

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС – 2021

Сборник научных трудов

Минск 2022

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова

**ТЕПЛО-
И МАССОПЕРЕНОС – 2021**

Сборник научных трудов

Минск 2022

Сборник представляет собой развернутый отчет Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси о важнейших результатах научных исследований и научно-технических разработок, выполненных в рамках заданий государственных программ различного уровня, проектов, финансируемых Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований и др. в 2021 году.

Тематика работ полностью соответствует приоритетным направлениям научных исследований и научно-технической деятельности и включает проблемы тепло- и массо-переноса, гидрогазодинамики, механики жидкости, газа и плазмы, получения и применения наноструктурных материалов, создания энергоэффективных технологий, оборудования и приборов для различных отраслей.

Книга рассчитана на научных работников, преподавателей вузов, инженеров, конструкторов, докторантов, аспирантов, магистрантов, студентов старших курсов вузов, специализирующихся в указанных выше областях.

Редакционная коллегия:

академик НАН Беларуси
академик НАН Беларуси
чл.-корр. НАН Беларуси
чл.-корр. НАН Беларуси
чл.-корр. НАН Беларуси
доктор техн. наук
доктор техн. наук
доктор техн. наук
доктор техн. наук
доктор физ.-мат. наук
доктор техн. наук
доктор физ.-мат. наук
доктор физ.-мат. наук
доктор физ.-мат. наук
доктор техн. наук
доктор физ.-мат. наук
канд. хим. наук

О. Г. Пенязьков (главный редактор)
*С. А. Чижик
В. М. Асташинский
П. С. Гринчук
Н. В. Павлюкевич
П. В. Акулич
М. С. Ассад
В. И. Байков
Л. Л. Васильев
Н. Н. Гринчик
В. Л. Жданов
Г. И. Журавский
Е. В. Коробко
В. Г. Минкина
Е. А. Пицуха
О. С. Рабинович
А. С. Сметанников
В. А. Сычевский
Ю. С. Теплицкий
С. П. Фисенко
Т. Н. Генарова*

Рецензенты:

чл.-корр. НАН Беларуси
доктор физ.-мат. наук

*Н. В. Тарасенко
В. В. Углов*

К ИТОГАМ РАБОТЫ

ГОСУДАРСТВЕННОГО НАУЧНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ

«ИНСТИТУТ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА имени А. В. ЛЫКОВА

НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ» В 2021 ГОДУ

В 2021 г. в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси продолжалось выполнение фундаментальных и прикладных проектов в области теплофизики, физики горения и взрыва, механики жидкости, газа и плазмы, нанотехнологий, переработки органополимерных и сельскохозяйственных отходов, осуществлялись разработки для энергетики, электронной промышленности, авиакосмических приложений.

Институт выполнял 62 задания (29 заданий в рамках выполнения ГПНИ, 31 проект с БРФФИ, 2 бюджетных договора в рамках выполнения задания «Научное обеспечение эффективной и безопасной работы Белорусской атомной электростанции и перспективных направлений развития атомной энергетики» государственной программы «Наукоемкие технологии и техника»), 32 хозяйственных договора с организациями и предприятиями Республики Беларусь за счет внебюджетных средств, 16 внешнеторговых контрактов.

Институт является головной организацией-исполнителем по государственной программе научных исследований «Энергетические и ядерные процессы и технологии». По подпрограмме «Энергетические процессы и технологии» (научные руководители подпрограммы – академик О. Г. Пенязьев, чл.-корр. В. М. Асташинский, доктор физ.-мат. наук К. В. Доброго) всего выполнялось 50 заданий, в том числе Институтом – 26 заданий. Проводились также исследования по заданиям следующих государственных программ научных исследований: «Конвергенция-2025» и «Материаловедение, новые материалы и технологии».

В рамках выполнения научно-исследовательских проектов получены важные результаты фундаментального и прикладного характера, представленные в статьях настоящего сборника. Более подробно рассмотрим результаты работ, связанные с созданием и освоением научно-технической продукции в реальном секторе экономики, научно-организационной деятельности, социальных аспектах развития Института.

Основные результаты научных исследований и разработок по решению научно-технических и социально-экономических проблем.

Результаты опытно-конструкторских и опытно-технологических разработок.

Развитие материально-технической базы

В 2021 г. Институтом в рамках выполнения бюджетного договора «Разработать расчетные модели, провести CFD моделирование и анализ теплогидравлического состояния элементов оборудования реакторной установки для стационарного состояния и проектных аварий» в интересах Государственного научного технического учреждения «Центр по ядерной и радиационной безопасности» описаны теплогидравлические процессы в элементах оборудо-

дования реакторной установки ВВЭР-1200 Белорусской АЭС для стационарных режимов эксплуатации. Разработана трехмерная CAD-модель реакторной установки ВВЭР-1200, ее активной зоны; построены расчетные сетки для проведения математического моделирования теплогидродинамических процессов в реакторе ВВЭР-1200; разработаны физико-математическая модель и методика расчета для исследования неизотермических потоков теплоносителя в реакторной установке ВВЭР-1200; выполнены расчет и анализ теплогидравлического состояния проточной части реакторной установки ВВЭР-1200. Сравнение эксплуатационных данных атомной электростанции для стационарного режима эксплуатации с результатами моделирования показало, что по гидравлическому состоянию (перепад давления) отклонение расчетных данных от эксплуатационных не превышает 6%.

В рамках выполнения бюджетного договора «Разработать физико-математические модели и создать программное обеспечение для газодинамического моделирования последствий объемного горения смесей водород–воздух–пары воды в контейнере Белорусской АЭС при запроектных и тяжелых авариях» подпрограммы 3 «Научное обеспечение эффективной и безопасной работы Белорусской атомной электростанции и перспективных направлений развития атомной энергетики» Государственной программы «Наукоемкие технологии и техника» проведен анализ литературных данных по моделированию аварийных ситуаций на АЭС и тенденций в решении проблем обеспечения водородной взрывобезопасности при тяжелых запроектных авариях.

В рамках освоения результатов ОНТП «Наноиндустрия» изготовлен исследовательский комплекс для автоматизированной оценки состояния нано- и микроструктур биологических клеток в процессе их жизнедеятельности *in vitro* методами оптической, флуоресцентной и атомно-силовой микроскопии. Новизна комплекса заключается в реализации системы поддержания условий, необходимых для жизнедеятельности клеток, а также в совмещении нескольких методов наблюдения за микрообъектами. Совмещение различных методов обеспечивает высокую производительность процесса анализа биологических клеток. В настоящее время внедренные исследовательские комплексы используются в Институте биофизики и клеточной инженерии НАН Беларусь, в Институте прикладной физики НАН Беларусь, в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь, в РУП «Научно-практический центр Национальной академии наук Беларусь по животноводству». Комплекс относится к импортозамещающей продукции.

Силами работников конструкторско-технологического профиля всех подразделений Института проводилась работа по созданию конструкторской и технической документации для разрабатываемых установок, технологий и оборудования различного назначения. В ходе научно-технических разработок сотрудниками Института получены результаты, имеющие важное значение для различных отраслей народного хозяйства.

Выполнены теплофизические расчеты для выбора оптимального материала тепловой изоляции участка крупногабаритного газохода горячего газа для объекта «Строительство линии приготовления теплоносителя для теплогазогенератора при производстве клинкера «сухим способом» на филиале № 1 «Цементный завод» ОАО «Красносельскстройматериалы».

Для ООО «Бел Хувэй Технолоджис» изготовлены и испытаны предварительно и повторно, после испытаний на надёжность, включая тест на замораживание, образцы паровой камеры. Кроме того, изготовлены и испытаны образцы алюминиевых кольцевых термосифонов с воздушным охлаждением и с хладоном R 245 в качестве теплоносителя. На лучших образцах достигнуто общее термическое сопротивление менее 0,1 К/Вт. В рамках договора с указанной компанией разработана капиллярно-пористая структура на алюминиевой подложке с открытой пористостью 59–65%, средним диаметром пор 60 мкм и проницаемостью 84–122 дарси. Изготовлены структуры с заданными параметрами толщиной 200, 400 и 600 мкм. В рамках совместной деятельности с компанией БелХувэй разработаны и созданы специальные микроструктурированные капиллярно-пористые структуры для вертикальных теплообменных ребер систем охлаждения станций 5G.

В рамках договора с УП «Белпромпроект» выполнены расчеты выбросов загрязняющих веществ при частичном замещении газового топлива торфом и нефтяным коксом. Определено влияние замещения газового топлива местными видами топлива (торф, нефтекокс) на энерго-экологические характеристики системы теплофикации печи обжига кирпича.

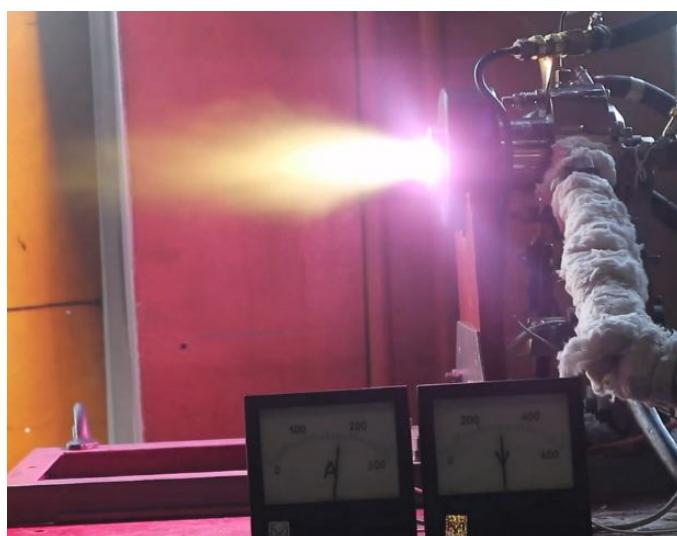
Для ООО «Бюро комплексного проектирования» установлено, что замена дизельного топлива природным газом позволяет обеспечить достижение идентичных условий термического обезвреживания отходов по температуре и времени обработки. Расчеты, проведенные на основе существующей нормативной базы по оценке состава вредных выбросов продуктов сгорания, показывают, что переход на газовое топливо приведет к снижению вредных выбросов на источнике 0007 участка УТОО предприятия ЗАО «Август-Бел».

По договору с ОАО «Торфобрикетный завод «Лидский» установлено, что снижение эффективности сушилок объясняется большим количеством заглушенных рабочих труб, отсутствием теплоизоляции барабана сушилки, работой пневмосистемы. Выработаны рекомендации по реконструкции системы газоочистки для обеспечения оптимальной работы сушильных агрегатов с учетом их современного технического состояния.

В рамках договора с ООО «ГиалСин Технолоджи» изучена морфология низкомолекулярной и высокомолекулярной молекул гиалуроновой кислоты (ГК). Установлено, что в процессе биоферментативного синтеза формируется не только линейные молекулы ГК, но и протеогликановый агрегат. Установлено наличие протеогликанового агрегата с отростками белка при отсутствии сульфатированных гликозаминогликанов. Показано воздействие облучения световым потоком на упорядочивание матрикса ГК.

В рамках договора с ГУ «Республиканский научно-практический центр детской онкологии, гематологии и иммунологии» получено Регистрационное удостоверение на «Устройство фильтровальное» УФ-1 № 7.5511/2107, дата госрегистрации 22.07.2021.

Для ООО «КБВАЦИР» (г. Минск) выполнены разработка и конструирование стенда для исследования скорости окисления различных материалов при высоких температурах. Определен перечень материалов и комплектующих, имеющих высокую стойкость при нормальном давлении в среде 100%-го чистого кислорода при температуре до 900 °C. Осуществлен монтаж стенда. Ведутся пуско-наладочные работы для ввода в эксплуатацию. В рамках договора с ООО «Китайско-Белорусский высокотехнологичный аэрокосмический центр исследований и разработок» по разработке и изготовлению плазменной горелки (плазмотрона) постоянного тока (воздух и водяной пар) мощностью 60 кВт разработана конструкция электродугового плазмотрона постоянного тока косвенного действия, работающего на воздухе и водяном паре, как плазмообразующем газе. Мощность плазмотрона 30–60 кВт. Проведены приемочные испытания на стенде Института. Плазмотрон поставлен заказчику.



Плазмотрон ПП-60, работающий на водяном паре

За 2021 год для нужд энергетики, машиностроения, химической и деревообрабатывающей отраслей с использованием методов электронной микроскопии, романовской спектроскопии, термического анализа, сорбционного, газового хромато-масс-спектрометрического анализа, других методов и разработанных в Институте методик в целях обеспечения научных исследований выполнены анализы более 250 образцов в интересах лабораторий Института, научно-исследовательских организаций и ряда предприятий Республики Беларусь, что позволило получить новые научные данные и разработать новые материалы.

В 2021 г. на созданном производственном участке (участок по разработке и изготовлению оборудования для полирования прецизионных деталей с использованием магнитореологических жидкостей, участок по выпуску магнитореологических жидкостей и участок по обработке прецизионных оптических изделий) продолжались работы по внешнеторговому договору с Федеральным государственным унитарным предприятием «Научно-производственный центр автоматики и приборостроения имени академика Н. А. Пилюгина» (ФГУП «НПЦАП») на обработку твердотельных резонаторов и оснований для волновых гироскопов.



Участок по разработке и изготовлению оборудования для полирования прецизионных деталей с использованием магнитореологических жидкостей

За счет собственных средств Института был проведен ремонт шахтной печи участка по термообработке (в составе механосборочного участка), используемой для собственного производства, а также для выполнения заказов по термической обработке изделий для сторонних организаций. Ремонт печи позволил снизить энергозатраты на термообработку и повысить ее качество. Основные принципы модернизации разработаны в ходе выполнения отдельных инновационных проектов по разработке, изготовлению опытных образцов и освоению выпуска энергоэффективных камерных электропечей сопротивления, а также по разработке, изготовлению опытных образцов и освоению выпуска энергоэффективных шахтных электропечей сопротивления (завершены в 2012 г.).

В структуре Института работает механосборочный участок, ориентированный на изготовление опытных установок, разрабатываемых в лабораториях Института при решении прикладных проблем тепломассопереноса, гидрогазодинамики, энергетики, теплотехники, химической физики, физики горения и взрыва, нанотехнологий, создании энергоэффективных и экологически безопасных технологий и техники, аппаратов и приборов для энергетики и машиностроения, агропромышленного комплекса и стройиндустрии, медицины, химической, электронной, радиотехнической, пищевой промышленности, космической отрасли, на выполнение заказов институтов НАН Беларуси, а также на обеспечение собственных хозяйственных нужд.

ственных нужд Института. В составе механосборочного участка действуют термический участок (закалка, отпуск, отжиг металла), механический участок (токарно-фрезерное оборудование для обработки металла резанием, гибка, вальцовка металла, все виды сварки металлоконструкций, в том числе аргонная), шлифовальный участок (круговая, плоская шлифовка металла).

Охрана и управление интеллектуальной собственностью

Деятельность по охране и управлению интеллектуальной собственностью в Институте проводится на основании выявленных охранных способных тем по результатам анализа тематического плана государственных программ различного уровня, Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, хоздоговорных работ. По всем выполненным в 2021 г. охранных способных темам при выявлении объектов права промышленной собственности патентные исследования проводились путем поиска аналогов, их анализа, в результате чего было подано 2 заявки. Получено 3 охранных документа на изобретения и полезные модели. Поддерживались в силе на конец года 13 наиболее значимых охранных документов на объекты права промышленной собственности.

В Институте с 2013 г. функционирует сертифицированная система менеджмента качества (далее – СМК) проведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ (сертификат соответствия № BY/112 05.01.049 08354). По результатам аудита при периодической оценке в июне 2021 г. СМК проведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ соответствует требованиям СТБ ISO 9001-2015, является результативной и актуальной, и её функционирование способствует реализации политики и достижению целей организации.

Выставочная деятельность

В 2021 г. Институт принял участие в трех выставках Президиума НАН Беларусь, на которых были представлены 3D биопринтер лабораторный для проведения научных исследований в области разработки аддитивных технологий послойного создания трехмерных объектов по цифровой модели с использованием стерильных биосовместимых полимеров (PLA, ABS, HIPS) в ходе клинических и доклинических испытаний экспериментальных лекарственных форм, прототипов имплантов и тканей; образцы изделий из карбидокремниевой керамики и пиromетр импульсный фотоэмиссионный ПИФ 18.



Экспозиция Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь

Публикации. Редакционно-издательская деятельность

В 2021 г. опубликовано: 2 главы в коллективной монографии, 1 рабочая тетрадь по аналитической химии, 189 статей и докладов (в 2019 г. – 149), 3 автореферата, 1 сборник научных трудов, 6 препринтов, 1 научно-популярное издание, а также 6 номеров Инженерно-физического журнала.

В базах данных научных публикаций Scopus, Web of Science и РИНЦ на 2021 год находится 3069, 1305 и 2937 статей соответственно. Учреждение занимает лидирующие позиции в рейтинге научных организаций Национальной академии наук Беларусь по индексу Хирша (по результатам 2021 г. второе место с индексом Хирша 55 по базе Scopus и 47 по базе Web of Science).

Сотрудники Института принимают участие в рецензировании и экспертизе научных статей для международных журналов «Инженерно-физический журнал», Energy and Fuel, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Combustion and Flame, Shock Waves, Heat Transfer Research, International Journal of Low Carbon Technologies, Manchester University Press, других журналов, а также научных проектов для различных европейских конкурсов.

Научные совещания, конференции, симпозиумы и школы

В 2021 г. на базе Института проведена секция «Физико-технические науки» XVIII международной научной конференции молодых ученых «Молодежь в науке – 2.0'21».

Ученые Института приняли участие в 20 международных конференциях, форумах, других научно-практических мероприятиях.

Деятельность в сфере образования. Сотрудничество с высшей школой

Институт тесно взаимодействует с вузами как в научном, так и в учебном процессах. Работают 4 филиала кафедр БНТУ. Ученые Института активно участвуют в преподавательской работе на кафедрах различных вузов страны, а также в работе государственных экзаменационных комиссий по защите дипломных проектов и магистерских диссертаций. В 2021 г. под руководством ученых Института и на базе лабораторий и отделов выполнено 14 магистерских, 28 дипломных и 57 курсовых проектов.

Работа со школьниками в Институте традиционно рассматривается как один из важнейших компонентов в подготовке научных кадров не только для Института, но и для Республики Беларусь в целом. Проводятся факультативные занятия, осуществляется подготовка команд школьников к участию в турнирах юных физиков, конкурсах и физических олимпиадах.

Международные научно-технические связи

В 2021 г. продолжались работы по договору с Федеральным государственным унитарным предприятием «Научно-производственный центр автоматики и приборостроения имени академика Н.А. Пилюгина» (ФГУП «НПЦАП») на обработку твердотельных резонаторов и оснований для волновых гироскопов.

В рамках договора с ООО «ВИНЕТА» (РФ, г. Никольское) проведены испытания экспериментальных образцов датчиков воды и солесодержания, датчики поставлены заказчику.

По внешнеторговому контракту с Израильской компанией GenCell (Израиль) ведутся работы по разработке новой конструкции реактора крекинга аммиака, объединяющей собственно реактор и систему испарения жидкого аммиака. Такая конструкция создана для работы в условиях низких температур, вплоть до -20°C .

В рамках контракта с Xi'an Yuanfar International Trade Company (Китай, г. Shaanxi) разработан электродуговой плазмотрон постоянного тока с газовихревой стабилизацией дуги

мощностью 300–600 кВт. В качестве плазмообразующего газа используется сжатый воздух. Проведены испытания плазмотрона на режимах 300, 400, 500 и 600 кВт. Плазмообразующий газ плазмотрона, работающего на мощности 600 кВт, – воздух.

По контракту с Xi'an Yuanfar International Trade Company (Китай, г. Shaanxi) разработана программа для расчета массоэнергетического баланса плазменного реактора для переработки органических материалов.

В рамках договора с НИТУ «МИСиС» (г. Москва) на экспериментальном стенде «ЭДПГ-1,2» проведены испытания шести образцов высокотемпературной керамики при воздействии теплового потока 230 Вт/см² в течение ~59 с.

Кадровый потенциал

В 2021 г. в Институте работали 333 сотрудника (из них – 145 женщин), в том числе 2 академика (О. Г. Пенязьков, С. А. Чижик), 3 члена-корреспондента (Н. В. Павлюкевич, В. М. Асташинский, П. С. Гринчук), докторов наук – 19, кандидатов наук – 55 (в 2020 г. – 19 и 57, в 2018 г. – 20 и 63 соответственно). Возрастной состав сотрудников: 87 – до 39 лет включительно, 90 – от 40 до 59 лет, 156 сотрудников старше 60 лет (из них 61 – старше 70 лет). Аттестаты профессора имеют 2 сотрудника, аттестаты доцента – 14 сотрудников Института. В 2021 г. в аспирантуре Института обучались 4 аспиранта, из них 3 – на очной форме обучения. В докторантуре Института обучался 1 человек.

При Институте работает Совет по защите диссертаций Д 01.13.01, на основании решения коллегии Высшей аттестационной комиссии Республики Беларусь от 30.12.2021 № 17/1 утвержден новый состав Совета и продлены его полномочия с 10.01.2022 г. по 09.01.2025 г. (Приказ Высшей аттестационной комиссии от 31.12. 2021 № 376). Совету разрешено принимать к защите диссертации по специальностям: 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника – физико-математические науки; 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника – технические науки; 01.04.17 – химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества – физико-математические науки; 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы – физико-математические науки.

В 2021 г. в Совете по защите диссертаций Д 01.13.01 состоялись защиты кандидатских диссертаций – Н. В. Голубевой, старшего преподавателя Могилевского государственного института продовольствия (сторонний соискатель), а также сотрудников Института В. А. Биляка (на соискание степени кандидата технических наук), А. И. Леончика и С. Ю. Шимченко (на соискание степени кандидата физико-математических наук).

Результаты научной, научно-инновационной, научно-организационной деятельности сотрудников Института в 2021 г. были отмечены наградами. Академик НАН Беларуси С. А. Чижик стал лауреатом Премии академий наук Украины, Беларуси и Молдовы за цикл работ «Инновационные высокопроизводительные технологии прецизионного механо-физико-химического формирования поверхностей деталей: методы обработки и контроля» от 23 марта 2021 г. Член-корреспондент НАН Беларуси Н. В. Павлюкевич награжден нагрудным знаком отличия имени В. М. Игнатовского Национальной академии наук Беларуси (Постановление от 21.01.2021 г. № 24). Доктор техн. наук П. В. Акулич награжден памятным знаком в честь 90-летия НАН Беларуси (Распоряжение НАН Беларуси от 22.01.2021 г. № 9). Благодарность Председателя Президиума НАН Беларуси В. Г. Гусакова за активную научную деятельность, значимый вклад в развитие научных исследований в области физики ударных волн, горения и детонации (Приказ НАН Беларуси от 21.01.2021 г. № 13-к) получил канд. физ.-мат. наук В. В. Лещевич. Премия Национальной академии наук Беларуси за цикл работ «Физико-химические процессы синтеза и обработки керамики из карбида кремния с уникальной комбинацией свойств для оптических приложений» (постановление Президиума от 20 декабря 2021 г. № 49) присуждена члену-корреспонденту НАН Беларуси, доктору физ.-мат. наук П. С Гринчуку и М. В. Кияшко.

В 2021 г. научный сотрудник К. В. Николаева и младший научный сотрудник Д. С. Марченко являлись лауреатами стипендии Президента Республики Беларусь талантливым молодым ученым, заведующий лабораторией канд. физ.-мат. наук П. Н. Кривошеев являлся лауреатом гранта Президента Республики Беларусь.

В 2021 г. одной из основных задач стало сохранение устоявшихся контактов, объемов работ, интереса белорусских и зарубежных заказчиков к нашим возможностям, максимальное удержание в работе способном состоянии коллектива Института. Многое из этого получилось. Продолжался поиск решений научно-практических задач в различных сферах жизнедеятельности – энергетике, промышленности, агропромышленном комплексе, стройиндустрии, биомедицине, экологии, новых производственных технологиях и др. В течение года Институтом выполнялись поручения Президента и Правительства Республики Беларусь, республиканских органов государственного управления. Выполнялись мероприятия Плана мероприятий по реализации Концепции национальной безопасности Республики Беларусь (Указ Президента Республики Беларусь от 09.11.2010 № 575 (в редакции Указов от 30.12.2011 № 621, от 24.01.2014 № 49), плана мероприятий Национальной академии наук Беларуси по реализации Директивы Президента Республики Беларусь от 14 июня 2007 г. № 3 «О приоритетных направлениях укрепления экономической безопасности государства» (приказ НАН Беларуси от 02.06.2016 № 52), «Мероприятия Национального плана действий по развитию «зеленой» экономики в Республике Беларусь до 2025 г.». Выполнялись другие поручения.

В последующие годы в Институте будут продолжены работы в соответствии с утвержденными приоритетными направлениями научных исследований и научно-технической деятельности в Республике Беларусь на 2021–2025 гг. в рамках государственных программ различного уровня, внешнеторговых контрактов, международных научно-исследовательских проектов, а также освоение получаемых результатов в народно-хозяйственном комплексе страны для повышения технологической конкурентоспособности национальной экономики и социальной сферы.

T. N. Генарова

**В. М. Асташинский, Г. М. Дзагнидзе, А. И. Иванов, Е. А. Костюкевич,
А. М. Кузьмицкий, О. Г. Пенязьков, П. Н. Шоронов**

ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИНИАТЮРНОГО ТОРЦЕВОГО ЭРОЗИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Введение. В современной аэрокосмической отрасли особый интерес представляют разработка и создание малогабаритных плазменных двигателей, пригодных для использования в космических аппаратах малых размеров. Такие плазменные двигатели разрабатывают, в основном, на основе оптимизированных соответствующим образом миниатюрных электромагнитных плазменных ускорителей.

В настоящей работе представлены результаты исследований тяговых характеристик разработанного в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь миниатюрного торцевого эрозионного плазменного ускорителя (мини-ТЭУ), работающего в квазистационарном режиме.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Мини-ТЭУ генерирует сверхзвуковые компрессионные плазменные потоки заданного состава [1–3]. Вследствие особенностей конструкции разработанной эрозионной плазмодинамической системы плазмообразующим веществом мини-ТЭУ является только материал внутреннего электрода (медь) [4]. Отличительные особенности подобных миниатюрных ускорителей – достаточно большая длительность разряда (~ 100 мкс) и сравнительно высокие параметры плазмы компрессионных потоков, реализуемые при относительно низком уровне запасаемой в накопителе энергии (~ 3000 Дж).

На рис. 1 представлены принципиальная схема и общий вид исследуемого миниатюрного эрозионного плазменного ускорителя.

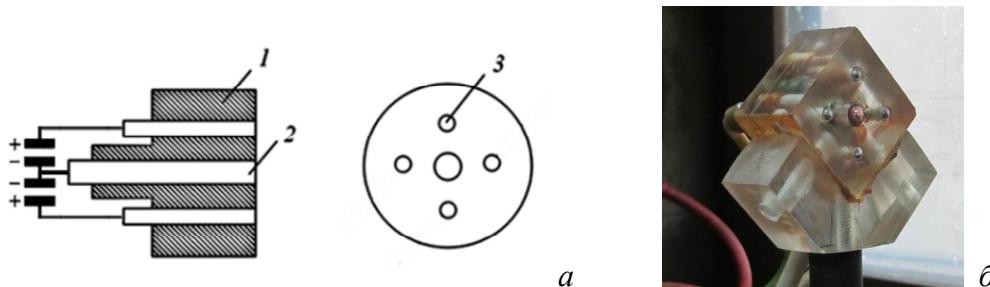


Рис. 1. Принципиальная схема (а) и общий вид мини-ТЭУ (б): 1 – корпус-изолятор, 2 – внутренний электрод (катод), 3 – внешний стержневой электрод (анод)

Разрядное устройство ускорителя помещали в вакуумную камеру размерами $0,3 \times 0,3 \times 0,7$ м. Камеру откачивали до остаточного давления воздуха ~ 1 Па. Накопителем энергии эрозионного ускорителя служила конденсаторная батарея общей емкостью 400 мкФ. Начальное напряжение на накопителе U_0 варьировали в диапазоне 1,0–4,0 кВ, что соответствует уровню запасаемой в нем энергии 200–3200 Дж. Электрофизические параметры разряда мини-ТЭУ определяли с помощью пояса Роговского CWT-600B и компенсированного RC-делителя напряжения с коэффициентом деления 1:1000, которые подключали к цифровому осциллографу GDS-72204.

Типичные осциллограммы разрядного тока и напряжения мини-ТЭУ приведены на рис. 2.

Динамику формирования компрессионного плазменного потока в мини-ТЭУ исследовали с помощью высокоскоростной цифровой камеры Photron FASTCAM SA-X2, позволяющей проводить съемку свечения плазмы с частотой до 200 000 кадр/с, причем время экспози-

ции каждого кадра составляет 1 мкс. Структуру истекающей из мини-ТЭУ плазмы регистрировали при помощи скоростной фоторегистрирующей установки, работающей в режиме фоторегистратора (непрерывная развертка изображения). На рис. 3 представлены типичные кинокадры свечения и щелевая развертка истечения плазмы компрессионного потока, формируемого в мини-ТЭУ.

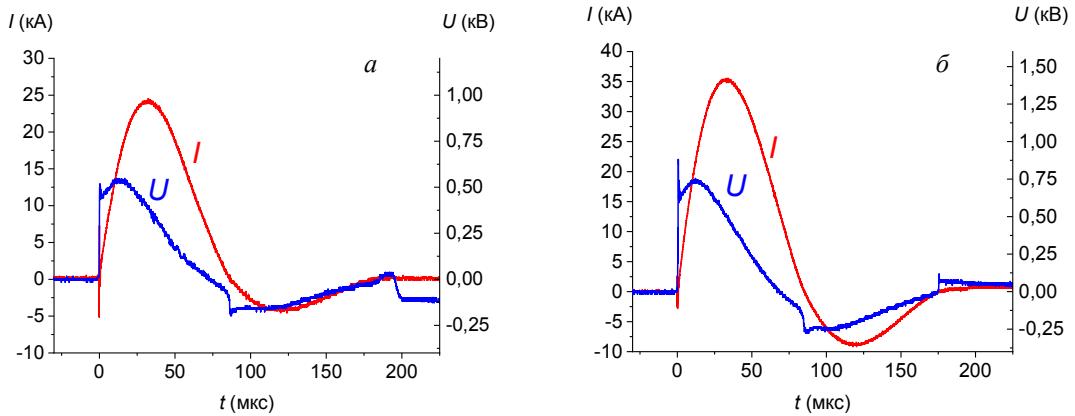


Рис. 2. Осциллограммы разрядного тока и напряжения: $a - U_0 = 2,5$ кВ, $\delta - 3,5$

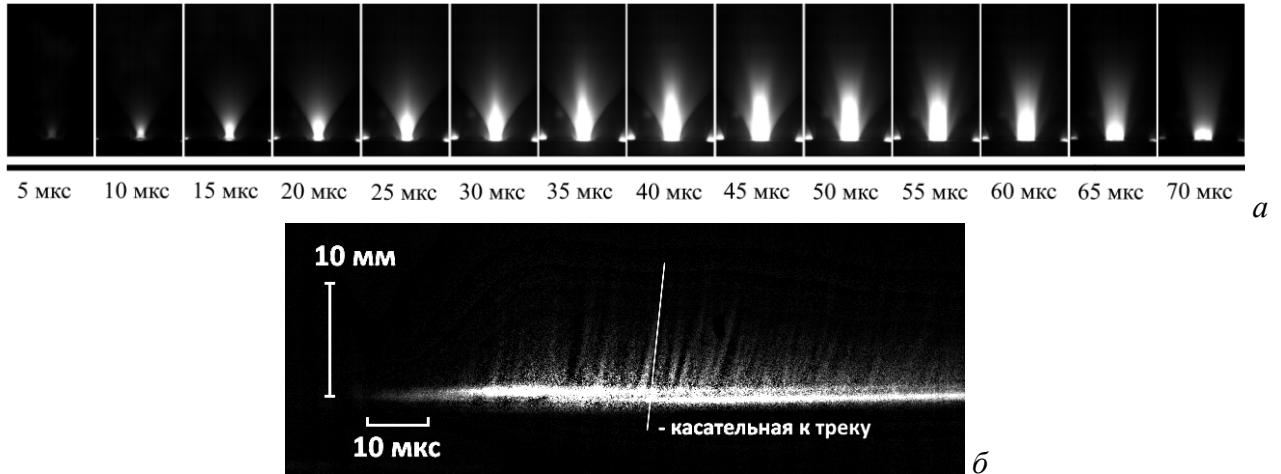


Рис. 3. Кинокадры свечения компрессионного плазменного потока (a), формируемого в мини-ТЭУ, и щелевая развертка истечения из мини-ТЭУ плазмы компрессионного потока (δ) при $U_0 = 2,5$ кВ

Скорость плазмы компрессионного потока, генерируемого мини-ТЭУ, определенная по непрерывным фоторазверткам, изменяется от 10 до 20 км/с при варьировании значений $U_0 = 1,0\text{--}4,0$ кВ. Следует отметить, что скорость течения плазмы в мини-ТЭУ достигает своего максимального значения на расстоянии ~ 5 мм от среза электродов.

Исследование тяговых характеристик мини-ТЭУ проводили двумя независимыми методами: с помощью баллистического маятника [5] и оптического датчика давления, собранного на основе системы Е. А. Костюковича [6]. Следует отметить, что тяговые характеристики мини-ТЭУ определяются, в основном, динамическими параметрами компрессионного эрозионного плазменного потока, который формируется в течение первого полупериода разрядного тока.

В экспериментах по определению тяговых характеристик мини-ТЭУ баллистическим методом использовали маятник с диэлектрической приемной площадкой с размерами $8 \times 8 \times 0.3$ см и длиной нити подвеса 11 см, при этом масса маятника составляла 0.2 кг. Маятник располагали на расстоянии 5 мм от среза электродов таким образом, чтобы центр его масс находился на оси разрядного устройства.

Наличие маятника не оказывает существенного влияния на формирование разряда в мини-ТЭУ. На рис. 4 приведены типичные кадры максимального отклонения баллистического маятника при воздействии на него компрессионного потока, генерируемого мини-ТЭУ. Видно, что повышение начального напряжения на накопителе и, соответственно, вкладываемой в разряд энергии приводит к росту угла отклонения маятника. По углу отклонения маятника определяли импульс тяги – $P_t = F_t \tau_p$ (здесь F_t – среднемассовая тяга, развиваемая за время разряда τ_p).

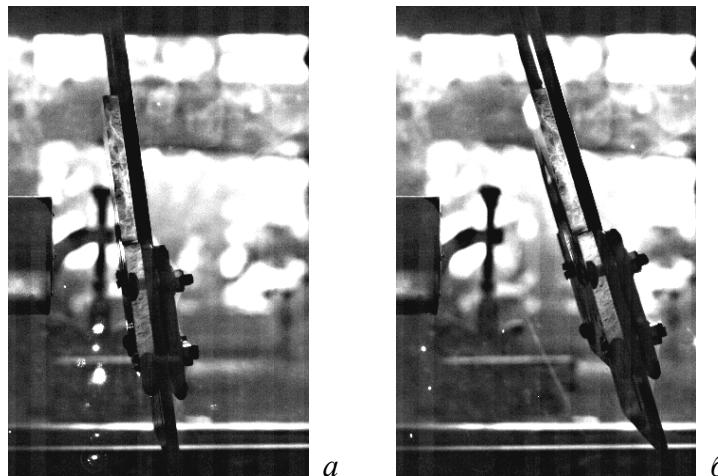


Рис. 4. Кадры максимального отклонения маятника: $a - U_0 = 2,5$ кВ, $b - 3,5$

На рис. 5 приведены графики изменения среднемассовой тяги F_t , развиваемой за время существования компрессионного потока (~ 100 мкс), генерируемого мини-ТЭУ, в зависимости от начального напряжения U_0 на накопителе энергии.

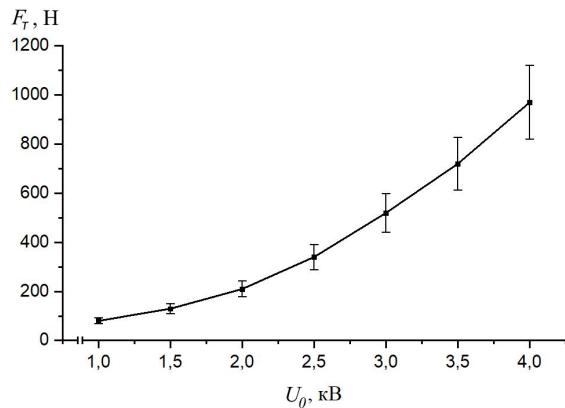


Рис. 5. Изменение силы тяги в мини-ТЭУ

Определение тяговых характеристик мини-ТЭУ при помощи оптического датчика давления проводили по схеме, представленной на рис. 6.

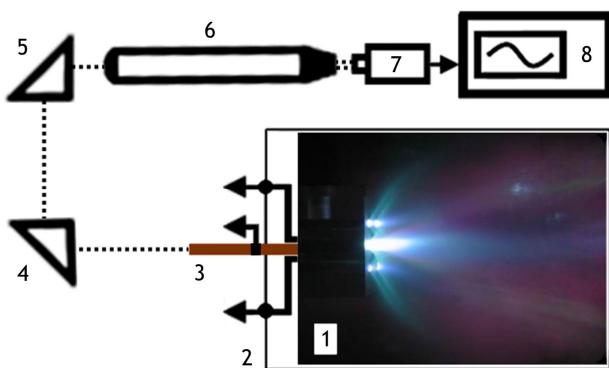


Рис. 6. Схема эксперимента с оптическим датчиком давления: 1 – мини-ТЭУ в работе; 2 – вакуумная камера; 3 – удлиненный центральный электрод мини-ТЭУ (акустический элемент); 4, 5 – поворотные призмы; 6 – He-Ne лазер; 7 – фотодиод BPW24R; 8 – осциллограф

В качестве источника излучения использовали гелий-неоновый лазер ($\lambda = 632.8$ нм). Излучения лазера регистрировалось при помощи фотодиода BPW24R. В качестве акустического элемента (3) датчика выступал удлиненный внутренний электрод мини-ТЭУ – стержень длиной 47.5 см, обратный торец которого предварительно отполировали.

На рис. 7 приведены типичные осциллограммы разрядного тока и сигнала, снятого с оптического датчика давления. Значения среднемассовой тяги определяли для начального напряжения накопителя энергии мини-ТЭУ $U_0 = 1,0$ и $1,5$ кВ. Следует отметить, что они находятся в разумном соответствии с результатами, полученными в эксперименте с баллистическим маятником.

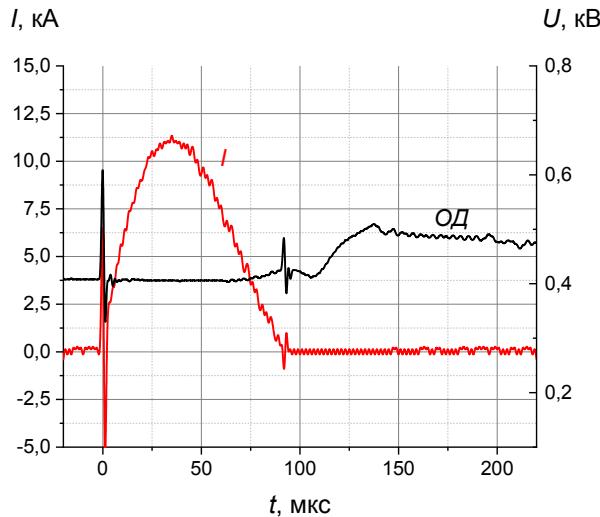


Рис. 7. Осциллограммы разрядного тока I и сигнала, снятого с оптического датчика, зафиксированные при $U_0 = 1,0$ кВ

Таким образом, проведенные двумя независимыми методами исследования показали, что значение среднемассовой тяги F_t , развивающейся за время существования компрессионного плазменного потока τ_p , реализуется в мини-ТЭУ и при $U_0 = 1,0\text{--}4,0$ кВ достигает значений в диапазоне от $\sim 10^2$ до $\sim 10^3$ Н. Удельный импульс тяги $I_{уд} = F_t/\dot{m}$ (здесь \dot{m} – массовый расход рабочего вещества), соответствующий среднемассовой скорости истечения компрессионного плазменного потока, в условиях настоящих экспериментов составляет 9–18 км/с. Реализуемые в мини-ТЭУ тяговые характеристики превышают параметры известных плазменных двигателей с сопоставимым уровнем запасаемой в накопителях энергии [7, 8].

Литература

1. Spectroscopic diagnostics of compression erosion plasma flow generated by a miniature end-face accelerator / V. M. Astashynski, N. B. Bazylev, E. A. Kostyukevich, A. V. Kuzmitsky, T. T. Fedechkina, P. N. Shoronov // XI Symposium “Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas” (PDP-11), Minsk. 15–19 December 2016. – Minsk, 2016. – P. 95–98.
2. Formation of a compression erosion plasma flow in a compact end-face accelerator / S. I. Ananin, V. M. Astashinski, E. A. Kostyukevich, A. M. Kuzmitski, P. N. Shoronov // Plasma Physics and Technology. – 2016. – Vol. 3, No. 1. – P. 48.
3. Generation of erosion compression plasma flows in miniature plasma accelerator and their capability for formation of thin nanostructured coating / V. M. Astashynski, H. M. Dzahnidze, E. A. Kostyukevich, A. M. Kuzmitski, P. N. Shoronov, V. I. Shymanski, V. V. Uglov // High Temperature Material Processes. – 2020. – Vol. 24, iss. 2. – P. 99–107.
4. Формирование компрессионных эрозионных плазменных потоков заданного состава в плотных газах / В. М. Асташинский // ЖПС. – 2000. – Т. 67, № 2. – С. 229–233.

5. Зельдович, Я. Б. Импульс реактивной силы пороховых ракет / Я. Б. Зельдович, М. А. Ривин, Д. А. Франк-Каменецкий. – М. : Оборонгиз, 1963. – С. 138–145.
6. Костюкович, Е. А. Возможности оптических датчиков импульсного давления в плазмодинамическом эксперименте / Е. А. Костюкович // Astron. Obs. Belgrade. – 2022. – № 74. – С. 149–152.
7. Сравнительная оценка эффективности применения перспективных типов электроракетных двигателей в составе малых космических аппаратов / В. М. Кульков, В. А. Обухов, Ю. Г. Егоров, А. А. Белик, А. М. Крайнов // Вестн. Самарского гос. аэрокосмического ун-та. – 2012. – Т. 34, № 3. – С. 187–195.
8. Перспективы улучшения массогабаритных характеристик аблационных импульсных плазменных двигателей / А. В. Богатый, Г. А. Дьяконов, И. Л. Нечаев, Г. А. Попов, А. Ю. Марьшин, К. Г. Халапян // Вопросы электромеханики. – 2013. – Т. 133. – С. 19–26.

Е. А. Баранышин, В. В. Кузьмицкий, О. Г. Пенязьков, К. Л. Севрук

САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ АЦЕТИЛЕНА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ЗА ОТРАЖЁННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Введение. Химические элементы образуют соединения в ходе различных химических реакций, спаренные электроны заполняют внешние атомные оболочки реагентов, соблюдая принцип минимума свободной энергии. В естественных условиях для инициирования подавляющего большинства реакций необходима передача дополнительной энергии исходным веществам для образования новых химических связей. Одной из таких реакций является горение, которое представляет собой процесс окисления горючего вещества кислородом с выделением значительного количества энергии в виде светового излучения и тепла. Горение сопровождается большим количеством элементарных химических преобразований, в ходе которых образуются отдельные активные соединения – радикалы, взаимодействующие по ходу реакции как с реагентами, так и между собой. Огонь позволил стать древнему человеку творцом настоящего времени и, несмотря на достижения научно-технического прогресса, безграничное расширение знаний о условиях активации (запуска), в частности, реакции горения и протекающих физико-химических явлений позволяет находить способы воссоздания условий для управления известными и новыми химическими реакциями.

Ацетилен является синтетическим для Земли соединением, который после открытия в 1836 г. Э. Дэви на протяжении нескольких десятилетий использовался лишь как горючее в карбидных лампах. С начала XX в. свойство ацетилена гореть при температуре выше 3000 К получило своё применение в газовой сварке и резке металлов. Повсеместное применение ацетилена в качестве горючего является затруднительным, что обусловлено его способностью к самопроизвольному воспламенению при хранении под высоким давлением. Г. Даленом был доработан способ безопасного хранения ацетилена в пористой среде при пониженном давлении в парах ацетона. С неэлектрофицированных улиц ацетилен перекочевал в научно-исследовательские лаборатории в первой половине XX в. и с тех пор используется в качестве исходного сырья либо компонента органического синтеза различных полимеров, в частности ПВА, ПВХ, бензола. Несмотря на исследования, в которых ацетилен применяется в качестве компонента топлива для двигателей внутреннего сгорания либо детонационных двигателей, его химическая активность в настоящий момент остаётся «избыточной» для применения в ряде инженерных решений. Применение ацетилена в химической промышленности также ограничено по соображениям экологичности и экономичности. Химическое строение ацетилена как одного из простейших углеводородов с тройной связью позволяет исследовать протекание процесса горения других углеводородов. Несмотря на развитие ядерной энергетики и расширение использования природных источников энергии, традиционное применение углеводородов в качестве топлива будет оставаться актуальным ещё долгие годы. Таким образом, изучение кинетики самовоспламенения ацетиленовых топлив, обладающих высокой горючестью при высоких температурах, остаётся актуальной научно-технической задачей.

Измерение времени индукции – промежутка времени, за которое реагирующее вещество преодолевает энергетический барьер, позволяет количественно связать термодинамические параметры среды с кинетическим механизмом инициируемой химической реакции. Параметры среды определяют начальную энергию реагирующих веществ и, несмотря на её достаточно большое количество, начало химической реакции сопровождается задержкой, обусловленной стохастичностью межмолекулярных столкновений, процессом разрыва существующих химических связей в результате поглощения энергии валентными электронами и т. д. Учёт временной задержки химической реакции на практике позволяет управлять моментом начала

химической реакции при заданных условиях реакционной среды. Применение времени индукции в качестве параметра численного моделирования кинетики протекающих реакций позволяет проводить подробный расчёт кинетического поведения реакционной смеси в анализируемой системе. Несмотря на богатство современного теоретико-математического аппарата, газодинамический эксперимент остаётся единственным способом получения достоверных данных о протекающих химических реакциях в исследуемой системе с произвольными параметрами реакционной среды.

Как правило, в качестве экспериментального стенда для измерения задержки самовоспламенения реакционной смеси используются ударные трубы. В ходе экспериментов время индукции определяют путём измерения давления газа во внутреннем объёме трубы, оптической регистрацией хемилюминесценции образующихся химических радикалов, что позволяет исследовать кинетику протекающих химических реакций, либо комбинацией перечисленных способов определения состояния газовой среды. Одна из ранних работ [1] посвящена кинетике окисления ацетилена и метана за падающей ударной волной в температурном диапазоне 1600–2100 К. Эксперименты проводились на ударной трубе длиной 2,75 м и диаметром 2,5 см с использованием непрерывной масс-спектроскопии и регистрации собственного свечения среды с помощью фотоэлектронных умножителей. В работе [2] представлены результаты измерения задержки воспламенения смесей (0,5–20,3%) ацетилен–кислород–argon за отражёнными ударными волнами при давлении 6,5 атм и температурах 980–2400 К. Значения задержек были получены путем регистрации сигналов с датчиков давления на ударной трубе с длиной секции низкого давления 2 м диаметром 38 мм. В ходе исследования [3] для определения значений времени индукции выполнялась регистрация сигналов хемилюминесценции радикалов C_2 , CH , CO_2 , OH при воспламенении смесей ацетилен–кислород–азот за отражёнными ударными волнами в температурном диапазоне 1100–1870 К. В работе [4] определены значения задержки воспламенения ацетилен–кислород–азотных смесей по регистрации хемилюминесценции в диапазоне температур 1270–1820 К при давлении 1 атм. Работа [5] является замечательным примером японской школы фундаментальных кинетических исследований. Она посвящена изучению процессов пиролиза и окисления ацетилена в температурном диапазоне 1100–2000 К и при давлениях 1,1–2,6 атм. Экспериментальная диагностика осуществлялась с помощью непрерывной спектроскопии с последующим хроматографическим анализом состава реакционной газовой смеси. Реакции протекали за отражёнными ударными волнами в ударной трубе диаметром 41 мм. В исследовании [6] были экспериментально получены значения времени задержки воспламенения ацетилен–воздушной смеси при высоких давлениях 10–30 атм и температурах за отраженной ударной волной 700–1300 К. В ходе экспериментов выполнялась высокоскоростная шлирен визуализация отражённых ударных волн. В данном исследовании приведено сравнение измерений скорости ударных волн и задержки воспламенения смесей ацетилен–кислород–азот, выполненных в разных лабораториях на ударных трубах и машине быстрого сжатия. В работе [7] определялась задержка самовоспламенения смесей ацетилен–кислород с добавками силана в диапазоне температур 1040–2030 К при давлениях около 1 атм. Измерения проводились на ударной трубе с длиной секции низкого давления 10,7 м и диаметром 162 мм. Задержка воспламенения была установлена с помощью регистрации хемилюминесценции радикалов CH (430 нм) и OH (310 нм). Объемное содержание силана от доли топлива до 10% позволило нелинейно уменьшить задержку воспламенения на 75% при температуре смеси 1800 К, что может оказаться перспективным для применения в прямоточных сверхзвуковых воздушно-реактивных двигателях.

