мм, толщина стенок капилляра – 0.04 мм, кольцевой зазор на выходе – 0.05 мм. Скорость распространения пламени определялась из полей мгновенной скорости газа, измеряемых методом PIV (particle image velocity) [3]. Для расчета полей скорости по изображениям частиц, освещаемых лазерным "ножом", использовался итерационный кросскорреляционный алгоритм [4]. Из изображений на Рис. 1 видно, что после фронта пламени и расширения газа, концентрация частиц соли в значительной мере уменьшается.

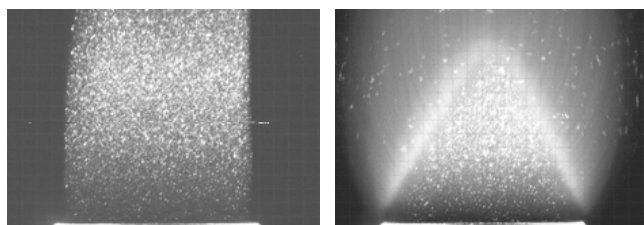


Рисунок 1: Фотографии частиц аэрозоля соли в потоке горючего газа без пламени (а) и в пламени (б).

На рисунке 2 представлены результаты изменения скорости горения от концентрации добавки воды и добавки раствора соли в воде. Максимальная концентрация паров соли в горючей смеси составляла 13 ppm при концентрации паров воды 2.3% из расчета ее полного испарения.

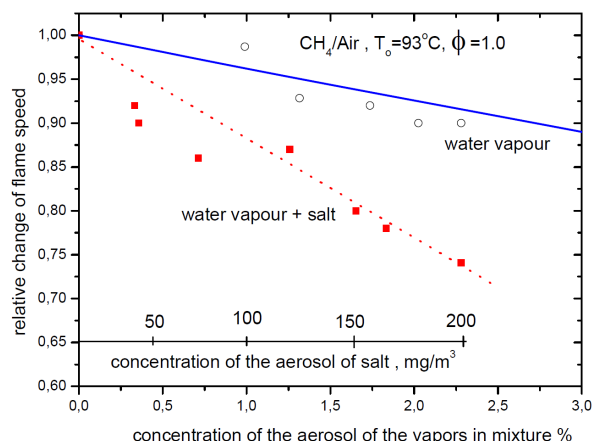


Рисунок 2: Изменение скорости распространения пламени CH_4 /воздух в зависимости от концентрации добавки паров воды и аэрозоля водного раствора соли.

При добавке 2.2% паров воды скорость распространения пламени уменьшается на 8%. При добавлении 2.2% паров воды и 0.2 г/м³ соли наблюдается более значительное уменьшение скорости распространения пламени – на 25%. Как видно из результатов, малые добавки $K_4[Fe(CN)_6]$ оказывают значительное ингибирующее влияние на скорость распространения пламени метано-воздушной стехиометрической смеси как в расчетах, так и в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке СО РАН по междисциплинарному интеграционному проекту № 24.

Литература

1. Корольченко А.Я. Технология импульсного водяного пожаротушения IFEX 3000 // Пожаровзрывоопасность. 2000. №2. С. 3-5.
2. Liu J., Cong B., Liao G., Experimental Study on CH_4 /Air Fire Suppression Effectiveness of Water Mist with Metal Chloride Additives. Book of abstracts of 32th International Symposium on Combustion, August 3-8, 2008, McGill University, Montreal, Canada, 2008, 1F03
3. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M., Stork S.I., Tokarev M.P., Flow structure of swirling turbulent propane flames // Flow Turbulence Combustion, 2011, 87: 569-595
4. Tokarev M.P., Markovich D.M., Bilsky A.V., Adaptive algorithms for PIV image processing, Journal Computational Technologies. 2007, 12(3): 109-131

Гидродинамика и теплообмен в реакторе анаэробного сбраживания при гидравлическом способе перемешивания

И.А.Трахунова, Ю.В.Караева

Исследовательский центр проблем энергетики Федерального государственного бюджетного учреждения КазНЦ РАН
г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31
irseen2@yahoo.com

Анаэробное сбраживание является медленной микробиологической реакцией. Перемешивание в ходе протекания процесса играет важную роль, т.к. повышает контакт между микроорганизмами и субстратом, что обеспечивает равномерное распределение популяции бактерий; обеспечивает равномерное распределение pH и температуры; предотвращает отложение плотных твердых веществ на дне и флотацию легких твердых веществ на свободной поверхности; позволяет предотвратить формирование пустот и скоплений, уменьшающих рабочую площадь реактора; помогает освободить пузырьки биогаза.

В реакторах метанового брожения по интенсивности образования биогаза наиболее предпочтительна система гидравлического перемешивания.

Целью данной работы является интенсификация процесса анаэробного сбраживания путем совершенствования системы гидравлического перемешивания.

В работе рассмотрено три типа загрузки сырья в системе гидравлического перемешивания:

- модифицированный тип загрузки 1, перемешивание в реакторе осуществляется рециркуляцией субстрата через два подводящих патрубка, при этом в верхнем подводящем патрубке находится аксиально-лопаточный закручиватель;

- тип загрузки 2, при котором подача субстрата осуществляется через подводящий патрубок, расположенный в верхней крышке корпуса реактора, а отгрузка шлама через отводящий патрубок на дне реактора [1];

- тип загрузки 3, при котором подводящий и отводящий патрубки расположены на противоположных боковых сторонах корпуса реактора [2].

Для решения поставленной задачи использовался пакет моделирования COMSOL, позволяющий решать системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных методом конечных элементов. На основе возможностей программы COMSOL была создана новая пользовательская модель, адаптированная к условиям рассматриваемой задачи.

Проведены численные исследования и сравнительный анализ циркуляции органического субстрата и соответствующего им распределения температуры и объемной концентрации дисперсной

среды в резервуарах с различным расположением входных и выходных труб.

На рисунке 1 представлено распределение температуры внутри реактора при разных типах загрузки.

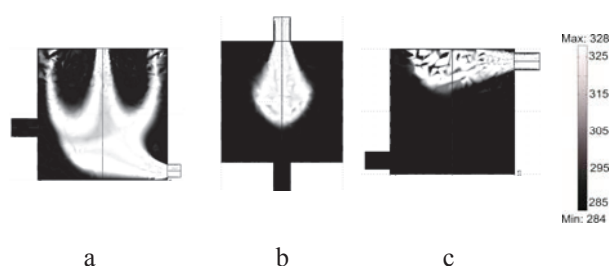


Рисунок 1: Распределение температуры внутри реактора на плоскости $y=0$, $Re=21,5$, $t=1000$ при разных типах загрузки. а –модифицированный тип загрузки 1; б –тип загрузки 2; с –тип загрузки 3.

Как видно из рисунка 1 тип загрузки 1 обеспечивает лучший прогрев органического сырья внутри реактора.

На рисунке 2 представлено изменение распределения концентрации твердой фазы.

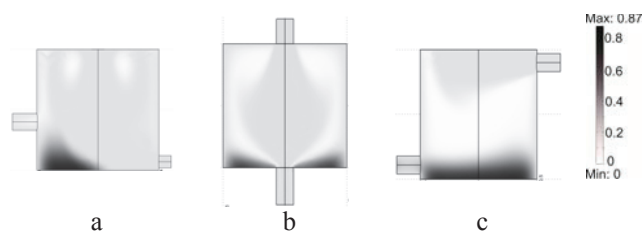


Рисунок 2: Распределение полей концентрации (объемные доли) при $t=1000$: а –модифицированный тип загрузки 1; б –тип загрузки 2; с –тип загрузки 3.

Согласно результатам численных расчетов первый тип загрузки обеспечивает лучшее перемешивание и является наиболее предпочтительным из рассматриваемых вариантов.

Литература

1. Веденеев А. Г., Веденева Т. А. Биогазовые технологии в Кыргызской Республике. Бишкек: Евро, 2006. 90с.
2. Пат. РФ № 94034739/25, 19.09.1994.

Численное моделирование реагирующего течения аэросмеси в плоском канале сложной конфигурации

Т. М. Усенова

Институт Математики МОН РК, лаборатория гидродинамики,
ked@math.kz

В работе представлены математическая модель и результаты численного решения плоского дозвукового турбулентного реагирующего течения аэросмеси (газ-твердые частицы сферической формы) в плоском канале с различными конфигурациями. Для моделирования процесса газовой фазы используется осредненная по Рейнольдсу система уравнений Навье-Стокса, замыкаемая $k - \varepsilon$ моделью турбулентности.

Параметры дисперсной фазы описываются лагранжевыми уравнениями траекторий, скорости и температуры частиц. В топочное устройство через боковое отверстие инжектируется аэросмесь, состоящая из угольных частиц и первичного воздуха. Помимо этого из дополнительного отверстия подается вторичный воздух. Процессы выделения летучих, горение кокса и газовой фазы осуществляется в два этапа, где на первой стадии включены процессы выделения летучих и горения кокса и на второй кинетическая реакция газовой фазы [1].

Начальные и граничные условия: в начальный момент времени во всей вычислительной области скорость равна нулю, распределение температуры постоянно. На входе задаются скорость, температура аэросмеси и вторичного воздуха. На стенках для поля скорости задается турбулентный закон стенки, с помощью которого определяется тангенциальная компонента скоростей и тепловой поток. Для концентрации компонентов и кинетической энергии турбулентности принимается условие отсутствия потока компонент через стенку. На выходе для поля скорости принимаются мягкие граничные условия, для давления и плотностей поддерживаются заданные значения [2]. Частицы вблизи открытой границы покидают рассматриваемую область.

Дискретизация уравнений осуществляется методом контрольного объема со вторым порядком точности по пространственным переменным. Детальное описание численного метода решения системы уравнений, а также тестирование построенного алгоритма изложено в работе [3], здесь приводится вкратце его основные этапы решений. Для решения поставленной задачи модифицируется программный комплекс PFS-CFD (Plasma – Fuel System-Computational Fluid Dynamics) разработанный в [4]. Рассматриваемая задача реализуется на сетке по пространственным координатам размером 80×120 . Высота рассматриваемого канала $L_z = 35$, ширина

$L_x = 10$. Проведены численные эксперименты по изучению влияния параметров вдуваемой аэросмеси на процесс выделения газов из частиц и исследована

зависимость их от концентрации летучих в угольной частице.

Литература

- 1 Richard A. Centry, Bart J. Daly, Anthony A. Amsden. KIVA COAL: A modified of the kiva program for calculating the combustion dynamics of a coal-water slurry in a diesel engine cylinder, 1987.- 68 p.
- 2 Старченко А.В. Математическое моделирование образования оксидов азота при горении пылеугольного топлива // Физика горения и взрыва.- 1998.-Т.34, №6. С. 3-13.
- 3 Камалова Г.А., Найманова А.Ж. Математическое моделирование газодинамических процессов двухфазной среды в устройствах различной конфигурации // Математический журнал. – 2005. – №1. – С. 52-66.
- 4 Камалова Г.А., Мессерле В.Е., Найманова А.Ж., Устименко А.Б. Моделирование турбулентных реагирующих течений в топочных устройствах // Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15, №1. – С. 149-161.

Экспериментальное исследование процесса гидротранспорта водоугольной суспензии

А.И. Федотов, Э.В. Шамсутдинов

Исследовательский центр проблем энергетики

Федерального государственного бюджетного учреждения науки Казанского научного центра Российской академии наук
г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31
fedotovran@mail.ru

В условиях увеличения спроса на мировом рынке на энергоресурсы с учетом предъявляемых экологических требований использование водоугольной суспензионного топлива (ВУТ) или водоугольных суспензий (ВУС) в различных энергетических установках является на сегодняшний день одним из перспективных направлений применения твердого топлива. Для разработки научно-обоснованных эффективных режимов эксплуатации систем гидротранспорта водоугольных суспензионных топлив возникает необходимость проведения как теоретических, так и экспериментальных исследования происходящих при этом процессов.

В технологическом аспекте представляется перспективным транспортирование ВУТ в ламинарном режиме и сжигание его без обезвоживания. Ламинарный режим течения значительно экономичней турбулентного. Этот факт имеет решающее значение для промышленной реализации технологии ВУТ [1].

На рис. 1 представлена принципиальная схема созданного экспериментального стенда по исследованию течения водоугольной суспензии в трубах [2]. Водоугольная суспензия из емкости (поз. 1) перистальтическим насосом (поз. 3) подается на рабочий участок (поз. 7), располагаемый на стапель-установке (поз. 8). Давление замеряется на входе и на выходе рабочего участка преобразователем давления (поз. 6). При помощи термопреобразователя ВУС (поз. 4) определяется температура ВУС. Частотный преобразователь (поз. 10) используется для регулирования расхода суспензии. Показания температуры и давления передаются на измеритель-регулятор (поз. 11).

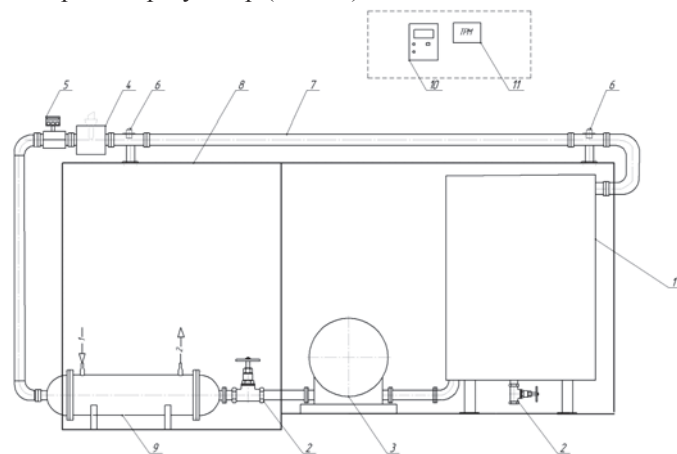


Рисунок 1: Принципиальная схема экспериментальной установки.

Экспериментальное исследование проводилось для 50% водоугольной суспензии. Температура суспензии t изменялась в диапазоне $30 \div 50^\circ\text{C}$, который обусловлен возможными эксплуатационными параметрами. Число Рейнольдса изменялся в диапазоне $Re=45 \div 900$, вязкость суспензии принималась как зависимость от градиента деформации и температуры суспензии.