В большинстве экспериментальных работ были активно исследованы кинетические механизмы кислородного горения ацетилена. Как следствие, в течение последних 50 лет были значительно уточнены детальные и редуцированные кинетические механизмы протекания реакций высокотемпературного окисления ацетилена: в работе [1] (1965 г.) было предложено 8 брутто-реакций, в работе [8] (1983 г.) – 53 реакции, в [2] (2009 г.) – 195 реакций. С началом

распространения ЭВМ во второй половине XX века и ростом их производительности активно развиваются методы численного моделирования газодинамических процессов с участием углеводородных топлив, в том числе и ацетилена. Разработка и совершенствование методов вычислительного эксперимента способствует обширная пополняющаяся база экспериментальных результатов, базы термохимических и термодинамических данных различных веществ, составленные отдельными научными организациями, например, Московским авиационным институтом, NIST (база JANAF), NASA, Technion и др.

Анализ работ, опубликованных в течение последних двух десятилетий, демонстрирует снижение числа фундаментальных экспериментальных исследований по изучению физической кинетики горения ацетилен-кислородных смесей по сравнению с периодом 1970–2000 гг. Измерение времени индукции ацетилена представляет для нас интерес в связи продолжающимися исследованиями процессов перехода горения в детонацию (DDT, deflagration-to-detonation transition) в трубах и каналах различной геометрии при инициировании воспламенения и горения ацетиленсодержащих смесей за падающими и отражёнными ударными волнами [9, 10] (П. Н. Кривошеев).

Методы измерений и анализа результатов. Ударная волна является эффективным инструментом газодинамического эксперимента для воссоздания среды с произвольными внутренними параметрами за счёт энергообмена между распространяющейся ударной волной и газом. В замкнутом объёме ударной трубы за фронтом отражённой ударной волны внутренняя энергия газа скачкообразно возрастает до конечного значения и устанавливается его квазиравновесное состояние, характеризующееся повышенными давлением и температурой, которое сохраняется до взаимодействия отражённой волны со встречной волной разрежения, а значения температуры и давления определяются начальным состоянием среды в ударной трубе и числом Маха падающей ударной волны. В результате трения газа о стенки трубы происходит формирование турбулентности в пристеночном слое движущегося газового потока. Турбулизация потока приводит к формированию локальных областей с повышенной внутренней энергией за счёт локального возрастания плотности газа. Следовательно, вблизи препятствий и на стенах канала возрастает вероятность инициирования различных физико-химических процессов за счет взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем.

Горение представляет собой сложный процесс экзотермического окисления, для запуска химических брутто-реакций которого необходимо преодолеть некоторый энергетический барьер, ограничивающий возможность взаимодействия отдельных атомов горючего вещества (топлива) с атомами окислителя. Для инициирования кислородного горения ацетилена необходимо, чтобы внутренняя энергия ацетилен-кислородной смеси превышала критическое значение – энергию активации.

В ходе данных экспериментов осуществлялось тепловое инициирование воспламенения ацетилен-кислородных смесей, разбавленных аргоном или азотом, за счет их очень быстрого нагрева за отражёнными ударными волнами в ударной трубе. Задержка самовоспламенения газовой смеси (время индукции) соответствует промежутку времени между моментом отражения ударной волны от торца трубы до момента возникновения очага горения в объеме реакционной смеси. С точки зрения кинетики время индукции обратно пропорционально скорости брутто-реакции окисления и определяет время, за которое реакционная смесь преодолевает энергетический барьер при заданной температуре. Как характеристика ударноволнового процесса время индукции является значением, за которое реакционная смесь преодолевает энергетический барьер при распространении отражённой ударной волны с произвольной скоростью, определяющей температуру реакционной смеси. Таким образом, изменение скорости распространения ударной волны позволяет изучать температурную зависимость задержки самовоспламенения ацетиленовых смесей. Скорость ударной волны зависит, в частности, от толкающего и рабочего газов, а также от соотношения их начальных давлений в секциях высокого и низкого давления соответственно. В данной работе в качест-

ве толкающего газа использовался гелий, так как он является инертным одноатомным газом, следовательно, не взаимодействует с продуктами протекающих химических реакций, его атомы обладают малой массой и высокой подвижностью, что позволяет быстрее и эффективнее сформировать стационарную ударную волну. В качестве рабочих (реакционных) смесей использовались стехиометрические смеси ацетилена с кислородом с различной степенью разбавления азотом (25–72,9%) и аргоном 70%:

$$\begin{aligned} & 21,429\% \text{C}_2\text{H}_2 + 53,571\% \text{O}_2 + 25\% \text{N}_2, \\ & 17,143\% \text{C}_2\text{H}_2 + 42,857\% \text{O}_2 + 40\% \text{N}_2, \\ & 14,286\% \text{C}_2\text{H}_2 + 35,714\% \text{O}_2 + 50\% \text{N}_2, \\ & 12,857\% \text{C}_2\text{H}_2 + 32,143\% \text{O}_2 + 55\% \text{N}_2, \\ & 11,429\% \text{C}_2\text{H}_2 + 28,571\% \text{O}_2 + 60\% \text{N}_2, \\ & 7,749\% \text{C}_2\text{H}_2 + 19,373\% \text{O}_2 + 72,878\% \text{N}_2, \\ & 8,571\% \text{C}_2\text{H}_2 + 21,429\% \text{O}_2 + 70\% \text{Ar}. \end{aligned}$$

Стехиометрическая ацетилен-кислородная смесь, разбавленная на 72,9% азотом, соответствует стехиометрической смеси ацетилена с синтетическим воздухом, в котором объемное содержание кислорода и азота составляет 21% и 79% соответственно. Смеси приготавливались методом парциальных давлений и выдерживались до начала эксперимента при комнатной температуре не менее суток.

На рис. 1 приведена схема экспериментального стенда для изучения кинетики самовоспламенения газовых смесей. Экспериментальный стенд функционально состоит из газовой рампы, ударной трубы, регистрирующего лабораторного оборудования, системы запуска и синхронизации его работы. Газовая рампа использовалась для откачки из объёмов секций высокого и низкого давления ударной трубы и их наполнения толкающим и рабочим газами соответственно. Длина секции низкого давления ударной трубы составляла 8 м, она выполнена из стали, имеет круглое сечение с внутренним диаметром 50 мм. Сброс газа из секции высокого давления происходил после отпирания электромагнитного клапана, синхронизированного с измерительным оборудованием. Давление гелия в секции высокого давления составляло до 2 МПа, давление реакционных смесей в секции низкого давления варьировалось в диапазоне 5–15 кПа для получения ударных волн со значениями скорости 2–3 Маха. Объёмы секций ударной трубы предварительно вакуумировались с помощью форвакуумного насоса до значения давления порядка 10 Па, которое определялось с помощью термопарного вакуумметра ВТ-2А-П. Напуск толкающего газа в секцию высокого давления контролировался с помощью образцового вакуумметра МО 11202 с инструментальной погрешностью измерений 10 кПа. Давление реакционных смесей в секции низкого давления определялось с помощью датчика абсолютного давления Метран-100-ДА (модель 1030), позволяющего производить измерения давления в диапазоне 4–40 кПа с погрешностью 0,1%.

Распространение падающей и отражённой ударных волн по объёму трубы контролировалось с помощью четырёх датчиков давления (PCB), расположенных на расстоянии 5, 55, 155 и 255 мм от торца трубы. Момент отражения падающей ударной волны от торца трубы определялся с помощью профиля давления с датчика вблизи торца с учётом его расположения в измерительном объёме.

Момент самовоспламенения газовой смеси определялся по возникновению оптического свечения химических радикалов CH и C₂, которые образуются в ходе элементарных реакций в процессе окисления ацетилена. Оптическое излучение проходило через прозрачный торец трубы и поступало на светоделительную пластину, разделяющую излучение на два пучка для приборов-светоприёмников. Свечение регистрировалось с помощью высокоскоростной камеры Photron FASTCAM SA-Z и двух фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Камера ис-

пользовалась в паре с объективом Tamron SP 24–70 mm F/2,8. Камера располагалась строго напротив торца трубы для визуализации пространственной структуры свечения СН радикала в объёме трубы. Два ФЭУ использовались для регистрации свечения радикалов СН и С₂ на длине волн 430 и 515 нм соответственно, селективность регистрации обеспечивалась установкой узкополосных оптических фильтров с полушириной пропускания 2,4 нм (СН) и 3,3 нм (С₂). Для формирования раздельных световых пучков на разных длинах волн, поступающих на матрицы ФЭУ, часть отражённого от светофильтра излучения отводилась зеркалом и поступала на первый ФЭУ, остальная часть излучения фокусировалась и поступала на второй ФЭУ.

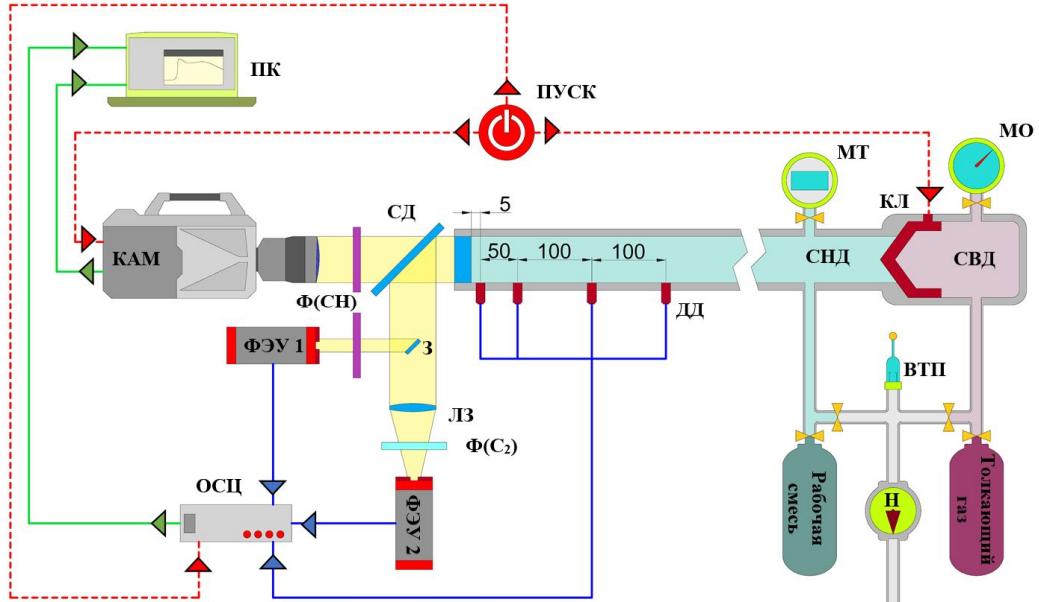


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: ВТП – вакуумметр термопарный; З – зеркало; ДД – датчики давления; КАМ – высокоскоростная камера; КЛ – клапан; ЛЗ – фокусирующая линза; МО – манометр образцовый; МТ – манометр «Метран»; Н – форвакуумный насос; СД – светофильтр; ОСЦ – система осциллографов; ПК – персональный компьютер; ПУСК – система запуска и синхронизации; СВД – секция высокого давления; СНД – секция низкого давления; Ф(СН) – узкополосный интерференционный фильтр (430 нм, полуширина 2,4 нм); Ф(С₂) – узкополосный интерференционный фильтр (515 нм, полуширина 3,3 нм); ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

Начало формирования очага самовоспламенения газовой смеси определялось по нарастанию сигнала с ФЭУ как момент времени, при котором амплитуда сигнала составляет 5% от его пикового значения. При регистрации пространственной структуры формирующихся очагов самовоспламенения с помощью высокоскоростной камеры критерием возникновения самовоспламенения газовой смеси являлся размер визуализируемого очага. Так, площадь визуализируемых очагов должна быть равна либо превышать величину 5% от площади круглого сечения ударной трубы. При внутреннем диаметре трубы 50 мм диаметр окружности, описывающей занимаемую площадь 5%, составляет 11 мм. При размере кадра 128×128 пикселей геометрический размер визуализируемого одним пикселеем пространства равен 0,4×0,4 мм или 4% от размера 11×0,4 мм. Время экспозиции кадров составляло 1,17 мкс, значение временного промежутка между кадрами 2,8 мкс при скорости съёмки 360 000 кадр/с. До начала обработки каждой последовательности изображений, соответствующей отдельному эксперименту, устанавливается свой шумовой уровень яркости пикселей. Для этого выбирался кадр в момент начала съёмки, соответствующий моменту срабатывания электромагнитного клапана ударной трубы. Каждый пиксель данного 8-ми битного кадра ненулевой яркости соответствует регистрируемому на матрицу камеры шуму. Далее строилась гистограмма кадра – распределение количества пикселей по 256-ти градациям яркости от 0 до 255 и производи-

лось суммирование количества пикселей по направлению от наименьшей ненулевой яркости 1 в сторону её возрастания. Шумовыми становились все пиксели с яркостью до того момента, как результат сложения достигал значения 100 пикселей. Данный критерий порога яркости шума был установлен эмпирическим путём и в дальнейшем позволил полностью автоматизировать обработку текущих результатов фоторегистрации очагов самовоспламенения.

Сигналы с датчиков давления и ФЭУ регистрировались с помощью системы, состоящей из трёх цифровых осциллографов Bordo B-124, подключённых к компьютеру для получения и последующей обработки экспериментальных данных. На отдельный компьютер передавались последовательности изображений с высокоскоростной камеры. Синхронное срабатывание электромагнитного клапана, осциллографов и высокоскоростной камеры реализовано с помощью генераторов импульсов ГЗИ-6 и PG 862. Характерные осциллограммы сигналов с датчиков давления и ФЭУ, полученные в ходе регистрации распространения ударной волны и воспламенения ацетилен-кислородной смеси с разбавлением азотом 25% при температуре за отражённой ударной волной 1230 К, представлены на рис. 2. Значения на левой оси ординат рис. 2 соответствуют абсолютному давлению газовой смеси, на правой оси ординат – амплитуде U сигнала, зарегистрируемого с помощью ФЭУ.

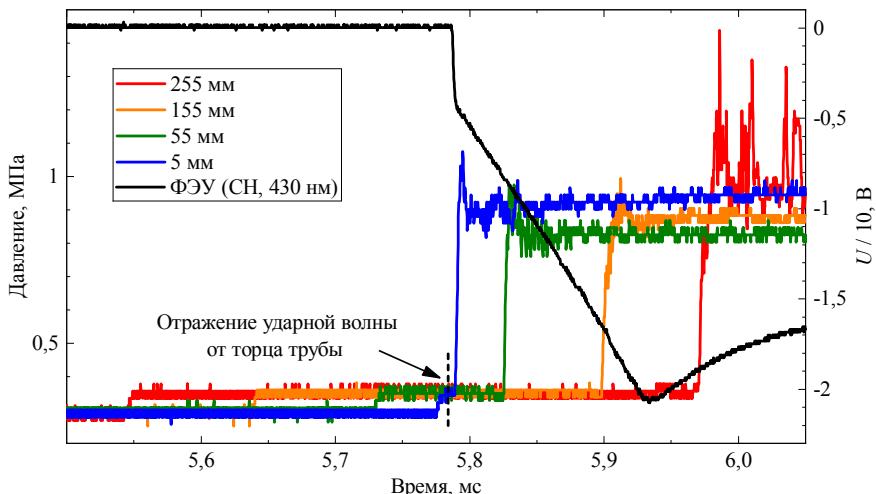


Рис. 2. Характерные осциллограммы регистрируемых сигналов с датчиков давления (указано расстояние от торца трубы) и ФЭУ (фильтр CH, 430 нм). Смесь 21,429% C_2H_2 + 53,571% O_2 + 25% N_2 , температура за отражённой ударной волной 1230 К, задержка воспламенения 5 мкс

Под усреднённой задержкой воспламенения далее будем подразумевать среднее значение между задержками, полученными в результате регистрации хемилюминесценции радикалов CH и C_2 с помощью двух ФЭУ. На основе усреднённых значений задержки воспламенения выполнен корреляционный анализ согласно функции зависимости времени индукции от концентрации компонентов реакционной смеси и её температуры за отражённой ударной волной в диапазоне 950–1400 К:

$$\tau = A [n(\text{C}_2\text{H}_2)]^a [n(\text{O}_2)]^b [n(\text{N}_2)]^c \exp\left(-\frac{E}{RT_5}\right), \quad (1)$$

где τ – время индукции, с; A – предэкспоненциальный параметр; a , b , c – степенные коэффициенты; E – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная, $R = 8,31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$; T_5 – температура смеси за отражённой ударной волной; n – концентрация компонента, моль/м³, рассчитываемая по формуле

$$n_i(x) = \frac{P_{si} \text{vol}(x)}{RT_{si}}, \quad (2)$$

где нижний индекс i означает отдельный эксперимент, P_{5i} – давление реакционной смеси за отражённой ударной волной; $vol(x)$ – удельная доля компонента C_2H_2 , O_2 либо N_2 , выраженная в процентах.

Воспламенение реакционных смесей наблюдалось при температурах выше 750 К, однако в температурном диапазоне 750–950 К данный процесс имеет ярко выраженный стохастический характер и регистрируемые значения задержек самовоспламенения в различных рабочих смесях не могут быть качественно интерполированы с помощью единой аппроксимирующей функции. В основе приведённой функции (1) лежит уравнение Аррениуса, описывающее зависимость константы скорости химической реакции от температуры газовой смеси. Корреляционный анализ основан на методе наименьших квадратов без применения методов регрессионного анализа, с помощью итерационного алгоритма проводился поиск комбинации значений степенных параметров концентраций компонентов ацетилен-кислород-азотной смеси, предэкспоненциального параметра и энергии активации с наименьшей суммарной невязкой. Экспериментальные данные температурной зависимости времени индукции для отдельной реакционной смеси представляли набор из 10 точек с одинаковым статистическим весом.

Результаты и их обсуждение. На рис. 3 представлены результаты измерения задержек воспламенения ацетилен-кислородных смесей со степенью разбавления азотом 25–72,9% и аргоном 70%, полученные при регистрации хемилюминесценции химических радикалов CH и C_2 . На рис. 3, a приведены усреднённые значения задержек самовоспламенения, на рис. 3, b – разность данных значений задержек: от времени индукции, определённого по свечению радикала C_2 , вычиталось значение, определённое по свечению радикала CH . На всех температурных зависимостях времени индукции на верхней шкале абсцисс представлены абсолютные значения температуры за отражённой ударной волной, на нижней шкале абсцисс – обратные.

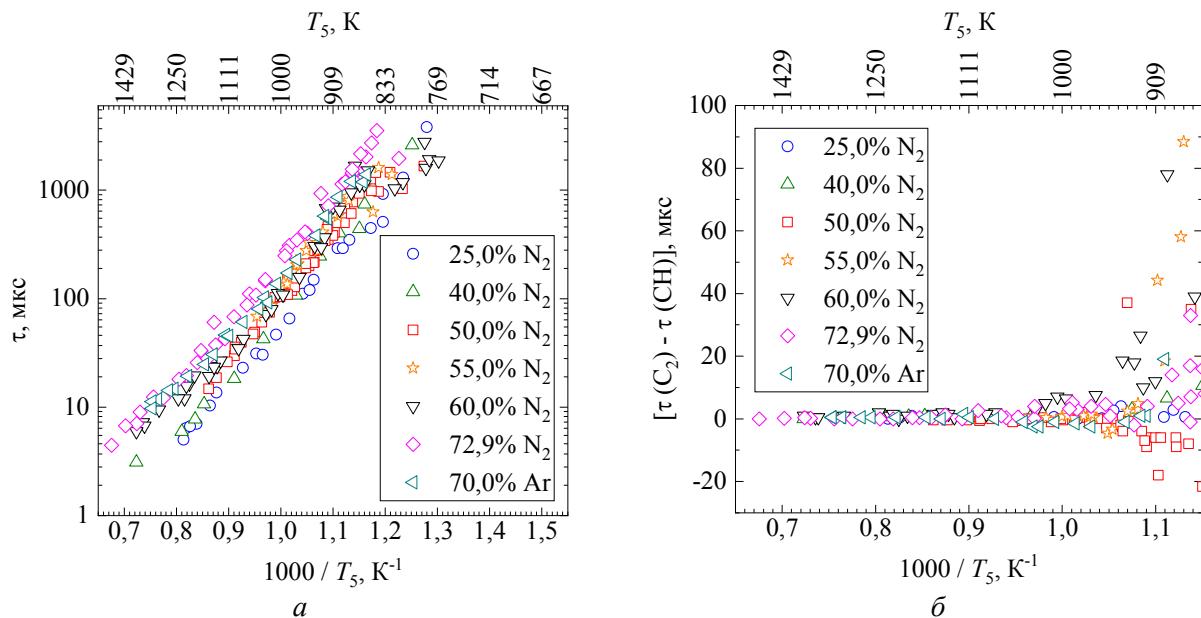


Рис. 3. Результаты регистрации времени индукции ацетилен-кислородных смесей с разбавлением на 25–72,9% азотом и 70% аргоном с применением пары ФЭУ: a – усреднённые значения, b – разность значений $[\tau(C_2) - \tau(CH)]$

Результаты, приведённые на рис. 3, a , показывают, что температурная зависимость задержек воспламенения имеет экспоненциальный вид. С увеличением степени разбавления стехиометрической ацетилен-кислородной смеси азотом значения времени индукции при данной температуре нелинейно возрастают. Из результатов, приведённых на рис. 3, b , видно, что в реакционных ацетилен-кислородных смесях с разбавлением 25, 40, 55, 60 и 72,9% азотом и 70% аргоном при регистрации очагов самовоспламенения свечение CH радикала возникает раньше свечения радикала C_2 . В ацетилен-кислородной смеси с разбавлением азотом

50% наблюдалась обратная ситуация. Модуль разности задержек, определённых по свечению двух радикалов, возрастает с уменьшением температуры газовой смеси за отражённой ударной волной, сильное возрастание разности задержек наблюдается при температурах 950–1000 К и ниже.

На рис. 4 представлены результаты регистрации времени индукции ацетилен-кислородной смеси с разбавлением азотом 50%, полученные при регистрации хемилюминесценции химического радикала СН с применением высокоскоростной камеры. На рис. 4, *a* приведены результаты обработки экспериментальных изображений, обозначены моменты времени, при которых размер очага самовоспламенения либо суммарная площадь отдельных очагов составляли 5 и 90% от площади поперечного сечения трубы соответственно. Дополнительно приведены значения задержек, определённые по свечению радикала СН с применением ФЭУ.

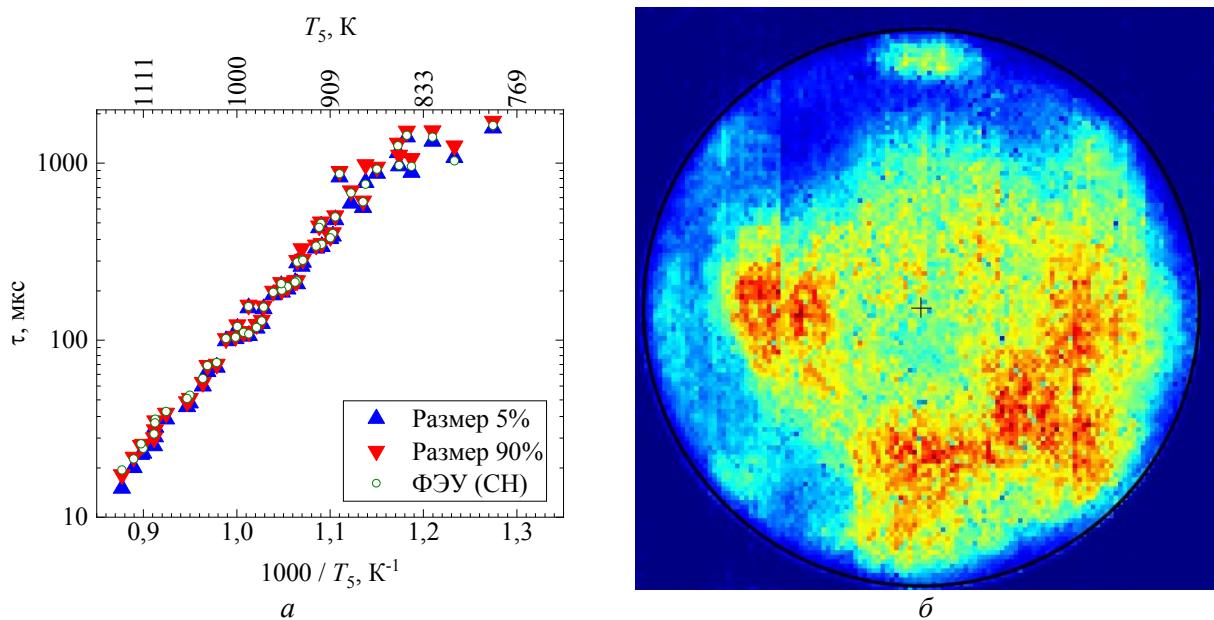


Рис. 4. Результаты регистрации хемилюминесценции ацетилен-кислородной смеси с разбавлением 50% азотом: *a* – сравнение значений задержек самовоспламенения, определённых с помощью камеры и пары ФЭУ; *б* – суммарное изображение локальных очагов самовоспламенения в момент их возникновения

На рис. 4, *б* приведено суммарное изображение локальных очагов самовоспламенения в момент их возникновения, т. е. в момент соблюдения критерия размера очагов 5% от площади сечения трубы. Так, данное изображение сформировано наложением 50 экспериментов, выполненных в диапазоне $T_5 = 750–1150$ К. Из рис. 4, *а* видно, что времена индукции, измеренные в результате регистрации свечения СН радикала с помощью ФЭУ, находятся в промежутке увеличения размеров очагов самовоспламенения, визуализируемых с помощью камеры. Таким образом, для изучения процессов химической кинетики возможно взаимозаменяемое применение ФЭУ и высокоскоростных камер. Однако из-за превышения частоты отсчётов сигнала с ФЭУ над частотой кадров высокоскоростной камеры применение ФЭУ предпочтительнее для определения моментов возникновения отдельных химических радикалов в ходе брутто-реакций, т. е. количественного изучения протекающих процессов. Использование камеры позволяет достаточно чётко объёмно локализовать физико-химические реакции для их качественного изучения. Результаты локализации воспламенения реакционной смеси, приведённые на рис. 4, *б*, демонстрируют, что очаги горения формируются вблизи стенок ударной трубы, наблюдаемый «отрыв» кольцеобразной структуры возникновения очагов от границы сечения трубы обусловлен наличием перспективы изображаемого пространства на кадрах. В ходе визуализации воспламенения ацетилен-кислородной смеси с 50%-м разбавлением азотом за отражёнными ударными волнами установлено наличие харак-

терных режимов инициирования и распространения горения. В диапазоне значений $T_5 = 700$ – 940 К реакционной смеси наблюдалось возникновение 1–3 очагов самовоспламенения, распространение горения по объёму от очагов и его последующий переход в детонацию. При температуре смеси выше 940 – 950 К и временном разрешении проделанных измерений детонационное горение смеси инициируется непосредственно после её самовоспламенения.

На рис. 5 представлены результаты корреляционного анализа усреднённых значений времени индукции, определённых с применением пары ФЭУ, согласно функции (1) зависимости задержки воспламенения от концентрации компонентов газовой смеси и температуры при следующих значениях её параметров: $E = 113\ 200$ Дж; $A = 6,150 \cdot 10^{-7}$; $a(C_2H_2) = 3,85$; $b(O_2) = -4,85$; $c(Ar \text{ либо } N_2) = 0,30$. Для возможности интерполяции и представления экспериментальных данных, полученных в реакционных ацетилен-кислородных смесях с разбавлением азотом 25–72,9% и аргоном 70%, значения задержек нормированы на концентрации, рассчитанные по формуле (2) и возведённые в рассчитанные степени a , b и c соответственно. В пояснениях на рис. 5 в скобках приведены значения коэффициента достоверности аппроксимации R^2 аналитических значений задержек экспериментальным. Среднее значение коэффициента достоверности, рассчитанное для используемых в аппроксимации рабочих смесей, составляет 0,95. Для апробации значений параметров корреляционной функции (1) были использованы аналогичные результаты из экспериментальных работ [3, 5–7, 11]. На рис. 5 приведены данные значения с нормировкой на концентрации компонентов, возведённые в соответствующие степени. Видно, что результаты выполненного корреляционного анализа экспериментальных результатов позволяют оценивать время индукции стехиометрических ацетилен-кислородных смесей со степенью разбавления 25–98% в температурном диапазоне 950–1400 К с достаточно высокой достоверностью.

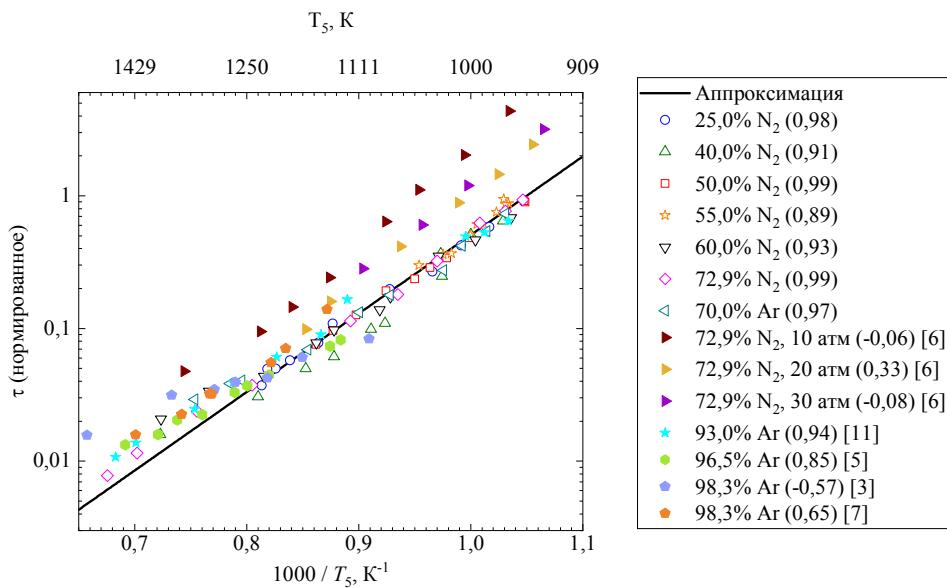


Рис. 5. Результаты корреляционного анализа усреднённых значений времени индукции ацетилен-кислородных смесей с разбавлением 25–72,9% азотом и 70% аргоном по результатам регистрации хемилюминесценции радикалов C₂ и CH

Заключение. В настоящей работе показана возможность совместного применения ФЭУ и высокоскоростной камеры в качестве фоторегистраторов оптического свечения химических радикалов для количественного и качественного изучения кинетики процессов воспламенения и горения ацетиленовых смесей за отраженной ударной волной. Наибольшая частота возникновения очагов самовоспламенения при мягком режиме наблюдалась в пристеночном слое газового потока за отражённой ударной волной.

С увеличением степени разбавления стехиометрической ацетилен-кислородной смеси значения времени индукции при заданной температуре нелинейно возрастают. В реакцион-

ных смесях с разбавлением азотом 25, 40, 55, 60 и 72,9% и аргоном 70% свечение СН радиала возникает раньше свечения радикала С₂. Модуль разности задержек, определённых по свечению двух радикалов, возрастает с уменьшением температуры газовой смеси за отражённой ударной волной, сильное возрастание разности задержек наблюдается при температурах 950–1000 К и ниже. Логарифмическая зависимость задержек воспламенения нарушается при температурах газовых смесей менее 900 К, что обуславливается пространственной неоднородностью процесса самовоспламенения в объеме ударной трубы.

На основе экспериментальных данных проведён корреляционный анализ согласно функции зависимости задержки воспламенения от концентрации компонентов газовой смеси и температуры со средним значением коэффициента достоверности 0,95. Результаты анализа позволяют оценивать время индукции в стехиометрических ацетилен-кислородных смесях со степенью разбавления азотом 25–98% в температурном диапазоне 950–1400 К.

Литература

1. The oxidation reactions of acetylene and methane / G. P. Glass, G. B. Kistiakowsky, J. V. Michael [et al.] // Tenth Intern. Symp. on Comb. The Comb. Institute. – 1965. – P. 513–522.
2. Tereza, A. M. Ignition of acetylene-oxygen mixtures behind shock waves / A. M. Tereza, V. G. Slutskii, E. S. Severin // Russian J. of Phys. Chem. – 2009. – Vol. 3. No. 1. – P. 99–108.
3. Tereza, A. M. Chemiluminescence of electronically excited species during the self-ignition of acetylene behind reflected shock waves / A. M. Tereza, S. P. Medvedev, V. N. Smirnov // Acta Astronautica. – 2020. – Vol. 181. – P. 612–619.
4. A study of the chemiluminescence of CH*, OH*, C2*, and C2H2/O2/Ar mixture behind reflected shock waves / V. N. Smirnov, A. M. Tereza, P. A. Vlasov, I. V. Zhiltsova // 31st Intern. Sympos. on Shock Waves. – 2019. – Vol. 1. – P. 159–167.
5. Shock-tube and modeling study of acetylene pyrolysis and oxidation / Y. Hidaka, K. Hattori, T. Okuno [et al.] // Combustion and Flame. – 1996. – Vol. 107, No. 4. – P. 401–417.
6. New experimental insights into acetylene oxidation through novel ignition delay times, laminar burning velocities and chemical kinetic modelling / N. Lokachari, U. Burke, A. Ramalingam [et al.] // Proceedings of the Combustion Institute. – 2019. – Vol. 37, No. 1. – P. 583–591.
7. Rickard, M. J. A. Effect of silane addition on acetylene ignition behind reflected shock waves / M. J. A. Rickard, J. M. Hall, E. L. Petersen // Proceedings of the Combustion Institute. – 2005. – Vol. 30, No. 2. – P. 1915–1923.
8. Krishnan, K. S. Experimental and analytical studies on the ignition of methane-acetylene mixtures / K. S. Krishnan, R. Ravikumar, K. A. Bhaskaran // Combustion and Flame. – 1983. – Vol. 49. – P. 41–50.
9. Flame front dynamics studies at deflagration-to-detonation transition in a cylindrical tube at low-energy initiation mode / Y. A. Baranyshyn, P. N. Krivosheyev, O. G. Penyazkov [et al.] // Shock Waves. – 2020. – Vol. 30. – P. 305–313.
10. Krivosheyev, P. Analysis of the final stage of flame acceleration and the onset of detonation in a cylindrical tube using high-speed stereoscopic imaging / P. Krivosheyev, O. Penyazkov, A. Sakalou // Combustion and Flame. – 2020. – Vol. 216. – P. 146–160.
11. Takeyama, T. A shock-tube study of the acetylene-oxygen reaction / T. Takeyama, M. Hajime // Bulletin of the Chemical Society of Japan. – 1965. – Vol. 38, No. 6. – P. 936–940.

Е. А. Баранышин, В. В. Лещевич, О. Г. Пенязьков, К. Л. Севрук

СТАНОВЛЕНИЕ ПРЯМОТОЧНЫХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Введение. Работы по созданию летательных аппаратов, перемещающихся в атмосфере Земли со скоростями, превышающими скорость звука (сверхзвуковыми), ведутся не одно десятилетие. Достигнутый прогресс в материаловедении, повышение мощностей вычислительной техники, углубление понимания фундаментальных основ процесса воспламенения и горения топлив приводят к тому, что данная тематика не теряет своей актуальности, а ставит перед учеными и конструкторами задачи по достижению все больших скоростей полета (гиперзвуковых). Если в XX в. разработка и создание таких летательных аппаратов и средств доставки были преимущественно связаны с военными задачами, то в настоящее время существует заинтересованность в подобного рода разработках для широкого применения в коммерческих целях.

Разработка летательного аппарата, реализующего гиперзвуковое движение, весьма сложная многоплановая задача, требующая в том числе создания двигательной установки, позволяющей достигать скоростей в пять и более раз превышающих скорость звука (число Маха $M > 5$). В настоящее время наиболее перспективным путем решения данной задачи является разработка и применение прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД), развивающих гиперзвуковые скорости.

Основные понятия ПВРД. Прямоточный воздушно-реактивный двигатель относится к классу воздушно-реактивных двигателей (тепловых реактивных двигателей, рабочим телом которых является смесь атмосферного воздуха и продуктов сгорания топлива) прямой реакции (тяга создается исключительно за счёт реактивной струи, истекающей из сопла двигателя).

Основной принцип работы ПВРД [1] состоит в использовании тепловой энергии, образующейся при сжигании топлива в потоке, который формируется при нагреве и сжатии набегающего воздуха в воздухозаборнике летательного аппарата. Процесс превращения тепла в работу для ПВРД описывается термодинамическим циклом Брайтона (Джоуля). Реактивная тяга двигателя развивается за счёт реактивной струи рабочего тела, истекающей из сопла двигателя. Таким образом, забортный атмосферный воздух поступает в воздухозаборник двигателя со скоростью полета летательного аппарата (ЛА), тормозится, сжимается, перемешивается с топливом, которое затем сгорает в камере сгорания. При этом внутренняя энергия газа возрастает и далее он истекает из сопла со скоростью, превышающей скорость на входе в воздухозаборник, создавая реактивную тягу.

Конструктивно ПВРД имеет «простое устройство» (рис. 1) – состоит из камеры сгорания, в которую из диффузора поступает воздух, а из топливных форсунок – горючее. Заканчивается камера сгорания входом в сопло, как правило, суживающимся–расширяющимся.

На рис. 1 представлена принципиальная схема дозвукового жидкостного ПВРД. Однако существуют и твердотопливные ПВРД (рис. 2). В этом случае топливная шашка с продольным центральным каналом размещается в камере сгорания. Рабочее тело (атмосферный воздух), проходя по каналу, постепенно окисляет топливо с его поверхности и нагревается, а затем истекает через сопло. Применение твердого топлива еще больше упрощает конструкцию ПВРД, поскольку ненужной становится система хранения и подачи топлива.

В зависимости от скорости полёта ПВРД подразделяются на дозвуковые, сверхзвуковые и гиперзвуковые. Каждая группа имеет определенные конструктивные особенности.

Дозвуковые ПВРД (см. рис. 1) предназначены для полётов на скоростях с числом Маха $0,5 < M < 1$. Торможение и сжатие воздуха в них происходит в расширяющемся канале вход-

ного устройства – диффузоре. Они имеют низкую степень повышения давления при торможении воздуха на дозвуковых скоростях (1,9 при $M = 1$) и малый термический КПД (16,7% при $M = 1$ в идеальном процессе, без учёта потерь) [2]. В настоящее время дозвуковые ПВРД не выпускаются серийно, поскольку являются неконкурентоспособными в сравнении с авиадвигателями других типов.

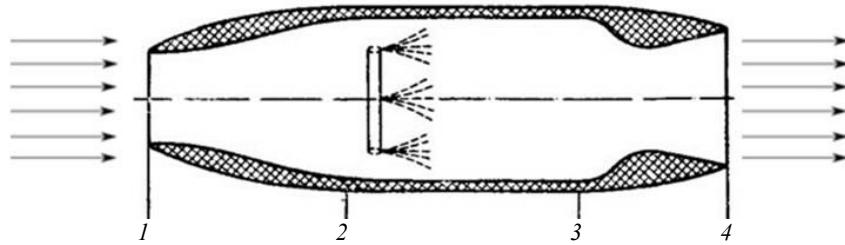


Рис. 1. Схема жидкостного дозвукового ПВРД: 1 – входное сечение диффузора; 2 – начальное сечение камеры сгорания; 3 – конечное сечение камеры сгорания; 4 – выходное сечение сопла

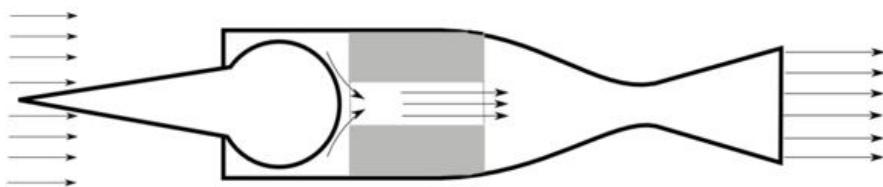


Рис. 2. Схема твердотопливного ПВРД

Сверхзвуковые ПВРД (СПВРД) (рис. 3) предназначены для полётов в диапазоне $1 < M < 5$. Торможение сверхзвукового газового потока в сужающемся входном диффузоре происходит скачкообразно с образованием ударной волны (скачка уплотнения): чем больше изменение скорости потока на фронте ударной волны, тем больше потери давления, которые могут превышать 50%. Потери давления удаётся минимизировать за счёт организации сжатия потока в нескольких последовательных косых скачках уплотнения меньшей интенсивности, после каждого из которых скорость потока снижается и в итоге становится дозвуковой. Дальнейшее торможение и сжатие воздуха происходит непрерывно в расширяющемся канале диффузора. В сверхзвуковом диапазоне скоростей ПВРД более эффективен, чем в дозвуковом. Например, на скорости 3М для идеального ПВРД степень повышения давления составляет 36,7, что сравнимо с показателями высоконапорных компрессоров турбореактивных двигателей, а термический КПД теоретически достигает 64,3% [2]. У реальных ПВРД эти показатели ниже, но даже с учётом потерь в диапазоне числа Маха от 3 до 5 сверхзвуковые ПВРД превосходят по эффективности ВРД (воздушно-реактивные двигатели) всех других типов.

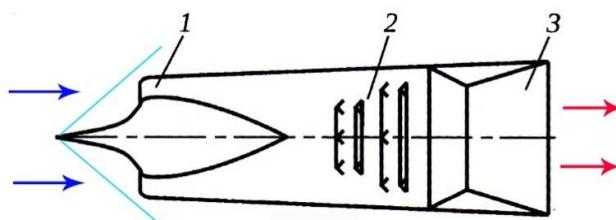


Рис. 3. Схема сверхзвукового ПВРД [3]: 1 – диффузор; 2 – камера сгорания; 3 – выходное сопло

Фактором, ограничивающим скорости СПВРД, является температура заторможенного воздуха, которая при $M > 5$ превышает 1500 °C, и существенный дополнительный нагрев рабочего тела в камере сгорания становится проблематичным из-за ограничения жаропрочности конструкционных материалов. Также это приводит к тому, что значительная часть выделившейся при окислении топлива энергии начинает уходить на диссоциацию продуктов

сгорания, что приводит к существенным потерям. Поэтому при таких скоростях полета ЛА в атмосфере более эффективным становится сгорание смеси в сверхзвуковом потоке, что обуславливает переход от СПВРД к гиперзвуковым ПВРД (ГПВРД).

Гиперзвуковые ПВРД (рис. 4) предназначены для полетов на скоростях, соответствующих $M > 5$, на высоте 20–40 км. Теоретически ГПВРД позволяет добиться более высоких скоростей полета, по сравнению с СПВРД, за счет того, что входной поток воздуха в ГПВРД тормозится системой косых скачков уплотнения лишь частично и остается сверхзвуковым, так что течение рабочего тела на протяжении всей проточной части двигателя остается сверхзвуковым.

При этом поток сохраняет большую часть своей начальной кинетической энергии, а повышение его температуры при торможении и сжатии относительно невелико, что обеспечивает больший КПД. Сжигание топлива в сверхзвуковом потоке позволяет значительно разогреть рабочее тело, которое, расширяясь, истекает из сопла со скоростью, превышающей скорость полёта, и создает положительную тягу. При увеличении скорости полета растет расход воздуха через тракт

двигателя, а значит, и количество кислорода, поступающего в камеру, это позволяет, увеличив расход горючего, повысить тепловую, а вместе с ней и механическую мощности двигателя. Однако первоначально необходимо обеспечить взлет и разгон летательного аппарата до рабочей скорости ГПВРД.

Преимущества и недостатки ПВРД систем. Развитие ГПВРД систем является весьма перспективной задачей, поскольку теоретически такие системы наиболее экономичны при гиперзвуковых скоростях полета ЛА. На рис. 5 представлены данные [4] о зависимости удельного импульса от скорости полета для различных двигательных систем, полученные на основе результатов [5–8]. Как видно из рисунка, при скоростях полета $M > 5$ (более 1600 м/с), СПВРД и ГПВРД имеют существенное преимущество по сравнению с турбореактивными (ТРД) и ракетными (РД) двигателями. Это преимущество сохраняется до $M \sim 10$ (3300 м/с) для углеводородного горючего и $M \sim 20$ (6600 м/с) для случая водородного топлива. Если провести сравнение скоростей полета летательных аппаратов с СПВРД и ГПВРД с летными характеристиками одного из лучших в мире истребителя-перехватчика МИГ-25 [3] (на нем установлено 29 мировых рекордов высоты и скорости полета), оснащенного двумя турбореактивными двигателями и развивающего скорость до 3,3 чисел Маха (~ 1 км/с), то окажется, что его максимальная скорость в ~ 2 раза меньшее полетных значений в начале скоростного диапазона существования СПВРД.

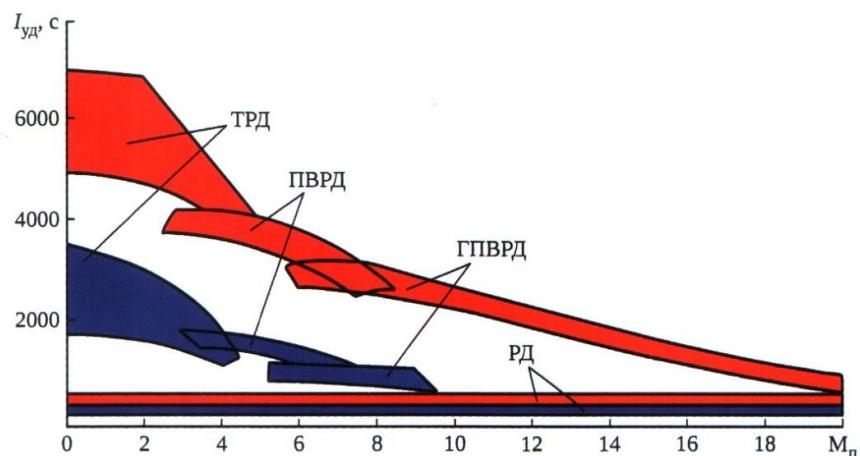


Рис. 5. Зависимость удельного импульса от полетного числа Маха [4]: красные области – водородное горючее; синие – углеводородное горючее

ПВРД имеют ряд особенностей, отличающих их от других типов реактивных двигателей:

– использование в качестве окислителя атмосферного воздуха (значительно повышает эффективность относительно РД);

– отсутствие компрессора (используется воздухозаборник);

– необходимость системы разгона (невозможность запуска при нулевой скорости);

– эффективная работа в узких скоростных диапазонах (в зависимости от типа ПВРД).

Дозвуковые ПВРД уступают по мощности и КПД другим типам реактивных двигателей, а вот у СПВРД термический КПД уже выше.

К основным преимуществам ПВРД относится энергетическая эффективность (в определенном диапазоне скоростей полета) и «простота» конструкции (минимальное количество составляющих элементов). ПВРД более эффективны при высокоскоростном полете на больших высотах в разреженных слоях атмосферы, где ТРД невозможно использовать, а для РД требуется большое количество окислителя на борту ЛА.

Основными недостатками ПВРД являются необходимость первоначального разгона до рабочей скорости, функционирование в узком диапазоне параметров «высота полета – М» и наличие атмосферы.

Разработка ПВРД систем для ЛА. Практическая реализация прямоточного воздушно-реактивного двигателя берет свое начало в 40-х годах XX в. Укажем основные этапы его создания, развития и перехода к гиперзвуковым скоростям. Более подробную информацию можно найти в работах [2, 4].

Идея создания ПВРД была предложена в 1913 г. французским инженером Рене Лореном, однако им не было предпринято попыток ее практической реализации. В 1922 г. Фридрихом Цандером [9] было предложено использовать ПВРД систему в крылатом летательном аппарате, оснащенном ракетами для облегчения взлета. Константином Циолковским [10] также рассматривалась возможность применения атмосферного воздуха в качестве окислителя.

ПВРД системы представляли интерес не только как двигатели для летательных аппаратов, но и как системы доставки средств поражения. Еще в 1926 г. Бенджамин Картер [1] запатентовал прямоточный двигатель для артиллерийских снарядов. Однако, как и в случае с Рене Лореном, практической реализации идея не получила.

В 1929 г. Борисом Стечкиным была показана принципиальная возможность создания ПВРД [11].

Французским инженером Рене Ледюком в 1933 г. начались работы по созданию ПВРД и в 1934 г. был получен патент на самолет с прямоточным двигателем. Стендовые испытания ПВРД в 1935 г. показали возможность достижения скорости 1000 км/ч, однако начавшаяся Вторая мировая война отсрочила конструкторскую реализацию и летные испытания ПВРД систем. Только в 1945 г. был изготовлен первый опытный самолет Leduc 0.10 (рис. 6, 7), а летные испытания его модифицированных образцов при сверхзвуковых скоростях полета были проведены в 1956 г.



Рис. 6. Самолет Leduc 0.10



Рис. 7. Самолет Leduc 0.10 на самолете-носителе SNCASE SE.161 Languedoc



Рис. 8. И. А. Меркулов на испытаниях первой советской ракеты Р-3 с ПВРД

В Советском Союзе ПВРД впервые применили (Ю. А. Победоносцев и М. С. Кисенко в 1933–1935 гг.) для ускорения 76-миллиметрового артиллерийского снаряда на белом фосфоре. А уже в 1939 г. И. А. Меркуловым были выполнены испытания ракеты Р-3 с ПВРД (рис. 8) и первые в Советском Союзе испытания ПВРД на самолете [12].

Что касается первых советских жидкостных ПВРД, то их применение датируется 1940 г. Первоначально они применялись для разгона пропеллерного самолета Поликарпова И-152 и И-153 «Чайка» (рис. 9) [13].

В 1940 г. разработки и пуски снарядов с ПВРД начались в Германии. Э. Зенгером в 1943 г. был разработан винтомоторный самолет с ПВРД, работающий на бензине, с поднятием в воздух самолетом-носителем. Сходный самолет был также разработан в 1944 г. А. Липпишем и Х. Пабсом, однако в качестве горючего в нем предполагалось использовать уголь.

Разработки ПВРД систем велись в США, Франции, Японии, Австралии. Можно сказать, что к концу 40-х годов XX в. произошло формирование концепции ПВРД, однако реализация этой системы потребовала решения целого ряда задач, поэтому 50–70-е годы можно назвать временем создания теоретической и экспериментальной научной базы последующего развития ПВРД систем. Отметим некоторые работы этого периода.

Работы Р. Вебера и Дж. Маккея [14] были посвящены горению в сверхзвуковых потоках. Пониманию процессов смешения и горения в сверхзвуковых потоках способствовали работы А. Ферри [15]. Исследованию диффузного горения водорода в канале ГПВРД посвящены работы М. Бороуса и А. Куркова [16].

С начала 60-х годов в NASA шли разработка и испытания экспериментальной установки NASA HRE (гиперзвуковой исследовательский двигатель, рис. 10) [17], предполагалось ее использование на экспериментальном гиперзвуковом летательном аппарате (ГЛА) X-15 (рис. 11) [18]. Однако данная исследовательская программа была закрыта в связи с отказами в работе NASA HRE и авариями при полете самого X-15.

Во Франции исследования ПВРД проводились в рамках программы ESOPE [19].



Рис. 9. Самолет И-153 с двумя установленными ПВРД ДМ-2

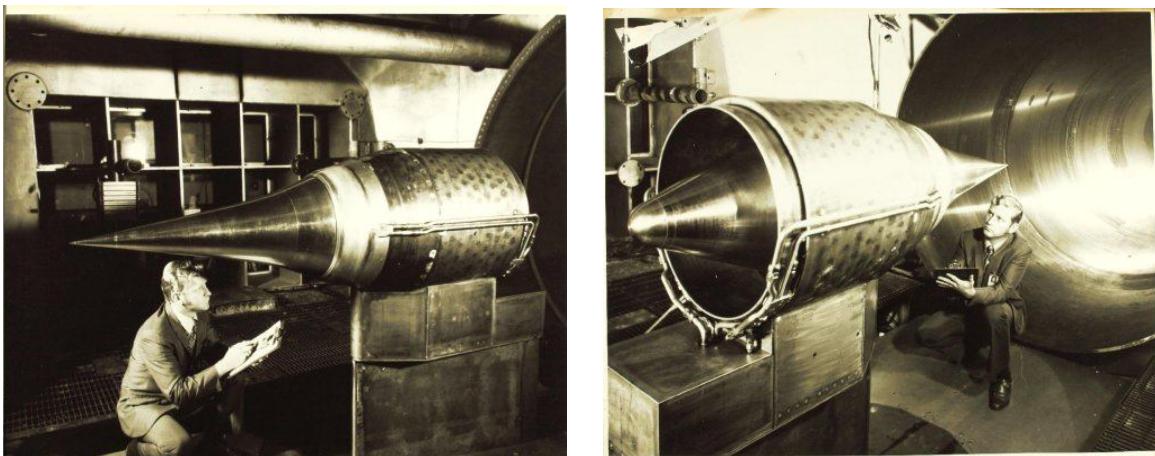


Рис. 10. NASA HRE (гиперзвуковой исследовательский двигатель)



Рис. 11. Экспериментальный ракетоплан X-15

В Советском Союзе в это же время продолжаются работы несколькими группами ученых по организации подачи и стабилизации горения различных топлив в сверхзвуковых потоках, создаются модели высокоскоростных ПРВД. Это исследования Е. С. Щетинкова, К. П. Власова, М. С. Волынского, М. П. Самозванцева, Е. Г. Николаева, В. Ф. Федюкова, В. Т. Жданова, А. А. Семенова, В. И. Пензина, А. Г. Прудникова, Е. Н. Киселева и др. В это же время разрабатывается и создается инфраструктура, позволяющая осуществлять такого рода исследования – крупные аэродинамические трубы. Под руководством Е. С. Щетинкова в 1969 г. О. В. Волощенко и В. И. Пензин испытали в свободном потоке ($M = 5,2$) плоскую модель высокоскоростных ПВРД с поперечной и продольной подачей топлива вблизи горла

воздухозаборника. В том же году В. А. Чернов и Е. Н. Киселева исследовали простейшую модель высокоскоростного ПВРД в виде трубы в свободном потоке ($M = 2,5$). В 1970–1972 гг. Р. А. Колюбакин и В. Н. Серманов испытали в аэродинамической трубе осесимметричный модуль высокоскоростного ПВРД, работающий на водороде в широком диапазоне температур потока и стехиометрических эквивалентов. Таким образом, была создана экспериментальная и теоретическая база, получено большое количество данных и реализовано много конструкторских решений, позволивших приблизиться к созданию реальных ПВРД.

Дальнейшие разработки по созданию ПВРД систем относятся к гиперзвуковой области, поэтому большинство из них засекречено. Отметим далее наиболее известные разработки, информация о которых имеется в открытых источниках.

В Европейском союзе существовала программа HEXAFLY, которая продолжилась в проекте HEXAFLY-INT (рис. 12) [20] по разработке гражданского лайнера с гиперзвуковыми скоростями полета. В рамках данных проектов проходили исследования летательных аппаратов с высокоскоростным прямоточным двигателем.

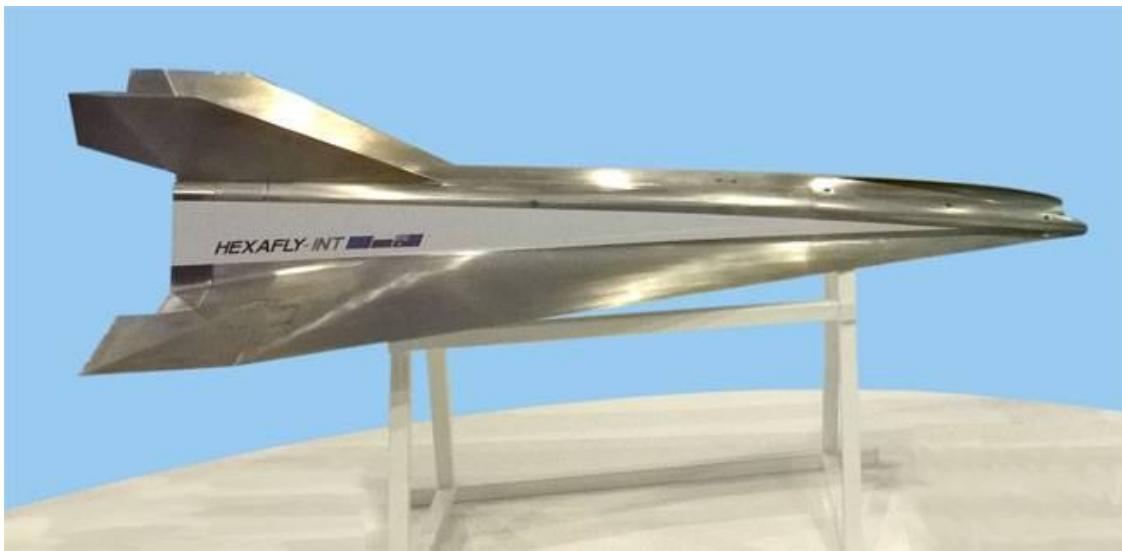


Рис. 12. Модель высокоскоростного экспериментального летательного аппарата HEXAFLY-INT

Разработки ЛА с ГПВРД в США были направлены в основном на создание крылатых ракет. Наиболее известное исследование по применению ПВР на летательном аппарате – это проект NASA X-43 в рамках программы Hyper-X [21]. В рамках данного проекта разрабатывался беспилотный самолёт с прямоточным реактивным двигателем. Для его разгона предполагалось использовать разгонный блок ракеты Pegasus, стартующей с самолёта NB-52B (рис. 13). Первый вариант X-43A должен был достигать скорости свыше 7М и осуществлять полет на высоте 30 км и более. Данный ЛА разрабатывался как система одноразового использования и были изготовлены три модели. Летные испытания ЛА были выполнены в 2001 и 2004 гг. Была достигнута скорость в 9,6М. Далее на смену проекта X-43 пришла новая программа X-51. Результатом ее выполнения стало изготовление и испытание гиперзвуковой крылатой ракеты X-51A Waverider (рис. 14) [22]. Особенностью данной разработки является применение ГПВРД, работающего на углеводородном топливе (авиационном керосине JP7). Разработка данного двигателя началась еще в 1996 г. в рамках программы HyTech (гиперзвуковая технология), а первый двигатель РТЕ был испытан в 2001 г. Далее он претерпел множество усовершенствований и изменений. Полетные испытания X-51 были выполнены в 2010, 2011 и 2013 гг. ГЛА развил скорость 5,2М на высоте 18 км при времени полета 6 мин.

В Бразилии в рамках проекта 14-X [23] также начались разработки ГПВРД, работающего на водородном топливе. В данном проекте стремятся достичь параметров, реализованных в X-43A.



a



b

Рис. 13. Беспилотный самолет NASA X-43: *a* – в полете; *b* – установленный на разгонном блоке ракеты Pegasus, стартующей с самолета NB-52B

В Индии отмечается интерес к созданию ЛА, использующих ГПВРД. В рамках проекта HSTDV (рис. 15) предполагается реализовать ЛА, развивающий скорость до 7М.

В настоящее время реализуется совместная американо-австралийская программа гиперзвуковых летных исследований HiFiRE, в рамках которой ведутся работы по созданию гиперзвуковой ракеты с воздушно-реактивным двигателем. Предполагается, что данная ракета будет двухступенчатой, причем вторая ступень будет оснащена ГПВРД. Аналогичные разработки ведутся во Франции, Японии, КНР и других странах. Зачастую эти данные засекречены.

В Советском Союзе активные исследования с целью реализации гиперзвуковых двигательных систем начались в 1979 г. в рамках программы «Холод» в Центральном институте авиационного моторостроения (всего над программой работало более 20 организаций). Предполагалось создать экспериментальный водородный ГПВРД и провести его летные испытания на гиперзвуковых летающих лабораториях (ГЛЛ), в качестве которых использовались зенитные ракеты 5В28 комплекса С-200В (SA-5).

В 1991 г. впервые в мире было выполнено летное испытание двухрежимного ГПВРД (ДГПВРД) со скоростью 5,8М и длительностью работы 28 с [24, 25]. В ходе дальнейших испытаний удалось достичь скорости 6,5М и времени работы двигателя 77 с.



a



b

Рис. 14. Гиперзвуковая крылатая ракета X-51A Waverider (*a*) и закрепленная ракета X-51A Waverider под крылом самолета B-52 (*b*)



Рис. 15. Макет летательного аппарата HSTDV

Для дальнейших летных испытаний силовых установок гиперзвуковых ЛА разрабатывалась ГЛЛ «ИГЛА», в 2001–2003 гг. для нее выполнялись огневые испытания модуля ГПВРД.

Исследования по данной тематике проводятся и в настоящее время.

Заключение. К настоящему времени сделан большой научно-технический задел по разработке и практической реализации прямоточных воздушно-реактивных двигательных систем для реализации полетов летательных аппаратов с гиперзвуковыми скоростями. Однако до широкого коммерческого применения данных технологий еще далеко, поскольку остаются до конца не решенными следующие проблемы:

- получение сверхпрочных жаростойких материалов, работающих в экстремальных условиях гиперзвукового полета;
- разработка систем эффективного поддержания теплового баланса ЛА в процессе полета;
- разработка систем эффективного смешения горючего, воспламенения и поддержания стабильного горения в камере сгорания ГПВРД;
- выбор оптимального горючего и параметров его сжигания в камере сгорания ГПВРД;
- оптимизация конструкции и элементов ЛА для гиперзвуковых полетов путем численных, стендовых и летных испытаний и др.

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова имеет большой практический опыт в выполнении научно-практических работ по тематике перечисленных выше проблем, поэтому можно с уверенностью сказать, что разработки специалистов Института могут внести свой вклад в осуществление первого длительного гиперзвукового полета на околоземной орбите.

Литература

1. Бондарюк, М. М. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели / М. М. Бондарюк, С. М. Ильяшенко. – М. : Оборонгиз, 1958.
2. Селезnev, Р. К. На пути к гиперзвуку. Краткий исторический обзор / Р. К. Селезнев // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2014. – Т. 15, вып. 3.
3. Пенязьков, О. Г. Для чего используется сверхзвуковое горение? / О. Г. Пенязьков // Наука и инновации. – 2021. – № 4 (218). – С. 20–24.
4. Особенности расчетных исследований и экспериментальной отработки прямоточных ВРД на жидких и газообразных горючих / А. И. Ланшин [и др.]; под общ. ред. А. И. Ланшина. – М. : ЦИАМ, 2020. – 112 с.
5. Курзинер, Р. И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета / Р. И. Курзинер. – М. : Машиностроение, 1989. – 263 с.
6. Roudakov, A. S. Some problems of scramjet propulsion for aerospaceplanes / A. S. Roudakov // AGARD Lecture Series. – 1993. – Vol. 194. – 238 p.
7. Нечаев, Ю. Н. Силовые установки гиперзвуковых и воздушно-космических аппаратов / Ю. Н. Нечаев. – М. : Акад. космонавтики им. К. Э. Циолковского, 1996. – 213 с.
8. Дегтярь, В. Г. Гиперзвуковые летательные аппараты / В. Г. Дегтярь, Э. Е. Сон: в 2 т. – М. : Янус-К, 2018. – Т. 1. – 983 с.
9. Цандер, А. Ф. Проблемы полета при помощи реактивных аппаратов / А. Ф. Цандер: Сб. ст. под ред. Л. К. Корнеева. – М. : Оборонгиз, 1961.
10. Циолковский, К. Э. Труды по ракетной технике / К. Э. Циолковский. – М. : Оборонгиз, 1947. – 368 с.
11. Стечкин, Б. С. Теория воздушного реактивного двигателя / Б. С. Стечкин // Техника воздушного флота. – М., 1929.
12. Меркулов, И. А. Первые экспериментальные испытания прямоточных двигателей, разработанных в ГИРД / И. А. Меркулов // Из истории авиации и космонавтики. – М. : Изд-во ВИНИТИ, 1965. – Вып. 3.

13. Щербаков, А. Я. Летные испытания ПВРД на самолетах конструкции Н. Н. Поликарпова в 1939–1940 гг. / А. Я. Щербаков // Из истории авиации и космонавтики. – М. : Изд-во ВИНИТИ, 1965. – Вып. 3.
14. Weber, R. J. An analysis of ramjet engines using supersonic combustion / R. J. Weber, J. S. Mackay // NACA TN 4386. – 1958.
15. Ferri, A. Review of problems in application of supersonic combustion / A. Ferri // J. R. Aeronaut. Soc. – 1964. – Vol. 68. – P. 575–597.
16. Burrows, M. C. Analytical and Experimental Study of Supersonic Combustion of Hydrogen in a Vitiated Airstream / M. C. Burrows, A. P. Kurkov // NASA TM-X-2828. – 1973.
17. Andrews, E. H. NASA's Hypersonic Research Engine Project – A review / E. H. Andrews, E. A. Mackley // NASA TM-107759. – 1994.
18. Andrews, E. H. Review of NASA's Hypersonic Research Engine Project / E. H. Andrews, E. A. Mackley // 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit. – 1993. – AIAA-93-2323.
19. Fry, R. S. A century of ramjet propulsion technology evolution / R. S. Fry // J. of Propulsion and Power. – 2004. – Vol. 20 (1). – P. 27–58.
20. Analysis of the integral characteristics of HEXAFLY-INT facility module / V. Yu. Alexandrov, N. V. Kukshinov, A. N. Prokhorov, A. V. Rudinskiy // 21th Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technology Conference. – 2017. – AIAA 2017-2179.
21. The X-43A Hyper X Mach 7 flight 2 guidance, navigation, and control overview and flight test results / C. Bahman, E. Baumann, J. Martin, D. Bose, R. E. Beck, B. Strovers // AIAA/CIRA 13th Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technology Conference. – 2005. – AIAA 2005-3275.
22. Warwick, G. Hyper Activity / G. Warwick // Flight Int. – 2006. – Vol. 170 (5051). – P. 30–35.
23. Martos, J. Experimental analysis of 14-X B hypersonic aerospace vehicle compression system / J. Martos, I. Rego, P. Toro // 21th Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technology Conference. – 2017. – AIAA 2017-2383.
24. Kopchenov, V. I. Research and development of ram/scramjet and turboramjet in Russia / V. I. Kopchenov, A. S. Roudakov, V. A. Sosunov, M. M. Tskhovrebov // AGARD Lecture Series. – 1993. – Vol. 194. – 238 p.
25. Flight testing an axisymmetric scramjet / A. S. Roudakov, Yu. M. Schickhman, V. L. Semenov, Ph. Novelli, O. Fourt // 44th Congress of the Intern. Astronautical Federation. – 1993. – IAF-93-S.4.485.

Л. Л. Васильев, А. С. Журавлёв, А. М. Кузьмич, Д. И. Садченко

ДВУХФАЗНЫЕ ТЕПЛООБМЕННЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПАССИВНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ БОРТОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ГИБРИДНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

В связи с растущей необходимостью оздоровления окружающей среды в мире принимаются меры по снижению потребления углеводородного топлива и сокращению вредных выбросов в атмосферу. Даже самые эффективные авиационные двигатели сжигают значительное количество ископаемых углеводородных топлив. Углеродный след – большая проблема, стоящая перед авиаиндустрией в этом столетии. В исследовании [1] отмечается, что на глобальную авиацию приходится примерно 2,1% антропогенных выбросов CO₂. Если не принять действенных мер, то к 2050 г. выбросы CO₂ от воздушного транспорта достигнут 23% всех транспортных выбросов и 5% (15% в худшем сценарии) от общих выбросов парниковых газов.

39-я сессия Международной организации гражданской авиации (ИКАО) в 2016 г. приняла резолюцию A39-2, в которой констатируется, что даже при планируемом ежегодном увеличении топливной эффективности на 2% стабилизация, а затем и снижение вклада авиационных выбросов в атмосферу, не будут достигнуты. Для решения проблемы был определен комплекс мер: развитие авиационных технологий, разработка и внедрение экологически чистых авиационных топлив (водород [2], биотопливо [3]), улучшение управления воздушным движением и использование инфраструктуры, экономические/рыночные меры [4]. Водородное топливо привлекательно тем, что не содержит углерода и может производиться из экологически чистых ресурсов. В атмосферу выбрасывается только вода – единственный продукт процессов в камере сгорания двигателя на водородном топливе. Достоинством водорода является также его высокая удельная энергоемкость – 120 МДж/кг [5]. Большие возможности для сокращения выбросов углерода открывает разработка электрических самолетов, однако электросамолеты в ближайшее время не смогут конкурировать с газотурбинными или поршневыми по дальности их полетов. Наиболее близки к освоению малые летательные аппараты с электроприводом. Увеличить дальность полета самолета можно за счет улучшения его аэродинамических характеристик, увеличения энергоемкости накопителей энергии (аккумуляторов, суперконденсаторов). Для повышения эффективности энергосистемы можно комбинировать различные источники энергии [6]. Большой интерес представляют самолеты с гибридными силовыми установками (СУ), внедрение которых позволяет снизить расход топлива и выбросы выхлопных газов при удовлетворительных летных характеристиках. В таких самолетах электродвигатели с воздушными винтами или вентиляторы могут питаться от электрогенератора, который приводится в движение газотурбинной силовой установкой. Возможны и другие схемы.

Авторы [7] разработали мини-БПЛА (беспилотный летательный аппарат) с гибридными топливными элементами и изучили поведение бортовых систем в полете. Аппарат получил название «Гидра» из-за схожести названия с Hydrogen. Испытания показали способность гибридной системы генерировать мощность, необходимую для энергопотребления БПЛА. Малые гибридные летательные аппараты уже внедрены в практику, в то время как большие, по мнению авторов [8], являются объектом концептуального анализа, и такая ситуация сохранится в обозримом будущем, пока технологии накопления электроэнергии не подвергнутся эволюционным улучшениям.

На данный момент наибольший вклад в практику может внести изучение гибридных летательных аппаратов среднего масштаба. По мнению авторов обзорной статьи [9], электрические самолеты привлекают разработчиков авиационной техники, однако полная

электрификация в ближайшие годы ожидает только сверхмалые аппараты, а пассажирские или транспортные самолеты из-за отсутствия электродвигателей необходимой мощности и накопителей энергии достаточной емкости могут оснащаться гибридными СУ. К 2030 г. вполне реально перевести все пассажирские самолеты вместимостью менее 100 мест на гибридные силовые установки, а к 2050 г. это позволит авиации соответствовать требованиям ЕС по выбросам CO₂ для больших самолетов. Расход топлива самолетов с гибридной СУ может быть на 10% меньше, чем у самолетов того же класса с двигателями внутреннего сгорания. На Международном аэрокосмическом салоне МАКС-21 совершил демонстрационный полет российский самолет – летающая лаборатория Як-40ЛЛ с гибридной СУ, в которую входят первый в мире электрический авиационный двигатель, в котором реализованы технологии высокотемпературной сверхпроводимости, и два турбореактивных двигателя [10].

Оборудование электрических и гибридных самолетов остро нуждается в эффективных системах охлаждения. Мощными источниками тепловыделения являются электродвигатель переменного тока, инвертор, преобразующий постоянный ток высокого напряжения от батареи в переменный для питания двигателя, силовой привод, навигационные электронные устройства, аккумуляторы и др. Схема авиационной электроэнергетической системы представлена на рис. 1 [11].

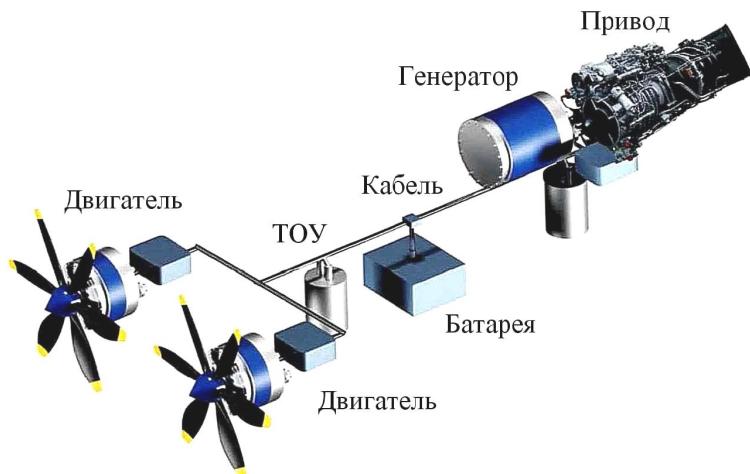


Рис. 1. Схема авиационной электроэнергетической системы [11]. ТОУ – токоограничивающее устройство

Тепловые трубы (ТТ) и термосифоны (ТС) уже успешно применяются в современных самолетах с двигателями внутреннего сгорания для охлаждения авионики и других теплонагруженных объектов. В статье [12] описано исследование системы на основе тепловых труб для охлаждения авионики мощностью от 40 до 850 Вт. Летные испытания проводились на самолете Embraer. Тепло рассеивалось в системе кондиционирования воздуха, который должен быть подогрет до температуры комфорта, а также отводилось на фюзеляж самолета. Существуют другие свидетельства успешного применения тепловых труб в системах терморегулирования авиационной техники, например, результаты лабораторных испытаний, представленные в [13], показали, что теплообменники с тепловыми трубами способны снизить температуру объектов авионики на 25 °C.

Имеющаяся тенденция к отказу от электромеханических приводов управления полетом с централизованными гидравлической и пневматической системами заключается в том, что оборудование питается от централизованной системы электроснабжения в газотурбинных либо поршневых самолетах. Электрические системы имеют ряд преимуществ (экономичность, простота обслуживания за счет замены гидравлических трубопроводов электропроводкой, снижение использования вредных веществ), но отсутствие гидравлической жидкости, которую можно использовать как средство для отвода тепла, создает определен-

ные проблемы. Рациональным является использование тепловых труб и охлаждающих пластин с воздушным охлаждением [14].

В самолетах с электрической тягой выбор пассивных систем терморегулирования более актуален, чем в самолетах с двигателями внутреннего сгорания, ввиду необходимости экономить электроэнергию за счет исключения систем перекачки теплоносителя, вентиляторов обдува. Не менее важно и отсутствие в электрическом самолете традиционной топливной системы, поскольку топливо является основным, а иногда и единственным теплоотводом для теплонагруженного оборудования. Приемниками тепла в самолетах с электрическим приводом являются конструкция самолета и окружающий воздух. Кроме того, самолеты с электрической двигательной установкой имеют дополнительные элементы, требующие охлаждения: электродвигатели, аккумуляторы, инверторы, тиристоры и т. д.

Для силовой электроники электросамолета характерны высокая интенсивность тепловыделения, большое расстояние между источниками и стоками тепла, плотная компоновка элементов. Тепловые трубы могут быть эффективными промежуточными звенями между источниками и поглотителями тепла. Ценным качеством тепловых труб и термосифонов является их способность поддерживать постоянную температуру охлаждаемых объектов. Данные устройства эффективно работают в оптимальных условиях. Для термосифонов это вертикальное или близкое к вертикальному положения; тепловые трубы менее чувствительны к пространственной ориентации, но их теплопередающая способность падает при низких гидростатических давлениях. В случаях, когда по условиям компоновки испаритель и конденсатор необходимо располагать горизонтально и они должны быть достаточно длинными, может применяться кольцевой термосифон с горизонтально расположенным протяженным испарителем и конденсатором.

Тепловые трубы и термосифоны (рис. 2) широко используются в теплообменном оборудовании различного назначения. Эти теплопроводы эффективны, просты в эксплуатации, не требуют энергозатрат на эксплуатацию и обслуживания. С их помощью можно успешно управлять тепловыми режимами аккумуляторов и другого оборудования электромобилей. Термо в ТТ и ТС передается массой пара в виде скрытой теплоты парообразования от испарителя к конденсатору, отличие заключается в способе возврата жидкой фазы рабочего тела из конденсаторов в испаритель: в тепловых трубках роль насоса играет капиллярный фитиль, в термосифонах жидкость движется к испарителю под действием сил гравитации.

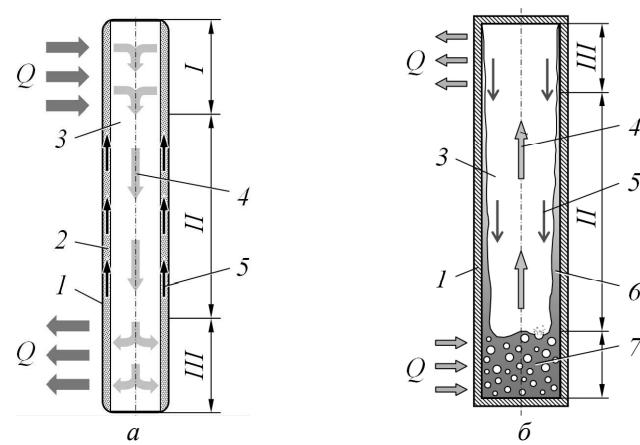


Рис. 2. Тепловая труба (а) и термосифон (б): I – испаритель; II – транспортная (адиабатическая) зона; III – конденсатор; 1 – герметичный корпус; 2 – фитиль (капиллярно-пористая структура); 3 – паровой канал; 4 – направление потока пара; 5 – направление потока конденсата; 6 – стекающий конденсат; 7 – объем рабочей жидкости; Q – тепловой поток

На протяжении многих лет активно ведутся исследования двухфазного теплообмена в пористых средах, разработка и исследование тепловых труб и термосифонов различного

назначения. Созданные ТТ нашли применение в системах терморегулирования космических аппаратов, наземного транспорта, малой энергетики, взрывозащищенного электрооборудования угольных шахт, литейного производства, медицины, пищевых технологий. Принцип действия и конструкция различных термосифонов (пародинамического, с винтовой вставкой, кольцевого) описаны в [15, 16].

Тепловые трубы могут быть сложнее и дороже термосифонов, но их тепловые свойства меньше зависят от их положения в пространстве, поэтому они могут передавать тепловой поток в любом направлении, что очень важно. На рис. 2, а показана прямая цилиндрическая труба. Для решения разнообразных задач был создан широкий спектр теплопередающих устройств. Тепловые трубы могут иметь разные конфигурацию и сечение, фитиль может быть желобчатым, сетчатым, спеченным из металлического порошка или войлока и т. д. Существуют также специальные виды тепловых трубок. Например, для передачи больших тепловых потоков могут применяться так называемые паровые камеры, т. е. устройства, работающие по принципу тепловой трубы, но их поперечные размеры значительно больше продольных (рис. 3). Паровая камера позволяет отводить поток тепла высокой плотности от охлаждаемого объекта и рассеивать его на большую поверхность конденсатора, которую можно дополнительно увеличить за счет оребрения.

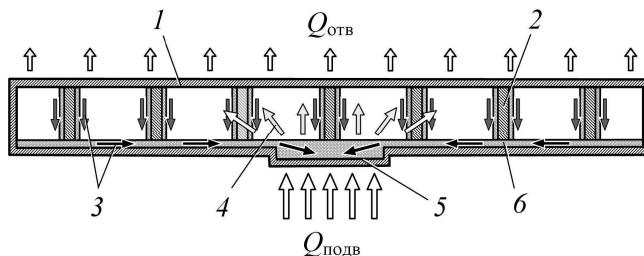


Рис. 3. Паровая камера: 1 – конденсатор, 2 – игла с пористым покрытием, 3 – поток жидкости, 4 – поток пара, 5 – испаритель, 6 – пористый фитиль

Для интенсификации теплообмена внутри ротора электродвигателя может быть применена тепловая труба, выполненная в виде цилиндрической паровой камеры [17] (рис. 4). Предлагаемая в настоящей работе конструкция охладителя ротора совместима с различными теплоносителями (жидкость, газ, двухфазное проточное, аэрозольное охлаждение). Внешняя оболочка испарителя паровой камеры служит охладителем, конденсатор – внутренней трубой, по которой проходит поток охлаждающего вещества (жидкость, двухфазный поток, распыленные микрокапли масла и т. п.). В частности, эта установка представляет собой симбиоз центробежной паровой камеры, расположенной на внутренней трубе, охлаждаемой движущимся внутри нее агентом (цилиндрическая паровая камера), и цилиндрической тепловой трубы.

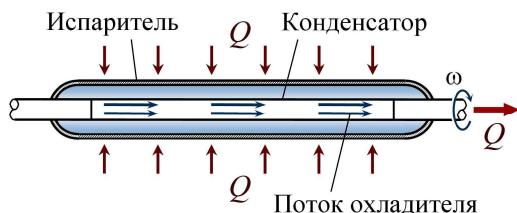


Рис. 4. Центробежная цилиндрическая паровая камера для охлаждения ротора электродвигателя [17]

Контурная тепловая труба (КТТ), как и другие тепловые трубы, представляет собой автономное закрытое устройство с испарительно-конденсационным циклом. Оно состоит из испарителя, получающего тепло от источника, и конденсатора. Эти части соединены между собой трубками для транспортировки пара и жидкости (рис. 5), поэтому движение пара и

жидкости осуществляется по отдельным каналам. Необходимое капиллярное давление для прокачки теплоносителя по контуру КТТ обеспечивается конструкцией пористого фитиля в испарителе, в котором имеются специальные каналы для отвода образующегося пара. Объем теплоносителя в КТТ превышает объем порового пространства; для избыточной жидкости предусмотрена компенсационная камера (гидроаккумулятор). Жидкость из этой полости питает капиллярную структуру фитиля и обеспечивает его стабильную работу.

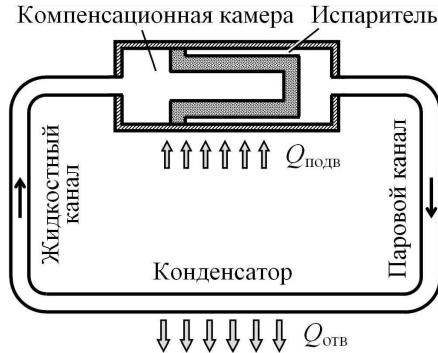


Рис. 5. Контурная тепловая труба

Контурная тепловая труба способна передавать тепловой поток в условиях, когда жидкая фаза движется от конденсатора к испарителю в направлении, противоположном силе тяжести, а также эффективна в условиях невесомости. Недостатком КТТ является наличие не только максимального, но и минимально возможного теплового потока, при котором КТТ остается работоспособной.

Каждое из рассмотренных устройств занимает определенную нишу в теплотехнике, разнообразие конструкций двухфазных теплопроводов позволяет решать широкий круг тепловых задач.

В кольцевых термосифонах потоки пара и жидкости также отделены друг от друга. Теплоноситель, как и в обычном термосифоне, возвращается из конденсатора в испаритель под действием силы тяжести, однако отсутствие силы трения между паром и жидкостью позволяет увеличить теплопередающую способность ТС. Поэтому их можно с успехом использовать в системах охлаждения силовой электроники электротранспорта.

В лаборатории пористых сред ИТМО НАН Беларусь разработан кольцевой термосифон с горизонтальным пористым испарителем. Это устройство состоит из испарителя, конденсатора, компенсационной камеры/аккумулятора и трубопроводов для пара и жидкости. Внутренняя поверхность испарителя покрыта пористым порошковым покрытием из спеченной меди. Термо, отдаваемое конденсатором, может рассеиваться воздушным охладителем или отводиться жидкостным теплообменником.

Для систем теплового регулирования объектов с повышенным тепловыделением разработан и испытан новый кольцевой термосифон с горизонтальным пористым испарителем (КТПИ) и горизонтальным конденсатором с повышенной теплопроводностью. Это устройство было создано на основе прототипа, описанного в статьях [18, 19], но он был модернизирован и улучшен, имеет другие технические характеристики, в том числе повышенную способность к теплопередаче. Схема термосифона КТПИ показана на рис. 6. Испаритель и конденсатор КТПИ соединены друг с другом гибкими мини-трубами для передачи жидкости и пара. Важным элементом термосифона также является компенсационная камера/аккумулятор, в которой содержится дополнительная жидкость.

Испаритель КТПИ имеет на внутренней поверхности пористое покрытие для распределения жидкой фазы по всей поверхности испарителя и интенсификации теплообмена при испарении. Мини-пористое покрытие на испарителе обеспечивает увеличение теплоотдачи (в 2–2,5 раза) по сравнению с теплоотдачей при кипении на гладкой поверхности. Высокая пористость фитиля за счет наличия пор разного (мини- и макро-) диаметра гарантирует высокий массовый расход жидкости через пористую структуру.

Тонкая капиллярная структура на стенке кожуха испарителя выполняет еще одну важную функцию – она распределяет жидкость по периметру сечения, создавая условия для интенсивного теплообмена при испарении жидкости по всей поверхности теплообмена. Мини-трубка для транспорта жидкости расположена вдоль оси и ее конец приближен к торцу испарителя, тем самым образуя небольшой кольцевой канал между пористым покрытием испарителя и трубой для транспорта жидкости. Компенсационная камера служит аккумулятором, в котором находится дополнительная жидкость.

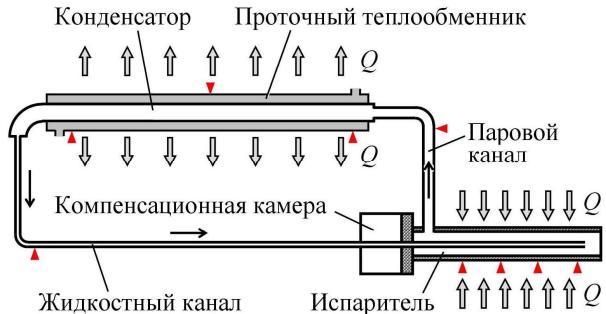


Рис. 6. Кольцевой термосифон с горизонтальным пористым испарителем. ▲ – места установки термопар

Термосифон имеет меньшее гидравлическое сопротивление по сравнению с обычными термосифонами, так как встречные направленные потоки пара и жидкости разделены и не взаимодействуют друг с другом. Это также способствует снижению теплового сопротивления устройства.

Для определения теплопередающей способности КТПИ была проведена серия экспериментов с рабочими жидкостями – водой и фреоном R245fa. Определена динамика запуска и выхода на стационарный режим термосифона при изменении тепловых нагрузок. В программу экспериментов с водой также входило исследование теплопередающих свойств КТПИ при отклонении его от вертикальной плоскости и определение максимального теплового потока, который способен пропускать КТПИ. Экспериментальное оборудование и методика исследования термосифона описаны в [16].

Явления в коаксиальном канале испарителя моделировались на специальной экспериментальной установке. Внешняя цилиндрическая оболочка прототипа была изготовлена из кварцевого стекла, что позволяло визуально изучать процессы. При изменении подводимой к образцу тепловой нагрузки, а также высоты гидростатического столба рабочей жидкости над исследуемым образцом в коаксиальном щелевом канале фиксировались различные режимы течения – от расслоенного до снарядного (рис. 7).

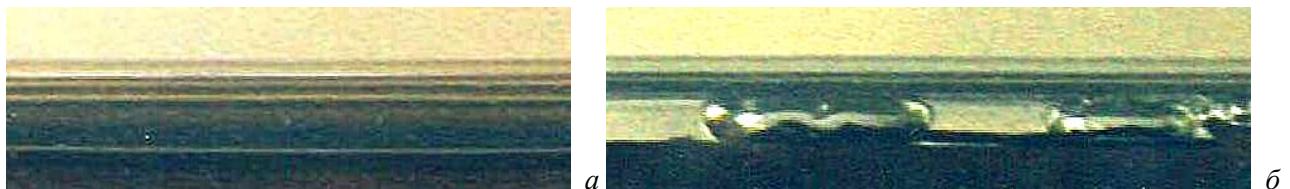


Рис. 7. Режимы течения в кольцевом канале испарителя: *а* – расслоенный; *б* – снарядный

Испытания КТПИ проводились с использованием двух рабочих жидкостей: воды и R245fa. В экспериментах тепловую нагрузку, начиная со 100 Вт, увеличивали с шагом по 100 Вт, а затем снова уменьшали. Исследовано термическое сопротивление КТПИ, температурное поле вдоль испарителя и конденсатора при различных тепловых нагрузках при равномерно нагретой поверхности испарителя. Разность температур $T_i - T_k$ между испарителем и конденсатором определяется путем вычитания средней температуры конденсатора из средней температуры испарителя.

Анализ неопределенности для экспериментов был выполнен в соответствии с методологиями, предложенными в [20, 21]. Погрешность в определении термических сопротивлений R_i , R_k и R_{tc} составляет менее 6,8%.

Было исследовано несколько образцов такого термосифона, определены характеристики теплообмена в зонах испарения и конденсации, термическое сопротивление, распределение температуры по основным элементам устройства, максимальное значение передаваемой тепловой нагрузки. Термосифон испытывался при заправке различными рабочими жидкостями (вода, ацетон, пропан, фреон R245fa). Испытания показали, что кольцевой термосифон с горизонтальным испарителем обладает высокими теплообменными характеристиками, быстрым выходом на рабочий режим и устойчивой работой в исследованном диапазоне тепловых нагрузок, благодаря чему его можно использовать для обеспечения оптимального теплового режима теплонагруженного оборудования.

На первом этапе исследовались пусковые характеристики термосифона, его чувствительность к изменению тепловой нагрузки при малых значениях теплового потока. Тепловая нагрузка увеличивалась ступенчато от 10 до 100 Вт. Термосифон легко переключался на другой режим работы даже при небольших изменениях тепловой нагрузки (рис. 8).

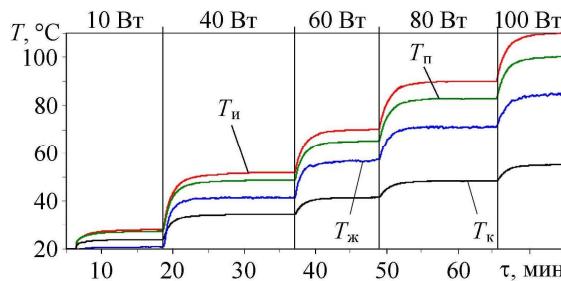


Рис. 8. Запуск КТПИ: T_i , T_p , T_k и T_{kj} – температуры испарителя, пара, конденсатора и жидкости соответственно, τ – время. Рабочая жидкость – R245fa

Моделирование процессов, происходящих в испарителе, в том числе визуальные наблюдения на специальной установке, показало, что вдоль испарителя имеются участки со следующими видами теплообмена: предварительный нагрев потока переохлажденной жидкости, переход к кипению насыщенной жидкости, развитое кипение и испарение внутри пористого фитиля. Наличие этих зон отражено в профиле температуры вдоль испарителя на рис. 9.

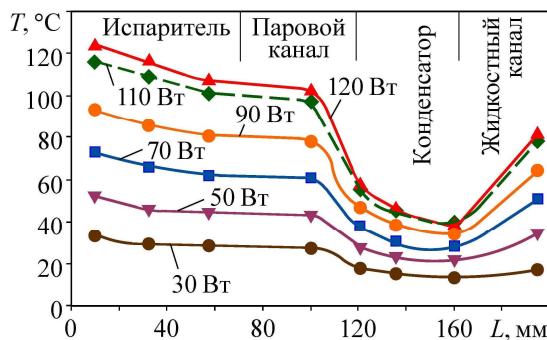


Рис. 9. Распределение температуры по корпусу кольцевого термосифона с горизонтальным испарителем и конденсатором. Рабочая жидкость – R245fa

На рис. 10 представлен график изменения температуры КТПИ в диапазоне тепловых нагрузок 10–1500 Вт. Термосифон, заполненный водой, способен пропускать тепловые потоки до 1700 Вт (критический тепловой поток данного термосифона с водным рабочим телом составляет 1750 Вт/см²), при этом термическое сопротивление испарителя монотонно снижается до 0,07 °C/Вт, затем, с увеличением тепловой нагрузки, начинается его рост (рис. 11).

Были проведены эксперименты по изучению влияния температуры охлаждающей среды на термическое сопротивление термосифона и его элементов при постоянной тепловой нагрузке $Q = 40$ Вт (рис. 12). Установлено, что в исследованном диапазоне

повышение температуры охлаждающей среды приводит к монотонному снижению термического сопротивления термосифона. Это можно объяснить уменьшением количества теплоты, необходимой для предварительного нагрева рабочего тела до насыщения в испарителе. Это обстоятельство является благоприятным и облегчает решение задач охлаждения теплонагруженного оборудования при плотной упаковке его элементов в закрытом герметичном корпусе, что характерно для современной техники. Нет необходимости применять насосно-циркуляционную систему жидкостного охлаждения. При этом следует также учитывать, что с помощью тепловых труб и термосифонов может быть организован отвод и передача тепла за пределы герметизируемой зоны.

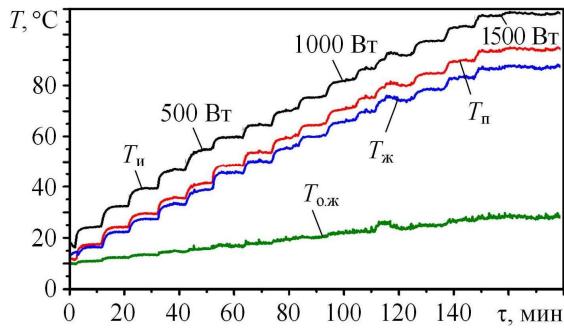


Рис. 10. Графики изменения температуры компонентов КТПИ в зависимости от тепловой нагрузки: T_i , T_p , $T_{ж}$, $T_{ож}$ – температуры испарителя, потока пара, потока жидкости (конденсата) и охлаждающей жидкости соответственно. Рабочая жидкость – вода

Термосифон обеспечивает устойчивый теплообмен в большом диапазоне изменения теплового потока, имеет низкие термическое и гидравлическое сопротивления по сравнению с традиционными термосифонами. Суммарное термическое сопротивление испытанного термосифона составляет не более $0,03 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$. При тепловой нагрузке 100–1500 Вт термическое сопротивление испарителя $0,02 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$. КТПИ характеризуется коротким временем пуска (рис. 8 и 10), что снижает температуру стенок испарителя.

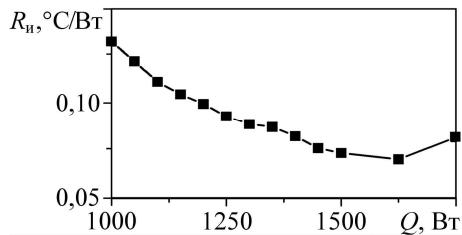


Рис. 11. Термическое сопротивление испарителя КТПИ

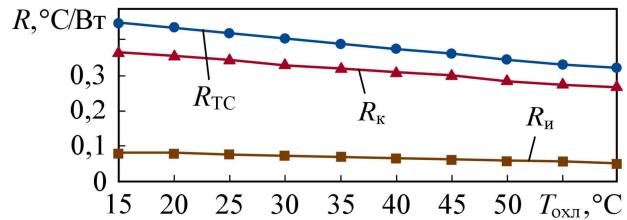


Рис. 12. Термические сопротивления термосифона R_{tc} , конденсатора R_k и испарителя R_i при различных температурах охлаждающей среды; тепловая нагрузка $Q = 40 \text{ Вт}$

По экспериментальным данным с увеличением тепловой нагрузки термическое сопротивление термосифона имеет тенденцию к снижению, что можно объяснить увеличением скорости циркуляции рабочего тела. Следует отметить, что устройство обладает малой инерционностью, а также свойствами быстрого пуска и быстрого перехода на новый режим работы при изменении подводимого теплового потока. Оно устойчиво в работе в широком диапазоне тепловых потоков. Результаты испытаний свидетельствуют о наличии термодинамически эффективного механизма системы охлаждения полупроводниковых компонентов, терморегулирования пространства, авиационных устройств, тяговых приводов и усилителей звука, в том числе электрооборудования летательных аппаратов.

Пародинамические термосифоны обладают высокой теплопроводностью (несколько кВт), допускают различные конструкции, в том числе гнутые, гибкие или сборные элементы. Используя принцип теплообмена, реализованный в пародинамических термосифонах, можно создать оборудование для охлаждения и обогрева компонентов электрического и гибридного транспорта. На рис. 13 представлена схема радиатора с воздушным охлаждением, построенного на основе кольцевого термосифона с плоским испарителем [22]. Радиатор предназначен

для охлаждения объектов с тепловой нагрузкой от 0,5 до 1 кВт. Низкое термическое сопротивление устройства (рис. 14) свидетельствует о его высокой теплопередающей способности. Система охлаждения силовой электроники автомобилей также может быть основана на использовании специальных тепловых труб L-типа, в которых испаритель расположен горизонтально, а конденсатор – вертикально. Цилиндрический испаритель имеет хороший тепловой контакт с медной платформой, на которой расположены полупроводниковые компоненты силовой электроники (рис. 15).

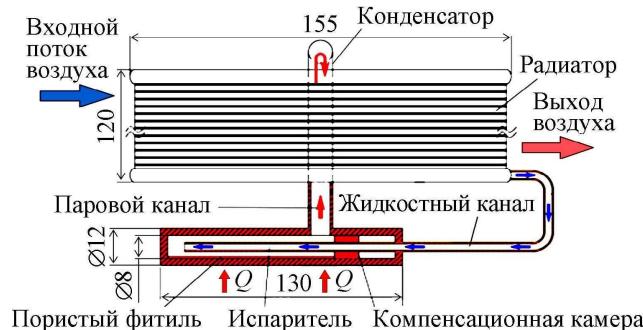


Рис. 13. Кольцевой термосифон с плоским горизонтальным испарителем и пористым фитилем внутри для охлаждения силовой электроники электромобилей. Размеры в мм

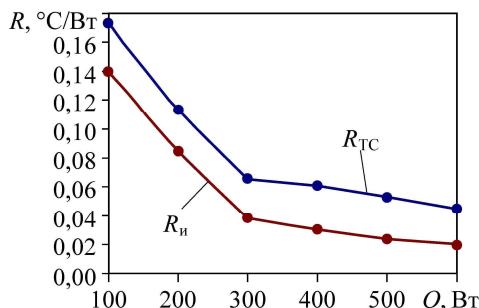


Рис. 14. Термическое сопротивление термосифона:
 R_i – термическое сопротивление испарителя, R_{TC} –
полное термическое сопротивление термосифона.
Рабочая жидкость – изобутан (R600a)

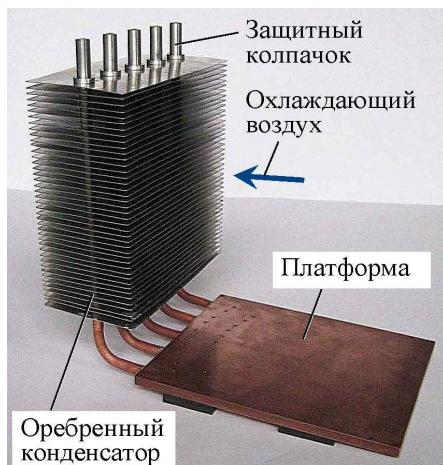


Рис. 15. Система, основанная на использовании специальных тепловых трубок L-типа для охлаждения силовой электроники электролетательных аппаратов

На рисунке 15 показана система охлаждения силовой электроники на основе специальных тепловых трубок L-типа. Испаритель (оребренный конденсатор) установлен на платформе (Платформа). Воздух движется от конденсатора к испарителю (Охлаждающий воздух). Защитные колпачки (Защитный колпачок) защищают концы тепловых трубок. Система обеспечивает эффективное охлаждение силовой электроники.