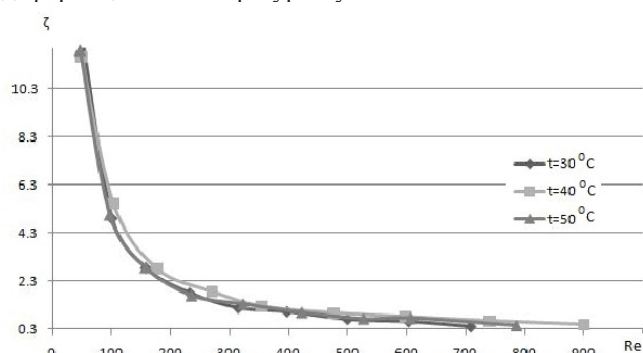


Рисунок 2: Зависимость коэффициента гидродинамического сопротивления от числа Re при различных температурах ВУС.

Результаты экспериментальных исследований процессов гидротранспорта ВУС обобщены и представлены на рис. 2 в виде зависимости коэффициента гидродинамического сопротивления от числа Re при различных температурных режимах исследуемого процесса. Из рисунка видно, что зависимость имеет гиперболический характер, а при числах $Re > 500$ меняется незначительно и асимптотически стремится к значению 0.4. Также необходимо отметить, что влияние температуры является незначительным.

Литература

1. Ходаков Г.С., Горлов Е.Г., Головин Г.С. Водоугольное топливо: перспективы трубопроводного транспортирования // Уголь. – 2007. – №6. – С. 61-63.
2. Федотов А.И., Гильманов Р.М., Нигматуллин Р.М., Шамсутдинов Э.В., Мингалеева Г.Р. Разработка экспериментального стенда для исследования процесса транспортирования водоугольной суспензии // Труды Академэнерго. – 2010. – № 3. – С. 26-37.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы (госконтракты №02.740.11.0685, 02.740.11.0753, П1014).

Математическая модель теплоотдачи в жидкой фазе пленочных аппаратов

Г.К. Хамидуллина, М.М. Башаров

Казанский Государственный Энергетический Университет
г. Казань, ул. Красносельская, д. 51
h.g.ka@mail.ru

В энергетике и химической технологии применяется большое многообразие конструкций пленочных аппаратов. В теплоэнергетике это испарители и конденсаторы, в химической технологии – пленочные абсорберы и реакторы, на ТЭС применяются пленочные декарбонизаторы и деаэраторы и так далее. В расчетах перечисленных аппаратов важное значение имеет достоверное определение коэффициентов теплоотдачи в жидкой фазе (то есть в пленке), а также в газовой или паровой фазе. Различные конструктивные и режимные характеристики пленочных аппаратов затрудняют получение универсальной математической модели теплообменного процесса.

Известно, что перенос импульса, вещества и тепла может происходить как молекулярным путем, так и вследствие турбулентного обмена. Для определения интенсивности молекулярного переноса вводят коэффициенты температуропроводности α и кинематической вязкости ν . Турбулентный перенос характеризуется величинами коэффициентов турбулентного обмена α_t, ν_t (гипотеза Буссинеска).

Потоки тепла и импульса на стенке можно записать в виде:

$$q_{ст} = \alpha(T_\infty - T_{ст}), \quad (1)$$

$$\tau_{ст} = \rho\gamma(U_\infty - U_{ст}). \quad (2)$$

В выражении (2) используется коэффициент импульсоотдачи γ , который характеризует скорость переноса импульса.

Из выражения для определения коэффициентов импульсоотдачи в пограничном слое в результате численного интегрирования получена зависимость, которая хорошо аппроксимируется представленной ниже функцией:

$$\gamma = \frac{u_*}{5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124)} \quad (3)$$

где $R_\delta = u_*\delta/\nu$ - безразмерная толщина пограничного слоя.

Из уравнений (1), (2) с учетом поправки Чилтона-Кольборна для однофазного потока на твердой стенке следует связь между коэффициентами переноса импульса γ и тепла α :

$$\gamma = \frac{\alpha}{\rho c_p} Pr^{2/3} \quad (4)$$

На основе выражения (3) и аналогии (4) зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи в турбулентной пленке получила вид [1]:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,5} (5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124))} \quad (5)$$

где для пленочного течения динамическую скорость u_* на стенке канала можно вычислить по известному выражению:

$$u_* = \sqrt{g\delta_{пл}}, \quad (6)$$

где средняя толщина пленки при турбулентном течении $\delta_{пл} = 0,0887\theta Re^{0,635}$; число Рейнольдса $Re = 4q/\nu$; $\theta = (\nu^2/g)^{1/3}$ - приведенная толщина пленки, м; q - плотность орошения, $m^3/(m \times c)$.

Значение толщины δ (или R_δ) получим из потокового соотношения (2) с коэффициентом (3):

$$R_\delta = \exp\{[(u_\infty/u_* - 5,219)/2,5] + 0,124\} \quad (7)$$

Скорость на межфазной поверхности пленки $u_\infty = 1,15u_{ср}$, где $u_{ср} = q/\delta_{пл}$ - средняя скорость в пленке, м/с.

На рис. 1 показаны расчетные и опытные значения коэффициентов теплоотдачи в безразмерном виде, где $Nu_w = \frac{\alpha\delta_{пл}}{\lambda}$.

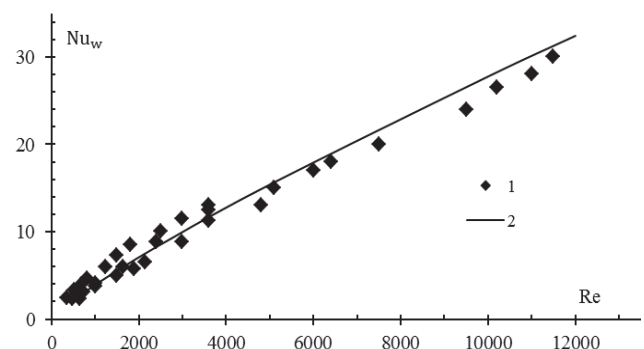


Рисунок 1: Корреляция данных по теплоотдаче при пленочном течении: 1 – опытные результаты различных авторов, обобщенные в работе [2]; 2 – расчет по уравнению (5).

Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментами и выражение (5) рекомендуется для инженерного расчета коэффициента теплоотдачи при турбулентном течении пленки.

Литература

1. Лаптев А.Г., Николаев Н.А., Башаров М.М. Методы интенсификации и моделирования тепломассообменных процессов. Учебно-справочное пособие.- М.: «Теплотехник», 2011. – 288 с.
2. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. II. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 360 с.

Формирование интенсивных кластерных потоков метана

Ходаков М.Д.

Новосибирский государственный университет
 mihaulla@gmail.com

Интерес к изучению сложных кластерных комплексов, их взаимодействию с низкотемпературной плазмой не ослабевает много лет [1-4]. Присутствие кластеров может изменить ход плазмохимических реакций как из-за изменения пороговых значений энергии активации и ионизации молекул, находящихся в кластере, так и вследствие возможности, при воздействии электронами на кластер, инициации химических реакций «сшивки» частиц, составляющих кластер, т.е. способствовать процессам синтеза более тяжелых частиц. Целью настоящего сообщения является обсуждение полученных результатов по кластеризации потоков метана и его смесей, выявление оптимальных условий формирования интенсивных кластерных метановых пучков.

Эксперименты выполнены на газодинамическом стенде ЛЭМПУС НГУ [5]. В качестве детектора использован квадрупольный масс-спектрометр Extort XT300M с диапазоном регистрируемых масс 1 – 300 (а.м.у.). В тестовом эксперименте, при давлении торможения 2000 мБар, зарегистрирован ряд пиков Ar_n^+ , $n = 1 - 7$, которые могут быть как осколками больших кластеров аргона, так и его олигомерами.

При подобных условиях истечения в струе чистого метана олигомеров метана или осколков кластеров большого размера, кроме $C_2H_y^+$, не было зафиксировано. Объяснениями этого могут быть нестабильность олигомеров метана (кроме димеров) при ионизации, устойчивость больших кластеров метана в детекторе масс-спектрометра или, наоборот, их нестабильность.

Наибольший интерес представляют экспериментальные данные по аргон-метановым смесям, полученные в широком интервале давлений торможения для смесей с 2,5%, 5% и 10% метана в аргоне. Тем самым обеспечена газодинамика потока, аналогичная истечению одноатомного газа. Пример такого масс-спектра на оси струи за сверхзвуковым соплом ($d^*=0,185$ мм, $Da=3,6$ мм) на расстоянии 33 мм от кромки сопла до входного среза скиммера молекулярно-пучковой системы приведен на рис. 1 для смеси с 2,5% метана в аргоне при давлении торможения смеси 2000 мБар.

Анализ этих и аналогичных данных показал, что осколки метановых и смешанных аргон-метановых кластеров наблюдаются во всем регистрируемом диапазоне масс. С ростом концентрации метана их амплитуды, как и амплитуды олигомеров аргона, убывают. Характерной особенностью спектра является присутствие пар пиков на массах $(CH_4)_n^+$ и $(CH_4)_n^{+1}$. Отношение суммарной интенсивности массовых пиков метановых групп, $C_xH_y^+$, к интенсивности Ar_n^+ на оси молекулярного пучка при росте давления торможения растет на порядок, о чем свидетельствуют данные, приведенные на рис. 2. При этом основной рост происходит в диапазоне от 800 до 1400 мБар, т.е. при изменении среднего размера кластеров метана, по оценкам, приблизительно от 100 до 500.

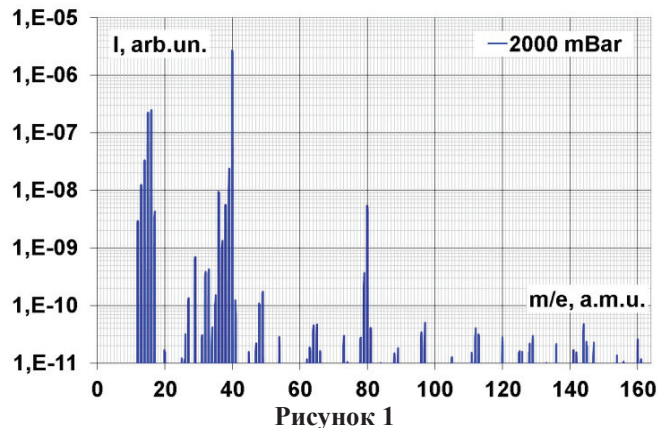


Рисунок 1

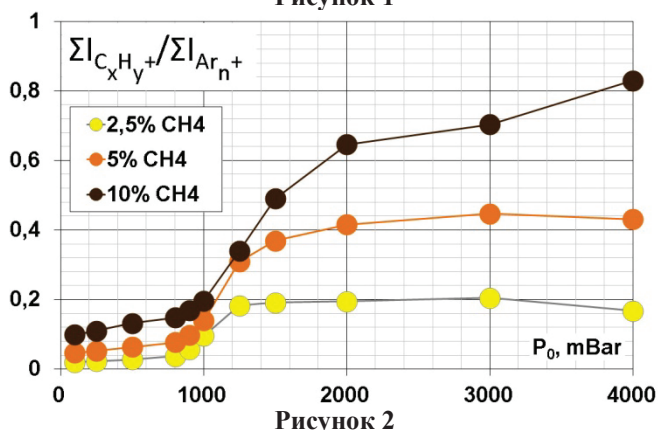


Рисунок 2

Таким образом, в работе установлены особенности конденсации в сверхзвуковых потоках метана и аргон-метановых смесей. В смесях метана с аргонem регистрируются устойчивые ионы - олигомеры метана. Определены режимы и условия формирования кластерных молекулярных пучков метана. Установлено, что при истечении чистого метана олигомеры не фиксируются.

Литература

1. Hagena O.F. // Surf. Sci., 1981. Vol. 106. P. 101.
2. Seinfeld J.H., Pandis S.N. Atmospheric chemistry and physics. Wiley-Interscience. 1997, 1326 p.
3. Liu Y., Wiemann M., Suhm M.A. // Phys. Chem. Chem. Phys., 2004. Vol. 6. P. 3315.
4. Дорошенко И.Ю. Физика низких температур, 2011. Т.37. № 7. С. 764.
5. Zarvin A.E., Korobeishchikov N.G. et al. // Eur. Phys. J. D, 2008. Vol. 49, P. 101.

Автор благодарен А.Е.Зарвину, В.В.Каляде и Н.Г.Коробейщикову за полезные обсуждения и участие в работе.

Работа поддержана грантом Правительства РФ № 11.G34.31.0046 (ведущий ученый К.Ханьялич, НГУ), а также Министерством образования и науки РФ, проект № 1.22.12.

Экспериментальное исследование поверхностного натяжения раствора этан–метан при «высоких» температурах

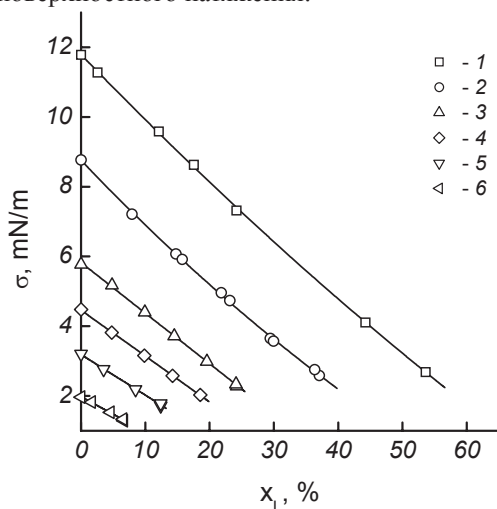
М.Н. Хотиенкова, В.Н. Андобаева

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики Уральского отделения РАН
г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106
mary-anton@bk.ru

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования поверхностного натяжения раствора этан–метан. Помимо практической потребности, связанной с использованием данного раствора в криогенной технике, знание поверхностного натяжения необходимо для описания кавитационных явлений в криогенных растворах. Частота нуклеации сильно зависит от поверхностного натяжения (изменение поверхностного натяжения примерно на 1% приводит к изменению частоты зародышеобразования на порядок [1]), поэтому теоретическое и экспериментальное определение поверхностного натяжения является актуальной научной задачей.