Литий-ионные аккумуляторы широко используются в электромобилях благодаря высокой плотности энергии и длительному сроку службы. Поскольку характеристики и срок службы этих аккумуляторов зависят от температуры, очень важно постоянно поддерживать необходимый температурный диапазон их эксплуатации. Температура, идеально подходящая для литий-ионного аккумулятора, должна быть равномерной по всей площади аккумулятора в пределах 20–30 °C. Одним из способов выравнивания температуры аккумулятора является передача тепла от его модулей к системам жидкостного охлаждения с помощью тепловых трубок и петлевых термосифонов.

При работе электродвигателя как статор двигателя, так и его ротор интенсивно отдают тепло.

Нагрев двигателя отрицательно сказывается на кру-

тящем моменте и на общем КПД работы магнитов. Применение тепловых труб и термосифонов для охлаждения двигателя является преимуществом в обоих случаях. На рис. 16 показано применение тепловой трубы для охлаждения статора двигателя. Между слоями электрической обмотки статора двигателя вставлены плоские тепловые трубы для отвода более 300 Вт тепла с поддержанием источника тепловыделения ниже его предела 180 °C [23].

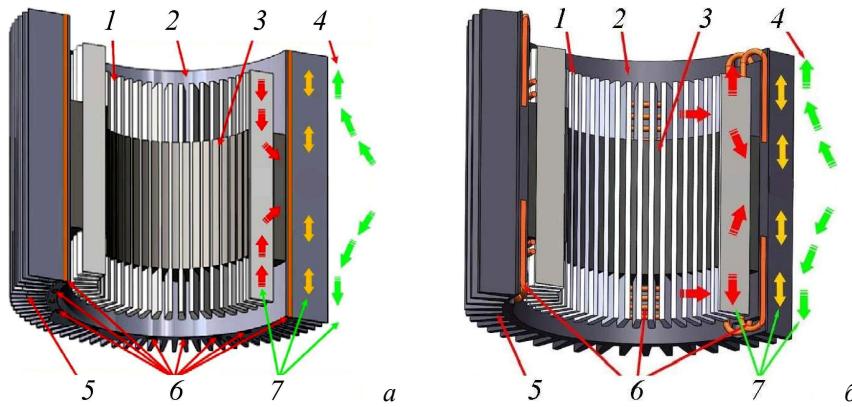


Рис. 16. Охлаждение статора двигателя тепловыми трубами с прямо встроенным в корпус модулем (а) и сгибающим модулем (б): 1 – обмотка; 2 – кожух статора; 3 – сердечник статора; 4 – охлаждающий воздух; 5 – ребра, рассеивающие тепло; 6 – плоская тепловая труба; 7 – направление теплового потока [23]

Ротор электродвигателя может охлаждаться с помощью вставленных внутрь него центробежных тепловых труб (рис. 17) [24]. Большие потери тепла в роторе имеют место в двигателях с повышенным проскальзыванием и частотным регулированием (электромобили, электропогрузчики). Эффективность применения тепловых труб для охлаждения электродвигателя значительно возрастает, если двигатель не обдувается снаружи воздухом, что характерно для двигателей с тщательным регулированием частоты вращения.

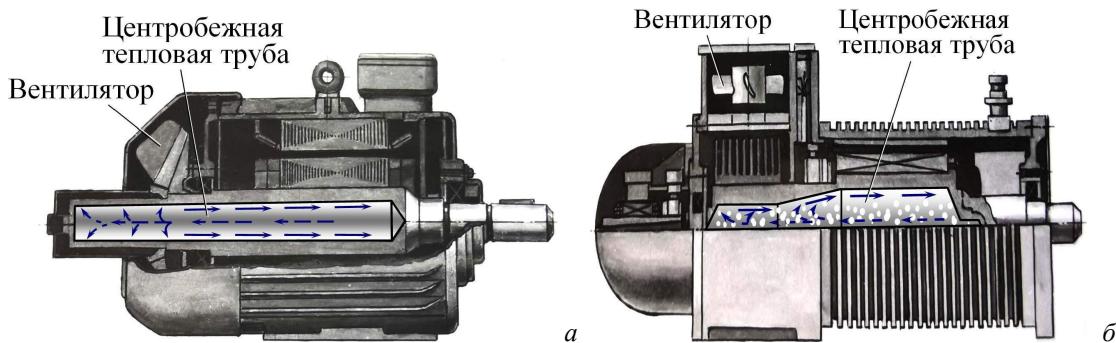


Рис. 17. Электродвигатель со вставленной центробежной тепловой трубой, конденсатор которой охлаждается потоком воздуха за счет самовентиляции (а) и вентилятора с независимым приводом (б) [24]

С помощью рассматриваемого термосифонного КТПИ или аналогичного устройства можно попытаться решить еще одну задачу. Как было показано выше, использование гибридных силовых установок в авиации может дать большие преимущества. В работе [25] рассмотрены электрические двигательные установки летательных аппаратов с различными компонентами.

Система на газообразном водороде привлекательна отсутствием вредных выбросов, но ряд особенностей препятствует ее внедрению на практике, в первую очередь это необходимость использования баков высокого давления (обычно 350–700 бар), которые значительно тяжелее, чем топливо, помещенное в них.

Технология хранения водородосодержащих газов при низких давлениях в адсорбированном состоянии с системой терморегулирования на основе рассматриваемых петлевых термосифонов описана в [26]. В качестве удобных пассивных устройств для охлаждения слоя сорбента предложены термосифоны с кольцевыми каналами в длинных горизонтальных испарителях. Термо, выделяющееся при адсорбции топлива (газа), отводится с помощью термосифонов, а затем рассеивается или передается на оборудование, которое нуждается в нагреве.

Выходы

На борту летательных аппаратов имеется значительное количество оборудования, которое нуждается в терморегулировании. Существуют различные системы охлаждения, обычно использующие однофазный теплоноситель. Альтернативой могут служить системы на основе тепловых труб и термосифонов. Их достоинство – отсутствие необходимости в емкости с теплоносителем, насоса для его прокачки, системы трубопроводов, электропроводки питания насоса. В результате увеличивается весовая отдача (отношение загрузки самолета к его взлетной массе – одного из критериев его совершенства). Важно также, что тепловые трубы и термосифоны, обладающие сверхвысокой эффективной теплопроводностью, являются автономными устройствами, и пассивные системы терморегулирования на их базе не требуют расхода дефицитной для электроаппаратов электроэнергии.

В бортовых системах терморегулирования могут быть использованы тепловые трубы и термосифоны различных конструкций. Кольцевой термосифон кВт-класса с горизонтальным испарителем и горизонтальным конденсатором применим для охлаждения мощной силовой электроники, релейно-контактных преобразователей, инверторов и т. п., а также для терморегулирования систем хранения водорода в связанном (адсорбированном) состоянии при пониженном давлении в гибридных самолетах.

Разработанный в лаборатории пористых сред ИТМО НАН Беларусь термосифон не испытывался в летних условиях, однако лабораторные исследования показали, что это устройство стablyно работает в широком диапазоне углов наклона. Следует также учитывать положительный опыт использования тепловых труб для охлаждения авионики в испытательных полетах самолетов с двигателями внутреннего сгорания [12], свидетельствующий о работоспособности таких устройств и принципиальной возможности их применения в полете. Таким образом, можно сделать вывод, что системы терморегулирования авиационной техники на основе тепловых труб и термосифонов (в том числе описанные выше) весьма перспективны, их применение в самолетах и вертолетах, в частности в электрических и гибридных, обеспечит надежность и экономичность бортового оборудования и поможет улучшить летно-технические характеристики пилотируемых и беспилотных летательных аппаратов (например, БПЛА для дистанционного зондирования Земли).

Работы по совершенствованию и исследованию двухфазных проводников тепла целесообразно продолжить в направлении использования алюминиевых сплавов в качестве конструкционных материалов для таких устройств, что позволит получить значительный выигрыш в массе изделий, крайне важный для авиационной техники. Кроме того, алюминий дешевле меди. Опыт работы с этим материалом показывает, что существуют трудности в создании эффективных пористых структур с требуемой пористостью, проницаемостью и капиллярным потенциалом для испарителей, так как способ их изготовления путем спекания частиц порошка в данном случае неприменим. Модификация поверхностей теплообмена может осуществляться структурированием, покрытием частицами диоксида алюминия и другими методами.

Литература

1. A policy on the externality problem and solution suggestions in air transportation: the environment and sustainability / F. Ekici, G. Orhan, Ö. Gümüş, A. B. Bahce // Energy. – 2022. – Vol. 258, No. 124827. – P. 1–12.
2. Sustainable aviation – hydrogen is the future / T. Yusaf, L. Fernandes, A. R. Abu Talib [et al.] // Sustainability. – 2022. – Vol. 14 (548). – P. 1–17.
3. Effects of biofuel on engines performance and emission characteristics: a review / Y. S. M. Altarazi, A. R. A. Talib , J. Yu [et al.] // Energy. – 2021. – Vol. 238, Pt C, No. 121910. – P. 1–11.

4. Renewable Energy for Aviation: Practical Applications to Achieve Carbon Reductions and Cost Savings. Report. – ICAO, 2017. – 54 p.
5. Salvi, B. L. Sustainable development of road transportation sector using hydrogen energy system / B. L. Salvi, K. A. Subramanian // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2015. – Vol. 51, No. 5. – P. 1132–1155.
6. Architecture design and performance analysis of a hybrid hydrogen fuel cell system for unmanned aerial vehicle / E. Özbek, G. Yalin, M. U. Karaoglan [et al.] // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2021. – Vol. 46, No. 30. – P. 16453–16464.
7. Evaluation of design methodology, limitations, and iterations of a hydrogen fuelled hybrid fuel cell mini UAV / E. Özbek, G. Yalin, S. Ekici, T. H. Karakoç // Energy. – 2020. – Vol. 213, No. 118757. – P. 1–11.
8. Review of hybrid electric powered aircraft, its conceptual design and energy management methodologies / Y. Xie, A. Savvarisal, A. Tsourdos [et al.] // Chinese J. of Aeronautics. – 2021. – Vol. 34, No. 4. – P. 432–450.
9. Volchenko, V. G. Hybrid and electric propulsion system of aircrafts / V. G. Volchenko, A. N. Ser'yznov // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2020), AIP Conference Proceedings 2351, 030015. – 2021. – P. 1–6.
10. Ткачева, М. Л. ЦИАМ на МАКС-2021: мировая премьера электролета на сверхпроводниках и векторы развития двигателестроения / М. Л. Ткачева // Авиационные двигатели. – 2021. – Т. 3, № 12. – С. 73–77.
11. Тесленко, В. Электросамолет на старте / В. Тесленко // Коммерсантъ [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.kommersant.ru/doc/4676726>. – Дата доступа: 06.02.2021.
12. Passive cooling concept for onboard heat sources in aircraft / C. K. Tecchio, V. Paiva, J. L. G. Oliveira [et al.] // Experimental Thermal and Fluid Sciences. – 2017. – Vol. 82. – P. 402–413.
13. Ellis, M. C. Passive thermal management for avionics in high temperature environments / M. C. Ellis, W. G. Anderson, J. R. Montgomery // Proceedings of the SAE 2014 Aerospace Systems and Technology Conference, Cincinnati, Ohio, USA, 2014. – P. 14ASTC-0124.
14. Lawson, C. P. Thermal management of electromechanical actuation on an all-electric aircraft / C. P. Lawson, J. M. Pointon // ICAS 2008: Proceedings of the 26th Intern. Congress of the Aeronautical Sciences, Anchorage, Alaska, USA, 14–19 September 2008. – P. 11–15.
15. Long horizontal vapordynamic thermosyphons for renewable energy sources / L. L. Vasiliev, L. L. Vassiliev, Jr., M. I. Rabetskii [et al.] // Heat Transfer Engineering. – 2019. – Vol. 40, Iss. 3–4. – P. 258–266.
16. Термосифоны с различной организацией движения теплоносителя / Л. Л. Васильев, А. С. Журавлёв, Л. П. Гракович [и др.] // Тепло- и массоперенос – 2018: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2019. – С. 14–23.
17. Васильев, Л. Л. Теплообменники на тепловых трубах / Л. Л. Васильев. – Минск : Наука и техника, 1981. – 143 с.
18. Васильев, Л. Л. Тепловые трубы, наножидкости и нанотехнологии / Л. Л. Васильев // ИФЖ. – 2021. – Т. 94, № 5. – С. 1245–1254.
19. Development and testing of a novel horizontal loop thermosyphon as a kW-class heat transfer device / L. Vasiliev, A. Zhuravlyov, M. Kuzmich, V. Kulikouski // Applied Thermal Engineering. – 2022. – Vol. 200, No. 117682. – P. 1–10.
20. Holman, J. P. Experimental Methods for Engineers / J. P. Holman. – N.Y. : McGraw-Hill, 2011. – 739 p.
21. Uncertainty of temperature measured by thermocouple / Y. Y. Kee, Y. Asako, T. L. Ken, N. A. C. Sidik // J. Advanced Research in Fluid Mechanics and Thermal Sciences. – 2020. – Vol. 68. – P. 54–62.

22. Система охлаждения электронных компонентов / Л. Л. Васильев мл., Л. П. Гравкович, Л. А. Драгун [и др.] // ИФЖ. – 2017. – Т. 90, № 1. – С. 101–107.
23. Thermal management integrated with three-dimensional heat pipes for air-cooled permanent magnet synchronous motor / G. Fang, W. Yuan, Z. Yan [et al.] // Applied Thermal Engineering. – 2019. – Vol. 152. – P. 594–604.
24. Васильев, Л. Л. Интенсификация теплообмена в тепловых трубах / Л. Л. Васильев, С. В. Конев, В. В. Хроленок. – Минск : Наука и техника, 1983. – 151 с.
25. Hepperle, M. Electric flight – potential and limitations / M. Hepperle // Proceedings of Conference: AVT-209 Workshop on Energy Efficient Technologies and Concepts Operation, Lisbon, Portugal, 22–24 October 2012. NATO STO-MP-AVT-209.
26. Канончик, Л. Е. Исследование зарядки сорбционного аккумулятора природного газа, терморегулируемого термосифоном и контуром циркуляции / Л. Е. Канончик, Л. Л. Васильев // Тепловые процессы в технике. – 2019. – Т. 11, № 7. – С. 305–313.

Т. Н. Генарова, А. В. Степанюк, В. В. Савчин, А. И. Леончик, Т. А. Чернова

АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ПИРОЛИЗА ОПИЛОК ХВОЙНЫХ ПОРОД

Введение. Экономичная утилизация опилок и стружки становится все более серьезной проблемой в деревообрабатывающей промышленности. Ежегодно производится огромное количество опилок – отходы в виде мелких частиц в лесопильной, целлюлозно-бумажной и деревообрабатывающей промышленностях. В странах Балтийского региона в начале XXI в. был детально изучен вопрос утилизации биомассы.

Одним из перспективных направлений переработки биомассы является пиролиз – сложный технологический процесс, продуктами которого являются многокомпонентные смеси переменного состава [1]. Согласно литературным данным основными органическими веществами являются углеводы, спиртофенольные соединения, алифатические и смоляные кислоты и терпены [2].

Цель настоящей работы – выявить общие закономерности и отличия в составах продуктов пиролиза хвойных опилок, протекавшего при различных температурных режимах.

Материалы и методы. Кислотность водных растворов определялась с использованием pH-метра HANNA HI 9321, навески образцов взвешивались на весах Ohaus Pioneer (Ohaus Corporation, США) с точностью 0,0001 г. Класс точности: (I) специальный.

Пиролиз опилок хвойных пород. Пиролиз опилок проводился на установке с шнековым реактором ШТР-10 [3]. Схема установки представлена на рис. 1. В соответствии с предложенным технологическим процессом подлежащий переработке материал загружается в бункер дозатора, из которого подается в шнековый реактор. Материал в установке нагревается с помощью регулируемых электрических нагревателей, позволяющих контролировать температуру по всему тракту установки. Под действием температуры сырье разлагается и выделяются органические пары. В качестве транспортирующего газа используется азот. Время нахождения материала в реакторе – 15 мин. Температура пиролиза для образца опилок № 1 составляла 500 °C, для образца № 2 – 550 °C. Парогазовая смесь продуктов пиролиза охлаждается и собирается в виде пиролизного масла в водоохлаждаемых конденсаторах. Твердый остаток выводится из установки через шлюзовую камеру, препятствующую попаданию воздуха в высокотемпературную зону.

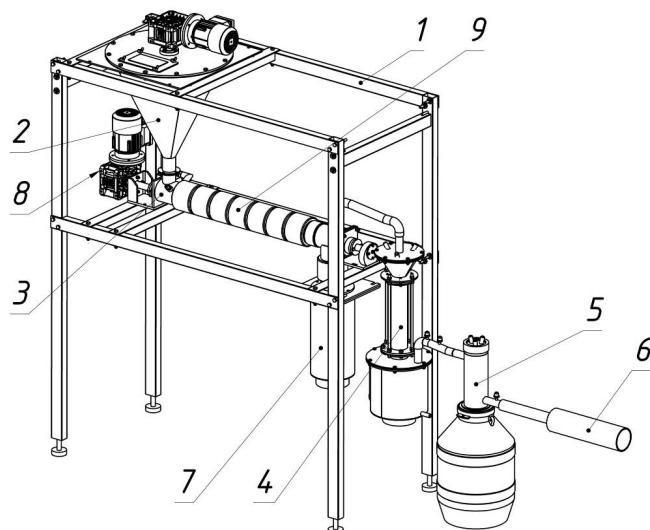


Рис. 1. Схема установки с шнековым реактором ШТР-10: 1 – опорный каркас; 2 – дозатор; 3 – шнековый реактор; 4 – теплообменник; 5 – конденсатор № 2; 6 – отвод газа; 7 – бак сбора твердого остатка; 8 – мотор редуктор; 9 – электрические нагреватели

Фракционная перегонка пиролизного масла. Образцы пиролизного масла объемом 100 мл помещали в круглодонную колбу объемом 250 мл, добавляли центры кипения и нагревали до 30 °С. Проводили фракционную перегонку и отгоняли образующиеся фракции в интервалах температур 90–130 °С для образца № 1 и 90–150 °С для образца № 2 с использованием дефлегматора длиной 20 см.

Газовая хромато-масс-спектрометрия. Определение качественного состава экстрактов проводилось с использованием газового хромато-масс-спектрометра Agilent Technologies 7890 A/5975 C (США) и капиллярной колонки HP-5MS с размерами 30 м×0,25 мм×0,25 мкм. Условие проведения хроматографического анализа следующие: температура термостата с момента ввода пробы повышалась от 50 до 300 °С со скоростью 10 °С/мин, затем выдерживалась в течение 23 мин. Газ-носитель – гелий (скорость потока 1 мл/мин); объем вводимой пробы 1 мкл. Для увеличения чувствительности метода масс-селективный детектор (ионизация осуществляется электронным ударом при энергии ионизации 70 эВ) работал в режиме сканирования выбранных ионов (SIM) и режиме полного сканирования ионов (SCAN), температура ионного источника – 230 °С; температура квадруполя – 150 °С. Достоверность идентификации – степень совпадения масс-спектров с библиотекой NIST17.

Пробоподготовка пиролизного масла. Навеску пиролизного масла массой 0,1 мл помещали в стеклянную колбу и добавляли 1,5 мл н-гексана. Погрешность измерений относительного содержания компонентов не превысила 10%.

Результаты и их обсуждение. Проводили анализ следующих образцов пиролизных масел: образец № 1 получен при проведении пиролиза при температурном режиме 500 °С, образец № 2 – при 550 °С.

По внешнему виду пиролизное масло представляет собой темно-коричневую вязкую жидкость со специфическим неприятным запахом.

ГХ-МС анализ пиролизных масел. В табл. 1 представлен состав гексановых растворов пиролизных масел, полученных из хвойных пород при 500 °С и 550 °С соответственно. На рис. 2 приведена типичная хроматограмма. По результатам ГХ-МС определения можно заметить, что в составе пиролизных масел в значительной степени содержатся соединения фенольного ряда, а также предельные и ароматические углеводороды.

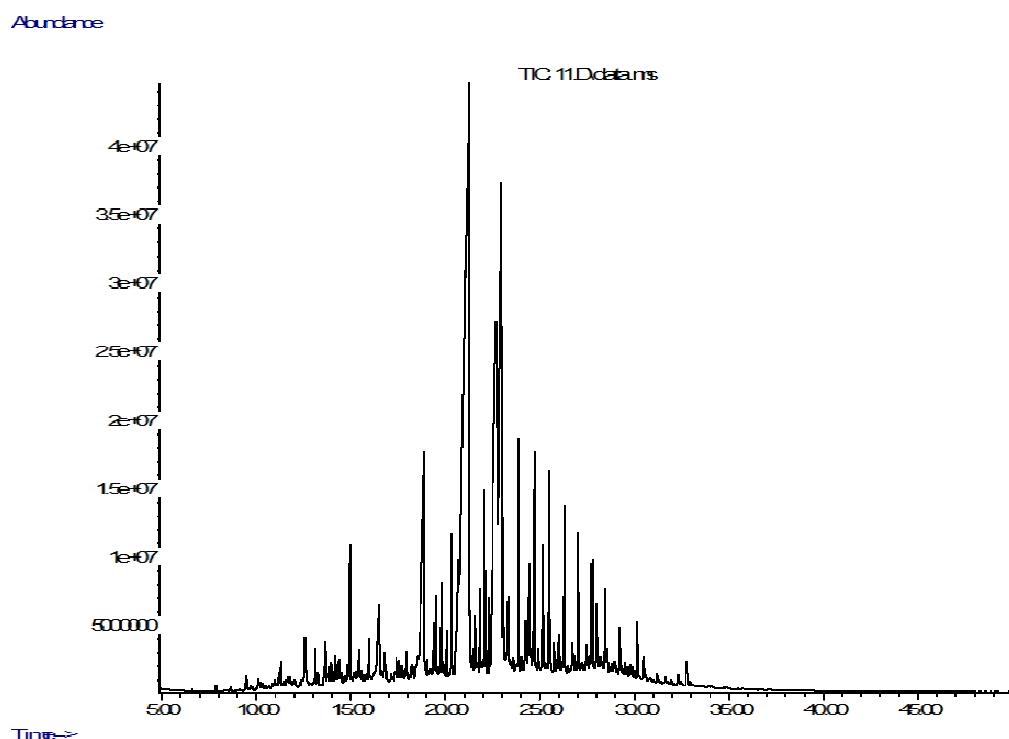


Рис. 2. Типичная хроматограмма гексанового раствора пиролизного масла опилок

Таблица 1

Компонентный состав пиролизных масел, полученных в среде азота при температурных режимах 500 °C и 550 °C, с достоверностью идентификации не менее 80%

| Соединение | Относительное содержание по методу нормировки, % | |
|---------------------------------------|--|-------------|
| | Образец № 1 | Образец № 2 |
| 2,3-диметилфенол | н.о. | 13,9 |
| 2,4,6-триметилфенол | 1,9 | н.о. |
| 2,6-диметилфенол | 2,1 | н.о. |
| 2-гидрокси-3-метил-2-цикlopентен-1-он | н.о. | 9,8 |
| 2-метил-2-цикlopентен-1-он | 1,3 | н.о. |
| 2-метилфенол | 7,3 | н.о. |
| 2-метокси-4-этилфенол | 7,9 | н.о. |
| 2-метоксифенол | 17,2 | н.о. |
| 2-этилфенол | 1,4 | н.о. |
| 3,5-диметилфенол | 15,9 | н.о. |
| 3-метилфенол | н.о. | 9,8 |
| 4-этилкатехол | 1,6 | 10,9 |
| 4-этилфенол | н.о. | 5,2 |
| 5-метил-3-этилфенол | 4,8 | н.о. |
| Гексадекан | н.о. | 2,7 |
| Генэйкозан | н.о. | 2,4 |
| Гептадекан | н.о. | 1,9 |
| Дегидроабиетиновая кислота | 1,4 | н.о. |
| Катехол | н.о. | 4,5 |
| Креозол | 24,2 | н.о. |
| Нонадекан | н.о. | 2,7 |
| Нонадекан | н.о. | 2,4 |
| Октакозан | н.о. | 1,6 |
| <i>n</i> -крезол | 5,3 | 26,7 |
| Фенол | 2,1 | 5,5 |
| Эвгенол | 5,5 | н.о. |

Примечание: н.о. – не обнаружено

Результаты анализа хроматограммы показывают, что в исследуемых образцах регистрируются 110 соединений (достоверность идентификации 26 соединений составляет более 80%, а оставшихся 84 – менее 80%); основные компоненты: фенол и его производные, карбоновые кислоты, крезол, алканы.

Фракционная перегонка пиролизного масла. Для разделения сложных органических смесей на фракции применяют перегонку, поэтому была предпринята попытка разделения пиролизного масла на фракции методом фракционной перегонки. В результате проведения фракционной перегонки пиролизного масла и нагреве до 300 °C были получены две фракции. Выход летучих фракций составил 65–77% (табл. 2). Различия исследованных образцов наблюдаются в показателях преломления, плотности и содержания летучих фракций. Образец № 2 содержит большее количество летучих веществ, плотность ниже у образца № 1.

Исходя из полученных данных можно сделать вывод, что более высокий температурный режим способствует образованию большего числа продуктов, среди которых есть гомологи фенола с большими молекулярными массами.

Таблица 2
Результаты фракционной перегонки

| Образец | pH | Плотность, г/см ³ | Показатель преломления | Фракция | Температура кипения, °C | Выход, % | Плотность фракции, г/см ³ |
|---------|-----|---------------------------------|---------------------------|---------|----------------------------|-------------|--|
| № 1 | 2,5 | 1,13 | 1,398 | 1 | 90–101 | 41 | 1,0100 |
| | | | | 2 | 101–130 | 24 | 1,0400 |
| № 2 | 2,6 | 1,095 | 1,382 | 1 | 90–101 | 41 | 1,0002 |
| | | | | 2 | 101–150 | 36 | 1,0306 |

Однако наиболее часто встречающимися соединениями, входящими в состав обоих образцов пиролизатов, являются фенол, креозол, *n*-крезол, структурные формулы которых изображены на рис. 3.

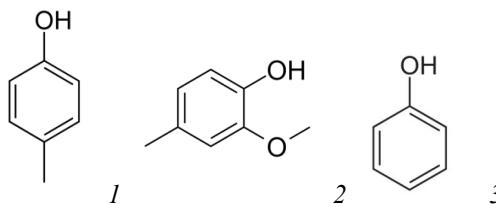


Рис. 3. Структурные формулы химических соединений: 1 – *n*-крезол; 2 – креозол; 3 – фенол

Заключение. Результаты анализа показали, что температура пиролиза оказывает влияние на химический состав и физико-химические свойства образующихся пиролизных масел. Из-за высокого содержания лигнина в хвойных породах деревьев основными продуктами пиролиза являются представители гомологического ряда фенолов, однако в отдельных случаях присутствуют представители классов кислот, сложных эфиров и некоторых углеводородов.

Литература

1. Исследование пиролиза древесины в виброожженном слое катализаторов и инертных материалов / Н. А. Языков, А. В. Трачук, Ю. В. Дубинин [и др.] // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49, № 5. С. 113–119.
2. Ayhan Demirbaş. Yields of hydrogen-rich gaseous products via pyrolysis from selected biomass samples / Ayhan Demirbaş // Fuel. – 2001. – Vol. 80, No. 13. – P. 483–452.
3. Установка для термолиза органических материалов / А. В. Ложечник, В. В. Савчин, И. В. Хведчин // Тепло- и массоперенос–2013: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. – С. 139–142.
4. Определение содержания полициклических ароматических углеводородов в продуктах пиролиза отходов резины и соломы / В. В. Грушевский, Т. Н. Генарова, А. В. Ложечник // Тепло- и массоперенос–2013: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. – С. 113–118.
5. Bio-oil production from pyrolysis of waste sawdust with catalyst ZSM-5/ Eunjung Kim, Hyunghae Gil, Sangwon Park & Jinwon Park // J. of Material Cycles and Waste Management. – 2017. – Vol. 19. – P. 423–431.

**Н. М. Горбачев, С. И. Футько, А. В. Власов, М. И. Русакевич, И. А. Козначеев,
Н. И. Стетюкевич**

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗИФИКАЦИИ НИЗКОКАЧЕСТВЕННОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В РЕЖИМЕ СВЕРХАДИАБАТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

В последнее время, особенно после подписания в 2016 г. большинством индустриально развитых стран Парижского соглашения по климату, повышенное внимание уделяется разработке технологий энергетики, позволяющих значительно снизить выбросы CO₂ [1, 2]. В связи с этим целесообразно использование в качестве органических топлив биомассы, которая является нейтральной по выбросам углекислого газа.

Одним из перспективных направлений технологии получения энергии, обеспечивающих высокую энергетическую и экологическую эффективность, является газификация твердых топлив в сверхадиабатических реакторах фильтрационного горения [3–5]. В данных реакторах используются возможности «сверхадиабатического» эффекта как результат эффективного радиационного переноса тепла по твердофазной засыпке и предварительного подогрева твердого топлива перед зоной горения, что значительно увеличивает массовую скорость сгорания реагентов и расширяет концентрационные пределы горения [6, 7].

Значительный потенциал для применений сверхадиабатического фильтрационного горения имеется и для реализации промышленных технологий по конверсии твердых топлив в целевые продукты и утилизации промышленных и твердых коммунальных отходов (ТКО). Наиболее подходящие условия для эффективного получения газифицированных продуктов из твердых топлив осуществляются в режиме «инверсной» волны фильтрационного горения, для которой скорость тепловой волны превышает скорость распространения фронта реакции, что создает протяженную высокотемпературную область, где и протекают процессы газификации [8, 9].

С целью изучения свойств горения и газификации смесевых топлив, включающих в себя элементы ТКО, была создана установка, состоящая из вертикального реактора с рядом дополнительных устройств (рис. 1, а). Реактор был изготовлен из трубы с внутренним диаметром 50 мм и длиной 760 мм из коррозионно-стойкой стали, установленной на раму и закрепленной на ней с помощью опорных фланцев. Внутренняя часть трубы засыпалась смесью твердого топлива (древесные пеллеты или щепа ольхи) с дробленым шамотным кирпичом (характерные размеры частиц порядка 9 мм), в которой и организовывались процессы газификации. Внизу трубы была установлена колосниковая решетка, под которую подавался воздух промышленным вентилятором с электрическим подогревом, вставленным в тройник, представляющим собой подколосниковое пространство, соединяющееся с трубой. В нижней части подколосникового пространства имелась заглушка, позволяющая извлекать золу после проведения эксперимента.

Смесевое топливо поджигалось с помощью вентилятора. Для этого регулятор температуры выходящего из вентилятора воздуха устанавливался на максимальную температуру 650 °C. Перед загрузкой топлива на колосниковую решетку помещали 20–30 г древесной щепы, смоченной бензином, а сверху засыпалась исследуемая твердотопливная смесь. После воспламенения твердого топлива нагрев воздуха в вентиляторе прекращался и в зону реакции подавался воздух с температурой, близкой к комнатной. С течением времени зона реакции перемещалась снизу вверх. Температура внутри реактора контролировалась с помощью двух термопар, расположенных на расстоянии 2 и 4 калибра от опорного фланца и установленных по оси реактора, и регистрировалась через каждые 5 с в течение всего эксперимента, данные выводились на переносной персональный компьютер.

Визуализация движения волны фильтрационного горения внутри реактора осуществлялась с помощью инфракрасной камеры FLIR. На рис. 1, б представлено характерное двумерное распределение температуры, получаемое в ходе измерений тепловизором. Данные измерений инфракрасного излучения использовались для определения динамики прохождения фронта горения в слое твердого топлива.

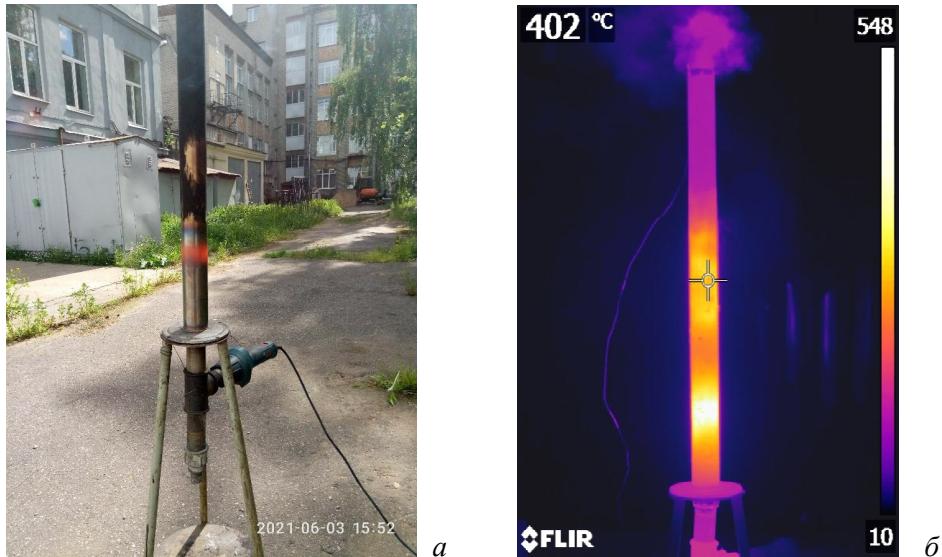


Рис. 1. Внешний вид сверхадиабатического реактора фильтрационного горения для газификации твердого топлива (а); определение положения фронта горения в реакторе с помощью тепловизора FLIR (б)

На рис. 2 представлены характерные данные для временных изменений скорости фронта волны фильтрационного горения $u_w(t)$ в реакторе, полученные обработкой тепловизионных изображений. Положение фронта горения определялось в лабораторной системе координат по резкому спаду светимости в области горения в зоне предварительного подогрева фильтрационной волны. Видно, что типичная зависимость $u_w(t)$ имеет нелинейный немонотонный характер, что обусловлено как неоднородностью засыпки, так и эффектом её «прогара». Действительно, как показал детальный анализ данных от тепловизора, сразу после первоначального периода розжига твердотопливной смеси наблюдается квазистационарное распространение фильтрационной волны горения в течение достаточно короткого промежутка времени $t \approx 0-80$ с (см. рис. 2). Затем вследствие прогара горючей части засыпки в зоне реакции фильтрационной волны имеет место оседание вниз реактора несгоревшей части засыпки (из верхней части реактора) под действием силы тяжести. Это приводит к резкому скачкообразному замедлению скорости распространения фронта горения фильтрационной волны вплоть до его остановки ($u_w \approx 0$) в течение промежутка времени $t \approx 80-120$ с. Далее цикл сгорания части топлива засыпки в зоне реакции волны горения и проседание верхней (несгоревшей) части засыпки вниз реактора (прогар твердотопливной смеси) повторяются.

Величина максимальной температуры и температурное распределение в волне фильтрационного горения являются ключевыми параметрами, определяющими как степень сгорания и газификации твердого топлива, так и выходной состав продуктов реакции. Поэтому в проведенных экспериментах проводились регистрация и анализ температурных данных, получаемых с двух термопар в режиме реального времени (рис. 3). Видно, что регистрируемые зависимости $T(t)$ имеют достаточно сложный нерегулярный характер, что обусловлено, прежде всего, физическим явлением «прогара» горючего топлива в зоне реакции волны и соответствующего просыпания на его место находящейся над ним непрореагированной части засыпки под действием силы тяжести. Отметим, что зона предварительного подогрева волны фильтрационного горения при этом имеет плавный, монотонный вид. Известно, что волны

фильтрационного горения продуктов ископаемого и/или биологического происхождения имеют отчетливую химическую структуру, состоящую из последовательно протекающих физико-химических процессов, начиная от кромки переднего фронта волны: зона сушки исходного топлива, зона испарения и конденсации, зона выхода летучих и пиролиза, зона горения коксового остатка и зона охлаждения золы [10].

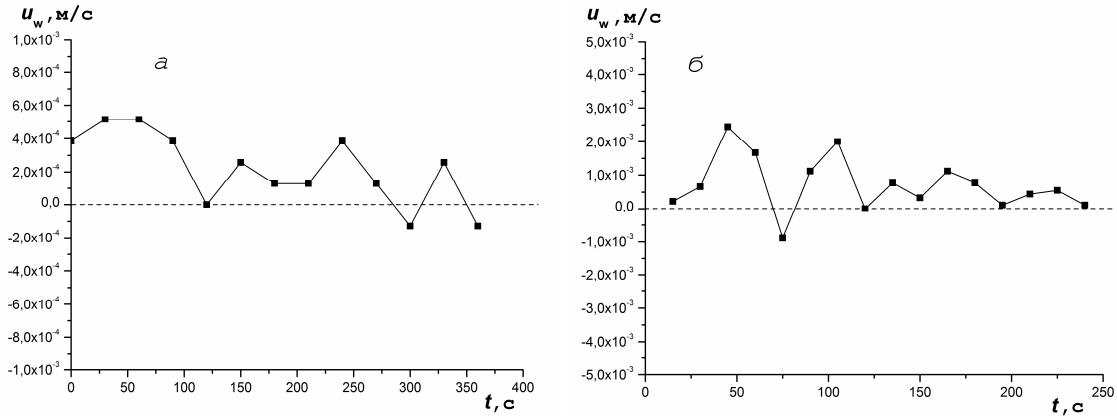


Рис. 2. Динамика изменения скорости фронта горения в реакторе, полученная по данным тепловизионных измерений для входной скорости воздуха $V_{in} = 1.2$ м/с и массовой доли древесины $m_1 = 0.4$: *α* – древесные пеллеты в алюминии; *β* – древесная щепа (ольха) в крошке шамотного кирпича. Горизонтальная штриховая линия показывает нулевую скорость фронта горения фильтрационной волны

Численная модель волны фильтрационного горения необходима для определения влияния основных параметров задачи (состав топлива, расход воздуха и т. д.) на характеристики сверхадиабатической волны фильтрационного горения (см., например, [8, 11]). В отличие от уже имеющихся численных моделей [5] данная модель учитывает в явном виде функции эффективных эквивалентного соотношения и адиабатического разогрева в системе от параметров волны горения.

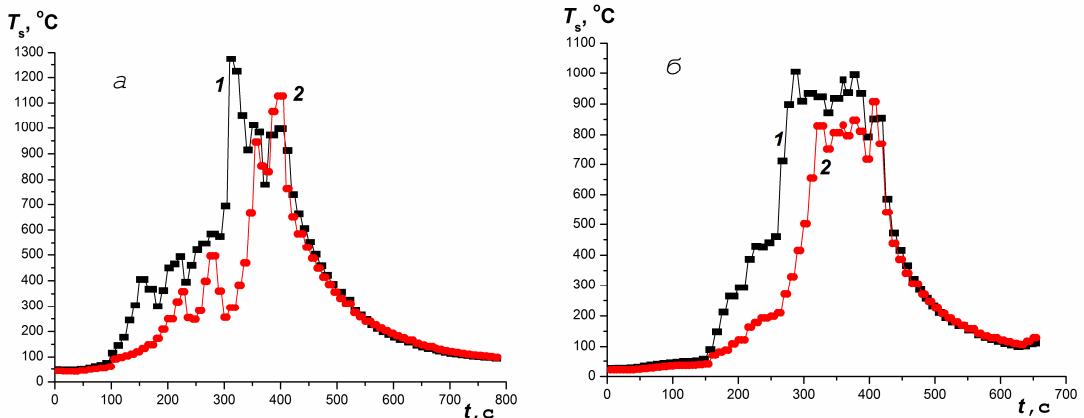


Рис. 3. Данные измерений температуры твердой фазы на термопаре № 1 (1) и термопаре № 2 (2) в зависимости от времени для входной скорости воздуха $V_{in} = 0.8$ м/с и массовой концентрации древесной щепы (ольхи) в крошке шамотного кирпича: *α* – $m_1 = 0.6$, *β* – 0.8

Для моделирования основных характеристик сверхадиабатического горения была выбрана система уравнений, описывающих распространение волны фильтрационного горения в реагирующей пористой среде, которую упрощенно можно записать в виде соответствующих уравнений баланса энергии в твердой и газовой фазах [11]:

$$-(1-\varepsilon)\left(c_{s,1}\rho_{s,1}m_1 + c_{s,2}\rho_{s,2}(1-m_1)\right)\frac{\partial T_s}{\partial t} = (1-\varepsilon)\frac{\partial}{\partial x}\lambda_s\frac{\partial T_s}{\partial x} - \alpha_v(T_s - T_g) + \dot{\omega}_1, \quad (1)$$

$$\varepsilon \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} + c_{p,g} G \frac{\partial T_g}{\partial x} = \alpha_v (T_s - T_g), \quad (2)$$

где T – температура, c – удельная теплоемкость; u_w – скорость фронта волны; u_g – скорость фильтрации; ρ – плотность; ε – пористость; λ_s – эффективный коэффициент теплопроводности; G – расход воздуха; α_v – коэффициент межфазного теплообмена, m_1 – массовая концентрация древесины в инерте; индексы: g – газ, s – твердофазная пористая среда, 0 – начальная температура (температура окружающей среды), 1 – твердофазное топливо, 2 – твердофазный инерт в засыпке.

Источниковый член $\dot{\omega}_1$, который обусловлен присутствием горючего, соответствует количеству тепла, выделяющемуся при сгорании твердофазного топлива. В системе координат $z = x - u_w t$, движущейся вместе с фронтом горения с постоянной скоростью u_w , и с учетом того, что $u_w \ll u_g$, уравнения (1) и (2) можно записать в виде

$$-u \frac{d\theta}{dz} = a \frac{d^2\theta}{dz^2} + (\tau - \theta) + \frac{\Delta T_a}{\Delta T_{g,i}} \delta(z), \quad (3)$$

$$\frac{d\tau}{dz} = -(\tau - \theta). \quad (4)$$

Здесь использованы следующие безразмерные параметры и переменные:

$$z = \frac{x \alpha_v}{c_{p,g} G}, \quad \theta = \frac{T_s - T_0}{\Delta T_{g,i}}, \quad \tau = \frac{T_g - T_0}{\Delta T_{g,i}}, \quad (5)$$

$$u = \frac{u_w}{u_{th}}, \quad u_{th} = \frac{c_{p,g} G}{(1-\varepsilon)(c_{s,1}\rho_{s,1}m_1 + c_{s,2}\rho_{s,2}(1-m_1))}, \quad a = \frac{(1-\varepsilon)\lambda_s \alpha_v}{(c_{p,g} G)^2}, \quad (6)$$

$$\Delta T_{g,i} = T_{g,i} - T_0.$$

Границные условия для системы уравнений (3), (4):

$$\theta_{-\infty} = \tau_{-\infty} = 0, \quad \theta'_{\pm\infty} = \tau'_{\pm\infty} = 0, \quad \tau_{-0} = 1, \quad \theta_{+0} - \theta_{-0} = \Delta T_a / \Delta T_{g,i}, \quad \theta_{+0} - \tau_{+0} = \theta_{-0} - \tau_{-0}. \quad (7)$$

Этой системе уравнений (без источника) соответствует характеристический полином

$$ak^2 + (a+u)k + (u-1) = 0, \quad (8)$$

имеющий два решения:

$$k_1 = -0.5 \left(1 + \frac{u}{a} \right) + 0.5 \left(\left(1 + \frac{u}{a} \right)^2 + 4 \left(\frac{1-u}{a} \right) \right)^{0.5}, \quad (9)$$

$$k_2 = -0.5 \left(1 + \frac{u}{a} \right) - 0.5 \left(\left(1 + \frac{u}{a} \right)^2 + 4 \left(\frac{1-u}{a} \right) \right)^{0.5},$$

где $k_1 > 0$, а $k_2 < 0$.

Интегрируя уравнения (3), (4) с граничными условиями (7) от $-\infty$ до $+\infty$, можно получить следующее балансовое уравнение, связывающее максимальную равновесную температуру $T_{s,max}$ в волне горения с безразмерной скоростью её фронта горения u :

$$T_{s,\max} - T_0 = \Delta T_a / (1-u). \quad (10)$$

Температурные профили в волне горения (в соответствии с (3), (4) и (7)) имеют следующий вид:

$$\tau = \exp(k_1 z), \quad \theta = (1+k_1) \exp(k_1 z) \quad (11)$$

для $z < 0$ и

$$\tau = \frac{k_1}{k_2} \exp(k_2 z) + \frac{\Delta T_a}{\Delta T_{g,i}(1-u)}, \quad \theta = \left(1 + k_1 - \frac{u}{(1-u)} \frac{\Delta T_a}{\Delta T_{g,i}} \right) \exp(k_2 z) + \frac{\Delta T_a}{\Delta T_{g,i}(1-u)} \quad (12)$$

для $z > 0$.

Подставив полученные решения для температурных профилей в последнее граничное условие из (7), получим уравнение, которое в неявном виде позволяет определить безразмерную скорость фронта волны горения u :

$$\frac{1+k_1}{1+k_2} - \frac{u}{(1-u)} \frac{\Delta T_a}{\Delta T_{g,i}} \frac{1}{(1+k_2)} = \frac{k_1}{k_2}. \quad (13)$$

Как видно из соотношения (13), для решения задачи необходимо определить величину температуры воспламенения $T_{g,i}$. Для этого применим подход из [12], где приближенно рассмотрена задача воспламенения частицы угля как результат теплового взрыва в условиях её нагрева посредством конвективного теплообмена с окружающим газом в потоке горячего воздуха:

$$\frac{0.21\mu_C}{\mu_{air}c_g(T_{g,i})} \frac{c_s \Delta T_a}{\chi_C m_1} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_{s,i}}\right) = \frac{R}{E} T_{g,i}^2 \alpha_D, \quad \alpha_D = \frac{0.54 D_{eff}(T_{g,i})}{d_p} \left(\frac{V_{in} T_{g,i} d_p}{\varepsilon T_0 v(T_{g,i})} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Здесь d_p – диаметр частицы твердотопливной засыпки; D_{eff} – коэффициент газовой диффузии; V_{in} – скорость воздуха на входе в реактор; E – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная; K – предэкспоненциальный множитель; A – безразмерная концентрация топлива; α_D – коэффициент газоотдачи, μ – молярная масса; χ – стехиометрический коэффициент; индексы: С – углерод, i – воспламенение.

Эффективный коэффициент теплопроводности по твердофазной засыпке определялся с учетом излучения согласно [13], а коэффициент межфазного теплообмена – в соответствии с корреляционным выражением из [14]:

$$\lambda_s = \lambda_{s,0} + \frac{32\varepsilon\sigma d_p T_s^3}{9(1-\varepsilon)}, \quad \alpha_v = \frac{\pi\lambda_g}{d_p^2} \left(2 + 1.1 \text{Re}^{0.6} \text{Pr}^{1/3} \right), \quad (15)$$

где Re – характерное число Рейнольдса; Pr – число Прандтля; σ – постоянная Стефана–Больцмана;

Кинетические коэффициенты в соотношении (14) выбирались как $k_0 = 1.6 \cdot 10^5$ м/с и $E = 131.985$ кДж/моль для горения угля в кинетическом режиме согласно [12].

Эффективное эквивалентное соотношение ϕ в зоне реакции волны фильтрационного горения определялось как

$$\phi = \frac{4.76 \rho_1 m_1 (1-\varepsilon) u_w \mu_{air} \chi_{air}}{\mu_1 V_{in} \rho_{air}}. \quad (16)$$

Эффективный адиабатический разогрев древесины $\Delta T_{a,1}(\phi)$ зависит от эквивалентного соотношения. С этой целью проводились расчеты равновесных значений адиабатической температуры горения модельной системы древесина–воздух при давлении $P = 1$ атм и начальной температуре реагентов $T_0 = 300$ К. Результаты расчетов термодинамических характеристик горения представлялись в виде полиномов.

Адиабатический разогрев твердофазной смеси ΔT_a вычислялся в соответствии с приближенным выражением

$$\Delta T_a \equiv \frac{\Delta T_{a,1}(\phi)}{\frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{(1-m_1)}{m_1} \frac{c_2}{c_1} + 1}. \quad (17)$$

Типичные расчетные зависимости распределений температур газа и твердой фазы в сверхадиабатической волне фильтрационного горения, полученные из приведенных выше соотношений, представлены на рис. 4. Расчеты проводились со следующими значениями параметров: $\rho_1 = 700$ кг/м³, $\rho_2 = 2.5 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_{air} = 1.2$ кг/м³, $\epsilon = 0.45$, $c_1 = 794$ Дж/(кг·К), $c_2 = 1.3 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda_{s,0} = 1.3$ Вт/(м·К), $\mu_1 = 7.698 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $\chi_C = 0.318$, $\chi_{air} = 0.328$, $T_0 = 300$ К.

Из рис. 4 видно, что для тепловой структуры волны горения характерной является заметная температурная гетерогенность в зоне предварительного подогрева твердого топлива и в зоне тепловой релаксации разогретой твердой фазы и более холодного газа в районе зоны реакции. Типичным также является и значительный сверхадиабатический эффект. В данном случае расчетов, например, максимальная равновесная температура $T_{s,max} = 1647$ К гораздо больше температуры адиабатического разогрева твердотопливной смеси $\Delta T_a = 467$ К.

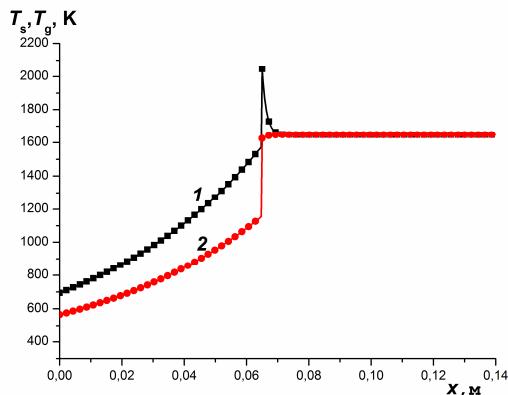


Рис. 4. Типичные расчетные пространственные зависимости температур в твердой (1) и газовой фазах (2) в сверхадиабатической волне фильтрационного горения ($m_1 = 0.6$, $V_{in} = 1.2$ м/с)

На рис. 5 и 6 представлены соответствующие расчетные данные для значений u_w , u_{th} , ϕ , $T_{s,i}$, $T_{s,max}$ и ΔT_a в зависимости от величины m_1 для разных значений входной скорости воздуха V_{in} . Из рис. 5 видно, что скорость фронта горения волны существенным образом зависит от массовой концентрации древесины в инерте: с увеличением величины m_1 значение u_w заметно и линейно уменьшается. Величина тепловой скорости практически не меняется с ростом массовой доли древесины, а расчетная функция $\phi(m_1)$ имеет нелинейный вид, соответствует обедненным топливом смесям и достигает максимума при $m_1 \approx 0.7$. Увеличение скорости воздуха приводит к заметному увеличению величин u_w , u_{th} и незначительному росту значений ϕ .

Из результатов расчетов на рис. 6 видно, что температура воспламенения $T_{s,i}$ твердого топлива существенно и нелинейно падает с ростом концентрации древесины в инерте, в то время как значения максимальной равновесной температуры горения и адиабатического разогрева, наоборот, соответственно увеличиваются. Рост величины V_{in} существенно повышает температуру воспламенения твердого топлива и в районе значений $m_1 \leq 0.6$ заметно увеличивает максимальную температуру в волне горения. При этом величина адиабатического разогрева практически не меняется.

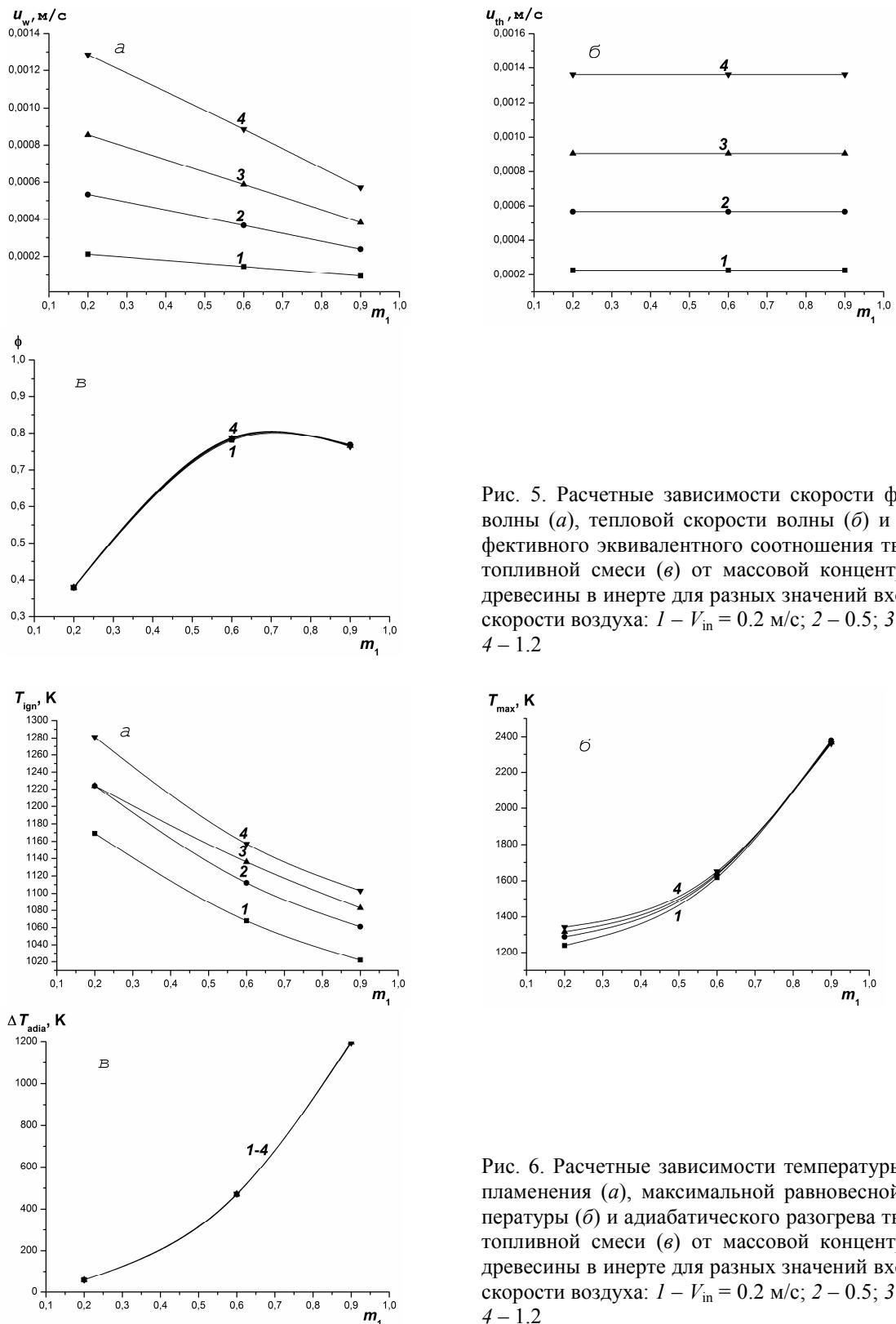


Рис. 5. Расчетные зависимости скорости фронта волны (а), тепловой скорости волны (б) и эффективного эквивалентного соотношения твердо-топливной смеси (в) от массовой концентрации древесины в инерте для разных значений входной скорости воздуха: 1 – $V_{in} = 0.2$ м/с; 2 – 0.5; 3 – 0.8; 4 – 1.2

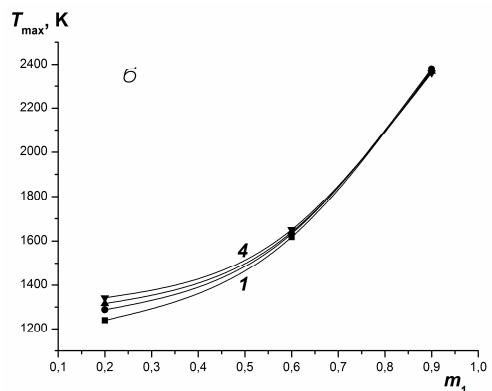


Рис. 6. Расчетные зависимости температуры воспламенения (а), максимальной равновесной температуры (б) и адиабатического разогрева твердо-топливной смеси (в) от массовой концентрации древесины в инерте для разных значений входной скорости воздуха: 1 – $V_{in} = 0.2$ м/с; 2 – 0.5; 3 – 0.8; 4 – 1.2

Таким образом, в ходе исследований была создана лабораторная установка по газификации твердого топлива в вертикальном реакторе, работающем на принципе сверхадиабатического фильтрационного горения. Проведены серии экспериментов по горению и газификации смесей разных видов твердого топлива (древесные пеллеты, древесная щепа) с инертным наполнителем (сфера из алюмины, крошка шамотного кирпича). Получены экспериментальные данные (температура, скорость фронта горения и тепловой волны) для разных концен-

траций топлива в инерте, видов топлива и расходов воздуха. Для определения динамики распространения зоны реакции волны использовались данные тепловизионных измерений.

Создана физико-химическая модель фильтрационного горения твердого топлива с инертным наполнителем в режиме сверхдиабатической волны. Особенностью разработанной модели является учет в явном виде эффективного эквивалентного соотношения и адиабатического разогрева в системе, что позволяет установить связь между характеристиками волнового режима горения и параметрами смесевого топлива.

Выполнены расчеты термодинамических характеристик горения и равновесного состава продуктов горения для широкого диапазона смесей древесины с воздухом. Получены расчетные зависимости температурных распределений, скорости фронта горения и тепловой волны для разных концентраций древесины в инерте и расходов воздуха.

Авторы выражают благодарность В. Ф. Давиденко за помощь в изготовлении экспериментальной установки.

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований «Энергетические и ядерные процессы и технологии» (задание 2.5).

Литература

1. World Energy Outlook 2018, OECD/IEA, 2018; <http://webstore.iea.org/world-energy-outlook-2018>.
2. International Energy Agency (2021). Net Zero by 2050: A Roadmap for Global Energy Sector; <http://www.iea.org/reports/net-zero-by-2050>.
3. Манелис, Г. Б. Технологии газификации в сверхдиабатическом режиме для решения экологических проблем энергетики / Г. Б. Манелис, Е. В. Полианчик // Альтернативная энергетика и экология. – 2008. – Т. 58, № 2. – С. 123–127.
4. Пат. РФ RU207405161. Способ переработки твердых бытовых отходов, 1997 (ИХФ).
5. Модель паровоздушной газификации твердого горючего в фильтрационном режиме / Е. А. Салганский, В. П. Фурсов, С. В. Глазов, М. В. Салганская, Г. Б. Манелис // ФГВ. – 2006. – Т. 42. – С. 65–72.
6. Weinberg, F. J. Combustion temperature: The future? / F. J. Weinberg // Nature. – 1971. – Vol. 233. – P. 239–241.
7. Takeno, T. An excess enthalpy flames theory / T. Takeno, K. Sato // Combustion Science and Technology. – 1979. – Vol. 20, Nos. 1–2. – P. 73–84.
8. Алдушин, А. П. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований / А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. – Новосибирск : Наука, 1988. – С. 9–25.
9. Алдушин, А. П. Инверсия структуры волны в пористой среде при продуве газа / А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский // Докл. АН СССР. – 1979. – Т. 249, № 3. – С. 585–588.
10. Разделение зон превращения твердых топлив при фильтрационном горении / Е. А. Салганский, В. М. Кислов, С. В. Глазов, Е. В. Полианчик, М. В. Салганская, Г. Б. Манелис // Космический вызов XXI века (сб. ст.). – М. : Торус Пресс, 2011. – Т. 4. – С. 310–313.
11. Футько, С. И. Химия фильтрационного горения газов / С. И. Футько, С. А. Жданок. – Минск : Беларус. наука, 2004. – 319 с.
12. Вулис, Л. А. Тепловой режим горения / Л. А. Вулис. – М. : ГЭИ, 1954. – 288 с.
13. О поглощении излучения в слое высокопористого материала / Г. Е. Горелик, В. В. Левданский, В. Г. Лейцина, Н. В. Павлюкевич // ИФЖ. – 1986. – Т. 50, № 6. – С. 999–1005.
14. Wakao, N. Effect of fluid dispersion coefficients on particle-to-fluid heat transfer coefficients in packed beds. Correlation of Nusselt numbers / N. Wakao, S. Kaguei, T. Funazkri // Chemical Engineering Science. – 1979. – Vol. 34. – P. 325–336.

П. А. Давидович, Э. В. Моргун, Е. М. Приходько, Ф. В. Плевако, С. В. Шушков

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТА БЕТАТРОНА НА ЭНЕРГИИ 7,5 МэВ

Циклический ускоритель электронов (бетатрон) является основным элементом для создания малогабаритных рентгеновских установок различного назначения [1, 2]. В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси были разработаны и изготовлены опытный образец блока питания и управления бетатрона (БПУ-О) [3, 4] и экспериментальный образец электромагнита. При этом была решена задача измерения профиля магнитного поля в межполюсном пространстве электромагнита [5]. Проблемой при использовании промышленно выпускаемого бетатрона МИБ-7,5 в качестве источника рентгеновского излучения в составе инспекционно-досмотрового комплекса (ИДК) является прерывистый режим работы – не более 30 мин работы и не менее 30 мин пауза при включенных вентиляторах. Такой режим работы объясняется быстрым перегревом элементов магнитной системы выше 70 °C менее чем за 30 мин работы на частоте 300 Гц. Условия применения бетатрона в составе ИДК ставят задачу разработки улучшенного варианта электромагнита бетатрона с непрерывным режимом эксплуатации. В связи с этим возникает задача выполнить измерения тепловых потерь в отдельных узлах электромагнита бетатрона на энергии 7,5 МэВ для разработки эффективной системы охлаждения.

Малогабаритный бетатрон работает при значительных удельных энергетических нагрузках, поэтому для проведения комплекса тепловых измерений необходимо правильно выбрать зоны измерения температуры в различных частях электромагнита бетатрона: на ярме, на полюсе, на вкладышах и на силовой обмотке (рис. 1). Размещение комплекта измерительной аппаратуры на ярме и полюсах продемонстрировано на рис. 2 и 3.

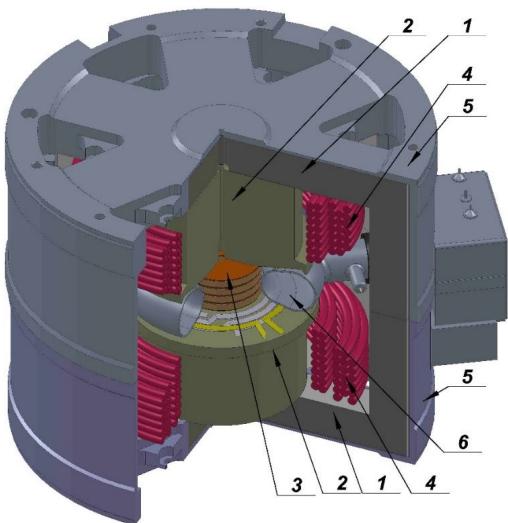


Рис. 1. Электромагнит бетатрона типа МИБ-7,5:
1 – ярмо, 2 – полюса, 3 – комплект вкладышей,
4 – силовая обмотка, 5 – корпусные чашки, 6 –
ускорительная камера

Применялись термопары типа «К» (хромель-алюмель). Для фиксации показаний термопары подключались к накопителю данных термопарному USB ТС-08.

Получение корректных данных требует для каждого случая измерений обеспечение надежного контакта термопары с рабочей поверхностью устройства, для чего, оказывается, необходимо изготовить специальную оснастку. Например, для измерения нагрева полюса была разработана и изготовлена специальная струбцина (рис. 4). Термопара 2 вставляется в отверстие остова струбцины 1 и прижимается к нижней поверхности «шляпки» полюса 4 двумя пластиковыми винтами 3 так, чтобы спай термопары прижался в угол полюса.

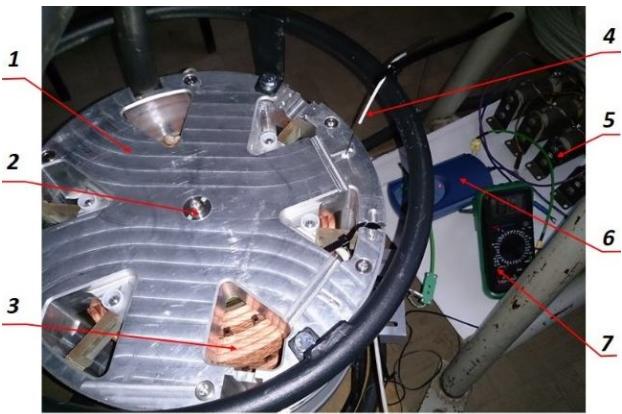


Рис. 2. Макет для измерения скорости нагрева ярма электромагнита: 1 – ярмо, 2 – полюс, 3 – силовая обмотка, 4 – термопара типа «К», 5 – измерительный резистор, 6 – накопитель данных термопарный, 7 – мультиметр

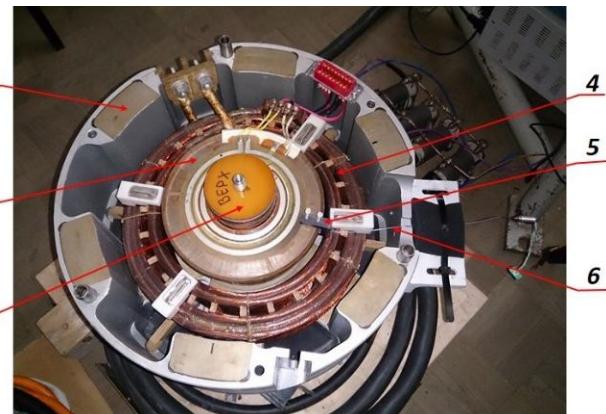


Рис. 3. Макет для измерения скорости нагрева полюса электромагнита: 1 – ярмо электромагнита, 2 – полюс, 3 – комплект вкладышей, 4 – силовая обмотка, 5 – струбцина для термопары, 6 – термопара типа «К»

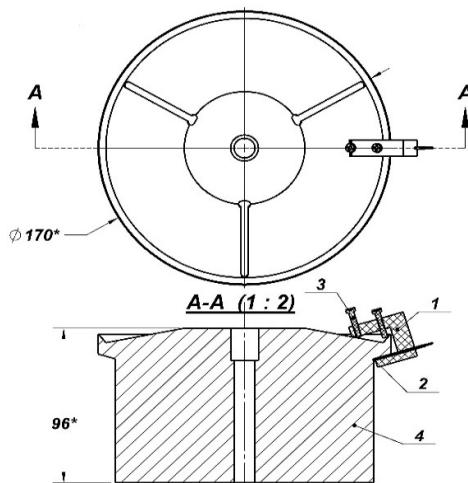


Рис. 4. Фиксация термопары к полюсу электромагнита: 1 – ость струбцины, 2 – термопара типа «К», 3 – винт М3 пластиковый, 4 – полюс

Мощность тепловых потерь рассчитывалась исходя из скоростей нагрева составных частей электромагнита (ярма, состоящего из двух чашек; двух полюсов; комплекта вкладышей; силовой обмотки, состоящей из двух частей):

$$P = P_{\text{ярм}} + P_{\text{пол}} + P_{\text{вкл}} + P_{\text{обм.}} \quad (1)$$

Мощность тепловых потерь каждой из частей рассчитывается по формуле (пример для вкладышей)

$$P_{\text{вкл}} = m_{\text{вкл}} C_{\text{эtc}} (dT/dt)_{\text{вкл}}, \quad (2)$$

где $m_{\text{вкл}}$ – масса вкладышей, кг; $C_{\text{эtc}}$ – удельная теплоёмкость электротехнической стали, кДж/(кг·°C), $(dT/dt)_{\text{вкл}}$ – скорость нагрева (оценка из графической зависимости), °C/c.

Для расчёта тепловых потерь в основных элементах электромагнита были измерены скорости их нагрева. Нагрев осуществлялся в режиме штатной работы бетатрона на частоте 300 Гц с блоком питания и управления БПУ–Э. При этом необходимо было избежать перегрева элементов свыше 70 °C.

Измерения проводились на таких конфигурациях электромагнита, где возможна замена элементов разных производителей (Томск, ИТМО), для того чтобы можно было сравнить качественные показатели тепловых потерь.

В версии с ярмами, полюсами и обмоткой «Томск» устанавливались вкладыши сначала варианта «Томск», затем «ИТМО», и проводились измерения нагрева в двух этих случаях. Далее выбирался один из начальных коротких (3–4 мин) линейных участков графика нагрева для каждого варианта и по формуле (2) вычислялись потери в данном элементе.

На рис. 5 показана динамика нагрева вкладышей. Вкладыши, изготовленные в ИТМО, оказались заметно качественнее оригинальных. Для их изготовления была применена электротехническая сталь толщиной 0,1 мм без электроизоляционного покрытия. Отсутствие покрытия было необходимо для нанесения специального лака, предназначенного как для изоляции, так и для склеивания стопок листов по специальной технологии. Из комплектов вкладышей разных производителей лучшим оказался комплект вкладышей, выполненный из электротехнической стали толщиной 0,1 мм и изготовленный в ИТМО.

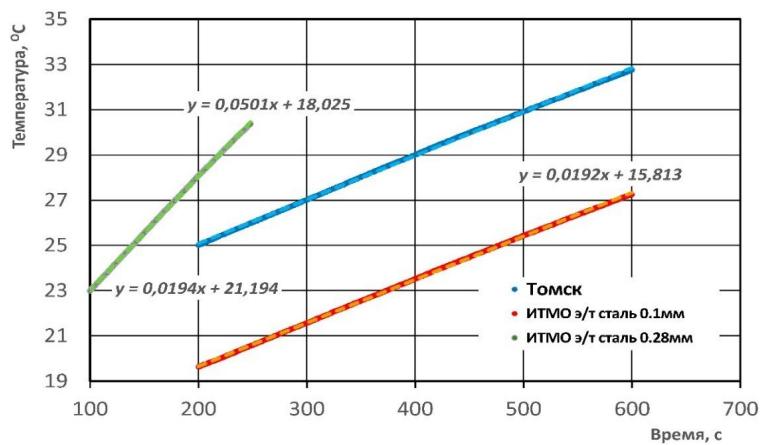


Рис. 5. Графики нагрева корректирующих вкладышей электромагнита разных изготовителей в режиме работы 300 Гц

Силовая обмотка, изготовленная из литцендрата с жилой самофлюсующегося эмальпроводом диаметром 0,2 мм (количество жил 1000 шт.) в ИТМО, по тепловым потерям продемонстрировала результат примерно на треть лучше оригинальной, выполненной из литцендрата с толщиной жилы 0,7 мм (количество жил 90 шт.). Это можно объяснить влиянием скин-эффекта на частотах 900 и 1500 Гц, которые являются нечетными гармониками пилообразного тока частотой 300 Гц. Графики динамики нагрева силовых обмоток электромагнита разных изготовителей в режиме работы 300 Гц показаны на рис. 6.

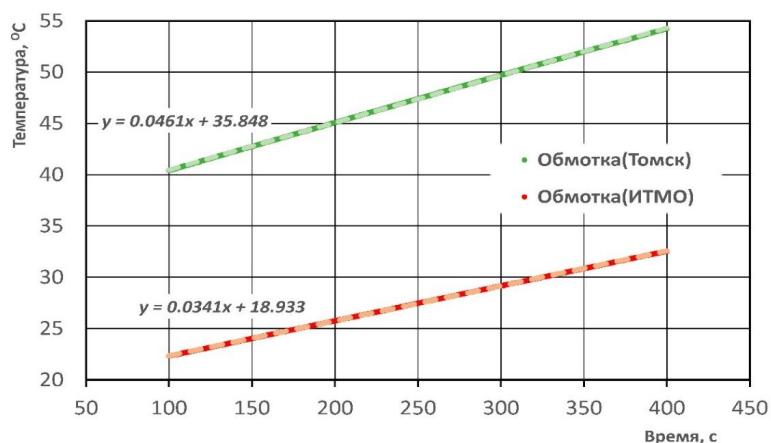


Рис. 6. Графики нагрева силовой обмотки электромагнита разных изготовителей в режиме работы 300 Гц

Полученные в процессе измерений тепловых потерь результаты по вкладышам и обмоткам сведены в таблицу. Как видно, тепловые потери (Вт) на обмотке и вкладышах, которые необходимо рассеивать в процессе работы электромагнита бетатрона, находятся в пределах от $192,9 = 187,5 + 5,4$ до $265 = 259 + 5,64$. Общие потери электромагнита в режиме работы 300 Гц составляют до 1800 Вт. Так как в нижней и верхней чашках электромагнита находятся одинаковые элементы, то на каждой половине необходимо рассеивать до 900 Вт.

Результаты измерения скоростей нагрева и расчёта мощностей вкладышей и силовых обмоток

| Производитель | Масса, кг | Теплоёмкость, кДж/(кг·°С) | Скорость нагрева, °С/с | Мощность потерь, Вт |
|-----------------|-----------|---------------------------|------------------------|---------------------|
| Вкладыши | | | | |
| Томск | 0,63 | 506 | 0,0177 | 5,64 |
| ИТМО | 0,63 | 506 | 0,0169 | 5,4 |
| Силовая обмотка | | | | |
| Томск | 14,5 | 385 | 0,047 | 259 |
| ИТМО | 14,32 | 385 | 0,034 | 187,5 |

С учетом результатов измерений разработана блок-схема электромагнита бетатрона с жидкостным охлаждением (рис. 7).

Перед инсталляцией системы жидкостного охлаждения в электромагнит необходимо исключить возможность электрического пробоя ввиду повышенного рабочего напряжения ~ 1500 В, что может быть обеспечено применением электронной жидкости.

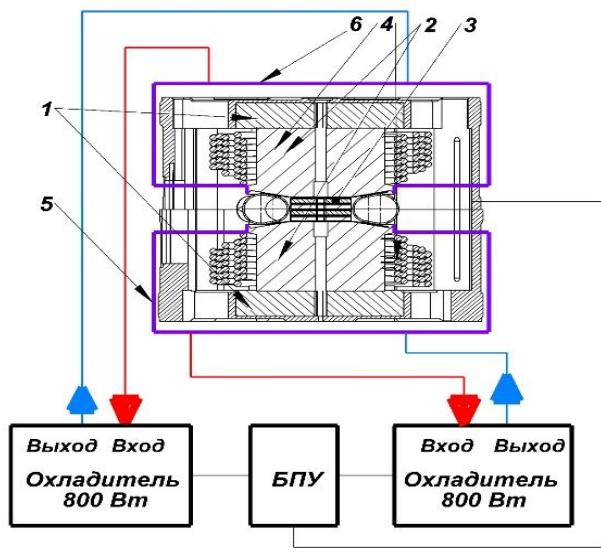


Рис. 7. Блок-схема системы жидкостного охлаждения электромагнита бетатрона для обеспечения непрерывного режима его работы: 1 – ярмо; 2 – полюса; 3 – комплект вкладышей; 4 – силовая обмотка; 5, 6 – резервуары

Проведена оценка потерь энергии в бетатроне МИБ-7,5 в штатном режиме работы (300 Гц), разработаны приспособления для измерения теплового нагрева составляющих бетатрона. Выполнены измерения и рассчитаны потери как отдельных частей, так и бетатрона в целом в указанном режиме. Полученные данные тепловых измерений позволяют разработать жидкостную систему охлаждения электромагнита, способную обеспечить работу бетатрона в непрерывном режиме в течение рабочей смены. Предложена конструктивная схема магнита повышенной эффективности за счет применения теплообменных устройств сравнительно небольшой мощности.

Литература

1. Москалев, В. А. Индукционный ускоритель электронов – бетатрон / В. А. Москалёв, Г. И. Сергеев. Томск : Изд-во Томского политехн. ун-та, 2012. – 322 с.
2. Малогабаритный импульсный бетатрон МИБ–7,5. Руководство по эксплуатации. – Томск, 2015. – 56 с.
- 3.Опытный образец блока питания и управления ускорителя электронов и источника рентгеновского излучения (БПУ–О). Руководство пользователя. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. – 18 с.
4. Разработка системы питания и управления малогабаритного импульсного бетатрона / Ф. В. Плевако, Е. М. Приходько, С. В. Горбатов и др. // Тепло- и массоперенос–2017. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. – С. 314–318.
5. Система мониторинга квазистатического магнитного поля в межполюсном пространстве малогабаритного импульсного бетатрона / Ф. В. Плевако, Е. М. Приходько, П. А. Давидович, И. В. Курносов // Тепло- и массоперенос–2019. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2020. – С. 164–167.

**Г. В. Долголенко, Н. М. Курбанов, А. И. Леончик, А. С. Оленович, В. В. Савчин,
В. С. Скавыш, И. В. Хведчин**

АНАЛИЗ МЕТОДОВ УВЕЛИЧЕНИЯ РЕСУРСА ЭЛЕКТРОДОВ В ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ

Введение. Электродуговые нагреватели газа – плазмотроны – предназначены для нагрева газа до высоких температур (3000–5000 К). Нагрев производится электрической дугой, горящей между двумя электродами. При этом столб дуги, как правило, локализован по оси цилиндрических электродов, по крайней мере один из которых является полым и выполняет роль сопла для истечения плазменного потока из объема разрядной камеры плазмотрона.

Существуют несколько способов стабилизации горения дуги по оси цилиндрической разрядной камеры плазмотрона, среди которых наиболее часто применяют газовихревой или электромагнитный метод.

Эрозия является следствием совокупности сложных тепловых, электрических, химических и механических процессов в приэлектродных областях.

Электроды из металлов, температура плавления которых ниже температуры, достаточной для поддержания тока дуги за счет термоэлектронной эмиссии, принято называть «холодными». Важнейшим свойством, обеспечивающим интенсивность охлаждения, для «холодных» электродов является теплопроводность материала, из которого изготовлен электрод. Поэтому в процессе выбора материала для «холодных» электродов ориентируются на максимальное значение коэффициента теплопроводности. Одним из наиболее приемлемых материалов по этому параметру является медь, которая имеет коэффициент теплопроводности около 400 Вт/(м·К) и температуру плавления 1356 К. В современных электродуговых нагревателях газа медные электроды используются в качестве катода, так и анода.

Для «холодных» электродов характерны чрезвычайно высокие плотности тока в опорных дуговых пятнах – 10^5 – 10^6 А/см², а следовательно, и очень высокие тепловые потоки в зоне контакта дуги с электродами, лежащие в пределах 10^5 – 10^6 Вт/см². Такие электроды в обязательном порядке во избежание термического разрушения требуют интенсивного охлаждения внешним теплоносителем, в качестве которого чаще всего используют деминерализованную воду, и быстрого перемещения дуговых опорных пятен по поверхности электродов.

Факторы, влияющие на эрозию электродов. Нестационарность привязки дугового столба к поверхности «холодных» электродов снижает устойчивость дуги, и наблюдаются негармонические колебания напряжения на дуге с характерными частотами в несколько килогерц, коррелирующие со скачкообразным перемещением опорных пятен дуги по поверхности «холодного» электрода.

Основными механизмами нагрева электродов являются: радиационный, конвективный, джоулево тепло, ионная бомбардировка.

Эрозия электрода обусловлена высокой плотностью теплового потока, достигающего сотен и тысяч киловатт на квадратный сантиметр его поверхности, химическим взаимодействием с плазмообразующим газом, а также термомеханическими напряжениями под действием термоциклических нагрузок.

Эрозию электродов можно представить как результат действия следующих процессов:

1. Испарение металла из-под пятна дуги.
2. Разбрзгивание дуговой ванночки в месте пятна электромагнитными силами.
3. Электростатический унос ионов металла из опорного пятна дуги.
4. Явление рециклинга ионов металла в прикатодной области.

5. Искровое разрушение поверхности электродов во время актов мелкомасштабного шунтирования.

6. Химические взаимодействия плазмообразующей среды с поверхностью электрода.

Существенным также является разрушение материала электродов под действием термоупругих напряжений из-за непрерывно следующих механических и тепловых ударов, которые приводят не к прямому механическому разрушению поверхности электродов, а к ухудшению теплофизических свойств материала электродов в результате образования большого числа микротрещин, способных ухудшить локальный теплоотвод в зоне пятна привязки дуги. Именно с этим связан наблюдаемый во многих опытах нелинейный рост удельной эрозии от времени работы электрода.

Существенным фактором, влияющим на уровень удельной эрозии, является степень контрагированности дуги, которая, в свою очередь, усиливается под воздействием:

1) силы тока дуги (пинч-эффект – сжатие дуги под воздействием собственного электромагнитного поля);

2) давления в разрядной камере плазмотрона (с ростом давления уменьшается длина свободного пробега электронов), с увеличением давления в разрядной камере плазмотрона растет температура столба дуги и ее приэлектродных участков, при этом дуга сжимается;

3) интенсивности охлаждения дуги потоком обтекающего ее газа (усиление теплосъема с дуги заставляет ее сжиматься).

Критический ток. Установлено, что зависимость удельной эрозии от силы тока отсутствует до определенного значения (назовем его критическим), после чего наблюдается резкий рост значения удельной эрозии.

Такое критическое значение зависит от материала электродов, интенсивности охлаждения, скорости сканирования дуги по поверхности электрода, степени контрагированности дуги и для плазмотронов с «холодными» трубчатыми электродами лежит в диапазоне 400–800 А.

Как было показано в работе [1], в случае плазмотронов постоянного тока с полыми цилиндрическими «холодными» электродами существенное влияние на ресурс оказывает полярность подключения. Различают «прямую» полярность, когда катодом является глухой электрод (с заглушенным торцом, или торцевой электрод) и «обратную» полярность, когда катодом является проточный электрод-сопло (выходной электрод). Обычно время жизни проточного электрода в 2–3 раза превышает время жизни глухого электрода.

Влияние внешнего магнитного поля. В ряде работ [2–5] рассматривается зависимость эрозии от скорости дуги в воздухе при наличии магнитного поля. Опубликованные результаты свидетельствуют о том, что может существовать несколько максимумов и минимумов для величины эрозии, которые будут зависеть от состава катода, величины магнитного поля (которое определяет в данном случае скорость движения дуги) и давления. Авторы [3–5] связывают подобные пики с режимом образования оксидной пленки на поверхности катода и ее последующим разрушением. В случае, когда толщина оксидной пленки составляет несколько десятков нанометров, наблюдается минимум эрозии за счет меньшей работы выхода электронов для такой пленки. При этом сама пленка не разрушается, что способствует свободному движению пятна по поверхности катода. В случае роста толщины пленки выше 100 нм электроны уже не могут свободно выйти из меди на поверхность, и это приводит к разрушению оксидной пленки из-за повышенного нагрева и, следовательно, увеличению эрозии.

Увеличение ресурса «холодных» электродов. Выделяют 8 основных способов, позволяющих повысить ресурс полых цилиндрических электродов в плазмотронах с газовихревой и комбинированной (газовихревой и электромагнитной) стабилизацией дуги.

1. Увеличение геометрических размеров и массы той части электрода, которая подвержена эрозионному воздействию опорных пятен дуги.

Массу полых цилиндрических электродов можно повысить за счёт: увеличения диаметра электрода и/или толщины стенки электрода.

При этом следует учитывать, что максимальный диаметр электрода лимитирован газодинамическими параметрами, которые оптимизированы в соответствии с условиями газодинамической стабилизации горения дуги в разрядной камере плазмотрона. Это означает, при росте диаметра электрода неизбежно будет снижаться среднемассовая скорость потока плазмообразующего газа, и в определенный момент появится проблема с неустойчивой стабилизацией столба дуги в осевой зоне разрядной камеры. Это приведёт либо к срыву дуги, либо к стягиванию ее в зону межэлектродного зазора, превышению максимально допустимого тока и отключению по алгоритму защиты от превышения максимального тока.

Увеличение толщины стенки цилиндрического электрода ограничено тем, что если сделать стенку электрода достаточно толстой, то по мере «выгорания» образуется кольцеобразная выемка на внутренней поверхности электрода в зоне привязки дуги, и при большом относительно внутреннего диаметра электрода размере этой выемки изменяются аэродинамические характеристики разрядной камеры плазмотрона, что может привести к ухудшению режима вихревой стабилизации дуги и, как следствие, к ее обрыву. Также при повышении толщины стенки электрода растёт ее тепловое сопротивление и ослабляется охлаждение внутренней поверхности электрода. Однако этот эффект в случае использования в качестве материала электрода металла с аномально высокой теплопроводностью, например меди, ослабляется за счет увеличения тепловой инерционности электрода в следствии увеличения его общей массы.

2. Увеличение геометрической зоны привязки опорных пятен дуги, что позволяет «размыть» подверженную эрозионному воздействию дуги область на большую площадь и, соответственно, продлить время жизни электродов. Этот эффект может быть достигнут, например, с помощью смещения поля управляемых по заданному алгоритму электромагнитных соленоидов (в варианте с комбинированной газовихревой и электромагнитной стабилизацией с двумя и более электромагнитными соленоидами), что заставляет опорные пятна дуги перемещаться/колебаться в осевом направлении, тем самым увеличивая площадь электрода, подверженную эрозионному воздействию опорных пятен дуги.

Аналогичный эффект может быть получен перераспределением расходов плазмообразующего газа по заданному алгоритму при использовании конструкции плазмотрона с двумя и более вихревыми камерами для ввода рабочего газа в разрядную камеру плазмотрона.

Оригинальным решением является эффект продольного гармонического перемещения опорного пятна дуги в глухом (торцевом) полом цилиндрическом электроде, достигается за счет колебания подвижной задней стенки электрода по типу поршня с пружиной.

3. Подбор материала для электродов. Отсутствие в электродном материале вредных примесей, ухудшающих как его прочность, и особенно усталостную прочность, так и теплопроводность. Чистота и качество материала электрода (в данном случае мы говорим о медных электродах) существенно влияет на ресурс электродов: чем чище медь (минимальное количество посторонних элементов) и чем качественнее (отсутствие внутренних микродефектов, которые могут приводить к негативному изменению теплофизических характеристик материала, в частности, к значительному уменьшению коэффициента теплопроводности), тем медленнее протекают процессы эрозии. Некоторые исследователи экспериментировали с различными типами медных электродов, легированных более тугоплавкими добавками, например CuFe 70/30 % [6], CuFe 85/15% и CuW 25/75% [7], однако положительный эффект был зарегистрирован только на малых токах (до 10 А).

4. Увеличение скорости перемещения опорных пятен дуги по поверхности электрода позволяет избежать эффекта локального расплавления материала электрода в зоне контакта с дугой и избежать самого производительного из механизмов эрозии. При газовихревом способе стабилизации дугового канала скорость перемещения опорных пятен дуги зависит от скорости обдувающего вихревого газового потока. Скорость истечения газа увеличивается за счет уменьшения площади сечения отверстий завихрителя и повышения давления в газовом коллекторе перед отверстиями завихрителя.

Здесь следует отметить, что существуют два механизма перемещения опорных пятен дуги по поверхности электрода: скольжение и скачкообразное перемещение в результате мелкомасштабного шунтирования [8]. С точки зрения уменьшения эрозии более предпочтительным является механизм перемещения опорного пятна в результате его скольжения по поверхности электрода, так как в этом случае время экспозиции пятна в каждой локальной точке своей траектории значительно меньше, чем в случае перемещения по механизму мелкомасштабного шунтирования, а значит, и меньше вероятность образования локальной зоны расплава на поверхности электрода.

5. Интенсификация охлаждения электродов внешним теплоносителем, в качестве которого в 95% реальных промышленных плазмотронов используется деминерализованная вода. Так как на входе в рубашку охлаждения плазмотрона, как правило, температура воды 10–20 °C, то интенсифицировать теплосъем можно только за счет увеличения коэффициента теплообмена, а это при неизменных теплофизических свойствах теплоносителя (теплоемкость, теплопроводность, вязкость) и при неизменной геометрии электрода возможно только за счет возрастания скорости обтекания теплоносителем охлаждаемой поверхности электрода.

6. При больших (более 200 A) токах и интенсивном газовом обдуве, имеющем место при газовихревом способе стабилизации дуги, наблюдается эффект разделения опорного участка дуги на несколько отдельных каналов. Этот эффект можно использовать для перераспределения токовой нагрузки между несколькими опорными пятнами и снижения удельной термической нагрузки на единичную поверхность электрода [9–12]. На этом же принципе основаны конструкции многоэлектродных плазмотронов, в которых реализуется идея разделить токовую и, соответственно, термическую нагрузку между несколькими электродами [13].

7. Достижение требуемой электрической мощности при уменьшенных значениях силы тока и увеличенных значениях напряжения на дуге неизбежно ведет к снижению эрозии, так как эрозия линейно зависит от силы тока дуги до достижения критического значения и нелинейно резко начинает возрастать при превышении критического значения. Режим, когда дуга заданной электрической мощности имеет меньший ток и большее напряжение, может быть достигнут, когда удается увеличить сопротивление дугового столба, что в свою очередь может быть достигнуто за счет увеличения либо длины, либо собственного удельного сопротивления. Первая задача решается обычно конструктивными приемами (применением разного рода межэлектродных вставок и специальным профилированием электродов), вторая – за счет более эффективного теплоотбора от столба дуги, например, увеличением расхода плазмообразующего газа.

8. Модификация плазмообразующего газа, если это позволяют технологические требования к составу плазмы, для снижения или исключения окисляющих агентов в составе плазмы. Так, например, небольшая добавка метана (менее 5%) в состав воздуха, используемого в качестве плазмообразующего газа, позволяет подавить механизм химического взаимодействия (окисления) плазмообразующей среды с поверхностью электрода.

Возможно также применение двухкомпонентного ввода газа в разрядную камеру плазмотрона, когда помимо основного рабочего газа в зону привязки опорных пятен вводят защитный нейтральный газ, в качестве которого чаще всего используют аргон.

Заключение. Анализ опубликованных данных показал, что скорость эрозии электродов зависит от электрофизических, аэродинамических и тепловых характеристик плазмотрона. Наиболее эффективными методами уменьшения эрозии являются: получение необходимой электрической мощности за счёт снижения силы тока при росте напряжения; увеличение интенсивности охлаждения электродов; применение алгоритмов для газодинамической и магнитной стабилизации дуги с целью перемещения опорных пятен дуги по максимально возможной площади электродов, а также увеличения скорости вращения дуги. Повысить ресурс электродов возможно с использованием перечисленных выше способов как по отдельности, так и комплексно с учетом условий эксплуатации, назначения плазмотрона и конструктивных особенностей.

Литература.

1. Урбах, А. Э. Разработка и исследование электродуговых плазмотронов с длительным ресурсом работы для электротехнологий плазменного воспламенения угля, резки и сварки металлов: дис. канд. техн. наук: 05.09.2010 / А. Э. Урбах. – 2003. – 123 с.
2. Szente, R. N. Electrode erosion in plasma torches / R. N. Szente, R. J. Munz, M. G. Drouet // Plasma Chem Plasma Process. – 1992. – No. 12. – P. 327–343.
3. Hitchcock, A. H. Erosion of copper cathodes by moving arcs at currents of 45–800 A / A. H. Hitchcock, A. E. Guile // Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. – 1975. – Vol. 122, Iss. 7. – P. 763–764.
4. Guile, A. E. Effect of transverse magnetic field on erosion rate of cathodes of rotating arcs / A. E. Guile, A. H. Hitchcock // IEE Proceed. A Physical Science Measurement and Instrumentation Management and Education Reviews. – 1981.– Vol. 128, Iss. 2. – P. 117–122.
5. Guile, A. E. Effect of water cooling on erosion of the copper cathode on a rotating arc / A. E. Guile, A. H. Hitchcock // IEE Proceed. A Physical Science Measurement and Instrumentation Management and Education Reviews. – 1975. – Vol. 122, Iss. 6. – P. 579–580.
6. Исследование эрозии электродов в плазмотронах постоянного и переменного тока / В. Е. Кузнецов, А. А. Сафонов, В. Н. Ширяев, О. Б. Васильева, Ю. Д. Дудник // Прикл. физика. – 2019. – № 3. – С. 24–29.
7. Будин, А. В. Эрозионные характеристики композитных материалов на основе меди в дуге переменной длины с поперечным продувом газа / А. В. Будин, М. Э. Пинчук, Н. К. Куракина // Письма в ЖТФ. – 2018. – Т. 44, вып. 18. – С. 3–4.
8. Михайлов, Б. И. Эрозия трубчатых электродов в вихревых плазматронах / Б. И. Михайлов // Теплофизика и аэромеханика. – 2007. – Т. 14, № 3. – С. 449–459.
9. Дандарон, Г.-Н. Б. Проблемы создания сильноточных катодов для электроплазменных устройств / Г.-Н. Б. Дандарон, А. Н. Тимошевский // Генерация потоков электродуговой плазмы. – Новосибирск : Институт теплофизики, 1987. – С. 250–270.
10. Генерация потоков электродуговой плазмы: сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд., Институт теплофизики; под ред. В. Е. Накорякова. – Новосибирск : Институт теплофизики, 1987. – 446 с.
11. Расщепление электрической дуги в разрядном канале диффузорной формы / Б. Д. Алымов // Тез. докл. X всесоюз. конф. «Генераторы низкотемпературной плазмы». – Минск, 1986.
12. Электрический разряд, движущийся в собственном магнитном поле, в импульсном плазменном генераторе: дис. канд. техн. наук : А. Т. Габдрахманов. – Казань, 2013. – 155 с.
13. Электродуговой нагреватель газа постоянного тока : а. с. 599732 СССР : МК Н03В7/18 / М. Ф. Жуков, А. Я. Лыткин, Г. И. Хуляков, А. С. Аньшаков ; дата публ.: 07.09.1982.

**М. В. Кияшко, П. С. Гринчук, Д. В. Соловей, А. В. Акулич, М. О. Степкин,
В. В. Углов*, Т. А. Кузнецова, А. В. Хабарова**

СИЛИЦИРОВАНИЕ C/SiC В ТЕХНОЛОГИИ РЕАКЦИОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ КАРБИДА КРЕМНИЯ. 1. ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И СОСТАВА СИЛИЦИРОВАННОЙ КЕРАМИКИ

Реакционно-связанный карбид кремния (reaction bonded SiC, или RB-SiC) известен своими высокими показателями прочности, стойкости к тепловым ударам, износу, коррозии и радиации, благодаря чему широко применяется в качестве технической керамики (детали машин, пары трения, уплотнения, элементы турбин), изделий аэрокосмического назначения [1–3]. Традиционный способ получения RB-SiC включает подготовку тем или иным способом пористой C/SiC основы, сформованной из порошка первичного карбида кремния и углерода, и ее последующее силицирование, когда кремниевый расплав проникает в поры основы и в ходе реакции с углеродом образует вторичный карбид кремния, связывающий частицы первичного SiC в каркас. Кремний присутствует в избытке по отношению к углероду, так что пространство между частицами SiC остается заполненным свободным кремнием, а силицированная RB-SiC керамика является двухфазным композитом с содержанием кремния до 40 об.% [4].

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь разработана технология получения RB-SiC, позволяющая контролировать содержание кремния в диапазоне 7–25 об.% и физические свойства керамики путем варьирования состава C/SiC [5]. При этом силицирование проводится в одном и том же наложенном технологическом режиме независимо от характеристик C/SiC, что предполагает потенциальную возможность оптимизации данного процесса для разных сортов керамики. В настоящей работе исследуются характерные особенности микроструктуры и состава RB-SiC керамики, силицированной в отработанном режиме.

1. Подготовка образцов и методы исследований.

Основным сырьем, используемым в разработанной технологии, служат порошки зеленого карбида кремния марок М50 и М5П, производимые методом Ачесона на Волжском абразивном заводе с номинальными средними размерами частиц 50 и 5 мкм соответственно. Крупная и мелкая фракции SiC в соотношении 5:3 с добавлением парафиновой связки перемешиваются в конвертере приготовления горячего шлиker'a в течение 6 ч. Шлиkerная масса отливается в форму, затем парафиновая связка удаляется, а полученная карбидокремниевая заготовка пропитывается бакелитовым лаком ЛБС-1 (спиртовой раствор фенолформальдегидной смолы резольного типа), сушится и подвергается пиролизу в вакууме при 1600 °C. Результатом является C/SiC основа для силицирования, содержащая углеродный остаток от пиролиза смолы в порах SiC матрицы.

Для проведения силицирования C/SiC основа помещается в закрываемый тигель из плотного графита на подставки, что исключает ее касание поверхности тигля. Сверху на нее укладывается кремний чистотой не менее 99,99%. Процесс осуществляется в вакуумной печи при остаточном давлении 0,13 Па и температуре 1800 °C с выдержкой 2 ч и замедленным остыванием в течение 3 ч до температуры кристаллизации кремния (1410 °C). Для анализа силицированных образцов RB-SiC готовятся их шлифы с удалением поверхностного слоя толщиной ~1 мм. Более подробное описание технологии получения керамики и общей подготовки образцов дано в работах [5, 6].

Морфология и элементный состав исходных порошков карбида кремния, C/SiC и RB-SiC без нанесения специальных покрытий исследовались с помощью сканирующего

* Белорусский государственный университет.

электронного микроскопа (СЭМ) Zeiss LEO-1420 при ускоряющем напряжении 20 кВ в режимах регистрации отраженных (back scattered, BS) и вторичных (secondary electron, SE) электронов с применением энергодисперсионного анализа рентгеновского излучения (EDX). Шлифы RB-SiC изучались с помощью металлографического микроскопа МИ-1. Для количественного анализа применялась цифровая обработка массивов из 110 оптических микроснимков с общей площадью 5,8 мм², сделанных с объективом 50×. Рентгенофазовый анализ (РФА) порошков и шлифованных образцов проводился с помощью дифрактометра ADANI PowDix600 с излучением Cu Ка. В точечных областях шлифов RB-SiC снимались спектры комбинационного рассеяния (КР) с использованием микроспектрометра LOTIS TII Nanofinder HE при длине волны 532 нм, а также регистрировались кривые наноиндентирования (НИ) с помощью прибора Hysitron TI750 Ubi с индентором Берковича при максимальной нагрузке 5 мН.

2. Анализ порошков первичного SiC.

Частицы исходных порошков SiC имеют угловатую форму с множеством сколов (рис. 1, *a* и *b*), обусловленную дроблением при производстве SiC абразива методом Ачесона [7]. По элементному контрасту в режиме BS выявляются примеси тяжелых элементов в составе отдельных зерен и включений в обеих фракциях M5П и M50 (наиболее светлые участки на рис. 1, *a*–*c*). На рис. 1, *г* и *д* показано характерное распределение элементов в порошке M50, а в табл. 1 приведены данные EDX анализа точечных участков поверхности 1–4, отмеченных на рис. 1, *a* и *b*.