Расчёт поверхностного натяжения произведён по данным о капиллярной постоянной, измеренной дифференциальным вариантом метода капиллярного поднятия [2]. Опыты проведены в интервале температур 213.15–283.15 К и давлениях до 4 МПа. Погрешность измерения капиллярной постоянной и поверхностного натяжения составляет (1–1.5) % и (2–2.5) % соответственно. Для приготовления смеси использовались газы высокой чистоты. Паспортная чистота этана и метана составила 99.7 % и 99.97 %, соответственно. Газовая смесь готовилась объемным методом в мерном сосуде и конденсировалась в измерительную ячейку. Концентрация метана в жидкой и паровой фазах раствора, а также ортобарические плотности определялись по экспериментальным данным о температуре и давлении фазового равновесия из уравнения состояния раствора.

На рис. 1 приведены результаты определения поверхностного натяжения.

**Рисунок 1:** Концентрационная зависимость

поверхностного натяжения раствора этан–метан: 1 – $T = 213.15$ К, 2 – 233.15, 3 – 253.15, 4 – 263.15, 5 – 273.15, 6 – 283.15.

Видно, что с ростом температуры происходит уменьшение поверхностного натяжения, кроме того, все изотермы в пределах погрешности аппроксимируются линейными функциями.

Экспериментальные данные по поверхностному натяжению раствора этан–метан, полученные в ходе данной работы, будут использованы для расчёта частоты зародышеобразования данного раствора по теории гомогенной нуклеации.

Литература

1. Каверин А.М. Кинетика зародышеобразования и скорость ультразвука в перегретых жидких криптона, ксеноне, азоте, кислороде и метане. – Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Свердловск, 1982.
2. Байдаков В.Г. Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей, УИФ «Наука» (1994).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00467-а), программы УрО РАН для молодых ученых и аспирантов (проект № 11-2-НП-223) и совместного проекта УрО и СО РАН (№ 12-С-2-1001).

Моделирование комплексной абсорбционно-конденсационной очистки газов в полых форсуночных скрубберах

Е.М. Хромова

Томский государственный архитектурно-строительный университет
г. Томск, пл. Соляная, 2
helenka24@rambler.ru

Сформулирована физико-математическая модель тепломассообмена и комплексной абсорбционно-конденсационной пылегазоочистки в форсуночных скрубберах. В модели приняты капли и частицы пыли монодисперсными с размерами, равными массмедианному по распределениям; в уравнении движения каплей учитывается переменность их массы за счет массообмена с парогазовым потоком; концентрации капель, частиц пыли и извлекаемых газовых компонентов предполагаются невысокими с тем, чтобы можно было бы пренебречь динамическим влиянием капель, частиц на поток и можно было бы использовать уравнение Генри фазового равновесия на поверхностях капель и конденсата на частицах для расчета концентраций насыщения газовых компонентов; скорости «образований» (частицы с конденсатом на поверхности) полагаются равными скоростям потока; учитывается поправка Стефана на повышенное влагосодержание в уравнениях массообмена капель и «образований» с потоком; коэффициенты теплообмена и массообмена капель и «образований» рассчитываются по формулам Дрейка и Фросслинга соответственно; коэффициенты растворения газов в воде задаются аппроксимациями справочных табличных данных; в уравнениях теплообмена капель и «образований» с потоком учитывается тепло фазовых переходов испарения-конденсации, абсорбции-десорбции, а также перенос тепла «образованиями» на капли, их поглощающие в результате столкновения, эффект которого рассчитывается с помощью эмпирической формулы Ленгмюра-Блоджетта; балансы масс жидкости, пара и реагирующих газовых компонентов увязаны уравнениями неразрывности. Проведена реализация модели по расчету совместного процесса абсорбирования ряда газов и улавливания субмикронных частиц пыли на капли воды в прямоточных форсуночных скрубберах, получено удовлетворительное согласование результатов расчетов с известными экспериментальными данными по объемным коэффициентам массообмена и эффективности конденсационного пылеулавливания в этих аппаратах.

В качестве примера ниже на рисунке приведены результаты расчетов совместного процесса абсорбции H_2S и улавливания пыли с размером частиц $\delta_0=1$ мкм в прямоточном полом форсуночном скруббере высотой $H=2$ м при следующих начальных параметрах: коэффициент орошения $q=0,015$ м³/м²; размер капель $\delta_{k0}=700$ мкм; скорость капель $V_{k0}=24,5$ м/с; скорость парогазового потока $U_0=0,25$ м/с; температура капель $T_{k0}=278$ К; температура парогазового потока $T_{00}=333$ К; влагосодержание $d_0=0,2$ кг/кг сух. возд.; газосодержание $d_{H_2S,0}=0,2$ кг/кг сух. возд.; концентрация частиц $\rho_{ch0}=1,72$ г/м³. В результате получены эффективность

извлечения H_2S на капли воды $\eta_{H_2S}=7,54$ % и эффективность улавливания пыли $\eta_p=100$ %. Рис. б) иллюстрирует распределение концентраций растворенного H_2S в каплях c_k и конденсате c_δ на частицах по высоте скруббера. На рис. а) и в) представлены распределения массовых потоков H_2S и частиц пыли, на рис. г) – относительный размер частицы с конденсатом на ее поверхности.

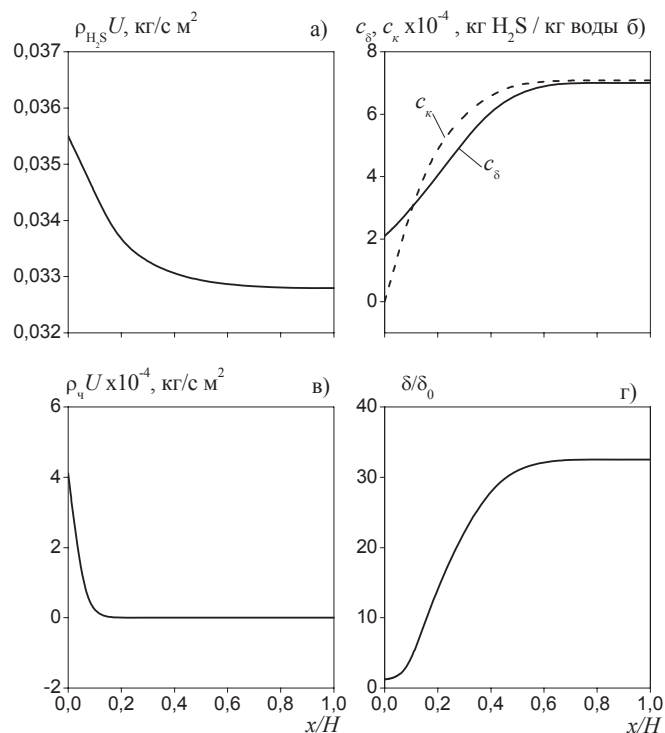


Рисунок: Расчет совместного процесса очистки воздуха от субмикронной пыли и сероводорода в прямоточном скруббере.

Предельная растворимость сероводорода для условий проведенного расчета составляет $3,85 \cdot 10^{-3}$ кг H_2S /кг воды, что значительно ниже установившегося равновесного значения $c_\delta = c_k \approx 7,2 \cdot 10^{-4}$ кг H_2S /кг воды (см. рис. б)). Это означает, что для других условий эффективность извлечения H_2S может быть достигнута большей, чем 7,54 %, полученной в этом варианте. Из рис. г) следует, что размер «образований» возрастает весьма сильно и превышает в данном случае начальный размер частиц более чем в 30 раз, что приводит к их полному улавливанию на капли. При той же концентрации на входе частицы размером $\delta_0=0,1$ мкм увеличиваются за счет конденсата только в 2 раза и эффективность их улавливания достигается равной 53 %.

**Разработка алгоритмов для решения задачи теплопереноса с использованием технологии
CUDA**

Ю.С. Цивинская

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
jtsiv@itam.nsc.ru

Последние несколько лет активно развивается новое направление в высокопроизводительных вычислениях – применение графических процессорных устройств (GPU – graphics processing units). Использование графических процессоров для реализации параллельных вычислений на настольном ПК открывает новые возможности при проведении вычислительных экспериментов. Исследование возможностей применения данной технологии при решении задач механики жидкости и тепломассопереноса является актуальной задачей.

С целью разработки алгоритмов, позволяющих применять графический процессор видеокарты, для параллельных вычислений при реализации моделей, описываемых уравнениями теплопроводности, была рассмотрена следующая тестовая задача

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\Delta T + f, \quad t, x, y \in [0,1],$$

$$f(t, x, y) = (\alpha - 2\beta^2 a) \cdot \theta(t, x, y),$$

$$\theta(t, x, y) = \exp\{\alpha t + \beta(x + y)\}.$$

Начальные условия

$$T|_{t=0} = \theta(0, x, y), \quad x, y \in [0,1].$$

Граничные условия

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0,1} = \beta\theta, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0,1} = \beta\theta.$$

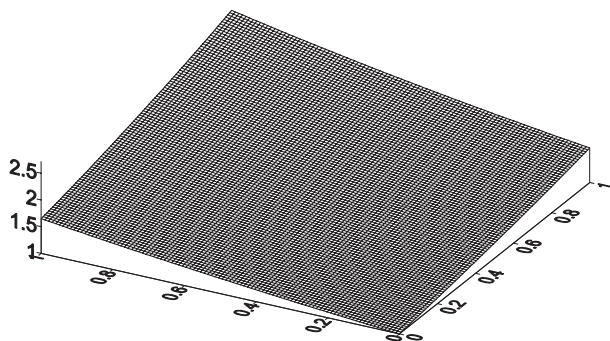
Функция θ при $t = 0$

Рисунок иллюстрирует функцию θ при $t=0$ и значениях $\alpha = -0.5$, $\beta = 0.5$, используемых при вычислениях.

Расчеты проводились на персональном компьютере, оснащенном дополнительной видеокартой NVIDIA

(240-ядерный процессор) и центральным процессором (ЦП) 2.67 ГГц. На каждом временном шаге решение алгебраических систем, получаемых при неявной аппроксимации уравнения теплопроводности, осуществлялось методом простой итерации до выполнения условия, что максимальное отклонение между соседними приближениями не превышает 10^{-6} .

В таблице приведены результаты расчетов для разных пространственных сеток, полученные с помощью центрального процессора (ЦП) компьютера и графического процессора видеокарты. Шаг по времени – 10^{-3} . Приводится общее время расчета каждого варианта.

Время расчетов (сек)

Размер сетки	21x21	51x51	101x101	201x201
ЦП	0.8	16.1	177.3	1930
ЦП+видеокарта	2.1	8.8	38.5	255

Согласно полученным результатам, можно говорить о существенном преимуществе применения видеокарты при увеличении объема вычислений.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 10-01-00575-а.

Эволюционные характеристики волн медленной и быстрой ряби в дисперсно-кольцевом газожидкостном течении.

А.В. Черданцев

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
г. Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, 1
cherdantsev@itp.nsc.ru

На поверхности пленки жидкости в дисперсно-кольцевом режиме течения возникают крупномасштабные волны возмущения. Поверхность этих волн и участков пленки между ними покрыта мелкими волнами ряби. Волновые процессы являются причиной уноса жидкости с поверхности пленки, а также существенно влияют на перепад давления и тепломассообмен в потоке.

Осреднение записи толщины пленки датчиками с малым пространственным разрешением, использовавшимися в большинстве экспериментальных работ (например, [1]), приводило к искажению формы волны возмущения, а также практически не позволяло исследовать волны ряби. Недавнее использование метода PLIF с высоким пространственным разрешением позволило авторам работы [2] адекватно измерить амплитудные характеристики волн ряби, но не позволило исследовать динамику волн. В работе [3] с помощью метода высокоскоростной лазерно-индуцированной флуоресценции было установлено, что быстрая рябь, движущаяся по волнам возмущения, и медленная рябь, движущаяся по остаточному слою между ними, генерируется на задних склонах волн возмущения. При этом быстрая рябь разрушается газовым потоком на капли, которые и дают вклад в унос жидкой фазы.

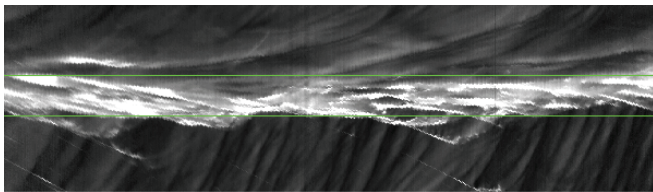


Рисунок 1: Волна возмущения и быстрая рябь в преобразованных координатах. Локальная яркость прямо пропорциональна толщине пленки. Горизонтальная ось – продольная координата, размер изображения – 12 см. Вертикальная ось – время с привязкой к волне возмущения, размер области – 18 мс. Горизонтальными линиями выделен участок, на котором существует быстрая рябь.

В данной работе проведен анализ пространственно-временных записей толщины пленки жидкости, полученных при помощи двумерной реализации метода лазерно-индуцированной флуоресценции. Разработан автоматический алгоритм, включающий в себя: поиск волн возмущения и анализ их свойств; выделение участков волн возмущения, покрытых быстрой и медленной рябью; анализ характеристик быстрой и медленной ряби, в последнем

случае – с привязкой к фазе волны возмущения. Для удобства обработки найденные волны возмущения и участки подложки за ними трансформировались в пространстве-времени в вид, приведенный на рис. 1.

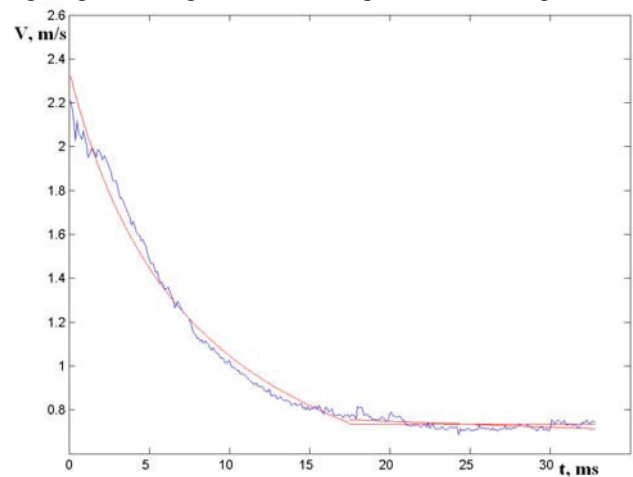


Рисунок 2: Эволюция средней скорости волн медленной ряби с отставанием от волны возмущения.

В результате применения алгоритма определены области генерации быстрой и медленной ряби, а также области, где характеристики медленной ряби претерпевают существенные изменения. На рис. 2 представлен пример зависимости средней скорости волн медленной ряби от времени удаления от волны возмущения. Проведено исследование скорости и средней амплитуды волн ряби, определены значения шероховатости пленки в разных областях, исследованы свойства волн быстрой ряби.

Литература

1. Belt, R.J. et al. Time and spatially resolved measurements of interfacial waves in vertical annular flow. *Int. J. Mult. Flow* 2010, 36, p. 570–587
2. Schubring, D. et al. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part I: methods and data. *Int. J. Mult. Flow* 2010, 36, p. 815-824.
3. Alekseenko, S.V. et al. Investigation of waves interaction in annular gas-liquid flow using high-speed fluorescent visualization technique. *Microgravity Sci. Technol.* 2008, 20, p. 271-275.

Работа выполнена при поддержке грантов президента РФ МК-115.2011.8 и НШ-6686.2012.8, а также гранта РФФИ 10-08-01145а.

Исследование параметров распада волнового пленочного течения при нестационарном тепловыделении

А.Н. Чернявский

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
cherny@ngs.ru

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.

Умение рассчитывать критические тепловые потоки и времена развития кризисных явлений необходимо для проектирования стабильно работающих теплообменных устройств.

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.

Таким образом, построение математической модели, позволяющей рассчитывать времена ожидания вскипания и полного локального испарения для теплообменных пленочных систем, является актуальной задачей, решение которой необходимо для проектирования устройств с резко меняющейся во времени тепловой нагрузкой.

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 параметров распада пленочного течения жидкости при различных числах Рейнольдса, плотностях теплового потока и параметрах нагревателя.

В рамках данной модели расчет указанных выше величин осуществлялся путем совместного решения гидродинамической системы уравнений, описывающей движение жидкости с учетом развития испарения со свободной поверхности, и нестационарного уравнения теплопроводности, описывающего процесс сопряженного теплообмена в пленке жидкости и нагревателе.

Также было выполнено сравнение расчетных времен ожидания вскипания и среднестатистических волновых характеристик с экспериментальными

данными, полученными в лаборатории низкотемпературной теплофизики ИТ СО РАН [1, 2].

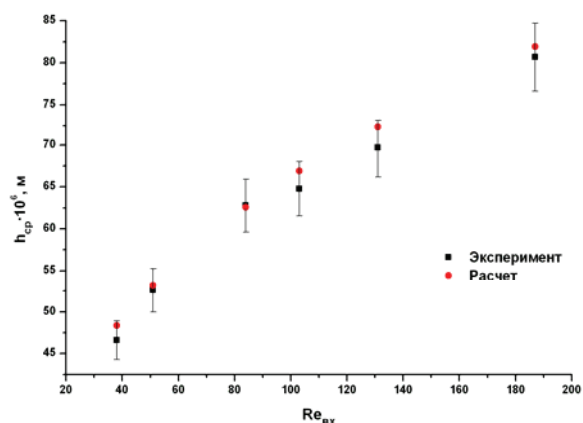


Рисунок 1: Зависимость средней толщины пленки от числа Рейнольдса на входе.

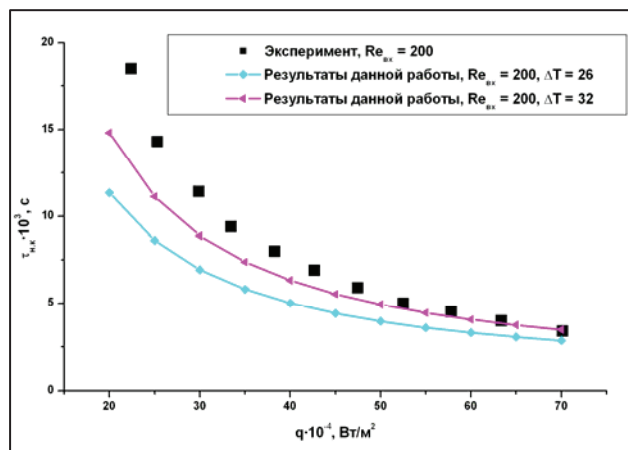


Рисунок 2: Зависимость времени ожидания вскипания от плотности теплового потока, Re_{вх} = 200.

Литература

1. А.Н. Павленко, А.С. Суртаев, А.М. Мацех., Теплофизика высоких температур, 45, 905 (2007).
2. A.N. Pavlenko et al. The growth of wave amplitude and heat transfer in falling intensively evaporating liquid films // Journal of Engineering Thermophysics. 2002. Vol. 11. No. 1. P. 7-43.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 09-08-00118-а), Интеграционного проекта СО РАН совместно с УрО РАН (№ 2) и гранта для молодых учёных ИТ СО РАН (№ 8).

Численное исследование многофазного потока, сопровождающегося образованием гидрата, в условиях Мирового океана

А.С. Чиглинцева, А.А. Русинов

Бирская государственная социально-педагогическая академия
Республика Башкортостан, г. Бирск, ул. Интернациональная, 10
changelina@rambler.ru

В современном мире возникла новая проблема, связанная с техногенными катастрофами – утечка газа из скважин в морских глубинах. Об этом свидетельствует недавняя катастрофа в Мексиканском заливе, которая привела к серьезным экологическим последствиям. [1]. Для устранения подобных аварий, различными нефтяными и газовыми компаниями, а также ведущими учеными были предложены идеи, многие из которых не принесли желаемого результата. Среди всех попыток устранения утечки нефти в Мексиканском заливе можно выделить три основные.

Первой попыткой устранить катастрофу – была установка противовибросового превентора. Превентор должен был автоматически перекрыть поступление нефти в воду сразу после аварии бурильной платформы, но эта идея не привела к ликвидации утечки нефти.

Вторая неудачная попытка устранения аварии состояла в том, что в устье скважины закачивали смесь, начинённую автомобильными покрышками и теннисными мячами.

Следующий предпринятый шаг – установка 98-тонного стального купола, который должен был закрыть поврежденную при взрыве трубу и предотвратить дальнейшее попадание нефти в воду. С помощью подводных роботов были начаты работы по установке купола на скважине. Но в итоге пришлось от этой идеи отказаться, поскольку на внутренней поверхности данного купола образовались легко воспламеняющиеся газовые гидраты. Специалисты обнаружили опасные образования, придавшие конструкции нежелательную плавучесть. В итоге купол был поднят с морского дна.

Ещё одним примером катастрофы, связанной с утечкой природного газа в водах Мирового океана, является авария на добывающей платформе Elgin у берегов Шотландии [2].

Поэтому на сегодняшний день остро стоит проблема разработки методов, с помощью которых можно было бы эффективно и оперативно устранить аварии такого рода.

В данной работе построена математическая модель и разработаны теоретические основы технологий по ликвидации утечек и выбросов газа из подводных источников, образованных в результате аварий на нефтегазовых скважинах с помощью процесса образования гидрата.

Известно, что температура воды около морского дна составляет в среднем 4°C [3]. При этом давление на глубине, где произошла авария в Мексиканском заливе, составляет порядка 15 МПа. На рис. 1 представлена фазовая диаграмма, соответствующая условиям

образования и разложения гидрата. Установлено, что естественные термобарические условия в районе дна Мексиканского залива способствуют образованию гидрата.

Согласно предлагаемой нами технологической схеме, к месту утечки газа, опускается металлическая конструкция, имеющая форму цилиндра внутри которой имеется система алюминиевых решеток, предназначенных для образования на них гидрата. В вертикальный канал снизу поступает вода и углеводородные соединения. В результате этого происходит образование гидрата, как в восходящем потоке на газовых пузырьках, так и на алюминиевой решётке, и как следствие приведет к полному закрытию места утечки газа.

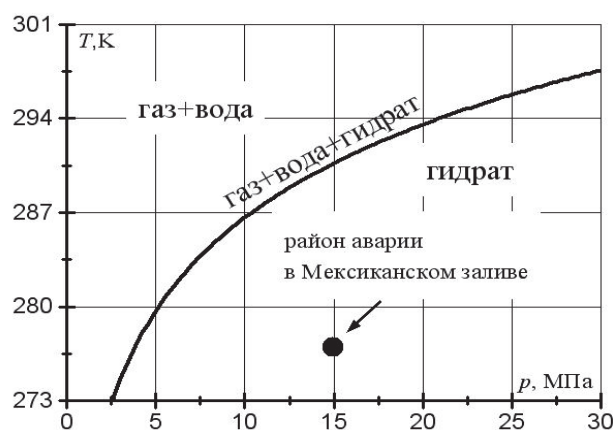


Рисунок 1: Условия образования гидрата в районе Мексиканского залива.

Полученные в работе результаты исследований расширяют теоретические представления о процессе образования газовых гидратов на морских глубинах, которые могут быть использованы при планировании и проведении комплекса инженерно-технологических мероприятий по ликвидации аварий на трубопроводах в условиях Мирового Океана.

Литература

1. John Mc Quaid, The Gulf of Mexico Oil Spill: An Accident Waiting to Happen, Washington Post. 12, 8-9 (2010).
2. http://www.ng.ru/world/2012-03-29/7_elign.html
3. Дмитриевский А.Н., Баланюк И.Е. Газогидраты морей и океанов – источник углеводородов будущего.– М.: ООО «ИРЦ Газпром», 2009, 416 с.

Экспериментальное исследование теплообмена при конденсации Марангони

А.А. Чиндяков, Ю.Б. Смирнов

Национальный исследовательский университет «МЭИ»
Москва, ул. Красноказарменная, д.14
AndreyJob@mail.ru

При конденсации паров бинарных смесей с бесконечной растворимостью компонентов в жидкой фазе в определенных условиях возможен переход от пленочного режима конденсации к псевдокапельному режиму, что приводит к интенсификации теплообмена. Поскольку возникновение псевдокапельной конденсации объясняется эффектом Марангони, ее часто называют конденсацией Марангони.

В последнее время были проведены исследования теплообмена при конденсации Марангони на вертикальной пластине и на наружной поверхности горизонтальных и вертикальных труб [1-3]. Изучалось влияние на теплообмен давления и состава смеси, скорости пара, градиента температуры вдоль поверхности теплообмена, а также концентрации неконденсирующихся газов. В то же время недостаточно полно исследована теплоотдача при псевдокапельной конденсации практически неподвижных паровых смесей. Ранее не проводились исследования теплообмена при конденсации Марангони на поверхности оребренных труб. Обобщающие зависимости, пригодные для расчета теплоотдачи при псевдокапельной конденсации паровых смесей, на сегодняшний день в литературе отсутствуют.

В МЭИ на кафедре инженерной теплофизики им. В.А. Кириллина создана новая экспериментальная установка, оснащенная системой автоматизации теплофизического эксперимента, на которой проведены измерения средних коэффициентов теплоотдачи при конденсации Марангони на наружной поверхности гладких медных труб (горизонтальной и вертикальной) и на оребренных горизонтальных медных трубах. Эксперименты проводились с практически неподвижной паровой смесью вода-этанол при давлении 0,12 МПа в диапазоне температурных напоров пар-стенка (ΔT) от 2,5 до 45 К. Массовое содержание этанола в паре (C_v) изменялось от 0,4% до 24%. В широком диапазоне изменения температурного напора и содержания этанола в смеси наблюдалось существенное отличие режима конденсации от пленочного, а коэффициент теплоотдачи был значительно выше, чем при конденсации чистого водяного пара. Опытные данные по теплоотдаче при конденсации паровой смеси вода-этанол на горизонтальной гладкой трубе (рис.1) хорошо согласуются с данными Роуза с сотр. [1].

В опытах, проведенных на вертикальной трубе, при минимальном значении массовой концентрации этанола в паровой фазе, составляющем 0,4%, получены коэффициенты теплоотдачи, примерно в 4,5 раза большие, чем при конденсации чистого водяного пара.

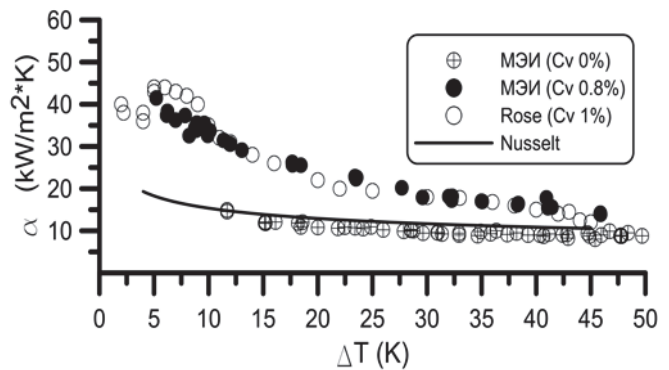


Рисунок 1: Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора пар-стенка при конденсации паровой смеси вода-этанол на горизонтальной гладкой трубе.

Измерения коэффициентов теплоотдачи при псевдокапельной конденсации паровой смеси вода-этанол были выполнены также на трех горизонтальных трубах с наружным оребрением прямоугольной формы, отличавшихся расстоянием между ребрами.

При всех концентрациях этанола в смеси, для которых проводились эти измерения, при определенной величине ΔT , зависящей от состава смеси, коэффициент теплоотдачи резко возрастал, а затем снижался с увеличением ΔT , приближаясь к значению, полученному в опытах по конденсации чистого водяного пара на данной оребренной трубе. Можно отметить существенную интенсификацию теплообмена в широком диапазоне изменения температурного напора пар-стенка и уменьшение максимального значения коэффициента интенсификации теплообмена при росте содержания этанола в паровой смеси.