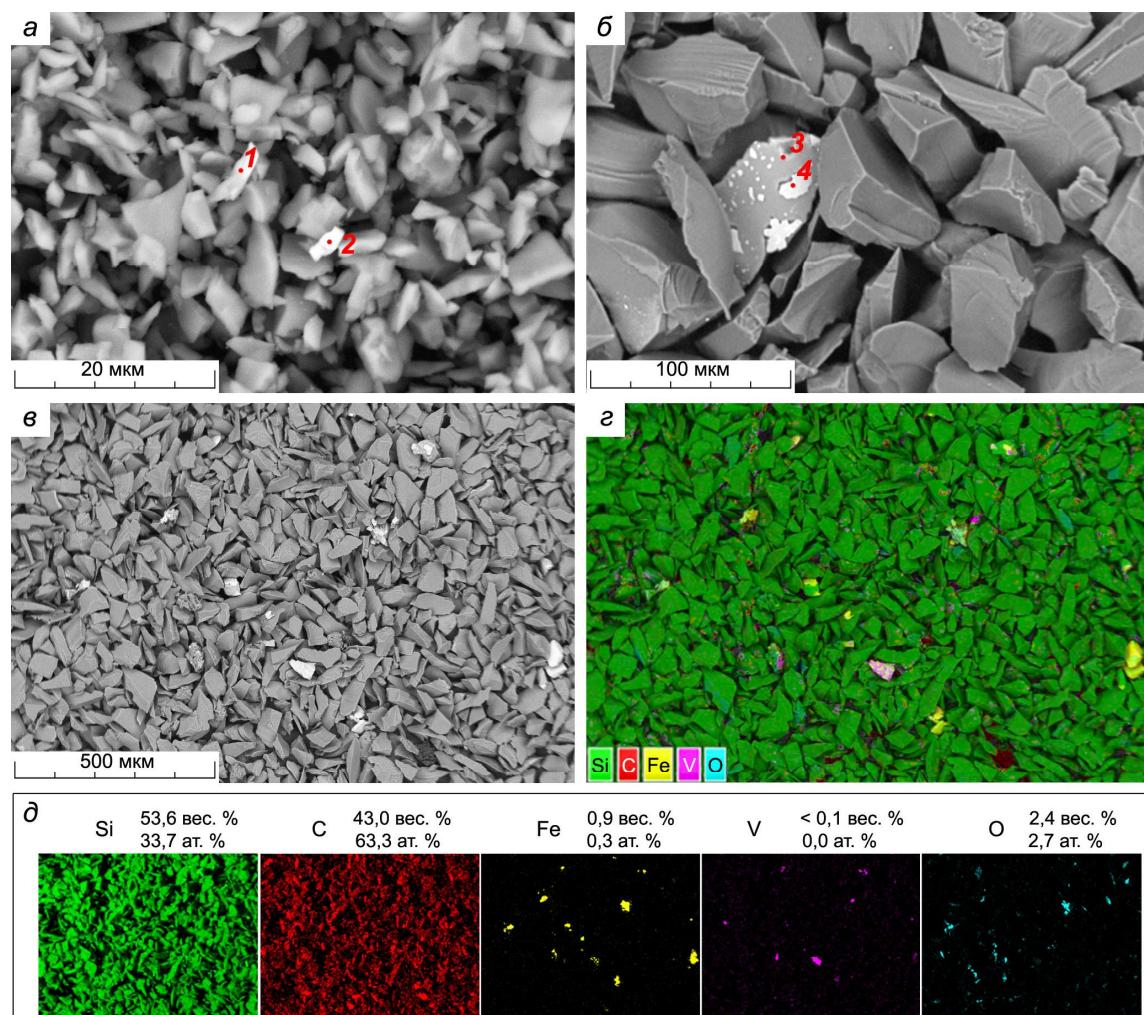


Рис. 1. Данные анализа СЭМ порошков первичного SiC: *а* и *б* – снимки BS порошков M5П и M50 соответственно, *в*, *г* и *д* – соответственно снимок BS, общая карта EDX и поэлементные карты одной и той же области образца M50 (указаны средние по площади концентрации)

Таблица 1

Концентрации элементов (ат.%) в точках 1–4, отмеченных на рис. 1

| Точка | Si | C | Fe | V | O | Ni | Al |
|-------|------|------|------|-----|-----|-----|-----|
| 1 | 36,4 | 54,2 | 8,6 | 0 | 0 | 0,3 | 0,5 |
| 2 | 32,8 | 52,9 | 9,5 | 0,6 | 0 | 4,2 | 0 |
| 3 | 73,4 | 21,2 | 2,3 | 0 | 3,1 | 0 | 0 |
| 4 | 42,4 | 0 | 52,6 | 2,7 | 0 | 2,3 | 0 |

При сравнении карт EDX на рис. 1, *δ* видно частичное совпадение распределений Fe и O, что указывает на окисленное состояние железа в некоторых участках. В других местах железо встречается совместно с ванадием. Помимо приведенных данных, анализ других областей выявляет редкие включения Ti и Mn в обеих фракциях, а в единичных случаях Na, Cl, Ca, S. В целом в обоих порошках наблюдается схожее распределение примесных частиц. По частоте обнаружения и локальным концентрациям основной металлической примесью является Fe, часто в сочетании с Ni, V или Ti.

Происхождение описанных примесей связано с особенностями технологии Ачесона производства SiC из кремнезема и кокса. Источником Fe, V, Al, Ca и их оксидов являются примеси в исходном сырье [7]. Кроме того, в продуктах промышленного восстановления кремнезема присутствуют свободный кремний и его двуокись, углерод, магний [8]. После дробления, очистки и сепарации в техническом карбиде кремния могут также обнаруживаться следы Ti, Ni, Cr, Zr, Cu, В. Большинство указанных примесей присутствуют в виде отдельных частиц, так как их растворимость в SiC мала или вовсе отсутствует (для Al она составляет 2%, В – 0,5%, растворимости Fe не наблюдается [7]). Растворенные в SiC примеси не обнаруживаются методом EDX, поскольку их концентрации обычно не превышают ~0,01% [9]. Примером такой примеси является азот, захваченный из атмосферы при синтезе и придающий карбиду кремния зеленый оттенок [7].

В процессе изготовления C/SiC и последующего силицирования частицы первичного SiC не претерпевают существенных изменений, но могут изменяться количество, форма, состав и распределение примесей в объеме. При длительном смешении абразивных порошков в конвертере со стальными стенками в шлиker могут дополнительно попадать Fe, Ni и Cr. Некоторые примеси могут вноситься с парафином и бакелитовым лаком. Однако в C/SiC могут оставаться лишь те из них, которые не способны газифицироваться на этапе пиролиза в вакууме при 1600 °С. Отметим, что при такой температуре расплавленные примеси железа и никеля могут перераспределяться в порах C/SiC.

3. Характеристики C/SiC.

Рассматриваемые образцы C/SiC содержат 70 ± 1 об.% первичного SiC, $25 \pm 1,5$ об.% пор и 5 об.% аморфного стеклоуглерода, имеющего плотность $1,5 \text{ г}/\text{см}^3$ [5]. На рис. 2 показаны изображения СЭМ микроструктуры C/SiC в режиме BS при малых увеличениях. На данных снимках не различим углерод, но видна структура упаковки крупных и мелких частиц SiC, а также сравнительно крупные яркие области (5–7 на рис. 2, *b*), содержащие тяжелые элементы. Наиболее темные участки соответствуют углублениям рельефа. Элементный состав, определенный по площади области на рис. 2, *a*, дан в табл. 2. Результаты EDX анализа точечных участков приведены в табл. 3. Судя по данным табл. 2 и 3, а также по анализу ряда других участков, основной примесью в массиве C/SiC является железо, присутствующее почти во всех примесных включениях. Локально, но часто, встречаются Ni и V, реже – Ti, в единичных случаях – Al, Cr и Zr. Кислород обнаруживается как совместно с пречисленными металлами, так и при их отсутствии (данные для точек 8, 9 в табл. 3), что может указывать на поверхностное окисление SiC или неполную карбонизацию смолы при пиролизе.

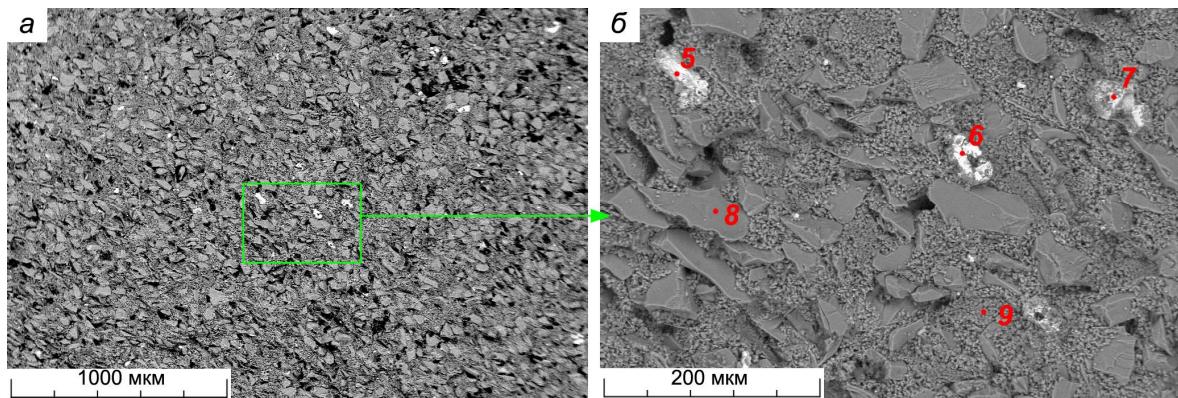


Рис. 2. Изображения СЭМ (BS) поверхности излома C/SiC: *а* – область анализа EDX по площади (табл. 2), *б* – выделенный участок при большем увеличении

Таблица 2

Концентрации элементов, средние по площади снимка на рис. 2, *а*

| Единицы | Si | C | Fe | V | O | Ni | Al | Cr |
|---------|------|------|-----|---|-----|----|----|----|
| Вес.% | 42,6 | 53,3 | 0,6 | 0 | 3,5 | 0 | 0 | 0 |
| Ат.% | 24,5 | 71,8 | 0,2 | 0 | 3,5 | 0 | 0 | 0 |

Таблица 3

Концентрации элементов (ат.%) в точках 5–9 на рис. 2, *б*

| Точка | Si | C | Fe | V | O | Ni | Al | Cr |
|-------|------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|
| 5 | 23,6 | 25,9 | 33,3 | 0,6 | 8,1 | 8,5 | 0 | 0 |
| 6 | 21,6 | 26,2 | 45,6 | 0,8 | 1,7 | 3,6 | 0 | 0,5 |
| 7 | 29,4 | 38,7 | 30,7 | 0,2 | 0 | 0,5 | 0,4 | 0,2 |
| 8 | 54,1 | 44,7 | 0 | 0 | 1,2 | 0 | 0 | 0 |
| 9 | 13,9 | 84,9 | 0 | 0 | 1,1 | 0 | 0 | 0 |

Морфологические особенности углерода в C/SiC показаны на рис. 3. В режиме низкоэнергетичных вторичных электронов (рис. 3, *а*) углерод виден в форме неравномерных полуопрозрачных не сплошных пленок, тянувшихся в пространстве между частицами SiC и частично их обволакивающих. В режиме высокогенеретичных BS электронов углеродные пленки прозрачны (рис. 3, *б*), так как их толщина много меньше максимальной глубины проникновения электронов в углерод (5 мкм при ускоряющем напряжении 20 кВ [10]). Сопоставление снимков в режимах SE и BS позволяет выявить вкрапления наночастиц примесей в углероде (область, отмеченная на рис. 3, *б*). Пленочной структуре углерода присуща складчатость и местами ячеистость (рис. 3, *г*), а характерные толщины составляют доли микрометра и менее [11]. Монолитных микрочастиц углерода явно не наблюдается. Как было показано ранее [5, 6], углерод рентгеноаморфен.

Развитая поверхность углерода в структуре C/SiC и малые толщины пленок имеют большое значение для процесса силицирования, так как снижают вероятность блокировки углерода слоем вторичного SiC, образующегося в ходе реакции с кремниевым расплавом. Следовательно, повышаются шансы полного завершения реакции и отсутствия свободного углерода в конечной RB-SiC керамике.

4. Силицированная керамика.

4.1. Общая характеристика микроструктуры с помощью оптической микроскопии. Изучение шлифов различных сечений RB-SiC керамики не выявляет систематических изменений микроструктуры по объему образца, которые могли бы ожидаться в связи с направ-

ленным движением кремния сверху вниз при силицировании. На рис. 4 приведен оптический микроснимок и выделенные участки I–VI при большем увеличении с наиболее характерными особенностями микроструктуры.

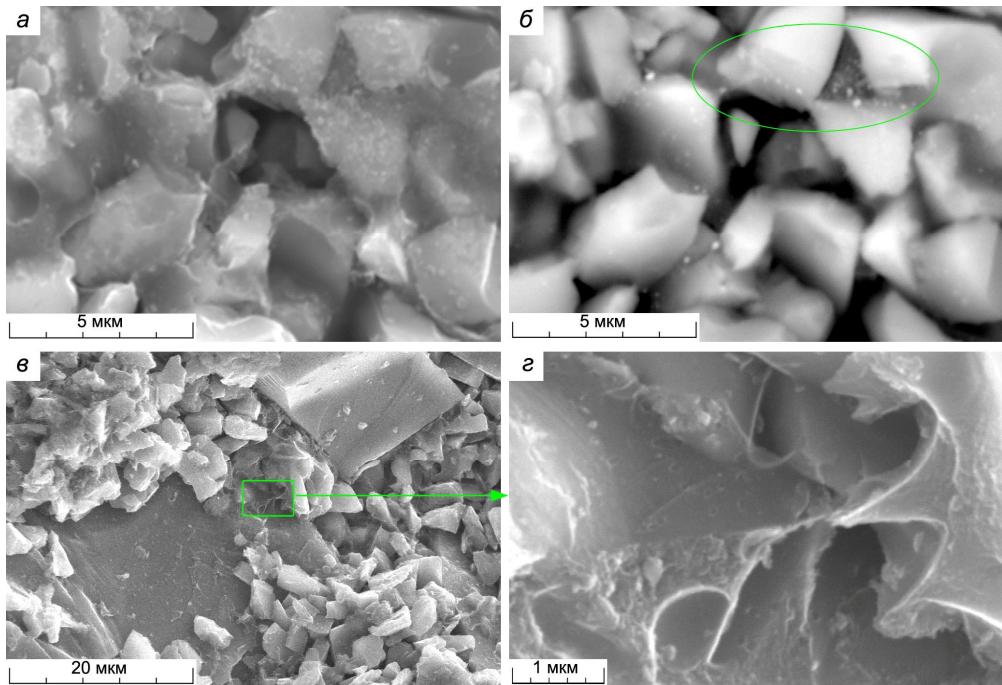


Рис. 3. Изображения СЭМ излома C/SiC: *а* и *б* – один и тот же участок, снятый при одинаковом увеличении соответственно в режимах SE (виден углерод и частицы M5П) и BS (видны только частицы M5П), *в* и *г* – снимки SE при разных увеличениях

На увеличенном участке I (рис. 4) показана основная структура RB-SiC, преобладающая во всех местах и представленная двумя компонентами: карбидом кремния (темные зерна) и кремнием (светлая область). Контраст между первичным и вторичным SiC отсутствует, и они неразличимы на снимках. Однако известно, что по истечении времени силицирования порядка нескольких минут практически весь вторичный SiC оказывается осажденным на поверхности исходных частиц карбида кремния [3, 12]. По-видимому, крупные и мелкие зерна SiC на снимках являются соответственно частицами M50 и M5П, покрытыми слоем вторичного карбида кремния.

Остаточные изолированные поры не образуют скоплений и могут быть разделены на два типа по размеру. Мелкие поры до ~3 мкм, видимо, обусловлены локальным ограничением доступа кремния вследствие застывания капиллярных каналов вторичным SiC, образующимся одновременно с инфильтрацией расплава [3]. Крупные поры отличаются на порядок большим размером 20–50 мкм, имеют окружную форму и общую границу как с SiC, так и с кремнием (участок II на рис. 4). Их появление можно объяснить формированием микропузьрей из паров примесей при силицировании. Такие поры не могут быть выемками от частиц углерода, удаленного при шлифовке как наиболее мягкого материала. Как показано ниже, если в композите есть частицы углерода, то они шлифуются в одной плоскости с кремнием и SiC и хорошо видны под микроскопом (см. рис. 13, *в*). В RB-SiC подобных частиц не наблюдается.

Если допустить, что весь углерод реагирует с кремнием, то расчет по исходному составу C/SiC дает значение 77 ± 3 об.% карбида кремния в RB-SiC. Это согласуется с результатами цифровой обработки оптических снимков: 78% SiC, 21% Si и 0,5% пор.

Кроме основных компонентов в RB-SiC присутствуют примесные фазы, выделяющиеся на оптических микроснимках желтым цветом. Морфологически они разделяются на два типа, хотя по цвету и яркости не отличаются. Включения одного типа (участок III на рис. 4) расположены по сравнительно обширным областям в виде сетки тонких прослоек между

мелкими частицами SiC и имеют межфазную границу с кремнием (дополнительное увеличение на участке III). Другой тип представлен крупными обособленными зернами с характерными микротрещинами (участки IV–VI). Согласно результатам цифровой обработки снимков суммарная доля примесных фаз составляет менее 0,5 об.%.

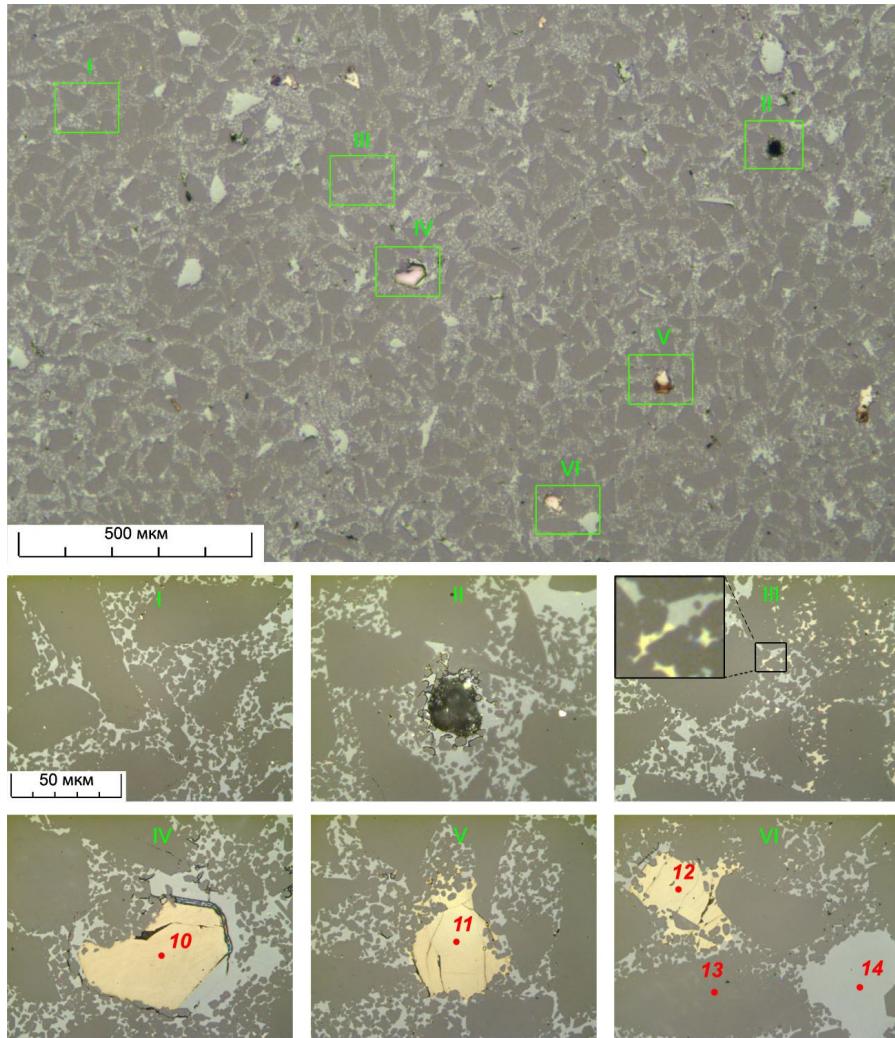


Рис. 4. Оптические микроснимки шлифа RB-SiC: сверху – общий вид, снизу – увеличенные участки I–VI в одинаковом масштабе

4.2. Результаты наноиндентирования в локальных участках поверхности. Так как железо является основной примесью в C/SiC, вполне вероятно присутствие в RB-SiC дисилицида железа как наиболее богатого кремнием соединения. При равновесном охлаждении Fe в Si не растворяется, а FeSi₂ образует отдельную фазу [13], которая может наблюдаться среди описанных включений. Следы FeSi₂ фиксировались ранее в некоторых образцах RB-SiC, изготовленных по данной технологии [14].

Выборочные кривые наноиндентирования вблизи центров крупных примесных включений (точки 10–12 на рис. 4), частицы SiC (13) и области кремния (14) показаны на рис. 5. В табл. 4 приведены основные расчетные величины НИ, усредненные по десяти измерениям вблизи каждой точки. Практически нулевая глубина h_f в точках 10–12 характеризует отсутствие заметных пластических деформаций в примесных зернах при индентировании. По остальным данным НИ их характеристики близки к SiC и значительно отличаются от кремния. Это исключает возможность их идентификации как силицидов железа FeSi₂ или FeSi, так как значения модуля Юнга последних (108 и 142 ГПа соответственно [15]) и твердости (5,6 и 9,3 ГПа) существенно ниже даже в сравнении с кремнием.

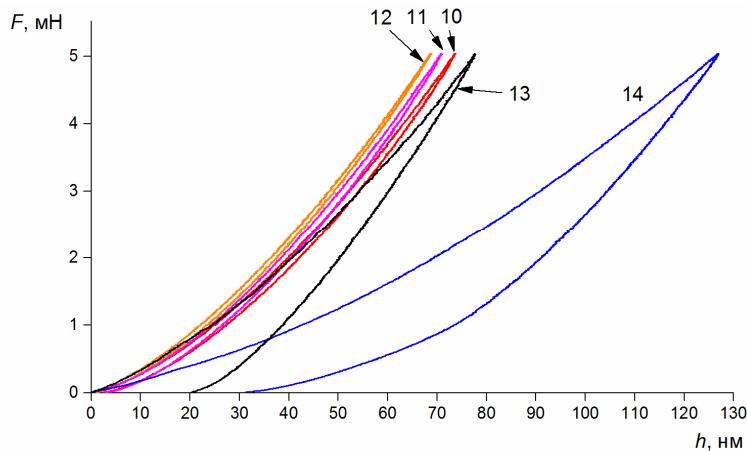


Рис. 5. Кривые НИ (зависимости нагрузки от глубины вдавливания) в точках 10–14 (см. рис. 4)

Таблица 4

Данные НИ (максимальная глубина внедрения h_{\max} , глубина восстановленного отпечатка h_f , приведенный модуль упругости E_r и твердость H) в точках 10–14 (см. рис. 4)

| Точка | h_{\max} , нм | h_f , нм | E_r , ГПа | H , ГПа |
|----------|-----------------|------------|-------------|-----------|
| 10 | 75 | 2 | 273 | 40 |
| 11 | 77 | 9 | 281 | 36 |
| 12 | 69 | 0 | 300 | 46 |
| 13 (SiC) | 78 | 21 | 278 | 33 |
| 14 (Si) | 127 | 38 | 154 | 15 |

4.3. Совмещенный анализ с помощью оптической микроскопии, СЭМ и EDX. На рис. 6 показаны изображения одного и того же участка шлифа, полученные методами СЭМ и оптической микроскопии. На элементных картах EDX (рис. 6, *д*) видно, что примесь Fe сравнительно равномерно распределена по площади в виде мелких вкраплений. V и Ti сосредоточены в отдельных крупных частицах, хорошо узнаваемых на общей карте EDX (рис. 6, *г*) и выглядящих на оптическом снимке (рис. 6, *в*) так же, как зерна на участках IV–VI на рис. 4. В режиме BS при данном увеличении (рис. 6, *а*) эти частицы, отмеченные точками 19–21, не отличаются от крупных областей с кремнием (15–18). В табл. 5 дан элементный состав в отмеченных точках. Выделенный на рис. 6, *а* участок VII с частицей 19 показан в увеличенном виде на рис. 7. Наблюдается неоднородное распределение V и Ti в частице, причем Ti совмещен с B (рис. 7, *г* и *д*). По результатам анализа других подобных частиц бор не обнаруживается, но в них всегда присутствует V или Ti, часто совместно. Характерным является отсутствие Si в таких частицах.

Таблица 5

Концентрации элементов (ат.%) в точках 15–21 на рис. 6, *а*

| Точка | Si | C | Fe | V | O | Ti | B |
|-------|-------|------|----|------|-----|------|------|
| 15 | 85,0 | 15,0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 16 | 100,0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 17 | 70,7 | 29,3 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 18 | 74,8 | 24,5 | 0 | 0 | 0,7 | 0 | 0 |
| 19 | 0,1 | 0 | 0 | 16,6 | 0 | 14,9 | 68,4 |
| 20 | 0,1 | 13,4 | 0 | 18,6 | 0 | 0 | 67,9 |
| 21 | 0 | 10,3 | 0 | 29,7 | 0 | 3,2 | 56,8 |

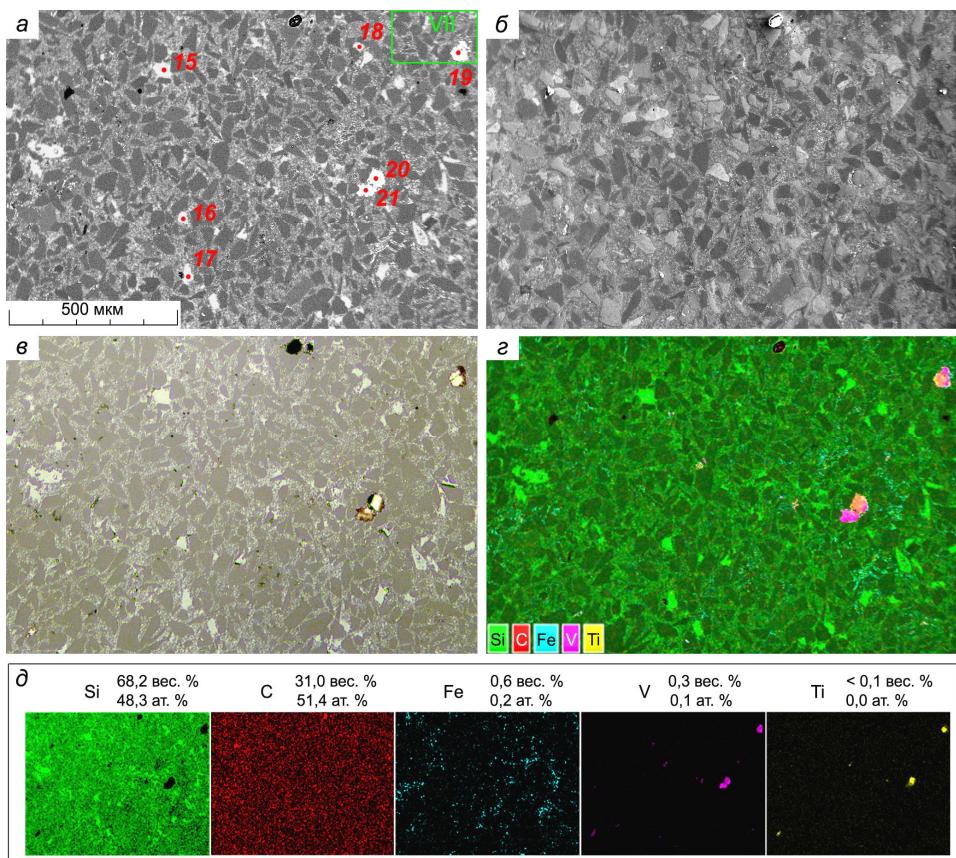


Рис. 6. Изображения одного и того же участка шлифа RB-SiC: *а* – BS, *б* – SE, *в* – оптический снимок, *г* – общая карта EDX, *д* – поэлементные карты EDX

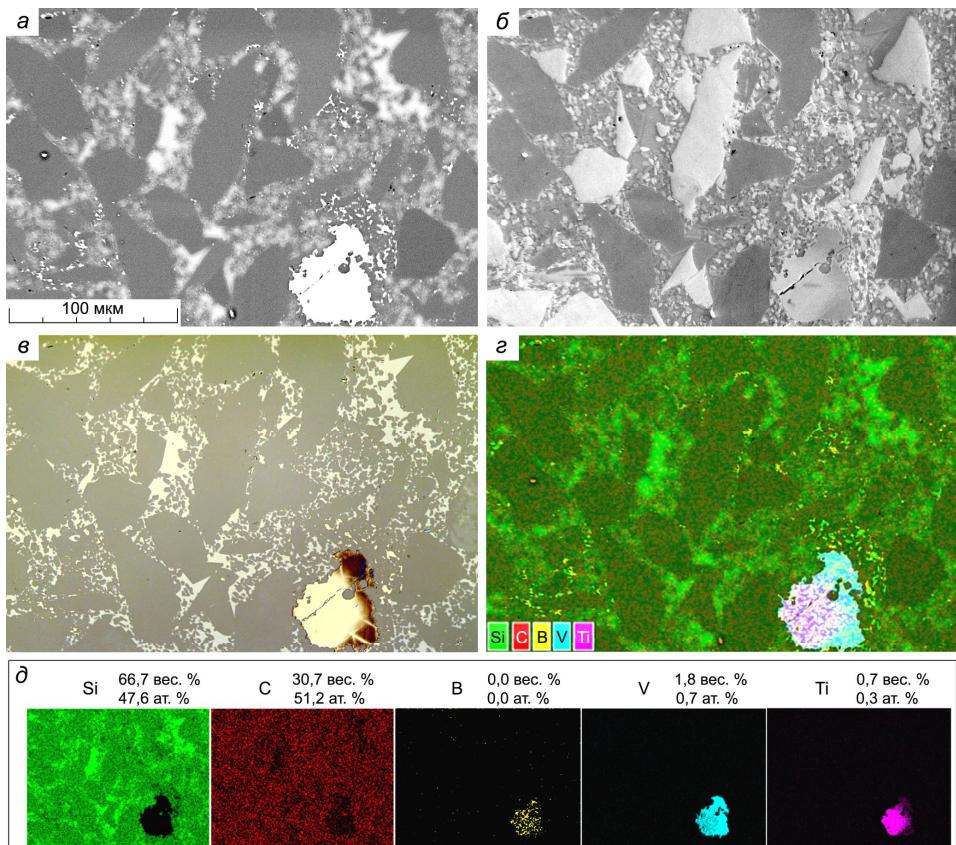


Рис. 7. Увеличенное изображение участка VII на рис. 6, *а*: *а* – BS, *б* – SE, *в* – оптический снимок, *г* – общая карта EDX, *д* – поэлементные карты EDX

На рис. 8 показан участок, аналогичный участку III на рис. 4, с распределенной между частицами SiC примесной фазой. Область с желтым цветом на оптическом снимке (рис. 8, в) имеет высокий контраст в режиме BS (рис. 8, а) и содержит Fe (рис. 8, г и д). Кремний в ней отсутствует или имеет низкую концентрацию, что не соответствует силицидам железа. При анализе других подобных областей взаимосвязь между Fe и Si менее очевидна. В местах с Fe часто встречается Ni. Во всех наблюдениях железо расположено в узких каналах между частицами SiC и не концентрируется в обособленных областях.

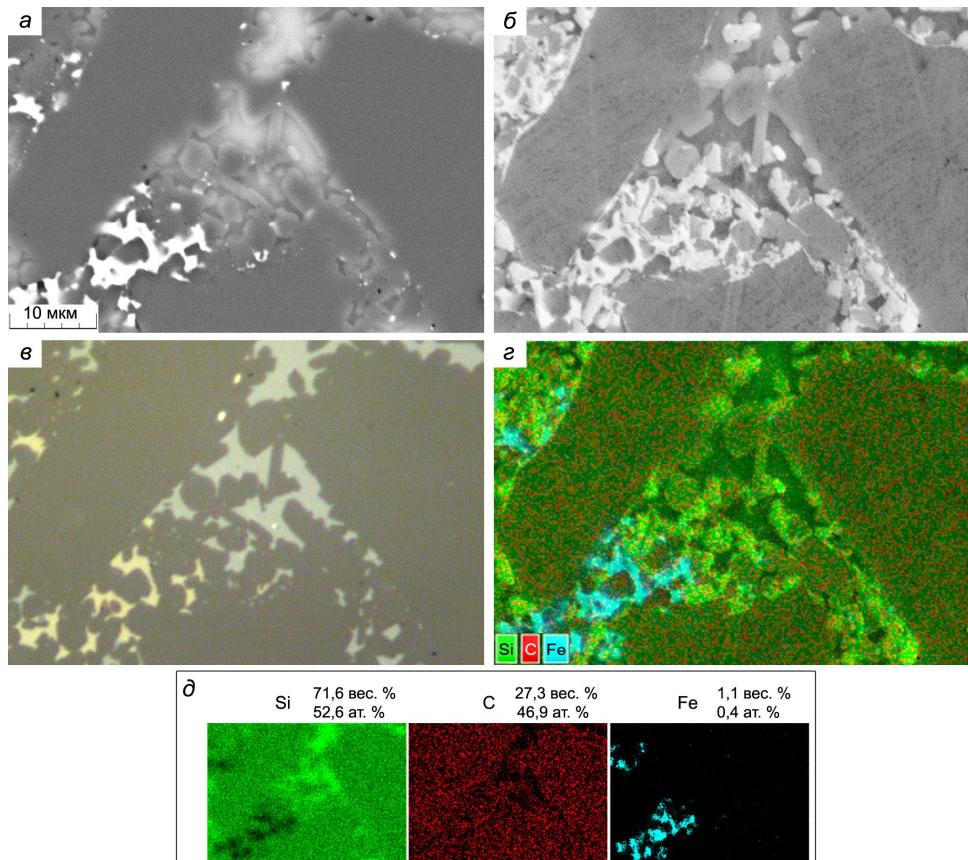


Рис. 8. Изображения участка шлифа RB-SiC с примесью железа: *а* – BS, *б* – SE, *в* – оптический снимок, *г* – общая карта EDX, *д* – поэлементные карты EDX

4.4. Анализ данных рентгеновской дифракции и комбинационного рассеяния. РФА силицированной керамики (кривая 2 на рис. 9) выявляет присутствие FeSi_2 . Пики FeSi , $\alpha\text{-Fe}$ или карбида железа не детектируются, также как и пики титана, ванадия, их карбидов или боридов. Кристаллическая структура SiC практически повторяет структуру исходного порошка, характеризуемую политипами 6Н и 15Р.

Спектры КР SiC и Si областей приведены на рис. 10. Пики SiC соответствуют политипу 6Н. Политип 15Р не выявляется (отсутствует его характерный пик поперечной акустической моды при 172 см^{-1} , не накладывающийся на пики 6Н [16]). В отличие от данных РФА, получаемых с площадки шлифа $\sim 1 \text{ см}^2$, спектр КР регистрируется в точечном участке размером $\sim 1 \text{ мкм}$. Поэтому для обнаружения политипа 15Р методом КР требуется набор статистики. На кривой 2 помимо максимумов кремния присутствуют пики SiC-6Н, а также максимум при 620 см^{-1} , соответствующий линии D_2 тонкой пленки аморфного SiO_2 [17, 18].

4.5. Неоднородность фазы SiC и контраст в режиме вторичных электронов. На снимках СЭМ в режиме SE (см. рис. 6–8) виден дополнительный контраст, выявляющий неоднородность карбидокремниевой фазы, чего не наблюдается в режиме BS и на оптических снимках. Более всего это заметно на рис. 7, б, где одни крупные зерна SiC выглядят намного светлее других. Элементный контраст в режиме SE при данном ускоряющем напряжении не

выражен [10], что иллюстрируется частицей с ванадием в сравнении с ее изображением в режиме BS (рис. 7, *a*). Анализ EDX не выявляет примесей или различий состава темных и светлых зерен SiC (рис. 11 и табл. 6), также как и градиентов концентраций внутри них (состав на рис. 12, *г* вдоль отрезка на рис. 12, *б*).

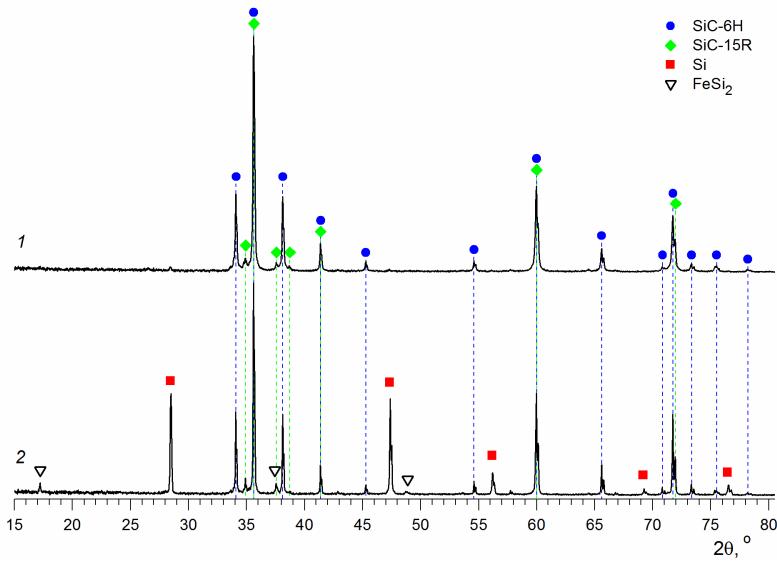


Рис. 9. Рентгеновские дифрактограммы: 1 – исходный порошок М5П, 2 – RB-SiC

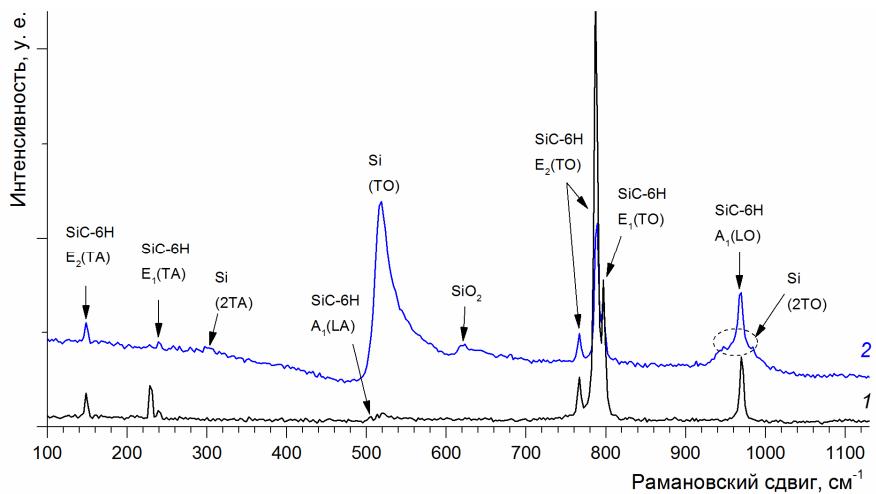


Рис. 10. КР-спектры RB-SiC: 1 – область SiC, 2 – область с кремнием. TA, TO – поперечные акустические и оптические моды соответственно, LA, LO – продольные

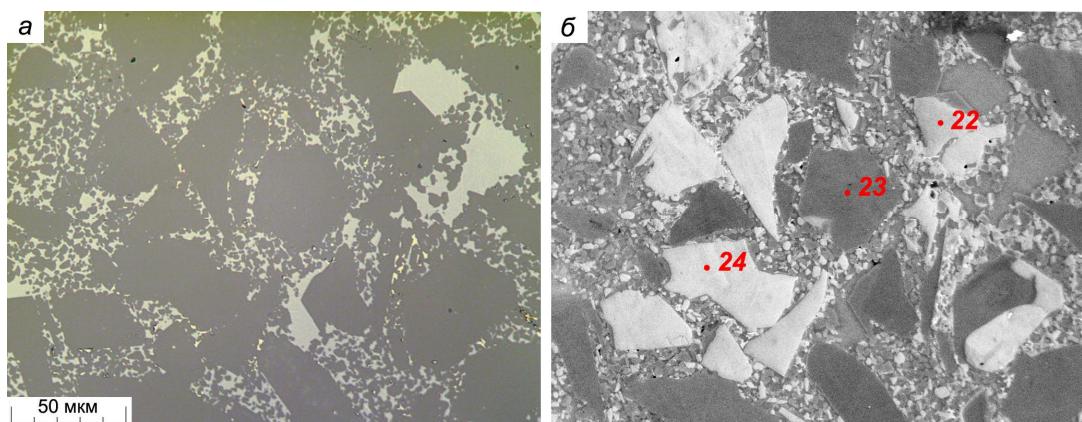


Рис. 11. Изображения шлифа RB-SiC: *а* – оптический снимок, *б* – тот же участок в режиме SE

Таблица 6

Концентрации элементов (ат.%) в точках 22–24 на рис. 11, б

| Точка | Si | C |
|-------|------|------|
| 22 | 42,9 | 57,1 |
| 23 | 43,0 | 57,0 |
| 24 | 43,2 | 56,8 |

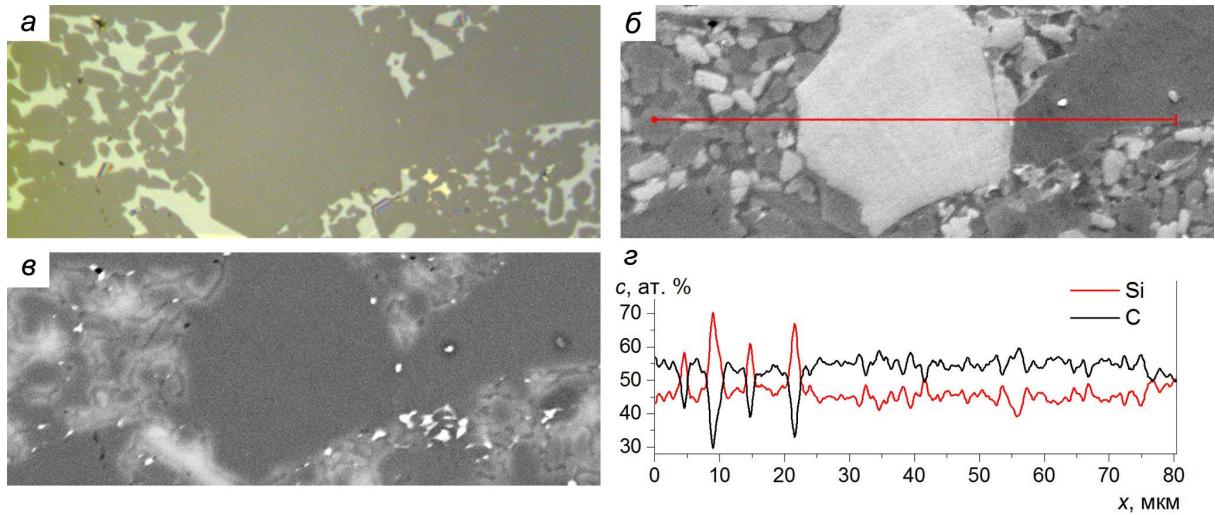


Рис. 12. Один и тот же участок RB-SiC: а – оптический снимок, б – SE, в – BS, г – концентрации вдоль линии растра (края графиков соответствуют концам анализируемого отрезка)

Данный контраст в фазе SiC на изображениях RB-SiC керамики в режиме SE детально описан в 1970-х годах [9, 12]. Тогда было установлено, что он не имеет прямой связи с кристаллической структурой и политипным строением карбида кремния, а вызван различиями малых концентраций растворенных примесей, влияющих на полупроводниковые свойства SiC. Наблюдаемый контраст в режиме SE по сути является так называемым контрастом легирования, который широко используется при анализе структуры микроэлектронных устройств и *p-n*-переходов, в том числе на основе SiC, и обусловлен различиями эмиссии вторичных электронов из областей с разными типами проводимости [19, 20]. Легирование влияет на эмиссию SE за счет изменения зонной структуры полупроводника и соответственно работы выхода электронов [10]. В отличие от легирования полупроводников для придания *p*- и *n*-проводимости растворение примесей при производстве технического SiC находится вне области контроля чистоты продукта. Для карбида кремния, полученного методами Ачесона, сублимации и реакционного спекания в присутствии кремниевого расплава, характерны концентрации донорных (в первую очередь азот) и акцепторных (алюминий) примесей, обуславливающих плотность носителей заряда 10^{16} – 10^{18} см⁻³, что соответствует свойствам невырожденного полупроводника [9, 21]. Такие концентрации находятся за пределами чувствительности анализа EDX. В процессе Ачесона формируется неоднородное распределение примесей в объеме SiC [7], и в результате помола, очистки и сепарации частицы с разными концентрациями и типами растворенных примесей оказываются перемешанными, причем распределение растворенных примесей внутри каждой отдельной частицы является более или менее однородным, поскольку характерные диффузионные расстояния для примесных атомов (в частности, алюминия) в условиях синтеза составляют порядка 50 мкм [9]. Этим объясняется контраст в режиме SE между соседними как крупными, так и мелкими зернами SiC, в большинстве однородными на вид (см. рис. 7, 11, 12).

Контраст SE имеет большое значение при анализе реакционного связывания. В случае RB-SiC зерна первичного карбида кремния отличаются по концентрациям и видам растворен-

ренных атомов от вторичного SiC, синтезированного в ходе силицирования. Поскольку вторичный SiC образуется на поверхности первичных зерен, фаза карбида кремния состоит из структур типа «ядро–оболочка», наблюдаемых в режиме SE многими авторами [3, 9, 12] и характерных для RB-SiC в настоящей работе (рис. 13, б). Светлые ядра соответствуют первичным зернам и окружены более темными оболочками вторичного SiC. Резкость границы между ядром и оболочкой объясняется пренебрежимо малой диффузией примесей в карбиде кремния в условиях процесса силицирования [9].

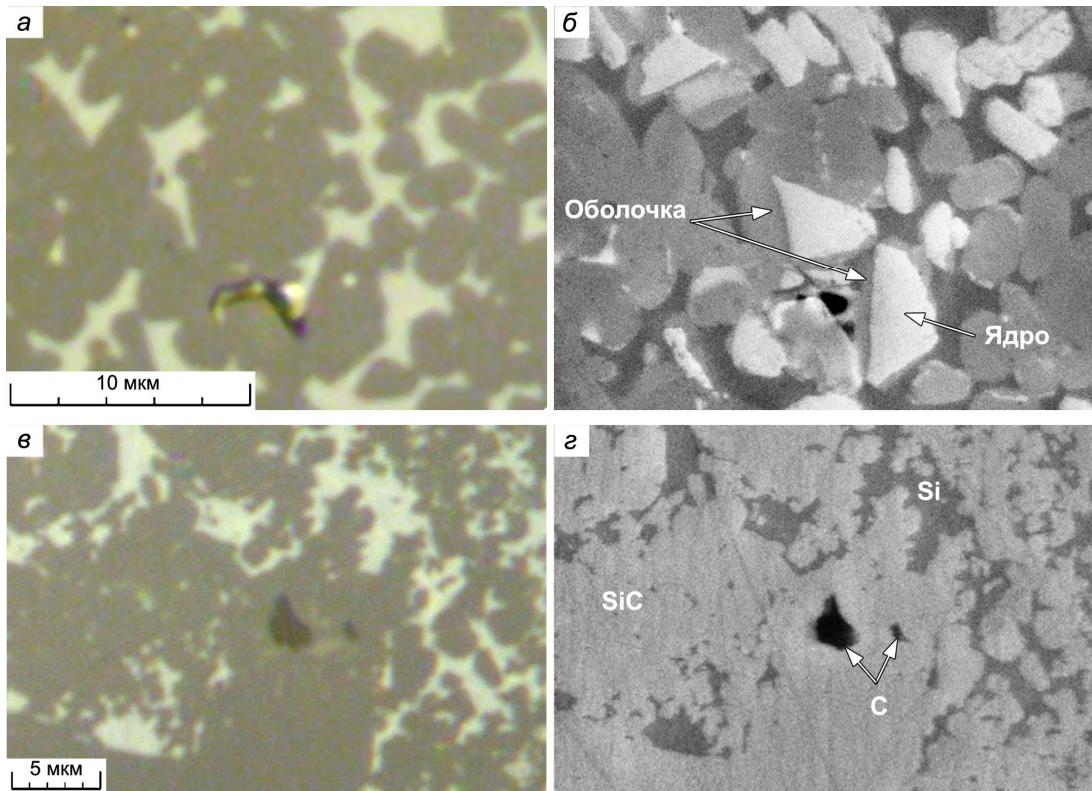


Рис. 13. Изображения шлифов RB-SiC (а, б) и композита, полученного силицированием дисперсно-стеклоуглерода в отсутствие первичного SiC (в, г): а, в – оптические снимки, б, г – снимки СЭМ соответствующих участков в режиме SE

Несмотря на то, что основные особенности изображений SE реакционно-связанной керамики получили общепринятые объяснения, из-за сложности формирования контраста в режиме SE трактовка изображений может оказаться неоднозначной. Например, можно было бы связать контраст SE с возможным различием политипов оболочки и ядра, так как разные политипы SiC имеют заметные отличия зонной структуры [21], а при температурах силицирования на первичных α -частицах 6Н и 15R (рис. 9) должен образовываться вторичный β -SiC 3С [8]. Однако авторами [9, 12] с применением аналогичного сырья и условий силицирования, близких к условиям настоящей работы, показано, что кристаллизация β -SiC на поверхности α -SiC сопровождается быстрым превращением $\beta \rightarrow \alpha$ и итоговой репликацией кристаллической структуры первичного SiC. Поэтому, учитывая соотношение первичного (70 об.%) и вторичного (8 об.%) SiC и медленное охлаждение в конце силицирования, различие политипов ядра и оболочки исключается и не может вызывать наблюдаемый контраст. По той же причине исключаются и различия между ядром и оболочкой по углам наклона кристаллографических плоскостей, что могло бы также повлиять на контраст SE [10, 22]. Отсутствие такого влияния наглядно демонстрируется изображением шлифа дополнительно подготовленного образца, полученного силицированием молотого стеклоуглерода без добавления первичного карбида кремния (рис. 13, г). Здесь не наблюдается контраста SE внутри фазы SiC, хотя кристаллические плоскости зерен и повернуты случайным образом. РФА данного

образца выявляет структуру только политипа 3С в карбиде кремния. Особенности этого композита будут рассмотрены в дальнейших публикациях.