Литература

1. Murase T., Wang H.S., Rose J.W. Marangoni condensation of steam-ethanol mixtures on a horizontal tube // Int. J. Heat Mass Transfer. - 2007. - V.50. - P. 3774-3779.
2. Yoshio Utaka, Shixue Wang. Characteristic curves and the promotion effect of ethanol addition on steam condensation heat transfer. // Int. J. Heat Mass Transfer. - 2004. - V. 47.- P. 4507-4516.
3. Jinshi Wang, Junjie Yan, Yang Li, Shenhua Hu. Experimental investigation of Marangoni condensation of ethanol-water mixture vapors on vertical tube // J. Heat Mass Transfer. - 2009. - V.45. - P. 1533-1541.

Взаимодействие ускоренных газовых кластерных ионов с поверхностью материала

Шмаков А.А.

Новосибирский государственный университет
alekshmakov@gmail.com

Интерес к свойствам тяжёлых газовых кластеров был проявлен более 25 лет назад, однако вопросы их взаимодействия с поверхностью различных материалов всё ещё изучены недостаточно. Особый интерес представляет практическое применение ускоренных газовых кластеров для обработки поверхностных и приповерхностных слоёв материала. Уникальные свойства кластерно-ионной обработки обусловлены высокой температурой и давлением в зоне контакта с мишенью, надповерхностным рассеянием фрагментов и сверхмалой глубиной проникновения в модифицируемый образец [1,2].

Различают три основных типа модификации материала кластерно-ионным потоком: имплантация атомов в приповерхностный слой, сглаживание поверхности до атомарного уровня и низкотемпературное формирование тонких плёнок. При различных составах газовой-кластерной смеси, различных размерах и энергиях кластеров и направлениях потока можно добиться преобладания интересующего эффекта [4].

В настоящей работе изучено влияние параметров ионного потока на шероховатость поверхности. На экспериментальном стенде ЛЭМПУС [3], спроектированном и построенном в отделе прикладной физики НИЧ НГУ, выполнены исследования по доставке и фокусировке кластерно-ионных потоков к поверхности образца. При этом использовались две различные модификации ионно-оптической системы - низкоэнергетическая, с конечной энергией пучка 0,4 кэВ, и высокоэнергетическая, с максимальной энергией до 25 кэВ. Изучен массовый состав сформированных пучков при различных энергиях ионизации и различных давлениях в форкамере сопла. Проведена первичная модификация поверхности мишени кластерно-ионным пучком и сравнение с классической ионной полировкой, которая проводилась на серийном оборудовании фирмы Gatan- PIPS 691. Установлены зависимости между энергией кластерного пучка, дозой и среднеквадратичной шероховатостью поверхности (R_q).

Исследования структуры поверхности проводились методами SEM и AFM. Для построения трёхмерной модели на SEM использовался программный комплекс MEX. На рисунке 1 видно восстановленную поверхность медной фольги, обработанную в течение 30 минут кластерно-ионным потоком с энергией 12 кэВ. Среднеквадратичная шероховатость профиля этого образца составила 2 nm.

Полученные результаты позволяют производить обработку поверхности до заранее заданных параметров. На рисунке 2 изображена зависимость среднеквадратичной шероховатости профиля поверхности меди после обработки ионным пучком мономеров аргона. С учётом погрешности измерений видно, что достигнуть

параметра R_q менее 50 nm невозможно даже при длительной обработке.

На основании полученных данных было установлено, что необходимо выполнять фильтрацию кластерно-ионного пучка по массе, для исключения мономерной составляющей. Это позволит уменьшить значение R_q в области нанометровых неровностей в несколько раз и устранил прямое влияние мономеров на подповерхностный слой.

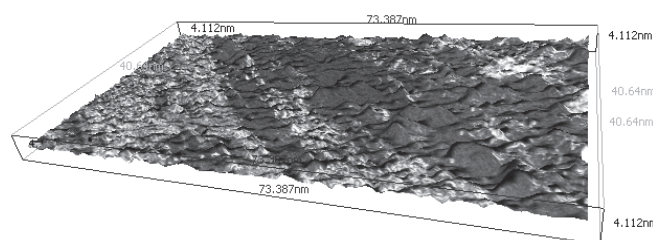


Рисунок 1

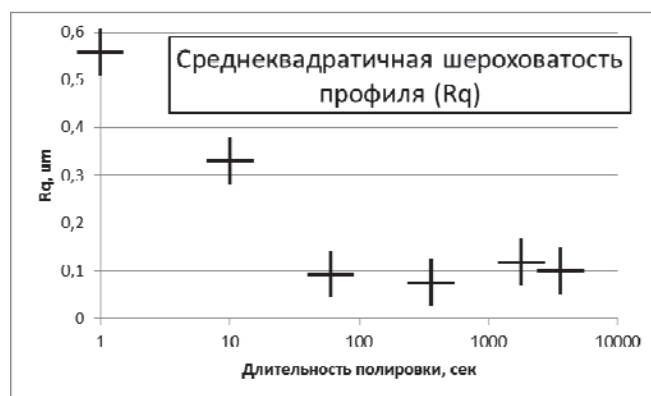


Рисунок 2

Литература

1. N. Toyoda, T. Hirota, K. Nagato, H. Tani, Y. Sakane, T. Hamaguchi, M. Nakao, I. Yamada // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 45, NO. 10
2. Hagena O.F. // Surf. Sci., 1981. Vol. 106. P. 101.
3. Zarvin A.E., Korobeishchikov N.G. et al. // Eur. Phys. J. D, 2008. Vol. 49, P. 101.
4. I. Yamada, J. Matsuo, N. Toyoda, A. Kirkpatrick // Mater. Sci. Eng. R 34 231.

Автор благодарит Н.Г. Коробейщикова, А.Е. Зарвина, В.В. Каляду и Г.Г. Гартвича за помощь в выполнении работы и научную поддержку.

Работа поддержана грантом Правительства РФ № 11.G34.31.0046 (ведущий ученый К. Ханъялич, НГУ), а также Министерством образования и науки РФ, проект № 3.749.2011.

Исследование эффективности многоструйной горелки с различной подачей газа при диффузионном горении

А. Г. Шмаков¹, А. А. Чернов¹, Д. А. Князьков¹, О.П. Коробейничев¹,
В.В. Козлов², Ю.А. Литвиненко², М.М. Касатонов², Г.Р. Грек²

¹Институт Химической Кинетики и Горения СО РАН,
630090, г. Новосибирск

²Институт Теоретической и Прикладной Механики
им. С.А. Христиановича, 630090, г. Новосибирск

Цель данной работы заключалась в экспериментальном исследовании эффективности многоструйной горелки с различной подачей газа при диффузионном горении. Для описания параметров диффузионного пламени метана проводились термоанемометрические измерения. Основные исследования проведены в ИХКиГ, а термоанемометрические измерения были проведены сотрудниками ИТПМ.

Для экспериментального исследования использовалась горелка бунзеновского типа, разработанная и изготовленная в ИХКиГ (рис. 1), с диаметром сопла 10 мм. Горелка состоит из системы подачи метана, сопла Витошинского (1), обеспечивающего выравнивание скорости потока по сечению струи и форсунки (2) для подачи мазута или водомазутной эмульсии. Установленная внутри основного потока газа форсунка увеличивает степень турбулизации потока, которая определялась с помощью термоанемометрических измерений.

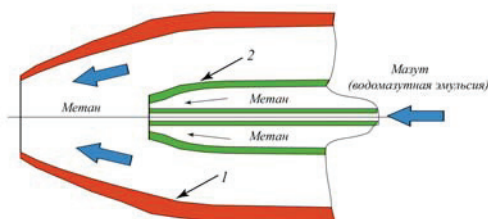
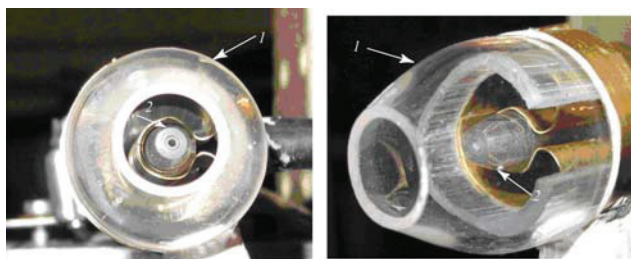


Рисунок. 1: Фото и схема горелки: 1 - сопло Витошинского, 2 - форсунка

Полученные в результате термоанемометрических измерений данные показали, что при включении потока метана через форсунку максимальная скорость потока по оси горелки увеличивается в 5 раз, при этом пульсации скорости также увеличиваются в 5 раз. На рис. 2 (а, б) представлены распределения скоростей и пульсации скоростей для случаев без подачи и с подачей потока метана через форсунку соответственно. Можно сказать, что высокоскоростной поток метана через

форсунку, составляющий 14% от общего потока метана через горелку, вызывает значительную турбулизацию потока. Характер течения такого потока соответствует условиям течения с числами Рейнольдса превышающими величину $Re=15000$. Установлено, что изучаемое диффузионное пламя метана является турбулентным. Пульсации скорости потока без пламени составляют типичную для таких пламен величину порядка 30%.

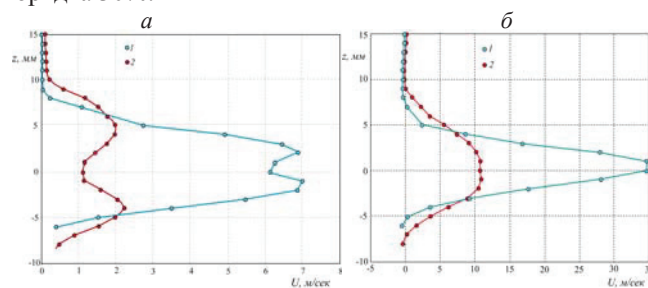


Рисунок. 2: Распределение скорости (1) и пульсаций скорости (2) по сечению струи на расстоянии 22мм от среза сопла горелки при отсутствии потока метана через форсунку (а), при потоке метана через форсунку 0,166 л/сек. (б)

Примеры пламени при горении метана в струе без его дополнительной подачи через форсунку (слева) и с подачей (справа) показаны на рис. 3. Фотографии демонстрируют, что в результате смешения потоков метана (общего и подаваемого через форсунку) возросла скорость потока, увеличилась дальность струи, наблюдается исчезновение желтого свечения, характеризующего недостаточную степень перемешивания метана и воздуха, а также увеличение доли «голубой» части светящегося пламени, характеризующего, наоборот, высокую степень перемешивания метана и воздуха.



Рисунок. 3. Фотографии пламени: без подачи дополнительного метана через форсунку (слева) и с подачей метана через форсунку (справа)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке МИП №24 2012-2014г.

Исследование теплофизических свойств химически реагирующих систем

Ю.Б. Шмельков, Е.В. Самуйлов

Энергетический Институт им. Г.М. Кржижановского
 г. Москва, Ленинский проспект, 19
 YurezSml@mail.ru

При решении ряда научных и технических проблем значительную роль играют высокотемпературные процессы с физико-химическими превращениями. Экспериментальные способы исследования подобных явлений, как правило, дороги и потому большое значение приобретает численный эксперимент, позволяющий анализировать процессы и делать выводы о поведении исследуемых систем на основании модельных представлений.

В сложных смесях важную роль играют протекающие в процессе горения химические реакции, поэтому их необходимо учитывать при решении задач, связанных с определением состава и свойств такой системы. В данной работе представлена новая методика расчета реакционной составляющей теплопроводности, позволяющая оценивать вклад каждой из протекающих реакций. Считаем, что реакционная теплопроводность выражается через потоки компонентов смеси следующим образом:

$$\lambda_{RgradT} = - \sum_{i=1}^{\mu} \bar{W}_i H_i$$

где H_i – энтальпия компонента i ; $\bar{W}_i$ – поток молекул сорта i . В качестве выражения для потока молекул используем формулу из работы [1]:

$$\bar{W}_i = \frac{n^2}{\rho} \sum_{k=1}^{\mu} D_{ik} M_k grad x_k$$

Здесь ρ – массовая плотность; D_{ik} – коэффициент многокомпонентной диффузии; M_k – молекулярная масса компоненты k ; x_k – мольная доля. В итоге получаем выражение для реакционной составляющей теплопроводности:

$$\lambda_R = \frac{n^2}{\rho} \sum_{k=1}^{\mu} \sum_{i=1}^{\nu} \Delta H_i D_{ik} M_k \frac{\partial x_k}{\partial T}$$

Расчет состава системы, необходимого для определения теплопроводности, проводился при помощи программы ТЕТРАН, использовавшаяся при этом методика подробно описана в работе [2]. Коэффициент многокомпонентной диффузии определялся при помощи выражений, представленных в работах [1] и [3].

На основании этих результатов при использовании уже реализованных методов расчета вязкости, плотности и теплопроводности внутренних степеней свободы, были рассчитаны свойства переноса для ряда углей, а также проведено сравнение результатов расчета с известными авторам экспериментальными и расчетными данными. На рис. 1 представлен образец результатов расчета теплопроводности воздуха, в качестве данных

для сравнения использовались материалы из работы [4].

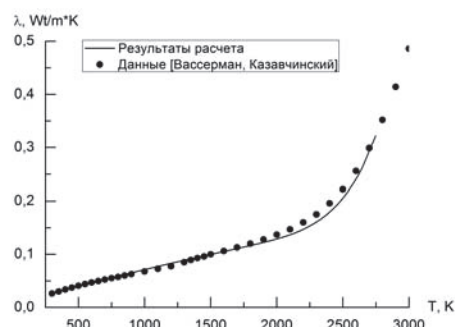


Рисунок 1: Температурная зависимость теплопроводности воздуха в сравнении с данными [4].

На рис. 2 приведены результаты расчета разных составляющих теплопроводности угля ТРОК I, для сравнения также указаны данные для угля среднего состава, взятые из нормативного метода расчета котлов [5]

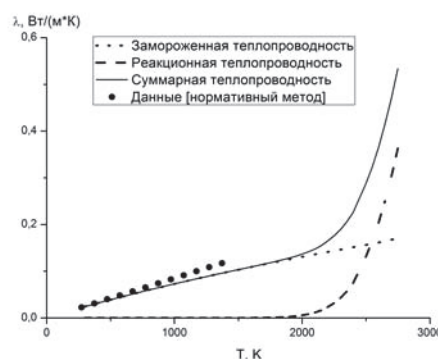


Рисунок 2: Температурная зависимость теплопроводности угля ТРОК I.