На рис. 13, *в* и *г* видны частицы остаточного углерода, отделенные от кремния слоем SiC. На изображениях СЭМ они неотличимы от пор, однако на оптических изображениях (рис. 13, *в*) частицы углерода размером от 1 мкм хорошо опознаются по отличиям в цвете и яркости от основных фаз, пор и примесных включений. Подобные частицы никогда не встречаются в рассматриваемой RB-SiC керамике даже после силицирования C/SiC с повышенным содержанием углерода до 15 об.% [5]. Присутствие неразличимых субмикронных частиц углерода в массиве керамики маловероятно по причине их высокой реакционной способности по отношению к кремнию, находящемуся в избытке при силицировании. Таким образом, углерод вступает в реакцию полностью. Его следы в RB-SiC могут содержаться лишь внутри остаточных пор, занимая малую долю их объема.

Выводы. Рассмотрены структурно-композиционные особенности реакционно-связанной SiC керамики, полученной по разработанной авторами технологии [5, 6] путем силицирования C/SiC расплавом в отработанном режиме с максимальной температурой 1800 °С, выдержкой 2 ч и замедленным охлаждением. Помимо основных компонентов SiC и Si в керамике присутствуют изолированные мелкие (до 3 мкм) и крупные (20–50 мкм) остаточные поры, которые суммарно занимают не более 2% объема и могут содержать следы свободного углерода, а также два характерных типа примесных включений, общий объем которых со-поставим с объемом пор.

Один тип примесей представлен изолированными крупными (до 50 мкм) зернами, которые характеризуются близкими к SiC механическими свойствами и содержат ванадий и титан. Присутствие таких зерен в RB-SiC обусловлено примесями, содержащимися в исходных порошках SiC M50 и МР5 и характерными для технологии производства методом Ачесона. Эти зерна встречаются сравнительно редко, не образуют скоплений и поэтому не должны оказывать существенного влияния на свойства керамики.

Примесные включения другого типа на основе железа и его силицидов распределены кластерной сетью тонких прослоек между частицами SiC, вследствие чего могут оказывать некоторое влияние на транспортные свойства керамики, такие как тепло- и электропроводность. Вместе с железом в таких включениях иногда встречается никель. Эти элементы также присутствуют в исходных порошках SiC. Кроме того, некоторое их количество может добавляться на промежуточной стадии изготовления RB-SiC в процессе вымешивания шлифера в стальном конвертере.

Кубическая фаза кремния однородна и в целом не имеет особенностей. Карбид кремния в RB-SiC представлен двумя основными политипами 6Н и 15R, унаследованными от структуры порошков первичного SiC. С помощью контраста на изображениях СЭМ, полученных в режиме SE, на первичных зернах выявляются оболочки вторичного SiC. В плотной структуре RB-SiC отсутствует свободный углерод. Его следы могут содержаться внутри остаточных пор.

Литература

1. Майстренко, А. Л. Формирование высокоплотной структуры самосвязанного карбида кремния / А. Л. Майстренко, В. Г. Кулич, В. Н. Ткач // Сверхтвердые материалы. – 2009. – № 1. – С. 18–35.
2. Nilov, A. L. Analysis of friction materials and technologies developed to make brake shoes for heavily loaded brake systems with disks made of a ceramic composite / A. L. Nilov, V. I. Kulik, A. P. Garshin // Refract. Ind. Ceram. – 2015. – Vol. 54, No. 15. – P. 402–412.
3. Microstructural development and factors affecting the performance of a reaction-bonded silicon carbide composite / S. Song, B. Lu, Z. Gao [et al.] // Ceram. Int. – 2019. – Vol. 45. – P. 17987–17995.

4. Hozer, L. Reaction-infiltrated, net-shape SiC composites / L. Hozer, J.-R. Lee, Y.-M. Chiang // Mater. Sci. Eng. A. – 1995. – Vol. 195. – P. 131–143.
5. Advanced technology for fabrication of reaction-bonded SiC with controlled composition and properties / P. S. Grinchuk, M. V. Kiyashko, H. M. Abuhimd [et al.] // J. Eur. Ceram. Soc. – 2021. – Vol. 41. – P. 5813–5824.
6. Effect of technological parameters on densification of reaction bonded Si/SiC ceramics / P. S. Grinchuk, M. V. Kiyashko, H. M. Abuhimd [et al.] // J. Eur. Ceram. Soc. – 2018. – Vol. 38. – P. 4815–4823.
7. Guichelaar, Ph. J. Acheson process / Ph. J. Guichelaar // Carbide, Nitride and Boride Materials Synthesis and Processing / A. W. Weimer. – Dordrecht : Springer Netherlands, 1997. – Ch. 4. – P. 115–129.
8. Гнесин, Г. Г. Карбидокремниевые материалы / Г. Г. Гнесин. – М. : Металлургия, 1977. – 216 с.
9. Sawyer, G. R. Microstructural characterization of "REFEL" (reaction-bonded) silicon carbides / G. R. Sawyer, T. F. Page // J. Mater. Sci. – 1978. – Vol. 13. – P. 885–904.
10. Reimer, L. Scanning electron microscopy. Physics of image formation and microanalysis (2nd ed.) / L. Reimer. – Heidelberg : Springer Berlin, 1998. – 529 p.
11. Synthesis of reinforced ceramic matrix composite based on SiC and nanocarbon mesh / D. V. Solovei, P. S. Grinchuk, H. M. Abuhimd [et al.] // ИФЖ. – 2019. – Т. 92, № 4. – С. 1050–1058.
12. Ness, J. N. Polytotype formation and transformation during the reaction-bonding of silicon carbide / J. N. Ness, T. F. Page // Bull. Mineral. – 1986. – Vol. 109. – P. 151–161.
13. Диаграммы состояния двойных металлических систем : справочник : в 3 т. / Под общ. ред. Н. П. Лякишева. – М. : Машиностроение, 1997. – Т. 2. – 1024 с.
14. Структурно-фазовое состояние керамики на основе карбида кремния, облученной ионами криптона и ксенона / В. В. Углов, М. С. Гуркинов, П. С. Гринчук [и др.] // Труды XXXI междунар. конф. «Радиационная физика твёрдого тела». Севастополь, 05–10 июля 2021 г. / ФГБНУ «НИИ ПМТ» ; ред.: Г. Г. Бондаренко [и др.]. – М., 2021. – С. 120–126.
15. Mechanical properties of FeSi (ϵ), FeSi₂ (ζ_a) and Mg₂Si / V. Milekhine, M. I. Onsøien, J. K. Solberg [et al.] // Intermetallics. – 2002. – Vol. 10. – P. 743–750.
16. Investigation of silicon carbide polytypes by Raman spectroscopy / G. Chikvaidze, N. Mironova-Ulmane, A. Plaude [et al.] // Latv. J. Phys. Tech. Sci. – 2014. – No. 3. – P. 51–57.
17. Lee, W.-J. Growth without postannealing of monoclinic VO₂ thin film by atomic layer deposition using VCl₄ as precursor / W.-J. Lee, Y.-H. Chang // Coatings. – 2018. – Vol. 8. – ID 431.
18. Raman spectra of high- κ dielectric layers investigated with micro-Raman spectroscopy comparison with silicon dioxide / P. Borowicz, A. Taube, W. Rzodkiewicz [et al.] // Sci. World J. – 2013. – Vol. 2013. – Art. ID 208081.
19. Характеризация функциональных областей карбидокремниевых эпитаксиальных и приборных структур методом РЭМ в режиме контраста легирования / А. В. Афанасьев, В. А. Голубков, В. А. Ильин [и др.] // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». – 2020. – № 6. – С. 72–77.
20. Chee, A. K. W. Fermi level pinning characterization on ammonium fluoride-treated surfaces of silicon by energyfiltered doping contrast in the scanning electron microscope / A. K. W. Chee // Sci. Rep. – 2016. – Vol. 6. – Art. 32003.
21. Harris, G. L. Properties of silicon carbide / G. L. Harris. – London : INSPEC, 1995. – 295 p.
22. Crystallographic orientation dependence of SEM contrast revealed by SiC polytypes / K. Ashida, T. Kajino, Y. Kutsuma [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. B. – 2015. – Vol. 33(4). – Art. 04E104.

М. В. Кияшко

СИЛИЦИРОВАНИЕ С/SiC В ТЕХНОЛОГИИ РЕАКЦИОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ КАРБИДА КРЕМНИЯ. 2. АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ СИЛИЦИРОВАНИЯ

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси разработана технология изготовления реакционно-связанного карбида кремния (RB-SiC) путем силицирования пористой C/SiC основы, сформованной из порошков SiC и углерода, позволяющая контролировать содержание остаточного кремния в диапазоне 7–25 об.% путем варьирования состава C/SiC [1, 2]. Процесс силицирования заключается в инфильтрации расплава кремния в C/SiC и его реакции с углеродом в порах, в ходе которой образуется вторичный SiC, связывающий частицы первичного карбида кремния. Подобран режим силицирования при температуре 1800 °C с выдержкой 2 ч и замедленным остыванием, используемый независимо от характеристик C/SiC. В предыдущей части данной работы [3] показано, что при таком режиме весь углерод вступает в реакцию, а полученная RB-SiC керамика состоит из SiC и кремния. Согласно данным [4] значительное уменьшение длительности процесса или снижение температуры (до 1550 °C) могут приводить к нежелательному присутствию остаточного углерода в керамике. Чтобы гарантировать полноту реакции, авторами [5] выбран режим силицирования при 1650 °C с выдержкой 4 ч для получения RB-SiC, близкого по составу и микроструктуре к рассматриваемой в настоящей работе керамике. Однако согласно другим авторам [6–8] выдержка дольше ~20 мин нецелесообразна даже при температурах лишь немногим выше точки плавления кремния (1410 °C) в силу быстрого протекания основных процессов инфильтрации и реакции кремния с углеродом. По оценкам [9] при температурах 1420–1600 °C время инфильтрации расплава кремния в пористую структуру углерода или SiC с размерами пор 1–100 мкм составляет ~10 с для изделий размерами до 70 см. Расхождение литературных данных об оптимальных параметрах силицирования связано с характерным временем реакции углерода с кремнием, на которое влияют, помимо температуры, кристаллическая структура углерода, форма, размеры и распределение его частиц в объеме, присутствие в системе первичного SiC и его характеристики [8, 9].

В большинстве работ по исследованию реакции твердого углерода с жидким кремнием рассматриваются два основных механизма взаимодействия. Первый подразумевает гетерогенное образование плотного слоя SiC на границе раздела фаз и его рост, лимитируемый диффузией атомов С и/или Si в карбиде кремния [10–12]. Простейшее кинетическое описание этого механизма сводится к параболической модели роста слоя SiC [8, 13], дающей низкие значения скорости роста (десятки нанометров в течение часов) вследствие малости коэффициентов диффузии в твердом теле. В ряде работ [11, 14] обнаружен намного более быстрый рост (~3 мкм в течение нескольких минут) сложного характера, сопровождающийся периодическим распадом слоя SiC и формированием нового плотного слоя. Образование SiC по данному механизму способно заблокировать доступ расплава к углероду и сильно замедлить реакцию. По второму механизму, называемому растворение–осаждение, SiC кристаллизуется из пересыщенного раствора, образующегося в результате взаимодействия твердого углерода с жидким кремнием в далеких от равновесия условиях [5, 15]. Процесс протекает быстро, поскольку не лимитируется диффузией в слое SiC на границе C-Si. Реакция сопровождается значительным экзотермическим эффектом и изменениями растворимости углерода в расплаве, что может вызывать высокие локальные градиенты температуры и концентрации. В ходе силицирования оба механизма могут комбинироваться и сменять друг друга, определяя формирование той или иной микроструктуры конечного продукта.

В настоящей работе проводится сравнительный анализ образцов, полученных при значительно отличающихся температурах и временах силицирования композита C/SiC, а также углерода в отсутствие первичного карбида кремния, с целью определения ключевых процессов силицирования и возможностей оптимизации.

1. Образцы и методы исследований.

1.1. Образцы C/SiC для силицирования. Подготовка C/SiC основы, ее характеристики и силицирование в отложенном режиме при 1800 °C в соответствии с разработанной технологией RB-SiC описаны в [1, 2]. В предыдущей части настоящей работы [3] рассмотрены особенности микроструктуры и состава образцов RB-SiC, полученных таким образом. Дадим этим образцам обозначение SC18. В отложенном режиме силицирования со сравнительно долгой выдержкой и высокой температурой основные процессы успевают завершиться, о чем свидетельствуют отсутствие свободного углерода, низкая остаточная пористость и равномерная микроструктура. Чтобы пронаблюдать некоторое промежуточное состояние, проведено силицирование образцов SC15 при 1460 °C с отключением нагрева печи сразу по достижении заданной температуры. C/SiC основа для данных образцов подготовлена так же, как и для SC18 [3], с незначительным отличием состава (табл. 1). В обоих случаях первичный SiC состоит из смеси порошков фракций M50 и M5П в соотношении 5:3. На рис. 1 показаны распределения частиц по размерам, найденные для обеих фракций с помощью лазерного анализатора Malvern Mastersizer 3000 (кривые 1, 2), и распределение, рассчитанное для смеси (3).

Таблица 1

Характеристики исходных образцов и параметры силицирования

| Обозначение образца | Доля объема, занятая первичным SiC, % | Доля объема, занятая углеродом, % | Максимальная температура при силицировании, °C | Время выдержки, мин |
|---------------------|---------------------------------------|-----------------------------------|--|---------------------|
| SC18 | 70 | 5 | 1800 | 120 |
| SC15 | 67 | 6 | 1460 | 0 |
| C15 | 0 | 49 | 1500 | 10 |

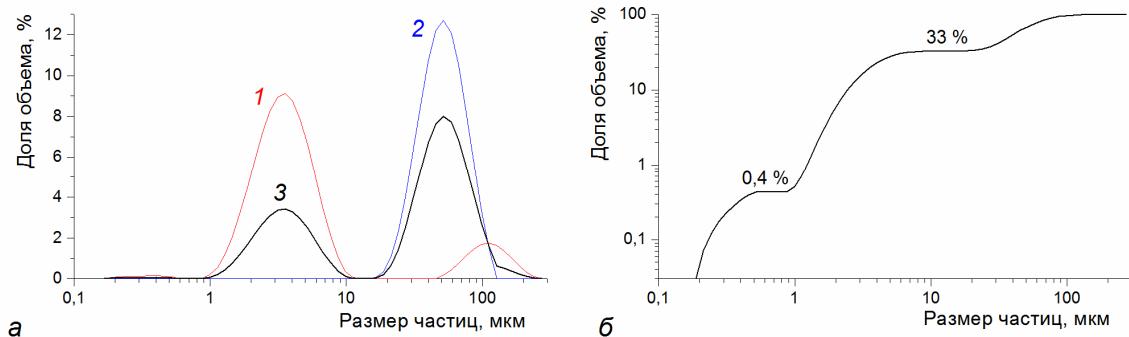


Рис. 1. Распределение частиц первичного SiC по размерам в образцах CSiC-15 и CSiC-18: а – плотность распределения (1 – фракция M5П, 2 – фракция M50, 3 – смесь в соотношении M50:M5П = 5:3); б – кумулятивная кривая смеси

1.2. Углеродный образец без карбида кремния. Образец C15 подготовлен в виде засыпки стеклоуглерода без добавления первичного карбида кремния и силицирован при 1500 °C с выдержкой 10 мин (см. табл. 1). Углерод получен путем помола в шаровой мельнице остатка от пиролиза бакелитового лака ЛБС-1 в вакууме при 1600 °C, что соответствует углеродсодержащему сырью и его термической обработке при подготовке C/SiC основы для образцов SC15 и SC18. В отличие от пленочной структуры углерода, образующейся при пиролизе в микропорах C/SiC и имеющей характерные толщины порядка десятков или сотен нм [3], пиролиз объемной порции лака дал монолитный остаток с множеством пузьрей. В результате

его помола получены осколочные частицы с близкими вдоль разных осей размерами от ~ 100 до $<0,5$ мкм (рис. 2). Порошок без проведения рассева засыпан в тигель. Заполнение объема углеродными частицами в утрамбованной засыпке составило 49%.

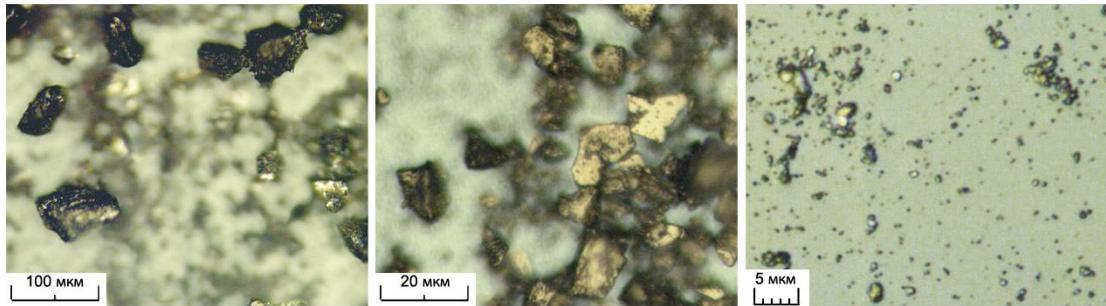


Рис. 2. Оптические микроснимки углеродных частиц для подготовки образца С15

1.3. Схемы укладки образцов в печь и режимы силицирования. На рис. 3 показаны схемы укладки образцов в графитовые тигли, их расположение в вакуумной печи и изменение температуры в ходе силицирования. Все образцы силицировались по отдельности при остаточном давлении 0,13 Па. Образцы SC15 и SC18 размещались на остриях конических подставок для исключения контакта с тиглем (рис. 3, а). Сверху накладывался кремний в количестве, рассчитанном для реакции с углеродом и заполнения пор, с запасом до 20% на испарение [1]. Силицированные образцы были покрыты пленкой кремния, его стекания на подставки и дно тигля не наблюдалось.

При подготовке С15 поверх утрамбованного слоя углерода массой 48,0 г засыпался дробленый кремний в количестве 112,0 г (рис. 3, б), что соответствовало стехиометрическому соотношению для реакции $\text{Si} + \text{C} \rightarrow \text{SiC}$. За счет материала тигля в системе был избыток углерода, однако вклад реакции расплава кремния со стенками можно считать незначительным из-за его быстрого протекания в углеродную засыпку. В результате силицирования получен равномерно спекшийся цилиндр.

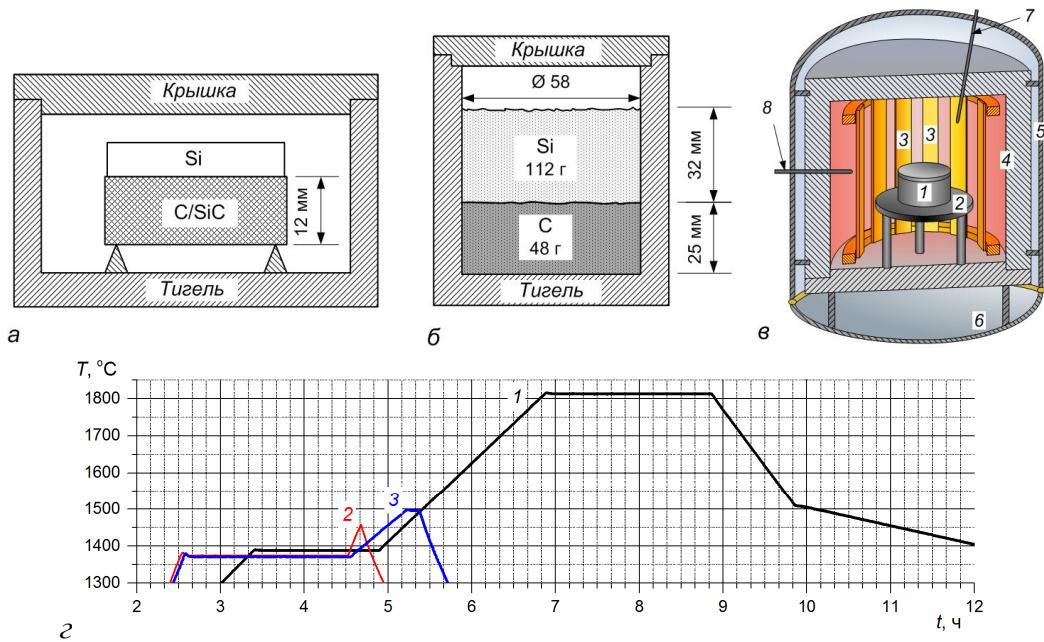


Рис. 3. Схемы укладки образцов для силицирования и температурные режимы: а – расположение образцов SC18 и SC15 в тигле; б – засыпки углерода и кремния в тигле для подготовки образца С15; в – расположение тигля в вакуумной печи (1 – тигель, 2 – графитовый стол, 3 – ламели нагревателя, 4 – графитовая футеровка, 5 – водоохлаждаемый корпус, 6 – выдвижное дно, 7 – измерительный стержень пирометра, 8 – термопара); г – изменение температуры по пирометру в ходе силицирования (1 – SC18, 2 – SC15, 3 – C15)

Закрытый тигель 1 с образцом (см. рис. 3, в) располагался в печи на графитовом столе 2 в центре кольцевого нагревателя, собранного из резистивных ламелей 3. Контроль нагрева осуществлялся с помощью пиromетра, измеряющего температуру торца графитового стержня 7 вблизи тигля. При нагреве перед началом плавления кремния задавалась выдержка 2 ч при 1370–1385 °C (рис. 3, г) для выравнивания температурного поля в печи. Временной интервал, когда температура в печи превышала 1410 °C, составлял для образцов SC18, SC15 и C15 соответственно 410, 10 и 45 мин.

После силицирования готовились шлифы поперечных разрезов образцов, которые исследовались методами оптической микроскопии, рентгенофазового анализа (РФА) в излучении Cu K α и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) в режимах обратно рассеянных (BS) и вторичных (SE) электронов при постоянном ускоряющем напряжении 20 кВ с применением энергодисперсионного анализа рентгеновского излучения (EDX).

2. Сравнение результатов силицирования C/SiC в разных режимах. Подробный анализ микроструктуры и состава RB-SiC, полученного длительным силицированием C/SiC основы при высокой температуре (образцы SC18), проведен в [3]. Изучение образцов SC15 не выявило кардинальных отличий. Во всех случаях кремний равномерно распределился по толщине образцов (12 мм). Заметных различий в распределениях на шлифе зерен SiC, кремния, остаточных пор и примесных включений между образцами не обнаружено. Остаточного углерода в SC15 не выявлено.

На рис. 4, а показана характерная для образцов обоих типов структура RB-SiC, представленная крупными и мелкими зернами SiC, соответствующими первичным частицам M50 и M5П. На фоне такой структуры выявляется единственная закономерная особенность образцов SC15, отличающая их от SC18 и состоящая в наличии обособленных скоплений мелких частиц SiC размерами 1–2 мкм (рис. 4, б). Такие области занимают в совокупности незначительную часть поверхности шлифа, но регулярно встречаются на миллиметровых расстояниях друг от друга и имеют размеры 30–80 мкм. Реже встречаются участки с плотнее расположенным субмикронными частицами (рис. 5, а и б), местами неразличимыми из-за оптических ограничений и выглядящими на снимках как однородные области. При сравнении оптических снимков с изображениями СЭМ в режиме SE (рис. 5, б и в) видно, что подобные области состоят из множества отдельных частиц с размерами от десятков нанометров до ~0,5 мкм (рис. 5, г).

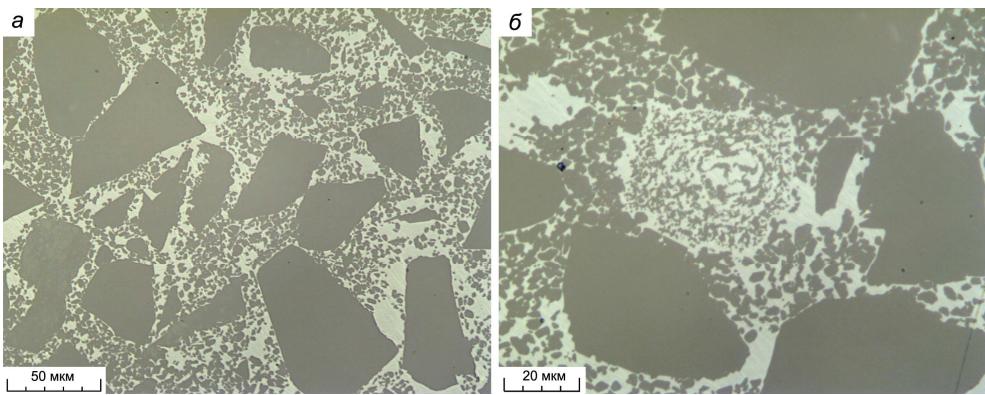


Рис. 4. Оптические снимки образца SC15: а – общая для RB-SiC структура; б – скопление частиц SiC с размерами 1–2 мкм

На рис. 6 показаны изображения одной из таких областей с обозначенными местами проведения анализа EDX. Концентрации элементов в точках 1–3 приведены в табл. 2, вдоль отмеченной линии – на рис. 7, г. Вследствие того, что область генерации рентгеновского излучения (1–3 мкм [16]) существенно больше размеров анализируемых частиц, профили на рис. 7, г лишь приблизительно отражают их элементный состав. Тем не менее видно чередование участков с высоким содержанием кремния и с составом, соответствующим SiC, тогда

как нет участков с повышенной концентрацией углерода или с другими элементами. Следовательно, частицы являются карбидокремниевыми. Их происхождение нельзя объяснить присутствием фракций соответствующих размеров в исходной смеси порошков первичного SiC (рис. 1, б), поскольку первичные порошки равномерно перемешаны. Это значит, что такие скопления мелких частиц SiC появляются в процессе силицирования.

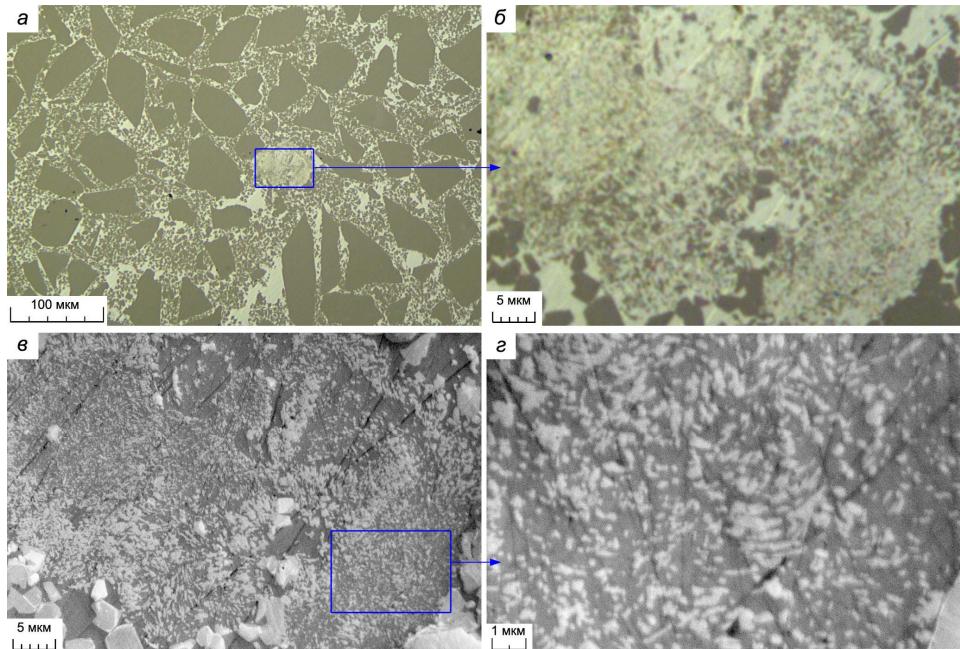


Рис. 5. Участок образца SC15 с областью скопления субмикронных частиц: а – оптический снимок с выделенной областью, увеличенной на снимке б; в – изображение СЭМ (SE) этой же области; г – выделенный на в участок при большем увеличении (СЭМ, SE)

Подобные скопления мелких частиц в RB-SiC исследованы в [5, 17]. Согласно результатам авторов, в процессе реакционного связывания реализуется механизм растворения–осаждения, в результате которого практически весь новообразованный вторичный карбид кремния кристаллизуется на первичных зернах SiC, а образование частиц β -SiC размерами $<0,5$ мкм происходит из пересыщенного углеродом расплава вдали от готовых поверхностей роста. Вторичный SiC отличается от первичного малыми концентрациями растворенных в нем примесей. Этим обусловлена характерная для RB-SiC структура в виде ядра первичного и оболочки вторичного карбида кремния (рис. 6, г), наблюдавшаяся в режиме SE многими авторами [17, 18] и рассмотренная в [3]. Скопления мелких частиц не имеют выраженного контраста SE по сравнению с окружающими более крупными зернами SiC (рис. 5, 6). При температурах до 2000 °С в отсутствие затравки образуется β -SiC, но при осаждении на первичных α -частицах вторичный карбид кремния реплицирует их структуру [5, 9, 17]. С этим согласуются результаты РФА (рис. 8). Политипный состав карбидной фазы образцов SC18 и SC15 повторяет состав первичных порошков SiC, приведенный в [3]. Теоретически SC15 должен содержать повышенное количество политипа 3С за счет скоплений мелких частиц β -SiC, но из-за их малого количества и перекрытия пиков 3С и 6Н это не проявляется. В образце C15 имеется лишь политип 3С вследствие изначального отсутствия частиц α -SiC.

Таблица 2

Концентрации элементов (ат.%) в точках 1–3 на рис. 6, г

| Элемент | 1 | 2 | 3 |
|---------|------|------|------|
| Si | 50,0 | 81,1 | 47,1 |
| C | 50,0 | 18,9 | 52,9 |

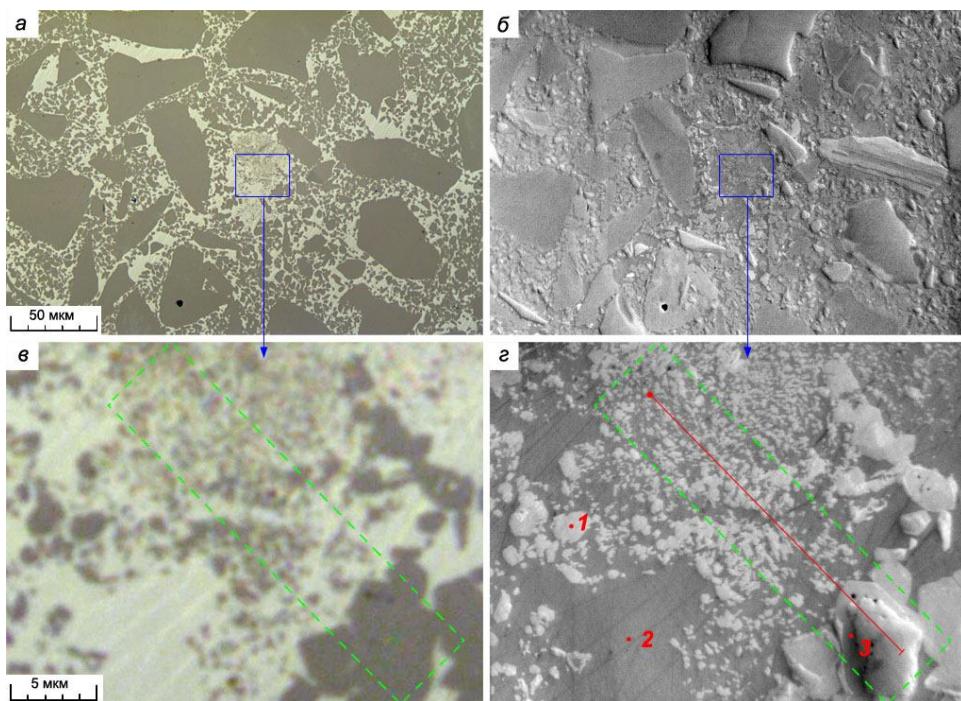


Рис. 6. Скопление субмикронных частиц в образце SC15: *а, б* – соответственно оптический снимок и изображение СЭМ (SE) одного и того же участка, центральная часть которого показана увеличенной на оптическом (*в*) и SE (*г*) снимках. Точками и линией отмечены места анализа EDX

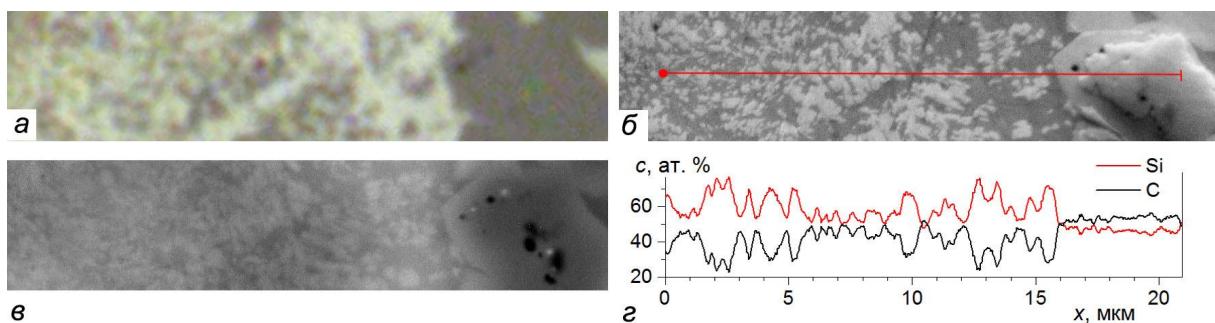


Рис. 7. Участок, выделенный на рис. 6, *в* и *г* прямоугольниками: *а* – оптическое изображение; *б* – SE; *в* – BS; *г* – концентрации вдоль линии (края графиков соответствуют концам отрезка)

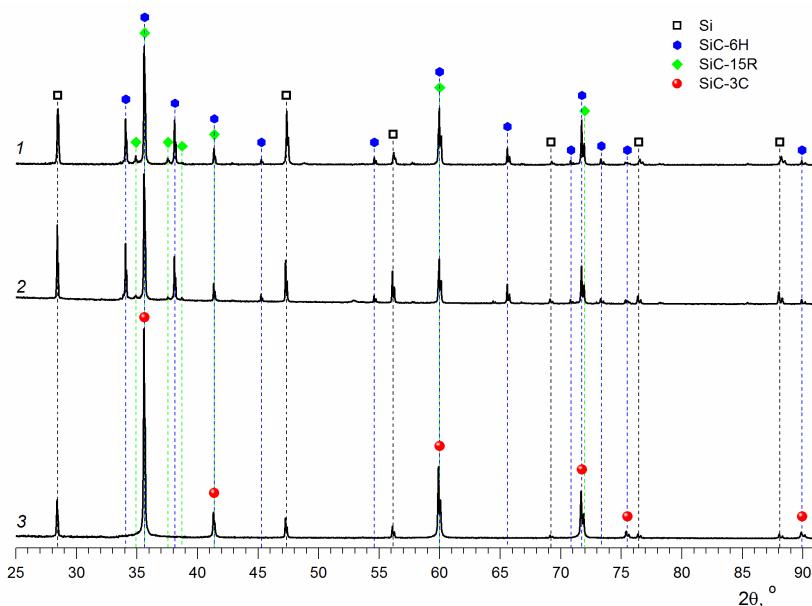


Рис. 8. Рентгеновские дифрактограммы: 1 – SC18; 2 – SC15; 3 – C15

3. Результаты силицирования углерода в отсутствие первичного SiC. При анализе образца C15 обнаружено множество остаточных частиц углерода в смеси с кремнием и SiC. На изображениях СЭМ такие частицы неотличимы от пор, но на оптических снимках видна их поверхность со следами шлифовки, отличающаяся цветом от других фаз (рис. 9). Согласно результатам EDX частицы состоят целиком из углерода (рис. 9, *г*). Примесных элементов в образце не выявлено.

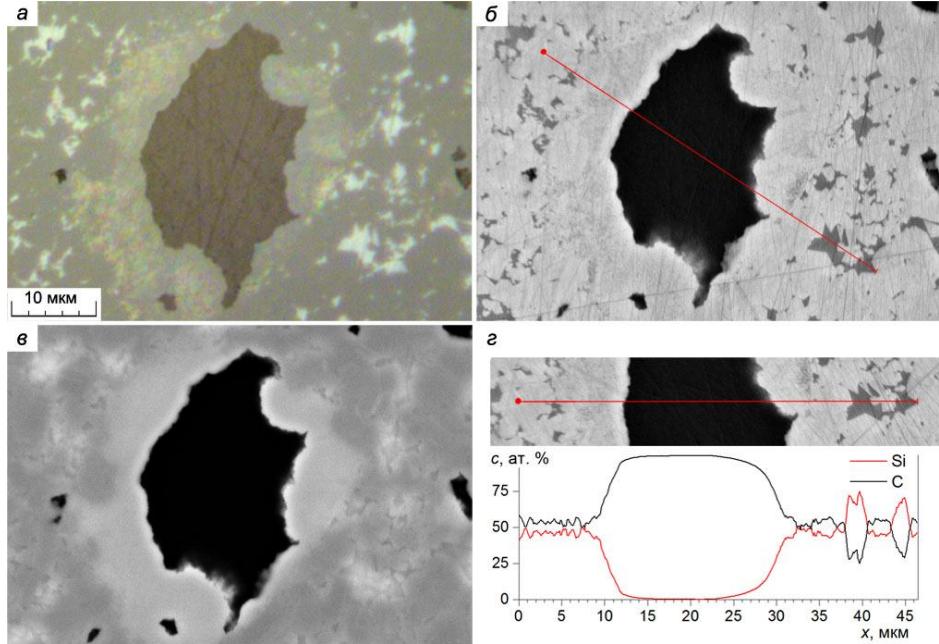


Рис. 9. Участок образца C15: *а* – оптический снимок; *б* – SE; *в* – BS; *г* – концентрации вдоль линии, отмеченной на *б*

Во всех местах образца C15 присутствуют углерод, кремний, карбид кремния и поры. Их распределение в объеме более или менее одинаково, хотя есть локальные неоднородности и общая тенденция увеличения пористости по направлению вниз к дну тигля. По данным РФА для центральной области образца (3 на рис. 8) с помощью метода Ритвельда рассчитаны массовые доли SiC (90%) и кремния (10%) в смеси кристаллических фаз (рентгеноаморфный углерод не детектируется [1–3]). Если принять, что кремний в процессе силицирования равномерно реагирует с углеродной засыпкой, и пренебречь его испарением и реакцией с тиглем, то по этим данным и массам исходных реагентов можно определить приближенный состав образца: SiC – 86%, кремний – 10%, углерод – 4%. Таким образом, расчетное количество прореагированного углерода составляет около 86% от исходной массы засыпки.

Вокруг большинства углеродных частиц наблюдаются ореолы шириной 5–20 мкм, отличные на вид от перечисленных выше компонентов (рис. 9 и 10, *а*). При больших увеличениях в них различаются субмикронные частицы, разделенные кремнием (рис. 10, *в*). На изображениях СЭМ в режиме SE карбид кремния выглядит однородным и не имеет контраста, характерного для образцов с добавлением первичного SiC и рассмотренного в [3]. По яркости на изображениях СЭМ, соответствующей интенсивности эмиссии SE, субмикронные частицы близки к фазе SiC и заметно отличаются от более темных областей кремния и углерода (рис. 10, *б–г*). Таким образом, ореолы вокруг углеродных частиц с наибольшей вероятностью являются нанодисперсной смесью SiC и кремния, причем видимые на оптических и SE снимках градиенты соответствуют градиентам концентрации частиц SiC в кремнии (вблизи границы с углеродом она выше). С этим согласуются результаты анализа EDX. Рост концентрации Si вдоль линии на рис. 11, *а* в диапазоне координат $x > 9$ мкм коррелирует с градиентами на соответствующих изображениях над графиком. Дисперсность может иллюстрироваться сравнительно высоким размахом колебаний концентраций на рис. 11, *б*.

в диапазоне $5 < x < 17$, заметно снижающимися при переходе в гомогенную область SiC ($x > 17$ мкм). Однако, как отмечалось ранее, данные EDX имеют разрешение порядка 1–3 мкм и носят оценочный характер. Они не позволяют исключить присутствие наночастиц углерода и однозначно объяснить высокие регистрируемые значения его концентрации на расстоянии до ~3 мкм от границы с углеродной поверхностью (рис. 9, *г* и 11). Последнее можно объяснить как влиянием этой поверхности на сигнал от смежных областей, так и действительным присутствием углерода в приграничном слое.

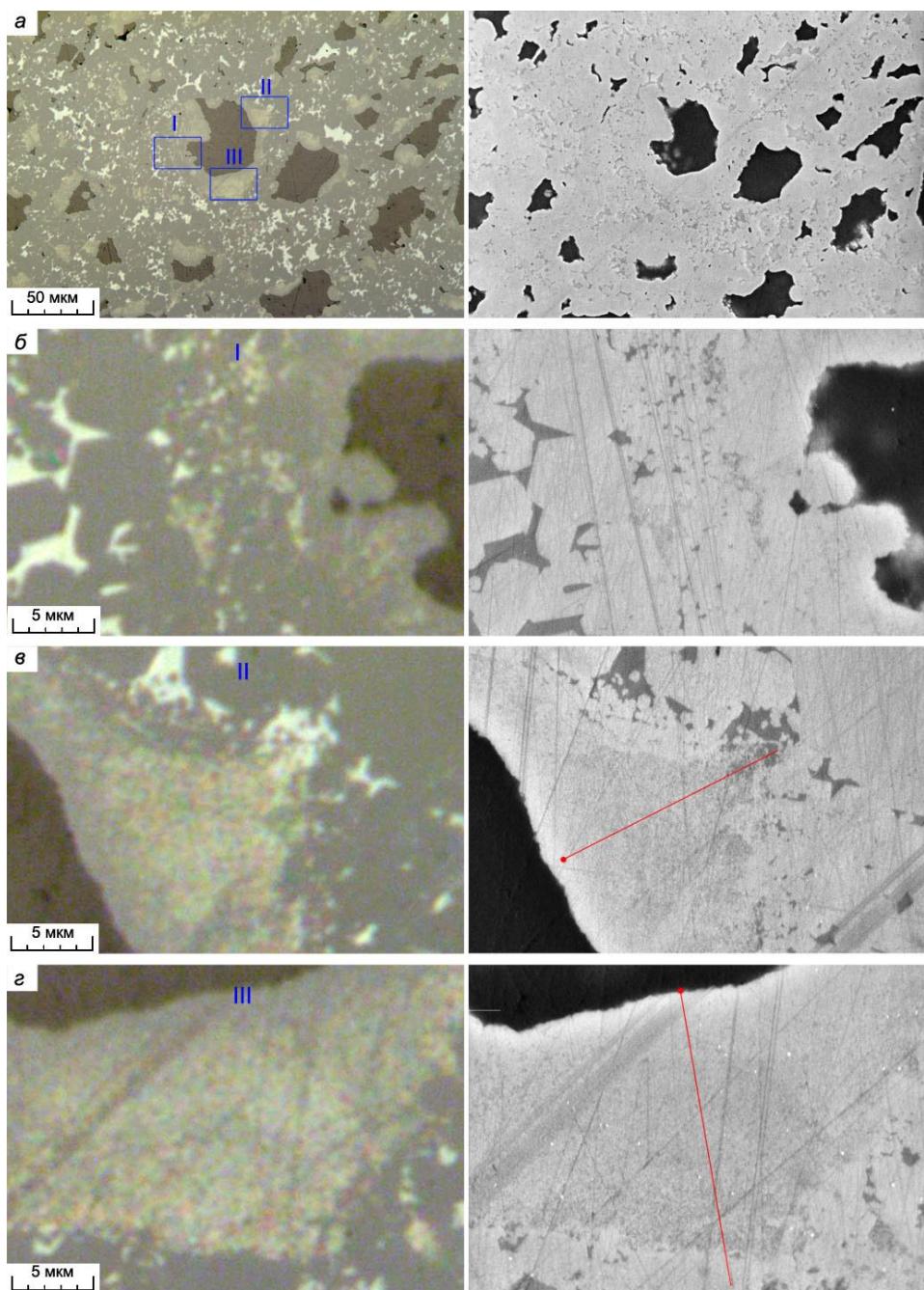


Рис. 10. Оптические (слева) и SE (справа) изображения шлифа образца C15: *а* – общий вид; *б–г* – выделенные участки при большем увеличении. Линиями отмечены места анализа EDX

Чтобы прояснить характер распределения углерода, шлифованный образец C15 был обожжен в печи на воздухе в течение получаса при температуре 600 °C. На рис. 12, *а* и *б* показан участок исходного шлифа и тот же участок после обжига без дополнительной шлифовки. На месте выгоревшего углерода видны выемки с четкими краями, соответствующими

границам исходных углеродных включений, а вид примыкающих к ним мелкодисперсных областей после обжига повторяет во всех деталях их исходные изображения. Это свидетельствует об отсутствии свободного углерода в данных областях, так как в противном случае в них должны были бы наблюдавшиеся эродировавшие участки или изменения характерных градиентов на снимках.

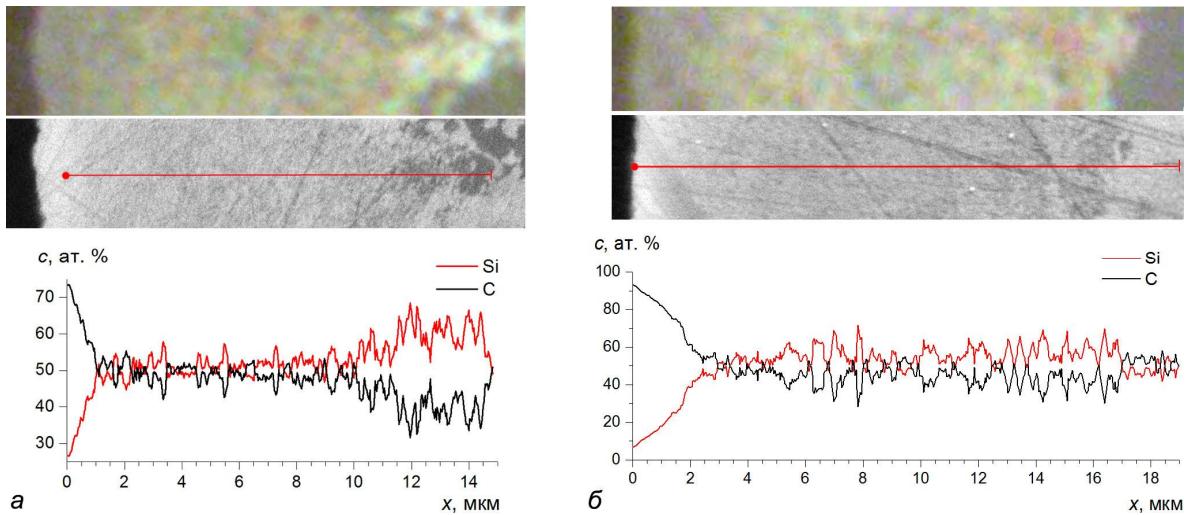


Рис. 11. Результаты анализа EDX (вдоль линий): *а* – на участке II (рис. 10, *в*); *б* – на участке III (рис. 10, *г*). Сверху – оптические изображения, снизу – SE

Поскольку растворимость углерода в кремнии при температурах до 2000 °C не превышает 1 ат.% [19], мелкодисперсный карбид кремния вблизи углеродных частиц не может выпадать в наблюдаемых количествах из раствора исключительно при остывании, а образуется в ходе силицирования. Во многих местах систематически наблюдается укрупнение частиц по мере удаления от углеродной поверхности в случаях, когда рядом имеется сравнительно обширная область кремния (рис. 12, *в*). В участках с меньшим количеством кремния вместо укрупнения отдельных частиц происходит образование почти сплошного слоя SiC (рис. 10, *г* и 12, *а*). На некотором удалении от источников углерода в окружении кремния видны крупные ограненные кристаллы SiC размерами до 5 мкм (рис. 10, *б*).