Литература

1. Гиришфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961. 929 с.
2. Шмельков Ю.Б., Самуйлов Е.В. Моделирование теплофизических свойств газовой фазы продуктов сгорания твердых топлив. // Тепловые процессы в технике. 2011. № 7. С. 325-332.
3. Ферцигер Дж., Канер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 555 с.
4. Вассерман А.А., Казавчинский Я.З., Рабинович В.А. Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. М.: Наука, 1966. 375 с.
5. Тепловой расчет котлов (Нормативный метод). СПб: НПО ЦКТИ, 1998. 256 с.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 10-08-00468.

Моделирование процесса снижения давления пара за счет конденсации на границе контакта с жидкостью

Ю.А. Юмагулова

Бирская государственная социально-педагогическая академия
г. Бирск, ул. Интернациональная, 10
ym_julia@mail.ru

Важной проблемой для предотвращения или хотя бы частичного уменьшения последствия аварий, связанных с неконтролируемым выходом пара в объектах, является процесс снижения высокого давления в замкнутом объеме. Наглядным примером такой ситуации является недавняя авария на АЭС в Фукусиме, когда из-за повышения давления в помещении произошло разрушение корпуса станции. Представляется, что наиболее простым и эффективным мероприятием, позволяющим снизить давление, не выпуская в атмосферу пар, содержащий экологически опасные составляющие, это введение холодной воды [1].

В данной работе в плоскооднмерном приближении рассмотрен процесс снижения давления пара за счет конденсации при контакте с жидкостью на горизонтальной поверхности.

При решении задачи, математическая модель которой описана системой уравнений теплопроводности, неразрывности, Менделеева-Клапейрона и Клапейрона-Клаузиуса [2, 3], принято, что температура на границе раздела пара и жидкости равна равновесной температуре фазовых переходов для давления. Кроме того, на границе раздела жидкой и газообразной фазы выполняются условия теплового баланса и баланса массы.

Путем математических преобразований система уравнений и граничных условий сводится к следующему уравнению для изменения давления:

$$\frac{\ln(p_*/p)}{A} \frac{dp}{dt} = -\frac{\Delta T}{\sqrt{t}} - T_* \int_0^t \frac{dp/d\tau}{p \ln^2(p_*/p) \sqrt{t-\tau}} d\tau, \quad (1)$$

где $A = c_v \lambda_l / (b(c_v - R_v) \sqrt{\pi v_l})$, $\Delta T = T_s(p_0) - T_{j0}$. Здесь c_v , R_v , b , λ_l и v_l – теплоемкость пара, газовая постоянная, высота помещения, теплопроводность и температуропроводность жидкости, $T_s(p_0)$ – температура насыщения при начальном давлении p_0 , T_{j0} – температура жидкости, T_* , p_* – эмпирические параметры, определяемые на основе табличных данных для зависимости температуры насыщения от давления.

Уравнение (1) представляет собой нелинейное интегро-дифференциальное уравнение, для решения которого строится четырехточечная разностная схема [4]. Используется сетка $p_i = p(t_i)$, $i = 1, \dots, n$, $t_i = t_0 + ih$, $n = M/h$, где M – время, для которого проводятся вычисления, h – шаг по времени.

Вся схема записывается следующим образом (при $t_0 = 0$) [5]:

$$p_i = p_0 + \dot{p}(0)h,$$

$$\frac{\ln(p_*/p_i)(p_{i+1} - p_{i-1})}{2Ah} = -\left(\frac{\Delta T}{\sqrt{ih}} + 2T_* \sqrt{hS}\right),$$

$$S = \sum_{k=1}^i \frac{\dot{p}(t_k) + \dot{p}(t_{k-1})}{(p_k \ln^2(p_*/p_k) + p_{k-1} \ln^2(p_*/p_{k-1}))(\sqrt{i-k+1} + \sqrt{i-k})}$$

где $\dot{p}(t_0) = \dot{p}(0) = p_0$, $\dot{p}(t_k) = \frac{p_{k+1} - p_{k-1}}{2h}$.

Полученная схема представляет собой разностный аналог интегрального уравнения. Для каждого $i > 0$ значение p_{i+1} на следующем шаге выражается через уже известные значения, вычисленные на предыдущих шагах.

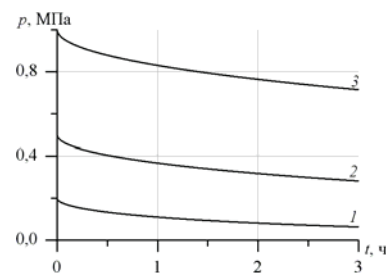


Рисунок 1: Эволюция давления при различных его начальных значениях $p_0 = 0.2$ (1), 0.5 (2), 1 МПа (3). Температура воды $T_{j0} = 293$ К, высота помещения $b = 10$ м.

Таким образом, интегро-дифференциальное уравнение для изменения давления сведено к системе линейных уравнений, решение которых позволяет оценить характерное время снижения давления пара в замкнутом объеме при заданных граничных и начальных условиях.

Литература

1. Аль-Маннай М., Хабеев Н.С., Шагапов В.Ш. К вопросу об инъекции капель в пар с целью понижения давления // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. №1. 2012. С. 115-118.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с. Ч. 2. 360 с.
3. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
5. Висицкий Е.В., Петров А.Г., Шундерюк М.М. Движение частицы в вязкой жидкости под действием силы тяжести и вибрации при наличии силы Басе // Прикладная математика и механика. Т. 73. Вып. 5. С. 763-775.

Исследование перемешивания жидкостей в микромиксере Т-типа с помощью метода micro-LIF

А.А. Ягодницына

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1
yagodnitsinaaa@gmail.com

Микромиксеры Т-типа являются наиболее простой в изготовлении и эффективной формой микромиксеров. Первое исследование перемешивания жидкостей в микромиксере Т-типа было проведено в работе [1], где было показано, что данная конфигурация микромиксера позволяет получить очень высокие скорости реакции.

В данной работе было проведено экспериментальное исследование перемешивания жидкостей в микромиксере Т-типа с помощью метода лазерной индуцированной флуоресценции с микронным разрешением micro-LIF. Схема экспериментальной установки для проведения micro-LIF экспериментов представлена на рис. 1. Рабочий участок представлял собой микроканал Т-формы. Сечение входных и смешивающего каналов 200x200 мкм и 200x400 мкм, соответственно. В качестве флуорофора использовался флуоресцентный краситель Родамин 6Ж в концентрации 60 мг/л. Управление и обработка эксперимента осуществлялась с помощью программного обеспечения ActualFlow.

Эксперименты проводились при различных числах Рейнольдса в диапазоне от 10 до 300, рассчитанных по смешивающему каналу. В результате были рассчитаны средние поля концентраций для каждого из режимов.

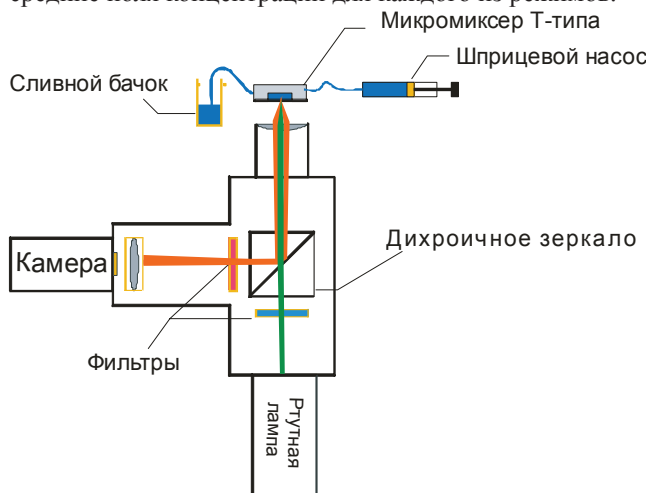


Рисунок 1: Схема экспериментальной micro-LIF установки.

Для правильной интерпретации экспериментальных данных, полученных с помощью метода micro-LIF, и сравнения с результатами численного моделирования была проведена оценка пространственного разрешения метода. На основе полученной оценки был разработан алгоритм усреднения данных численного моделирования для сравнения с экспериментальными micro-LIF данными. Алгоритм был протестирован на micro-LIF данных и данных численного моделирования [2] в

микромиксере Т-типа при $Re = 30$, когда поток ламинарный и жидкости движутся параллельно друг другу.

На рис. 2 представлены поля концентрации в смешивающем канале микромиксера при $Re = 186$ («захватывающий режим»), полученные с помощью эксперимента micro-LIF (справа) и численного моделирования [2] (слева). В центре представлено усредненное поле концентрации, полученное из данных численного моделирования с помощью разработанного алгоритма усреднения. Стоит отметить, что данное поле концентрации хорошо согласуется с результатами эксперимента.

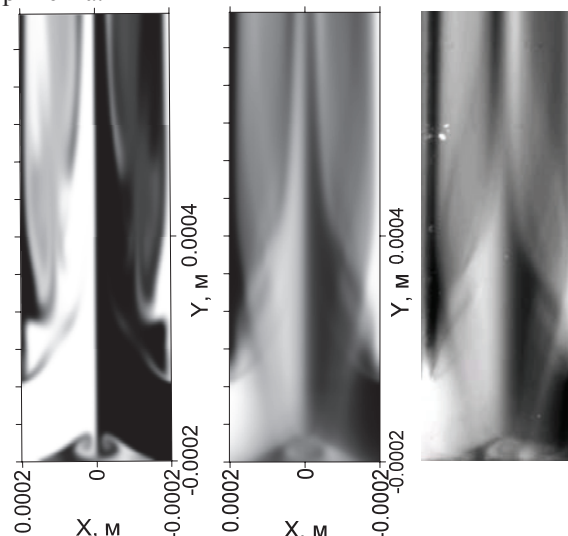


Рисунок 2: Сравнение полей концентраций в микромиксере Т-типа при $Re = 186$. Слева – результаты численного моделирования Минакова [2], в центре усредненные результаты численного моделирования, справа – экспериментальные micro-LIF данные

Литература

1. Microfabricated silicon mixers for submillisecond quench-flow analysis. Boekenkamp D., Desai A., Yang X., Tai Y., Marzluff E., Mayo S. 2, 1998, Anal.Chem., Vol. 70, pp. 232-236.
2. Моделирование течений в микромиксерах. Рудяк В.Я., Минаков А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А. 4, 2010, Теплофизика и аэромеханика, Vol. 17, pp. 601-612.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 11-08-01268-а и № 12-08-00257-а), гранта ОПТЭК для молодых ученых и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт №14.740.11.0103).

Вибрационное движение полости, заполненной совершенным газом

А.В. Яковенко

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
г. Тюмень, ул. Таймырская, 74
yak-anuta@yandex.ru

По мере развития техники человек всё больше и больше соприкасается с вибрационными явлениями, практически все машины в той или иной степени подвержены механическим колебаниям. Даже при свободном полёте космического корабля ощущается вибрация от работающей аппаратуры [1]. Вибрация машин может оказаться причиной ненормального функционирования техники и привести к серьёзным авариям. В материале, образующем механизмы, часто встречаются трещины, поры или пустоты, заполненные воздухом. Поэтому очень важно изучить влияние газа, заключённого внутри некоторой полости на окружающий материал. В работе исследуется влияние вибрационного воздействия с постоянной частотой на прямоугольную область, заполненную совершенным вязким газом. Вследствие сжимаемости среды происходит формирование акустических волн, интенсифицирующих процесс теплообмена. Наблюдаются две доминирующие частоты колебания: заданная частота внешнего вибрационного воздействия и собственная частота системы, вызванная движением акустических волн [2]. При интенсивном воздействии происходит образование ударных волн. На рис. 1 приведено распределение безразмерной температуры Θ на время $0.3 \leq \tau \leq 2.5$ при безразмерной частоте $\Omega = 0.720$, на графике показано образование ударной волны. Важной задачей является определение интенсивности воздействия таких волн на границы области для предотвращения возможного разрушения изделия. Используя полученные данные (максимальное давление и температура вблизи границы области) можно высчитать максимально допустимую частоту вибрации для заданных остальных характеристик.

В ходе численного исследования получены максимальные значения давления и температуры у границ области для частот из исследуемого диапазона. Найдено время наблюдения этих значений. Результаты дают возможность определить предельную частоту вибрации при заданных остальных параметрах вибрации, учитывая свойства конкретного материала, образующего стенки области. С течением времени изменения характеристик газа выходят на «установившийся» режим, при котором угасает движение акустических волн, и процесс описывается только частотой внешнего воздействия. При наличии теплообмена с окружающей средой «установившийся» режим является периодическим, условие тепловой изоляции границ области приводит к неограниченному нагреву содержащегося в ней газа. Расчёты проведены в одномерной и двумерной постановках.

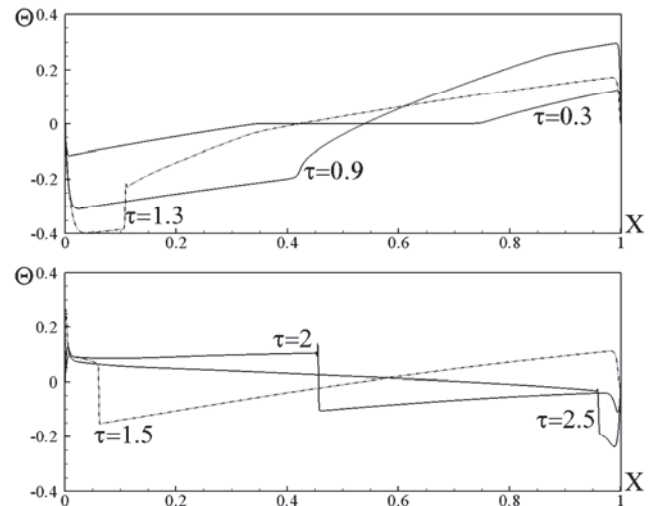


Рисунок 1: Зависимость безразмерной температуры от безразмерной координаты при $0.3 \leq \tau \leq 2.5$, $\Omega = 0.720$.

Задача решалась численно при помощи алгоритма численного расчёта сжимаемых сред, краткое описание которого приведено в [2]. Используемый метод является неявным, консервативным и обладает вторым порядком аппроксимации по пространству. Для получения дискретных аналогов использовался метод контрольного объёма. В ходе расчёта осуществлялась проверка выполнения закона сохранения массы и закона сохранения энергии.

Литература

1. Фролов К.В. Вибрация – друг или враг? М.: Наука, 1984. 144 с.
2. Зубков П.Т., Яковенко А.В. Расчёт влияния вибрации на область, заполненную совершенным вязким газом // ТВТ. – 2012. – Том. 50. – №3
3. Патанкар С.В. Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах. М.: МЭИ, 2003. 312 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-834.2012.1).

Влияние геометрии аэродинамической иглы на характер автоколебательного течения при сверхзвуковом обтекании торца цилиндра

А.М. Яровская

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

В представленной работе проведено численное исследование пульсационного режима с передней отрывной областью. Данный режим обтекания характеризуется значительными изменениями ударно-волновой структуры течения вблизи головной части модели в течении одного цикла пульсаций (рис.1).

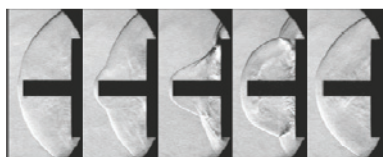


Рисунок 1: Развитие цикла автоколебаний при пульсационном режиме.

Согласно [1] такое течение носит массорасходный характер. Ему соответствует периодически появляющаяся вблизи головной части модели, увеличивающаяся в размерах, а затем раскрывающаяся, опорожняющаяся и исчезающая передняя зона отрыва.

Согласно одной из гипотез причиной формирования отрывной области является вызванная иглой неравномерность набегающего на торец цилиндра потока (например, в [2]); при этом влияние вязкости воздуха носит вспомогательный характер. Согласно второй гипотезе (например, в [1], [3]) причиной возникновения периодических пульсаций является отрыв пограничного слоя вследствие его взаимодействия с ударной волной; в данном случае влияние вязкости на процесс установления пульсаций носит основополагающий характер.

Для исследования данной задачи использовался программный пакет решения задач газовой динамики Fluent. Численное моделирование проводилось в нестационарной постановке с использованием уравнений Эйлера. Задача решалась в осесимметричной постановке. Расчетная среда – совершенный газ.

Расчетные модели представляли собой цилиндр с плоской торцевой частью и установленной на оси иглой. На торце модели на расстоянии $h=0.8R$ от оси записывались показания измерения пульсаций давления $p'(t)$, здесь $R=D/2$. Использовались иглы трех типов: цилиндрическая с плоским торцом, цилиндрическая с конической носовой частью и коническая. Геометрия моделей представлена на рисунке 2, а геометрические характеристики моделей записаны в таблице 1.

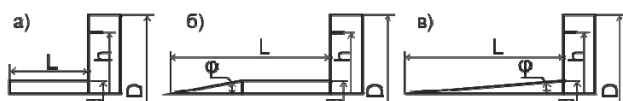


Рисунок 2: Геометрия исследуемых моделей.

а – модель № 1; б – модель № 2; в – модель № 3.

Таблица 1

Геометрические характеристики структурных элементов модели

Параметры модели	d/D	L/D	$\phi, ^\circ$
Модель № 1	0.16	0,5	90
Модель № 2	0.16	1	10
Модель № 3	0.16	1	5

Исходные газодинамические параметры: число Маха набегающего потока $M_\infty=6.08$, давление и температура в форкамере были выбраны $p_0=9,81 \cdot 10^5$ Па, $T_0=383$ К. При задании граничных условий в программе производился пересчет параметров по изэнтропическим формулам. Результаты расчета сравнивались с экспериментальными и расчетными данными представленными в [4].

В ходе проделанной работы была подтверждена возможность существования «невязкого» механизма возникновения пульсаций. В основе данного механизма лежит формирование такой структуры взаимодействия ударных волн, при котором на торце цилиндра вблизи внешней кромки возникает максимум давления.

Автор выражает благодарность за помощь в работе своему научному руководителю В.И. Запрягаеву, и сотруднику ИТПМ СО РАН И.Н. Кавуну.

Литература

1. Антонов А.Н., Купцов В.М., Комаров В.В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях // М.: Машиностроение, 1990. 272с.
2. Бабарыкин К.В., Кузьмина В.Е. Исследование особенностей автоколебательных режимов обтекания тела с иглой в случае больших чисел Маха// Аэродинамика / Под. ред. Р.Н. Мирошина. СПб., 2005. С. 61 – 83.
3. Запрягаев В.И., Миронов С.Г., Особенности механизма пульсаций отрывного течения перед цилиндром с острой иглой при сверхзвуковом обтекании // ПМТФ, 1991, № 6, с. 101-108.
4. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Структура пульсирующего течения с передней отрывной областью при сверхзвуковой скорости набегающего потока// Проблемы и достижения прикладной математики и механики: к 70-летию академика В.М. Фомина: сб. науч. тр. – Новосибирск: Параллель, 2010 – 650 с.

Тепловое расширение искусственных графитов в интервале температур 293-1650 К

О.С. Яцук

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 1

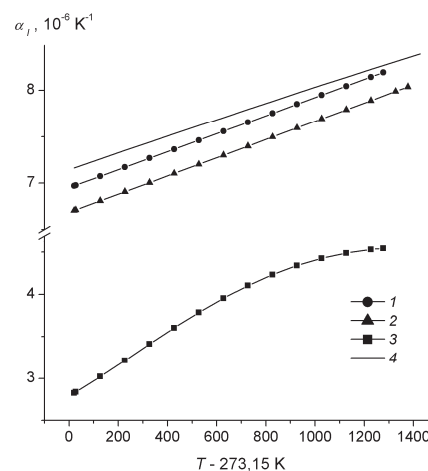
Искусственный графит и композитные материалы на его основе находят самое широкое применение в различных областях науки и техники, в частности, в ядерной технике и атомной энергетике. Теплофизические свойства промышленных графитов разных марок заметно отличаются друг от друга. Основной причиной этого является различия в технологии получения искусственных графитов, которая зависит, в свою очередь, от природы и качества исходного сырья и ряда других факторов. Невозможность прогнозировать свойства графитов с одной стороны и наличие необходимости в данных для тепловых расчётов обуславливает необходимость проведения подробных экспериментальных исследований.

В данной работе представлены результаты исследований теплового расширения графитов марок МПГ-6, РОСО-графит AXF-5Q, а также впервые синтезированного углеродного композита на основе изотопа ^{13}C . Образцы МПГ-6 и РОСО-графита были изготовлены в виде параллелепипедов, а ^{13}C имел форму диска. Исследование структуры и электронного строения графитов показало [1], что поликристаллическая структура композита МПГ-6 достаточно совершенна и сильно отличается от турбостратной, морфологически сложной структуры композита на основе изотопа углерода ^{13}C . Плотность образцов МПГ-6 и РОСО-графита при комнатной температуре составила в среднем величину 1780 кг/м^3 , а для композита на основе изотопа ^{13}C – 1240 кг/м^3 . Тепловое расширение графитов исследовалось на dilatометре DIL-402C производства фирмы NETZSCH (Германия) с корундовыми держателем и толкателем в интервале температур 293-1650 К при нагреве печи со скоростью 2 К/мин. Чувствительность датчика составляла 0,125 нм. Измерения проводились каждые 3 с, что обеспечивало шаг по температуре 0,1 К и позволяло получить 13-14 тысяч экспериментальных точек за один нагрев. В качестве защитной атмосферы использовался аргон чистотой 99,998 об.%, дополнительно очищенный системой BI-GAScleaner (ИК СО РАН). Температура измерялась платина-платинородиевой термопарой (тип S), расположенной в непосредственной близости от образца. Результаты измерений представлялись в виде температурной зависимости среднего интегрального коэффициента линейного расширения (ИКЛР): $\alpha_l = (L - L_0) / L_0(T - T_0)$, где L, L_0 – длина образца при температуре T и T_0 , $T_0 = 293,15 \text{ К}$.

Установка поверялась на трубчатых образцах платины Пл 99,93 длиной 25 мм и диаметром 6/4,8 мм в интервале температур 296-1600 К. Сопоставление полученных результатов с рекомендациями Национального института стандартов и технологий [2]

показало хорошее согласие во всем исследованном интервале температур, отклонение данных по ИКЛР не превышало 1% или $1 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$.

Сопоставление данных по тепловому расширению графитов приведено на рисунке. Видно, что плотные поликристаллические графиты РОСО и МПГ-6 имеют близкие средние интегральные коэффициенты линейного расширения и практически совпадающие их температурные коэффициенты. Отличие ИКЛР графитов марок РОСО AXF-5Q и МПГ-6 от справочных данных для РОСО AXM-5Q [3] не превышает $1,9 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$ и $4,6 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$ соответственно. Температурная зависимость ИКЛР углеродного композита на основе изотопа ^{13}C имеет существенно нелинейный характер и на 45-65% меньшие абсолютные значения.



Средний интегральный коэффициент линейного расширения графитов. 1 - РОСО AXF-5Q, 2 - МПГ-6, 3 - ^{13}C , 4 - РОСО AXM-5Q [3].

Литература

1. Жмуриков Е.И., Савченко И.В., Станкус С.В., Тесchio L. Измерения теплофизических свойств графитовых композитов для конвертора нейтронной мишени // Вестник НГУ. Серия: Физика. - 2011. - Т. 6, вып. 2. - С. 77-84.
2. Kirby R.K. Platinum - a thermal expansion reference material // Int. J. Thermophys. - 1991. - Vol. 12, № 4. - P. 679-685.
3. Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E., Lee T.Y.R. Thermal expansion- nonmetallic solids // Thermophysical properties of matter. - 1977. - Vol. 13. - P. 75 - 78.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракт № 16.518.11.7010).

СОДЕРЖАНИЕ

Р.Н. Абдуллаев. Термические свойства жидкой системы Na–Pb	3
А.Ш. Агажанов, И.В. Савченко, Д.А. Самошкин. Измерение коэффициента теплопроводности твердого индия, висмута и свинца методом лазерной вспышки	4
А.М. Агальцов, Ю.А. Зейгарник. Исследование волнового движения границы раздела фаз при пленочном кипении.....	5
М.В. Алейникова, Д.В. Корабельников. Тепловые свойства оксида и пероксида калия.....	6
В.Н. Андбаева. Учет кривизны межфазной границы при определении температуры достижимого перегрева кислорода, азота и их растворов	7
М.Н.Андреев, И.С. Беспалов, А.И. Сафонов. Получение фторполимерных плёнок с наночастицами серебра с эффектом плазмонного резонанса.....	8
М.Н. Андреев, И.С. Беспалов, А.И. Сафонов. Осаждение тонких кремниевых пленок с наночастицами серебра методами HWCVD и Gas Jet Deposition.....	9
Ю.А. Аникин, И.С. Ануфриев, Е.Ю. Шадрин. Исследование аэродинамики вихревой топки методом ЛДА.....	10
А.А. Антонникова. Физико-математическая модель коагуляции субмикронных аэрозолей с учетом испарения и осаждения при ультразвуковом воздействии	11
И.С. Ануфриев, Е.Ю. Шадрин, Е.П. Копьев. Измерения поля скорости в модели новой вихревой топки с горизонтальной осью вращения методом PIV.....	12
И.С. Ануфриев, Ю.А. Аникин, Е.Ю.Шадрин, Е.П.Копьев. ЛДА-исследования аэродинамических характеристик закрученного потока в модели вихревого топочного устройства нового типа.....	13
В.А. Архипова, А.С. Усанина. Механизм потери устойчивости формы частицы дисперсной фазы при малых числах Рейнольдса.....	14
Е.Е. Баженов. Математическое моделирование движения нелинейно - вязкопластичной жидкости при больших числах Бингама	15
Е.Е.Баженов. Об одной трехмерной контактной задаче технологической механики.....	16
В.В. Белозеров, А.А. Новакович. Термомагнитная сепарация воздуха	17
Е.К. Беляев. Численное исследование плоского свободного сдвигового течения с использованием ENO схемы.....	18
И.А.Беляев, М.А. Кадурина, Я.И. Листратов, А.Г. Хижняк. Влияние неоднородности обогрева на теплообмен жидкого металла при течении в продольном магнитном поле в трубе с наклоном 11 градусов.....	19
А.В. Бильский, О.А. Гобызов. PIV-диагностика турбулентного пограничного слоя, модифицированного путем вдува через мелкоперфорированную поверхность.....	20
Н.С. Богатищева. Критические параметры двухатомных спиртов.....	21
Н.С. Бондарева, М.А. Шеремет. Численный анализ двумерных и трехмерных нестационарных режимов естественной конвекции магнитной жидкости в замкнутых областях.....	22
А.Ю. Боталов. Численное исследование гироскопического движения тела с полостью, полностью заполненной вязкой жидкостью	23
Е.М. Бочкарева, В.В. Терехов. Математическое моделирование диффузионного термоэффекта при вдуве легких газов в пограничный слой.....	24
В.В. Винников, Т.В. Ершова, Д.Л. Ревизников, А.В. Способин. Исследование зависимости теплоэрозии от формы тела в сверхзвуковом гетерогенном потоке.....	25
Ю.Ю. Виноградова, А.А. Бутов, И.С. Вожаков, И.Г. Кудашов, Э.В. Усов, Р.В. Чалый. Разработка и верификация	

модели кипения натрия на основе теплогидравлического модуля кода СОКРАТ-БН.....	26
Т. А. Винокурова, В.М. Дулин, Л.М. Чикишев. Исследование повышение устойчивости горения поднятого пропано-воздушного пламени при внешнем периодическом воздействии.....	27
В.А. Власов. Диффузионная модель образования газового гидрата из льда.....	28
О.А. Володин. Теплообмен и волновые характеристики при течении пленок бинарной смеси фреонов по тепловыделяющей поверхности с трехмерной текстурой.....	29
О.В. Высокоморная, Д.О. Глушков, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак. Тепломассоперенос при движении капли воды в высокотемпературной газовой среде.....	30
Р.М. Гильманов, Э.В. Шамсутдинов. Исследование теплообмена и гидродинамики в модельном резервуаре хранения ВУС.....	31
А.Е. Гольцман, И.А. Давлетшин, А.А. Паерелий. PIV-метод для исследования структуры пульсирующего течения в гладком канале.....	32
В.В. Горяйнов, А.С. Шахов. Контактное тепловое сопротивление слабоупакованных шаров.....	33
М.А. Гришин, С.Д. Слепцов. Влияние изотропного рассеяния на процесс плавления полупрозрачной среды.....	34
К.А. Гришина, Е.Н. Якимова. Измерение капиллярной постоянной и расчет поверхностного натяжения раствора метан-гелий.....	35
Ю.В. Громыко, П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко. Влияние локального охлаждения/нагрева поверхности на устойчивость гиперзвукового пограничного слоя.....	36
Ю.В. Громыко, П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко. Экспериментальное исследование естественного шума гиперзвуковой аэродинамической трубы «Транзит-М».....	37
А.С. Гузеев, С.Ю. Соловьев. Исследование вихревого следа за крыловым профилем.....	38
С.В. Двойнишников, К.В. Шпольвинд. Метод оптической фазовой триангуляции с расширенным динамическим диапазоном измерения	39
Д.А. Дектерев. Исследование структуры закрученных потоков.....	40
И.В. Деревич, А.Ю. Фокина. Спектральный подход в теории дисперсных турбулентных потоков.....	41
А.В. Евграфова, А.Н. Сухановский. Конвективные валы в цилиндрическом слое с неоднородным нагревом.....	42
Д.С. Елистратов. Повышение эффективности работы теплонасосной установки на смесевом рабочем теле.....	43
В.С. Ермолаев, М.С. Егорова, В.З. Мордкович. Моделирование гидродинамики течения тонких пленок по криволинейной поверхности гранулированного катализатора.....	44
Д.В. Ермолаев. Определение теплопроводности битума при газификации.....	45
С.В. Жилкин, Г.В. Харламов. Моделирование диффузии в системе частиц с потенциалом Леннард-Джонса методом молекулярной динамики.....	46
А.О. Замчий, Е.А. Баранов. Оптические исследования пленок аморфного кремния.....	47
Д.И. Зарипов, Н.И. Михеев. Математическая модель нестационарных течений в разветвленных трубопроводах.....	48
А. Захаров, Я. Листратов, Д. Огнерубов. Прямое численное моделирование смешанной конвекции в горизонтальной трубе в сильном поперечном магнитном поле.....	49
А.Н. Ишматов. Метод экспериментального исследования дисперсности капель при распылении жидкостей.....	50
И.К. Кабардин. Изучение эволюции гидравлического скачка в пленке жидкости на поверхности вращающегося диска.....	51
Д.Д. Кабдылова, Т. Сулейменов. О двухструктурной модели и концепции хаотизированных частиц для расплавов...52	
А.И. Кадыйров. Влияние скрученной ленты на гидродинамику при ламинарном течении псевдопластичной жидкости в изогнутом канале.....	53

А.А. Кайнова, Е.К. Вачагина. Описание течения резиновых смесей в сложных каналах экструзионных машин различными уравнениями состояния.....	54
Н.А. Калужный. Плазменно-дуговой синтез наночастиц оксида алюминия (Al_2O_3).....	55
Ю.В. Караева, И.А. Трахунова. Эффективность перемешивания в анаэробных реакторах.....	56
П.Н. Карпов. Экспериментальное исследование пограничного слоя с горением при вдуве газообразного топлива.....	57
Д.П. Касымов. Экспериментальное исследование структуры торфа, а также тепловизионной картины во фронте торфяного пожара, инициированного действием низового лесного пожара.....	58
А.К. Кирилин, Н.И. Михеев, И.А. Давлетшин. Интенсификация теплоотдачи в дискретно шероховатом канале при наложенных пульсациях потока.....	59
С.В. Кириловский, Т.В. Поплавская. Влияние звукопоглощающего покрытия на интенсивность возмущений в ударном слое пластины под углом атаки.....	60
В.П. Коверда, А.В. Решетников, В.Н. Скоков. Устойчивость и взрывное вскипание в струе перегретой жидкости...61	
И.А. Козулин, В.В. Кузнецов. Гидродинамика газожидкостного течения в микроканале прямоугольного сечения с Т-образным входом.....	62
В.В. Коледин. Определение условий устойчивости метастабильной жидкости, содержащей газовые зародыши.....	63
С.А. Колесник, В.Ф. Формалёв. Метод параметрической идентификации в нелинейных обратных задачах теплопроводности в анизотропных телах.....	64
Ю.Ю. Колесникова, В.М. Кислов, Е.А. Салганский. Роль условий внешнего теплообмена в процессе фильтрационного горения.....	65
А.Н. Кондрашов, И.А. Бабушкин, В.А. Демин. Тепловая гравитационно-центробежная конвекция в ячейке Хеле-Шоу.....	66
Н.В. Коровина. Физико-математическое моделирование процесса диспергирования жидкости при импульсном воздействии.....	67
Е.Ю. Коротева, Д.М. Орлов. Исследование тепловых процессов, сопровождающих взаимодействие ударной волны с разрядной областью оптическими методами.....	68
А.Ю. Кравцова, К.С. Первунин, М.В. Тимошевский. Турбулентные характеристики кавитирующих течений вблизи двумерных гидрокрыльев.....	69
Е.В. Кравченко. Оценка показателей надежности типичного печатного узла РЭА при учете процесса деградации полимеров.....	70
В.Г. Кригер, А.В. Каленский, А.А. Звекон, И.Ю. Зыков, А.П. Никитин. Процессы теплопереноса при лазерном разогреве включений в инертной матрице.....	71
А.В. Крюков, И.Д. Зверков. Применение тепловизионной съемки для исследования структуры течения на поверхности гладкого и волнистого крыла.....	72
С.Г. Кундасев. Ударно-волновая структура течения при взаимодействии сверхзвуковой струи с наклонной плоской преградой.....	73
А.А. Левин. Влияние скорости потока недогретой воды на процесс вскипания при импульсном тепловыделении.....	74
А.Р. Лепёшкин. Моделирование теплофизических процессов при испытаниях деталей авиационных ГТД.....	75
А.С. Лобасов, А.В. Минаков, В.Я. Рудяк. Экспериментальное и численное исследование свободной и вынужденной конвекции наножидкости на основе частиц оксида алюминия.....	76
И.Г. Манжетов, А.Н. Голованов, С.Е.Корнелик. Математическое моделирование двухфазной электропроводящей жидкости в однородном магнитном поле.....	77
А.О. Марков, А.А. Дектерев, С.П. Амелчугов. Исследование самовозгорания полукокса, полученного из бурых	

углей.....	78
Р.Н. Медведев. Расчет теплового роста тороидального пузырька на концентраторе тока в электролите.....	79
А.А. Мирзоев. Математическая модель двухфазной струи с горением дисперсных частиц.....	80
П.В. Мирошников, В.В. Рагулин, В.И. Полтавцев. Пленочное моделирование тепломассообменного процесса при орошении ледяного гранулята.....	81
Е.В. Мосина. Моделирование гидродинамики в канале, частично занятом пористой средой.....	82
Е.А. Немцев, Д.Ю. Палеев, А.С. Усанина. Влияние способа приготовления образца на смачиваемость угольного порошка.....	83
М.П. Новицкая, Б.И. Басок, Б.В. Давыденко, С.М. Гончарук. Аэродинамика и теплоотдача с поверхностей ограждающих конструкций энергоэффективного дома.....	84
А.А. Отрошенко. Экспериментальное исследование движущихся объемов жидкости.....	85
А.С. Панков. Нуклеация в жидком этане с малыми добавками метана.....	86
Р.И. Паянен, И.М. Мазурин. Исследование тепломассообмена SF_6 в обратном цикле Ренкина с фазовым переходом «жидкость - твердое тело».....	87
S. Petersen, K.B. Damkjær. PIV measurements on a wind turbine in a water flume.....	88
О.О. Петрова-Богданова, Е.Г. Фоминых, М.П. Анисимов. Линии эвтектических и перитектических точек для поверхностей скорости зародышеобразования бинарных систем с частичной растворимостью компонентов.....	89
А.А. Пильник, А.А. Чернов. Зарождение и развитие кавитации высоковязкого газонасыщенного расплава при его быстрой разгрузке.....	90
Д.В. Платонов, А.В. Минаков, А.А. Дектерев. Анализ пульсаций давления в проточном тракте высоконапорных ГЭС.....	91
П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко. Исследование внутренней гидродинамики и оптимизация структуры микроципа для синтеза олигонуклеотидов.....	92
А.А. Рахимов, А.Т. Ахметов. Особенности течения эмульсии в микроканалах с сужениями, влияние включений.....	93
Е.В. Резанова. Исследование динамики жидкой газосодержащей оболочки в условиях невесомости.....	94
Н.А. Ртищев, А.Е. Тарасов, Р.В. Чалый, В.Н. Семёнов, С.Л. Осипов, В.С. Горбунов, А.М. Анфимов. Кросс-верификация кода СОКРАТ-БН с кодом DIN800.....	95
К.А. Рыбкин. Экспериментальное исследование хаотической динамики дрейфа тел различной симметрии.....	96
Е.Б. Садыков. Математическое моделирование нагрева стекломассы электрическим током.....	97
А.Ю. Сахнов. Аналитический профиль температуры в пограничном слое с асимптотическим отрицательным градиентом давления.....	98
В.С. Сердюков, А.С. Суртаев. Исследование температуры вскипания в стекающих пленках воды при ступенчатом тепловыделении.....	99
Л.Ф. Ситдикова, В.Л. Дмитриев. Диссипативные процессы в пористых средах при распространении акустических волн.....	100
Д.В. Смовж, А.В. Зайковский, М.П. Коверзнев, А.О. Замчий. Синтез наноструктурированного углерода при конверсии метана в электрической дуге.....	101
С.А. Смольников, В.В. Рубанов. Датчики плотности теплового потока.....	102
Ю.В. Сморгочкова, А.В. Дедов. Обобщение данных о кризисе теплообмена при кипении и расчет теплогидравлической эффективности теплообменного оборудования термоядерных реакторов.....	103
М.С. Солодовникова, А.С. Усанина. Измерение дисперсности капель в факеле распыла центробежной форсунки.....	104
А.А. Стаханова. Исследование гидродинамики и теплообмена в кольцевых ТВЭЛх.....	105

А.Н. Стерлягов. Динамика движения теплового и влажностного фронта при капиллярной пропитке пористого материала.....	106
Суртаев А.С. Исследование теплообмена при плёночных течениях жидкости в условиях импульсного тепловыделения.....	107
С.Ю. Суслов. Исследование обтекания пылевых частиц низкотемпературной плазмой низкой плотности методом Монте-Карло.....	108
Б.И. Тазетдинов. К теории объяснения эффекта аномальной консервации газогидрата.....	109
Я.С. Терентьева, В.М. Дулин, О.П. Коробейничев, А.Г. Шмаков, А.А. Чернов. Применение метода PIV для определения эффективности ингибирования метано - воздушного пламени добавкой аэрозоля $K_4[Fe(CN)_6]$	110
И.А. Трахунова, Ю.В. Караева. Гидродинамика и теплообмен в реакторе анаэробного сбраживания при гидравлическом способе перемешивания.....	111
Т.М. Усенова. Численное моделирование реагирующего течения аэросмеси в плоском канале сложной конфигурации.....	112
А.И. Федотов, Э.В. Шамсутдинов. Экспериментальное исследование процесса гидротранспорта водоугольной суспензии.....	113
Г.К. Хамидуллина, М.М. Башаров. Математическая модель теплоотдачи в жидкой фазе пленочных аппаратов.....	114
М.Д. Ходаков. Формирование интенсивных кластерных потоков метана.....	115
М.Н. Хотиенкова, В.Н. Андбаева. Экспериментальное исследование поверхностного натяжения раствора этан–метан при «высоких» температурах.....	116
Е.М. Хромова. Моделирование комплексной абсорбционно-конденсационной очистки газов в полых форсуночных скрубберах.....	117
Ю.С. Цивинская. Разработка алгоритмов для решения задачи теплопереноса с использованием технологии CUDA.....	118
А.В. Черданцев. Эволюционные характеристики волн медленной и быстрой ряби в дисперсно-кольцевом газожидкостном течении.....	119
А.Н. Чернявский. Исследование параметров распада волнового пленочного течения при нестационарном тепловыделении.....	120
А.С. Чиглинцева, А.А. Русинов. Численное исследование многофазного потока, сопровождающегося образованием гидрата, в условиях Мирового океана.....	121
А.А. Чиндяков, Ю.Б. Смирнов. Экспериментальное исследование теплообмена при конденсации Марангони.....	122
А.А. Шмаков. Взаимодействие ускоренных газовых кластерных ионов с поверхностью материала.....	123
А.Г. Шмаков, А.А. Чернов, Д.А. Князьков, О.П. Коробейничев, В.В. Козлов, Ю.А. Литвиненко, М.М. Касатонов, Г.Р. Грек. Исследование эффективности многоструйной горелки с различной подачей газа при диффузионном горении.....	124
Ю.Б. Шмельков, Е.В. Самуйлов. Исследование теплофизических свойств химически реагирующих систем.....	125
Ю.А. Юмагулова. Моделирование процесса снижения давления пара за счет конденсации на границе контакта с жидкостью.....	126
А.А. Ягодницына. Исследование перемешивания жидкостей в микромиксере Т-типа с помощью метода micro-LIF.....	127
А.В. Яковенко. Вибрационное движение полости, заполненной совершенным газом.....	128
А.М. Яровская. Влияние геометрии аэродинамической иглы на характер автоколебательного течения при сверхзвуковом обтекании торца цилиндра.....	129
О.С. Яцук. Тепловое расширение искусственных графитов в интервале температур 293-1650 К.....	130

ХII Международная школа-конференция молодых ученых
«АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОФИЗИКИ
И ФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ»
в рамках Всероссийской научной конференции
«XXX Сибирский теплофизический семинар»

13–16 июня 2012 г., Новосибирск

Т е з и с ы д о к л а д о в

Подписано к печати 21.05.2012 г. Заказ № 28
Формат 60/84/8. Объем 17 уч.-изд. л. Тираж 130 экз.

Отпечатано в Институте теплофизики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, 1