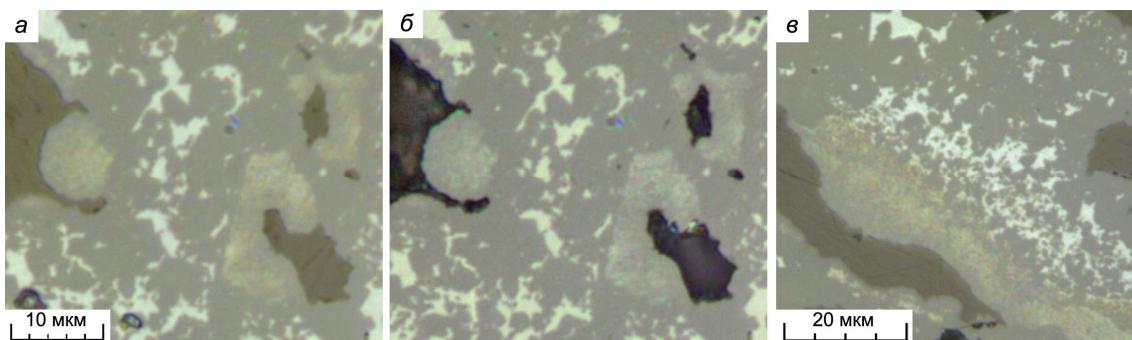


Рис. 12. Оптические снимки образца C15: *а* и *б* – один и тот же участок до и после обжига на воздухе при 600 °C соответственно; *в* – участок необожженного шлифа

4. Анализ процессов, протекающих при силицировании.

4.1. Характер взаимодействия кремния с углеродом. Результаты силицирования образца C15 не согласуются с моделью гетерогенного образования и монотонного роста сплошного слоя SiC, отделяющего кремний от углерода и наблюданного авторами [10, 12]. Если образование сплошного слоя и происходит, то оно должно сопровождаться его быстрым распадом на мелкие частицы, иначе невозможно объяснить обилие мелкодисперсных областей у поверхности углерода. Так или иначе, в данной системе скорость реакции кремния с углеро-

дом не может ограничиваться диффузией в твердом карбиде кремния за исключением случаев, когда углеродная частица оказывается заблокированной массивом SiC (например, справа на рис. 12, в). Однако для такой блокировки требуется большая доля карбида кремния в системе, что возможно только на поздних стадиях реакции. В образце С15 с содержанием SiC ~86% большинство углеродных частиц контактируют с кремнием, и при более длительном силицировании реакция могла бы продолжаться в том же режиме, прежде чем произошла бы полная блокировка углерода. Таким образом, механизм реакции за счет диффузии через слой SiC актуален только для остаточного углерода (<4%), а основная реакция протекает сравнительно быстро при постоянном контакте кремния с углеродом. При этом заблокированными в конечном счете должны оказываться остатки наиболее крупных исходных частиц углерода, так как мелкие частицы реагируют за меньшее время и в условиях с меньшим количеством SiC в системе.

На шлифах образца С15 области с мелкодисперсным карбидом кремния наблюдаются на границах с углеродом и отсутствуют вдали от них, что не связано ни с исходным распределением частиц углерода в засыпке, ни с кристаллизацией при остывании. Это означает постоянную генерацию субмикронных частиц SiC в ходе реакции и их исчезновение вследствие либо растворения в отсутствие близости источника углерода и рекристаллизации на крупных частицах SiC, либо объединения в более крупные агломераты (коагуляция) с последующим срастанием. Образование субмикронных частиц вообще может объясняться несколькими различными способами. По механизму растворения–осаждения, описанному в [5, 17], возможна гомогенная нуклеация зародышей SiC в пересыщенном расплаве. Помимо гомогенной нуклеации возможны два других пути генерации мелких частиц: 1) гетерогенное образование нанозерен SiC (или тонкой пленки SiC, распадающейся затем на частицы) [8, 14] с их последующим отделением от поверхности и оттоком в расплав; 2) диспергирование твердого углерода в расплав за счет адсорбционного понижения прочности (эффект Ребиндерса) [11] с превращением углеродных кластеров в частицы SiC. Второй путь маловероятен, так как в мелкодисперсной области не обнаруживается свободного углерода, а его диспергирование описано в единичной публикации [11] для пиролитического, но не для стеклоуглерода. В обоих механизмах для появления субмикронных частиц не требуется пересыщения раствора, однако без этого условия образовавшиеся частицы неустойчивы и должны растворяться. Критический радиус частицы R_c связан с относительным пересыщением S соотношением [20]

$$R_c = \frac{2\gamma V_m}{kT \ln S},$$

где V_m – объем кристаллической решетки SiC, занимаемый парой атомов кремния и углерода, γ – поверхностная энергия границы Si–SiC, k – постоянная Больцмана, T – температура, т. е. вблизи углеродной поверхности тем или иным способом должно поддерживаться пересыщение, соответствующее субмикронным размерам частиц SiC. Конкретный механизм их образования не столь важен для рассмотрения процесса силицирования в целом. Основное значение имеет характер взаимодействия кремния с углеродом, приводящего в любом случае к появлению дисперсного SiC в пересыщенном растворе без образования сплошного слоя, разделяющего реагенты и создающего диффузионный барьер.

Свободный углерод в исходных образцах SC15 получен из того же сырья (бакелитовый лак) и тем же способом, что и для образца С15, а температурные режимы силицирования близки, что позволяет предполагать схожесть характера реакции кремния с углеродом. Формирование лимитирующего диффузионного барьера в виде слоя SiC на поверхности тонких углеродных пленок в образце SC15 еще менее вероятно, чем на крупных частицах углерода в С15. Это согласуется с отсутствием остаточного углерода в SC15 после силицирования. Схожесть механизмов реакции также проявляется в образовании субмикронных частиц SiC в структуре SC15. Те же особенности реакции должны быть характерны и для образцов SC18.

Сравнение результатов для SC15 и SC18 позволяет выделить два основных этапа при силицировании C/SiC композита. В течение нескольких первых минут успевает произойти полная пропитка пористого образца кремнием и завершается его реакция с углеродом по всей толщине образца (12 мм). За это время температура в печи при всех режимах нагрева успевает подняться менее чем на 100 °C (см. рис. 3). На втором этапе реализуются более длительные процессы коалесценции вторичного карбида кремния, приводящие к исчезновению или укрупнению образовавшихся мелких частиц.

4.2. Коалесценция вторичного карбида кремния. В образце С15 внутри мелкодисперсных областей вблизи углеродной поверхности часто наблюдаются локальные скопления и агломерация частиц SiC (рис. 10, в), хотя в основном они распределены равномерно с градиентом концентрации в направлении от поверхности. Субмикронные размеры частиц обуславливают их участие в броуновском движении. Согласно классическим представлениям [21], на сближающиеся твердые частицы одного сорта в жидкости действуют вандерваальсовы силы межмолекулярного притяжения и электростатические силы отталкивания, вызванные наличием двойного электрического слоя. Возможность сближения частиц определяется высотой потенциального барьера и глубиной ямы на энергетической кривой. При малых значениях экстремумов по сравнению с энергией kT дисперсная система неустойчива к коагуляции. Равномерное в целом распределение частиц, наблюдаемое в областях вблизи углеродной поверхности, свидетельствует об обратном случае, когда средней кинетической энергии частиц недостаточно для преодоления потенциального барьера сближения. Поэтому частицы без значительной агломерации распространяются в результате броуновской диффузии вдоль градиента их концентрации на расстояния до ~20 мкм (рис. 10). Локальные образования агломератов внутри мелкодисперсных областей возможны за счет столкновений высокоэнергетических частиц, способных преодолеть потенциальный барьер сближения. Сблизившиеся частицы могут срастаться в результате осаждения SiC из расплава в месте их контакта. Скорость такой агломерации должна снижаться при уменьшении концентрации частиц, поэтому укрупнение зерен SiC на периферии мелкодисперсных областей (рис. 12, в), более выраженное по сравнению с агломерацией внутри них, должно объясняться другим механизмом.

Вдали от источника углерода (или при его исчезновении вследствие завершения реакции) пересыщение S в расплаве снижается за счет осаждения SiC. Соответственно увеличивается R_c и реализуется процесс коалесценции. Коллективный рост частиц SiC сменяется конкурентным, когда более мелкие частицы оказываются в докритической области и растворяются, предоставляя материал для роста крупных частиц с размером выше критического. Количественное описание процесса дается в теории Лифшица–Слезова–Вагнера (ЛСВ), согласно которой средний размер частиц растет вместе с величиной R_c как функция от времени в степени 1/3 [20]. Хотя теория ЛСВ ограничивается рассмотрением разреженного ансамбля не контактирующих друг с другом частиц с конечными радиусами, качественно механизм коалесценции наилучшим образом объясняет укрупнение зерен SiC, наблюдаемое в окружении кремния (рис. 12, в).

В отличие от образца С15 с большим исходным содержанием углерода в виде крупных частиц при силицировании образца SC15 в близком режиме реакция кремния с углеродом успевает завершиться. Это обусловлено значительно меньшим изначальным содержанием углерода (~18% от реакционного объема) и его тонкопленочной структурой с развитой поверхностью. По всем признакам процесс протекает по схеме, описанной в [5, 17]. В основном объеме образца по истечении нескольких минут практически весь вторичный SiC оказывается осажденным на первичных зернах, о чем свидетельствует формирование структуры «ядро–оболочка» (рис. 6, г и результаты [3]). Наличие редких областей со скоплениями мелких частиц (рис. 5 и 6) связано с большим расстоянием до поверхностей осаждения вследствие локальных неоднородностей упаковки частиц первичного SiC.

Области с субмикронными частицами встречаются в образце SC15 значительно реже, чем скопления частиц с размерами 1–2 мкм (рис. 4, б). Тот факт, что частицы успевают ук-

рупниться до микронных размеров за время существования жидкой фазы ~10 мин, указывает на исчезновение свободного углерода на ранней стадии силицирования. Модель ЛСВ может быть применима к скоплениям частиц на удалении от первичных зерен SiC, а на периферии областей таких скоплений (вблизи плоских поверхностей SiC) процесс коалесценции должен сопровождаться переносом карбида кремния на грани первичных зерен. После длительного силицирования при 1800 °C в образце SC18 не обнаруживается скоплений частиц мельче исходной фракции M5П (характерная структура на рис. 4, *a* и в [3]). Это можно объяснить либо растворением частиц вторичного SiC и переосаждением на первичных зернах, либо укрупнением до размеров, неотличимых от фракции M5П. Результаты обоих вариантов должны различаться лишь кристаллической модификацией вторичного SiC в локальных участках образца.

Заключение. Проведены эксперименты по силицированию пористого C/SiC композита в режиме минимально возможной длительности ~10 мин с температурным максимумом 1460 °C (образец SC15) и в технологическом режиме с выдержкой при 1800 °C (SC18). Дополнительно проведенный эксперимент с образцом С15 дал возможность пронаблюдать промежуточное состояние системы с одновременным присутствием кремния, углерода и SiC, что позволило сделать ряд выводов о характере взаимодействия кремниевого расплава со стеклоуглеродом в ходе силицирования. Важный вывод состоит в том, что реакция кремния с углеродом в данных экспериментах протекает по механизму растворения–осаждения и не лимитируется медленной диффузией реагентов через сплошной разделительный слой SiC. Это означает, что в рассматриваемой технологии изготовления RB-SiC основной процесс реакционного связывания карбида кремния происходит быстро, и применяемый режим длительного силицирования при температуре 1800 °C может быть оптимизирован для экономии времени и энергозатрат.

При сравнении результатов силицирования образцов SC15 и SC18 не выявлено значимых структурно-композиционных различий между ними. В обоих случаях распределение кремния по толщине образцов 12 мм равномерно, остаточного углерода не обнаружено. Главное отличие состоит в присутствии локальных скоплений мелких частиц SiC в образце SC15, которые при долгом силицировании укрупняются в процессе коалесценции или растворяются с переосаждением на поверхности первичных зерен. Таким образом, основной процесс реакционного связывания завершается за несколько минут, а в течение последующего времени силицирования происходят более медленные процессы коалесценции и рекристаллизации.

Теоретически неоднородности композита в виде скоплений мелких частиц в SC15 могут влиять на его физические свойства. Для ряда применений это не должно иметь особого значения, поскольку такие области имеют малые размеры до 80 мкм, находятся на больших расстояниях друг от друга и занимают незначительную долю объема. В случае нежелательного присутствия подобных неоднородностей экспериментальная оптимизация режима силицирования предполагает поиск значений температуры и длительности, достаточных с точки зрения процессов коалесценции.

Автор благодарит В. В. Углова, С. В. Гусакову и А. В. Акулича за помощь в проведении анализов и подготовке экспериментов, а также С. П. Фисенко и С. И. Шабуню за конструктивные обсуждения результатов.

Литература

1. Effect of technological parameters on densification of reaction bonded Si/SiC ceramics / P. S. Grinchuk, M. V. Kiyashko, H. M. Abuhimd [et al.] // J. Eur. Ceram. Soc. – 2018. – Vol. 38. – P. 4815–4823.
2. Advanced technology for fabrication of reaction-bonded SiC with controlled composition and properties / P. S. Grinchuk, M. V. Kiyashko, H. M. Abuhimd [et al.] // J. Eur. Ceram. Soc. – 2021. – Vol. 41. – P. 5813–5824.

3. Силицирование C/SiC в технологии реакционного связывания карбида кремния.
1. Особенности микроструктуры и состава силицированной керамики / М. В. Кияшко, П. С. Гринчук, Д. В. Соловей [и др.] // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь, 2022. – С. 72–85.
4. Preparation and properties of reaction bonded silicon carbide (RB-SiC) ceramics with high SiC percentage by two-step sintering using compound carbon sources / N.-L. Zhang, J.-F. Yang, Y.-Ch. Deng [et al.] // Ceram. Int. – 2019. – Vol. 45. – P. 15715–15719.
5. Ness, J. N. Polytype formation and transformation during the reaction-bonding of silicon carbide / J. N. Ness, T. F. Page // Bull. Mineral. – 1986. – Vol. 109. – P. 151–161.
6. Hozer, L. Reaction-infiltrated, net-shape SiC composites / L. Hozer, J.-R. Lee, Y.-M. Chiang // Mater. Sci. Eng. A. – 1995. – Vol. 195. – P. 131–143.
7. Reaction-bonded silicon carbide by reactive infiltration / P. Sangsuwan, J. A. Orejas, J. E. Gatica [et al.] // Ind. Eng. Chem. Res. – 2001. – Vol. 40. – P. 5191–5198.
8. Сорокин, О. Ю. К вопросу о механизме взаимодействия углеродных материалов с кремнием (обзор) / О. Ю. Сорокин // Авиационные материалы и технологии. – 2015. – Т. 34, № 1. – С. 65–70.
9. Гнесин, Г. Г. Карбидокремниевые материалы / Г. Г. Гнесин. – М. : Металлургия, 1977. – 216 с.
10. Whalen, T. J. Wetting of SiC, Si_3N_4 , and carbon by Si and binary Si alloys / T. J. Whalen, A. T. Anderson // J. Am. Ceram. Soc. – 1975. – Vol. 58, No. 9-10. – P. 396–399.
11. Механизм образования карбида кремния при жидкофазном взаимодействии кремния с углеродом / И. А. Бубненков, Ю. И. Кошелев, Н. Н. Степарева [и др.] // Научно-исследовательскому институту конструкционных материалов на основе графита – 60 лет: сб. ст. – М. : Научные технологии, 2020. – С. 114–139.
12. Zhou, H. Kinetics model for the growth of silicon carbide by the reaction of liquid silicon with carbon / H. Zhou, R. N. Singh // J. Am. Ceram. Soc. – 1995. – Vol. 78, No 9. – P. 2456–2462.
13. Рост нанослоев карбида кремния при контакте пористого углерода с расплавленным кремнием / П. С. Гринчук, Н. М. Абухимд, С. П. Фисенко [и др.] // ИФЖ. – 2017. – Т. 90, № 5. – С. 1162–1166.
14. Roger, J. Mechanisms and kinetics during reactive infiltration of molten silicon in porous graphite / J. Roger, G. Chollon // Ceram. Int. – 2019. – Vol. 45. – P. 8690–8699.
15. Reaction-formed silicon carbide / Y.-M. Chiang, R. P. Messner, Ch. D. Terwilliger [et al.] // Mater. Sci. Eng. – 1991. – Vol. A144. – P. 63–74.
16. Reimer, L. Scanning Electron Microscopy. Physics of Image Formation and Microanalysis (2nd ed.) / L. Reimer. – Heidelberg, Berlin : Springer, 1998. – 529 p.
17. Sawyer, G. R. Microstructural characterization of "REFEL" (reaction-bonded) silicon carbides / G. R. Sawyer, T. F. Page // J. Mater. Sci. – 1978. – Vol. 13. – P. 885–904.
18. Microstructural development and factors affecting the performance of a reaction-bonded silicon carbide composite / S. Song, B. Lu, Z. Gao [et al.] // Ceram. Int. – 2019. – Vol. 45. – P. 17987–17995.
19. Miettinen, Y. Thermodynamic Description of the Fe–Al–Mn–Si–C System for Modelling Solidification of Steels / Y. Miettinen, V.-V. Visuri, T. Fabritius. – Oulu : University of Oulu, 2019. – 237 p.
20. Кукушкин, С. А. Дисперсные системы на поверхности твердых тел: механизмы образования тонких пленок (эволюционный подход) / С. А. Кукушкин, В. В. Слезов. – СПб. : Наука, 1996. – 304 с.
21. Фридрихсберг, Д. А. Курс коллоидной химии. Учеб. для вузов. – 2-е изд. / Д. А. Фридрихсберг. – Л. : Химия, 1984. – 368 с.

М. В. Кияшко, О. С. Рабинович, А. И. Малиновский, Б. Б. Хина

СИЛИЦИРОВАНИЕ C/SiC В ТЕХНОЛОГИИ РЕАКЦИОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ КАРБИДА КРЕМНИЯ. 3. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН ОСНОВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Реакционно-связанный карбид кремния (RB-SiC), получаемый по технологии, разработанной в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова [1, 2], является плотной двухфазной керамикой с объемным содержанием SiC 75–93% и свободным кремнием. Для ее изготовления применяется техника силицирования микропористого C/SiC композита, сформованного из дисперсного карбида кремния и углерода. При подготовке C/SiC вначале формируется SiC-матрица из плотноупакованных частиц первичного карбида кремния размерами 50 и 5 мкм со степенью заполнения объема ~70%. Остальной объем представлен системой сообщающихся (открытых) пор, в которые вводится углерод путем пропитки матрицы бакелитовым лаком и последующего пиролиза. Циклы пропитки–пиролиза могут повторяться для увеличения содержания углерода от 5 до 15 об.% без структурных изменений SiC-матрицы. Силицирование полученного композита проводится в вакуумной печи при температурах до 2100 К. Расплав кремния под действием капиллярных сил проникает в поры C/SiC и вступает с углеродом в реакцию $Si + C \rightarrow SiC$ с образованием вторичного карбида кремния (SiC-II), который связывает частицы первичного (SiC-I). Основные процессы протекают в пространстве между частицами SiC-I и на их поверхности, а первичная SiC-матрица служит инертной основой. Весь углерод в результате превращается в SiC-II. Объем, не занятый карбидом кремния, остается заполненным свободным кремнием. В разработанной технологии отложено силицирование дисков диаметром до 200 мм и толщиной до 15 мм.

Цель настоящей работы – оценка кинетики основных процессов, протекающих при силицировании, в зависимости от температуры и содержания углерода в C/SiC, что важно для разработки и оптимизации режимов силицирования при масштабировании технологии на большие размеры изделий. Практический интерес представляют времена более 10 мин, так как характерная задержка изменений температуры внутри закрытого тигля относительно измеряемой температуры в печи составляет 5–10 мин.

Результаты, полученные в [3, 4], позволяют условно разделить процесс силицирования на два этапа, отличающиеся характерными временами. На первом этапе сравнительно быстро происходит инфильтрация кремния в C/SiC и его реакция с углеродом, формируется основная структура RB-SiC. Для технологически отработанных толщин эти процессы завершаются менее чем за 10 мин при температуре печи 1730 К. Реакция идет по известному механизму растворения–осаждения [5], результатом которого является растворение углерода и осаждение практически всего SiC-II на поверхности зерен SiC-I. Малая часть SiC-II кристаллизуется в объеме расплава в виде скоплений частиц размерами ~1 мкм (мелочь исходных зерен SiC-I), которые могут рассматриваться как относительно редкие локальные неоднородности структуры RB-SiC. На втором этапе силицирования они исчезают в результате более длительного процесса коалесценции. Подобные скопления не обнаруживаются после силицирования с выдержкой в течение 2 ч при 2070 К.

Из приведенных сведений следует, что при малых толщинах C/SiC параметры режима силицирования определяются требованиями к структурной однородности керамики. Для устранения локальных неоднородностей необходима длительная выдержка при повышенной температуре, чтобы обеспечить эффективный процесс коалесценции. В случае отсутствия особых требований силицирование в целях экономии может проводиться за минимальное время

* Физико-технический институт НАН Беларуси.

при температуре немногим выше точки плавления кремния (1687 К). Но с увеличением толщины образца будет возрастать время его пропитки расплавом, тогда как характерное время реакции в его локальных участках не должно меняться. Поэтому, начиная с некоторого значения толщины, процесс инфильтрации должен стать определяющим при выборе режима силицирования, в котором может дополнительно учитываться процесс коалесценции в зависимости от требований к керамике.

Кинетика инфильтрации осложняется изменением структуры образца в ходе реакции, что может влиять на его проницаемость. С увеличением содержания углерода в C/SiC возрастают доли закрытых пор [2], которые могут быть изначально недоступными для расплава, но позже заполняться в результате растворения углерода. Также повышается вероятность зарастания капиллярных каналов вторичным карбидом кремния [6]. Анализ этих эффектов выходит за рамки данной работы, поэтому рассматриваются образцы с содержанием углерода не более 10% от исходного объема C/SiC. Как показано в [2], при таких значениях практически все поры открыты, а структура до и после силицирования характеризуется в среднем высокой однородностью, заметно снижающейся при увеличении доли углерода.

1. Измерения проницаемости и эффективного капиллярного радиуса.

1.1. Образцы. Для оценки времени инфильтрации измерялись проницаемость K и эффективный капиллярный радиус r_{cap} образцов C/SiC с одинаковым объемным содержанием карбида кремния $v_{SiC-I} = 71\%$ и различным содержанием углерода $v_C = 5$ и 9%. Образцы обозначены соответственно «С1» и «С2». Открытая пористость ϵ , найденная по результатам пропитки образцов лаком при их изготовлении [2], отличалась от полной расчетной пористости не более чем на 2 об.%. Для сравнения подготовлены образцы SiC-матрицы без углерода «С0». Все образцы имели цилиндрическую форму. В измерениях проницаемости их диаметр составлял $d = 35\text{--}38$ мм, высота $h = 9\text{--}11$ мм, в измерениях капиллярного радиуса $d = 9\text{--}13$ мм, $h = 17\text{--}40$ мм.

1.2. Измерение проницаемости. Образец в держателе (рис. 1) продувался при комнатной температуре газообразным азотом, вытекающим из емкости, предварительно заполненной до давления p_0 на 19 кПа выше атмосферного давления p_A . Азот из емкости поступал в полость внутри держателя объемом 19 см³ и фильтровался через образец в атмосферу под действием убывающего перепада давления $\Delta p(t) = p(t) - p_A$, который регистрировался с помощью дифференциального датчика давления Testo 350. Суммарный объем емкости, полости в держателе и присоединительных трубок составлял $V = 1,0$ л.

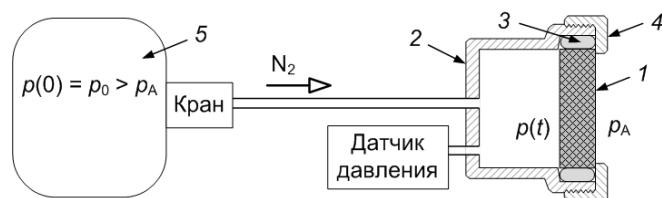


Рис. 1. Схема измерения проницаемости: 1 – образец, 2 – корпус держателя, 3 – уплотнение, 4 – фиксирующая гайка, 5 – емкость с газообразным азотом

Проницаемость K рассчитывается на основе закона Дарси для идеального сжимаемого газа. В условиях измерений поток через образец устанавливается быстро по сравнению с изменением давления в емкости. В каждый момент времени мольный расход q_m одинаков по толщине образца и пропорционален градиенту давления в координате x :

$$q_m = -\frac{p(x)}{R_g T} \frac{KS}{\eta_{N_2}} \frac{dp}{dx}, \quad (1)$$

где S – площадь сечения образца, R_g – универсальная газовая постоянная, T – температура, η_{N_2} – динамическая вязкость азота. Изменение давления p в емкости со временем:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{q_m(t) R_g T}{V}. \quad (2)$$

Интегрируя (1) по толщине образца, объединяя результат с (2) и интегрируя по времени с начальным условием $\Delta p(0) = p_0 - p_A = \Delta p_0$, получаем

$$y = -\frac{p_A S}{\eta_{N_2} h V} K t = \ln \frac{\Delta p}{\Delta p + 2p_A} - \ln \frac{\Delta p_0}{\Delta p_0 + 2p_A}. \quad (3)$$

Значение K определяется по углу наклона прямой $y(t)$, рассчитанной по правой части (3) с использованием экспериментальной зависимости $\Delta p(t)$.

1.3. Определение капиллярного радиуса. На рис. 2 показана схема измерения скорости пропитки образца изопропиловым спиртом под действием капиллярных сил. Чтобы исключить испарение с боковой поверхности образца 1, на него плотно надевалась трубка 2 из силиконовой резины с закрепленным подвесом 3. Емкость со спиртом 4 накрывалась крышкой 5 с отверстием для прохождения образца. Над емкостью на столе 6 располагались аналитические весы, оснащенные крюком для взвешивания образца. Текущий результат взвешивания передавался на ПК и регистрировался каждую секунду.

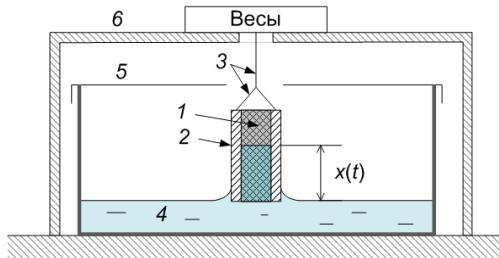


Рис. 2. Схема измерения капиллярного радиуса: 1 – образец, 2 – трубка, 3 – подвес, 4 – изопропиловый спирт, 5 – крышка с отверстием, 6 – стол

В момент соприкосновения нижнего края образца с поверхностью спирта образовывался мениск, вследствие чего вес образца с трубкой скачкообразно возрастал. Затем вес плавно увеличивался со временем по мере пропитки. Расчетное снижение уровня спирта в результате полной пропитки образца не превышало 0,1 мм.

Движение спирта вдоль вертикальной координаты x под действием капиллярного давления описывается законом Дарси (без учета влияния гравитации, малого по сравнению с капиллярными силами), интегрирование которого дает зависимость для экспериментального нахождения капиллярного радиуса r_{cap} :

$$\frac{dx}{dt} = K \frac{2\gamma_a \cos\theta_a}{\eta_a r_{cap} x}, \quad (4)$$

$$x^2 = \frac{\Delta m^2}{(\rho_a \varepsilon S)^2} = \frac{4\gamma_a \cos\theta_a}{\eta_a} \frac{K}{r_{cap}} t, \quad (5)$$

где $\Delta m(t)$ – прирост массы, измеряемый после образования мениска, $\rho_a = 0,781 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\eta_a = 2,08 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ и $\gamma_a = 23,4 \cdot 10^{-3} \text{ Н}/\text{м}$ – соответственно плотность, вязкость и поверхностное натяжение изопропилового спирта [7], θ_a – угол смачивания, достаточно малый, чтобы считать $\cos\theta_a = 1$ (по измерениям методом лежащей капли с помощью анализатора Kruss DSA100E угол смачивания изопропиловым спиртом поверхности SiC составляет 6° , а углерода – еще меньше). Капиллярный радиус определяется по наклону линейного участка кривой $\Delta m(t)$ с использованием измеренного значения K .

1.4. Результаты измерений. На рис. 3 для трех образцов показаны кривые $\Delta p(t)$ и рассчитанные по (3) зависимости $y(t)$, по которым определена проницаемость K . Результаты пропитки спиртом показаны на рис. 4 для наиболее проницаемого образца С0. Капиллярный радиус рассчитан по линейной аппроксимации среднего участка кривой $x^2(t)$ между отметками на рис. 4, б. В табл. 1 приведены значения K , r_{cap} и данные состава образцов.

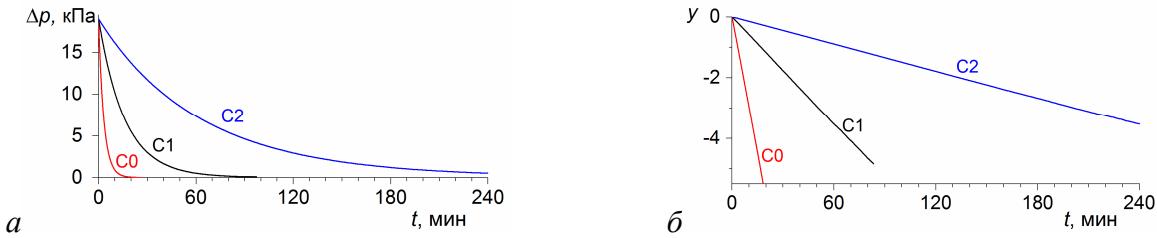


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $\Delta p(t)$ (а) и $y(t)$ (б) для трех образцов

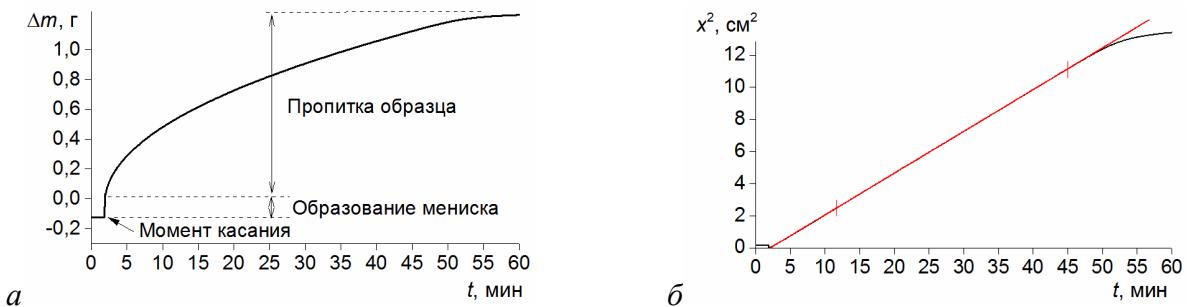


Рис. 4. Измеренный прирост массы $\Delta m(t)$ (а) и зависимость $x^2(t)$ (б) для образца С0

Таблица 1

Результаты расчета проницаемости и капиллярного радиуса

| Образец | Объемная доля SiC v_{SiC-I} | Объемная доля углерода v_C | Открытая пористость ε | Проницаемость $K, m^2 \cdot 10^{-15}$ | Капиллярный радиус $r_{cap}, \mu m$ |
|---------|----------------------------------|------------------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------|
| C0 | 0,675 | 0 | 0,325 | 10,2 | 1,0 |
| C1 | 0,71 | 0,05 | 0,23 | 1,8 | 0,9 |
| C2 | 0,71 | 0,09 | 0,18 | 0,4 | 0,3 |

2. Термодинамические расчеты для системы Si-C. Для нахождения термодинамических параметров и равновесных состояний в системе кремний–углерод использован CALPHAD-подход (CALculation of PHase Diagrams), широко применяемый в расчетах фазовых диаграмм [8]. Параметры для вычислений определены по данным [9], принятым в базе SGTE (Scientific Group Thermodata Europe). Дополнительные расчеты, проведенные с использованием более поздних данных [10], дают практически такой же результат (рис. 5, а). На рис. 5, б–г приведены кривые десятичного логарифма равновесной растворимости углерода X_{eq} (линия ликвидус), изменения энталпии ΔH и энергии Гиббса ΔG для реакции твердого углерода с расплавом кремния в расчете на 1 моль углерода.

Реакция кремния с углеродом сопровождается экзотермическим эффектом с $\Delta H \approx -120$ кДж/моль, что может приводить к значительному разогреву образца в процессе силицирования. Адиабатический подъем температуры ΔT_{ad} образцов С/SiC зависит от содержания углерода v_C и может быть найден из уравнения теплового баланса:

$$\frac{v_C \rho_C}{M_C} (-\Delta H) = [c_{SiC} \rho_{SiC} (v_{SiC-I} + v_{SiC-II}) + c_{Si} \rho_{Si} (1 - v_{SiC-I} - v_{SiC-II})] \Delta T_{ad}, \quad (6)$$

$$v_{\text{SiC-II}} = \frac{M_{\text{Si}} + M_{\text{C}}}{M_{\text{C}}} \frac{\rho_{\text{C}}}{\rho_{\text{SiC}}} v_{\text{C}}, \quad (7)$$

где M_{C} , M_{Si} – соответственно молярная масса углерода и кремния, ρ_{C} , ρ_{SiC} – плотность углерода, жидкого кремния и SiC, c_{Si} и c_{SiC} – удельная изобарная теплоемкость жидкого кремния и SiC, $v_{\text{SiC-II}}$ – объемная доля образованного SiC-II, определяемая с учетом стехиометрии реакции при условии отсутствия объемной усадки образца [2]. Расчет с использованием ранее измеренной величины $\rho_{\text{C}} = 1490 \text{ кг}/\text{м}^3$ [1] и справочных данных [11, 12] дает значение $\Delta T_{\text{ad}} \approx 400 \text{ К}$ для образца C2, т. е. фактическая температура процесса реакционной инфильтрации может существенно превышать температуру, установленную режимом нагрева печи. В литературе для близких условий приводятся измеренные значения подъема температуры образца в несколько сотен градусов [13].

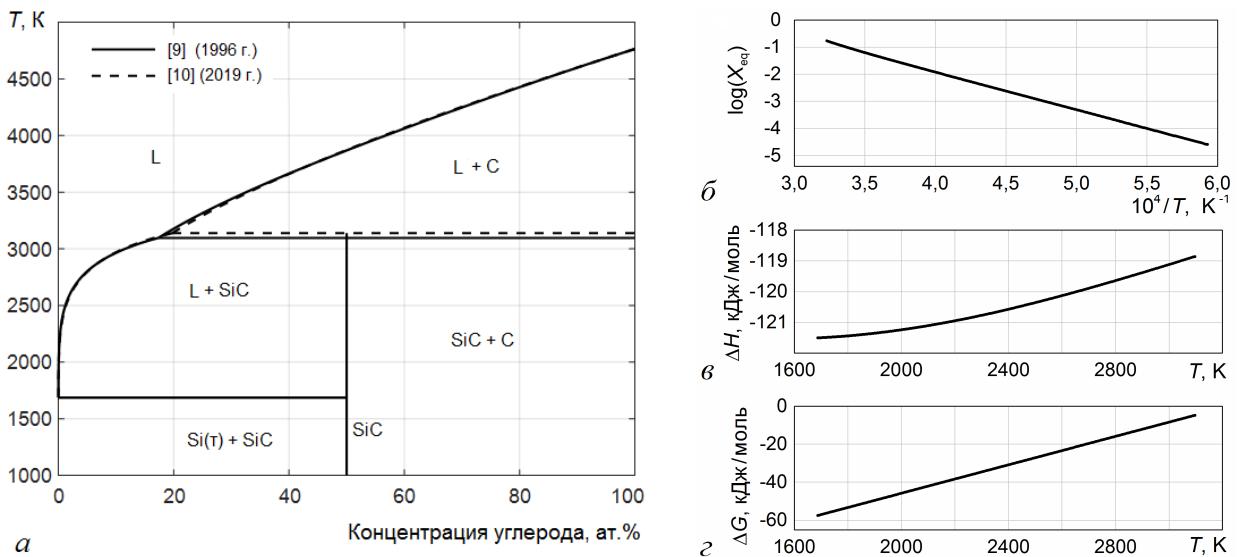


Рис. 5. Результаты расчетов CALPHAD: *а* – фазовая диаграмма Si–C; *б* – десятичный логарифм растворимости углерода X_{eq} (в ат. долях) в расплаве кремния в равновесии с SiC; *в*, *г* – изменение энталпии и энергии Гиббса реакции кремния с углеродом

3. Кинетика реакционной инфильтрации кремниевого расплава в C/SiC.

3.1. Инфильтрация без учета реакции кремния с углеродом. При силицировании кремний контактирует с одной плоской поверхностью образца-диска и пропитывает пористую структуру C/SiC по схеме, аналогичной показанной на рис. 2. Без учета реакции время τ_1 полной пропитки образца толщиной h определяется выражением (5) с подстановкой значений вязкости η_{Si} и поверхностного натяжения γ_{Si} жидкого кремния в зависимости от температуры [11, 14]:

$$\tau_1 = \frac{\eta_{\text{Si}}}{4\gamma_{\text{Si}} \cos \theta_{\text{Si}}} \frac{r_{\text{cap}}}{K} h^2, \quad (8)$$

$$\eta_{\text{Si}}(T) = 1,88 \cdot 10^{-4} \exp(1886/T), \quad \text{Па}\cdot\text{с}, \quad (9)$$

$$\gamma_{\text{Si}}(T) = 0,82 - 0,30 \cdot 10^{-3}(T - 1687), \quad \text{Н}/\text{м}, \quad (10)$$

где угол смачивания θ_{Si} слабо зависит от температуры и может приниматься $\sim 30^\circ$ как для контакта Si–C, так и Si–SiC [15, 16]. Результаты расчетов со значениями K и r_{cap} , соответствующими образцам C1 и C2, показаны на рис. 6 при $T = 1687$ и 2100 К. Как видно, влияние температуры на расчетное время τ_1 несущественно.

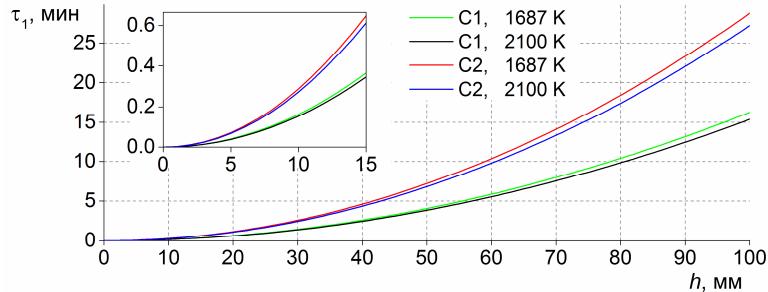


Рис. 6. Расчетное время пропитки кремнием образцов толщиной h без учета реакции

Оценка кинетики инфильтрации кремния без учета его реакции с углеродом может быть применима для малых толщин h , когда скорость пропитки высока и структура C/SiC может считаться неизменной в течение всего процесса пропитки. В таком случае необходимое время силицирования (не включая длительный этап коалесценции) определяется суммой $\tau_1(h) + \tau_2$, где τ_2 – характерное время реакции в локальной области образца. Расчет τ_2 требует построения сложной физико-химической модели. Для практических целей данной работы достаточно условия $\tau_2 \ll 10$ мин, полученного экспериментально [4]. Тогда данные на рис. 6 указывают, что силицирование образцов толщиной до 15 мм ($\tau_1 < 1$ мин) достаточно проводить в течение 10 мин. Это согласуется с предыдущими результатами [4].

3.2. Влияние реакции на кинетику инфильтрации. По кривым для образца С2 на рис. 6 при $h \geq 60$ мм время $\tau_1 \geq 10$ мин $\gg \tau_2$. Это означает, что в большей части объема, пропитанного кремнием на несколько сантиметров, реакция уже завершена. Фильтрация расплава через эту область при дальнейшей пропитке определяется проницаемостью K' структуры, сформированной в результате растворения углерода и осаждения SiC-II на внутренних стенах капилляров. Остальная часть пропитанного объема вблизи фронта расплава, где протекает реакция, характеризуется некоторой промежуточной капиллярной структурой с переходом проницаемости от K к K' . По мере продвижения расплава эта переходная область должна сужаться, так как скорость пропитки падает, а реакция не замедляется. Более того, экзотермический эффект реакции должен повышать ее скорость и тем самым ускорять сужение переходной области. Таким образом, при больших толщинах ($h \sim 100$ мм) можно не учитывать влияние переходной области и оценивать кинетику инфильтрации по (8) с подстановкой K' вместо K . Значение r_{cap} в (8) не меняется, так как капиллярные силы на фронте расплава обусловлены исходной структурой C/SiC.

Проницаемость K' можно оценить с помощью уравнения Козени–Кармана [17]:

$$K' = r_h'^{-2} \frac{\varepsilon'}{k\lambda^2} = \frac{\varepsilon'^3}{k\lambda^2 s'^2}, \quad (11)$$

где k – коэффициент формы поперечного сечения капиллярных каналов, λ – извилистость, определяемая как средний путь флюида на единицу толщины образца, $r_h' = \varepsilon'/s'$ – гидравлический радиус, равный отношению доступного для фильтрации удельного объема к удельной площади поверхности s' , ограничивающей этот объем. Значение ε' соответствует объемной доле кремния в силицированных образцах RB-SiC (остаточная пористость < 1 об. % [3] не учитывается), а s' – площади межфазных границ в единице объема. Обе величины можно найти по микроснимкам шлифов RB-SiC, применив правила стереометрии: объемная доля ε' равна доле видимой площади кремния на шлифе, а площадь s' равна видимому периметру межфазных границ на единице площади шлифа с коэффициентом $4/\pi$ [18]. Проверкой результатов обработки микроснимков может служить независимый расчет величины ε' по исходному составу C/SiC с учетом (7):

$$\varepsilon' = 1 - (v_{SiC-I} + v_{SiC-II}). \quad (12)$$

Для определения K' образцы С0–С2 силицировались при 1730 К в течение 10 мин. Цифровая обработка изображений шлифов проводилась с помощью программы ImageJ [19]. Суммарная площадь анализа для каждого образца составляла не менее 5,5 мм². Величины ε' и s' рассчитаны с относительной погрешностью до 15%. Коэффициент $k = 2,4$ принят как среднее значение диапазона 1,7–3,0 для разных форм сечения [17]. Извилистость λ определена с помощью эмпирической степенной зависимости [20, 21]

$$\lambda = 1/\varepsilon'^{0,42}, \quad (13)$$

где показатель степени выбран на основе данных [20] для бидисперсной упаковки частиц с параметрами, соответствующими образцу С0.

Результаты расчетов даны в табл. 2. Значения ε' , найденные по (12) и по анализу шлифов, практически совпадают, что указывает на репрезентативность результатов цифровой обработки изображений. Удвоенный гидравлический радиус часто приравнивают к капиллярному радиусу [17, 22, 23], поскольку обе эти величины характеризуют масштаб поперечных размеров каналов и обычно имеют близкие значения. Это позволяет сравнивать характерные размеры $2r_h'$ после завершения реакции (табл. 2) с исходными размерами r_{cap} (табл. 1). Параметры образца С0 без углерода должны совпадать до и после силицирования, что и наблюдается для радиусов и проницаемости в пределах погрешности 3% для K и 25% для K' . Основной источник погрешности K' является систематическим и связан с выбором порога яркости при обработке изображений, который одинаков для всех образцов. Поэтому изменение проницаемости в результате реакции лучше характеризуется отношениями K/K_0 и K'/K'_0 (табл. 2), где индексом 0 обозначены значения для образца С0.

Таблица 2

Характеристики образцов после силицирования, найденные по результатам
анализа шлифов

| Образец | ε'^* | ε' | $2r_h'$, мкм | $K', \text{м}^2 \cdot 10^{-15}$ | K'/K'_0 | K/K_0^{**} |
|---------|------------------|----------------|---------------|---------------------------------|-----------|--------------|
| С0 | 0,325 | 0,31 | 1,0 | 11,9 | 1 | 1 |
| С1 | 0,21 | 0,21 | 0,9 | 4,4 | 0,37 | 0,18 |
| С2 | 0,14 | 0,14 | 0,8 | 1,6 | 0,13 | 0,04 |

* Расчет по (12).

** По данным табл. 1.

Согласно приведенным данным проницаемость и средний радиус капиллярных каналов увеличиваются после завершения реакции, причем в большей степени для образца С2. Этот эффект объясняется морфологическими различиями углерода в С/SiC и образованного из него SiC-II, что схематически показано на рис. 7. Структура исходной SiC-матрицы (рис. 7, а) не меняется при подготовке композита С/SiC и силицировании. Введенный в ее поры углерод имеет тонкопленочную структуру с чешуйками на поверхности частиц SiC-I и между ними [1, 3]. Такая структура (рис. 7, б) ассоциируется с системой перегородок, создающих значительное гидравлическое сопротивление при сравнительно небольшом заполнении объема. Это объясняет быстрое снижение проницаемости K с увеличением содержания углерода в С/SiC (см. табл. 1). В результате реакции с кремнием углеродные «перегородки» растворяются, а SiC-II осаждается на стенках каналов [3, 4] (рис. 7, в). Согласно (7) превращение углерода в SiC-II сопровождается увеличением объема в 1,5 раза. Таким образом, каналы сужаются, но при этом освобождается их центральная часть. Суммарный эффект приводит к повышению проницаемости K' образцов С1 и С2 (в табл. 2 значения K'/K'_0 в разы больше, чем K/K_0).

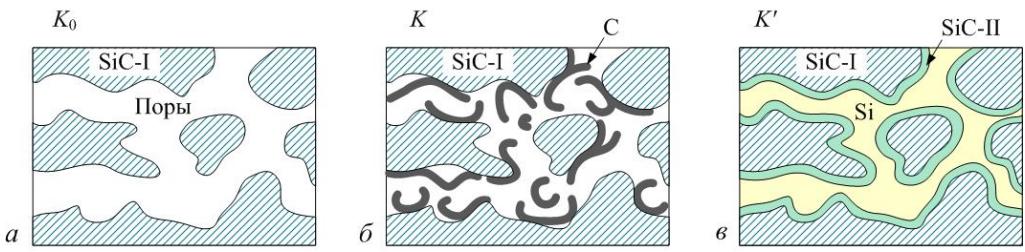


Рис. 7. Изменение капиллярной структуры при введении углерода в поры матрицы и после его реакции с кремнием: *а* – исходная SiC-матрица (образец C0), *б* – композит C/SiC с углеродом в порах, *в* – RB-SiC после завершения реакции

Наблюдаемое увеличение проницаемости должно сокращать время пропитки τ_1 по сравнению с оценкой по (8). Важно, что при исходном содержании углерода $v_C < 0,1$ реакция не замедляет, а ускоряет процесс инфильтрации кремния. Это позволяет использовать зависимость (8) и результаты на рис. 6 в качестве верхней оценки требуемого времени силицирования (с учетом дополнительного слагаемого τ_2) без необходимости рассмотрения особенностей реакции.

4. Коалесценция SiC после завершения реакционной инфильтрации. Микроструктура образцов, силицированных при температуре 1730 К в течение 10 мин и при 2070 К с выдержкой 2 ч, в целом одинакова [4], что свидетельствует о завершении реакционной инфильтрации в обоих случаях. Однако первый случай отличается присутствием областей размером ~ 50 мкм со скоплениями частиц SiC-II диаметром 0,5–2 мкм (рис. 8, *а*) в окружении более крупных частиц SiC-I размерами 5 и 50 мкм [2, 3]. Анализ таких областей проведен в [4]. После силицирования при 1770 К с выдержкой 2 ч подобные области также наблюдаются, но часто содержат более крупные частицы SiC-II размером ~ 1 –3 мкм и в меньшем количестве (рис. 8, *б*). После силицирования при 2070 К с выдержкой 2 ч скоплений мелких частиц SiC-II не обнаруживается.

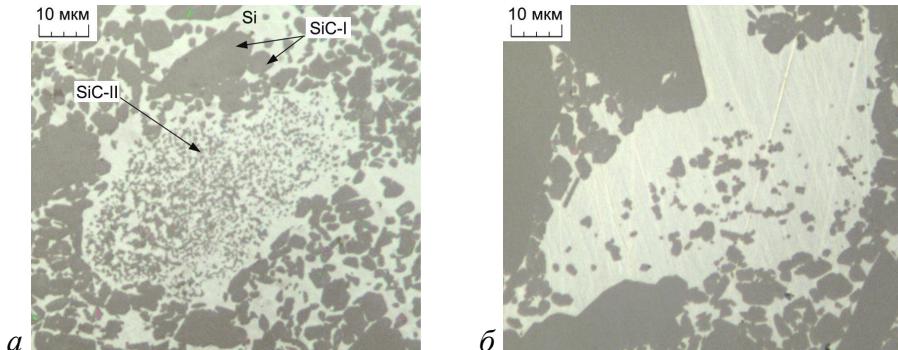


Рис. 8. Оптические снимки частиц SiC-II: *а* – силицирование при 1730 К, 10 мин; *б* – 1770 К, 2 ч

Согласно данным наблюдениям после завершения реакционной инфильтрации происходит более долгий процесс коалесценции мелких частиц SiC-II, локально образованных вдали от поверхности SiC-I. Движущей силой является уменьшение энергии поверхности раздела Si-SiC при увеличении ее радиуса кривизны. Равновесная растворимость X_p углерода в расплаве на границе с частицей SiC радиусом r_p выше по сравнению с растворимостью X_{eq} у плоской границы, что выражается уравнением Томсона–Фрейндлиха:

$$X_p = X_{eq} \exp\left(\frac{2\gamma V_m}{r_p R_g T}\right) \approx X_{eq} + \frac{\alpha}{r_p}, \quad \alpha = \frac{2\gamma V_m X_{eq}}{R_g T}, \quad (14)$$

где $\gamma = \gamma_{SiC} - \gamma_{Si} \cos\theta_{Si}$ – поверхностная энергия границы Si-SiC, γ_{SiC} – поверхностная энергия SiC (2,0 Н/м [24]), $V_m = (M_{Si} + M_C)/\rho_{SiC}$ – молярный объем SiC.

В соответствии с (14) частица с меньшим радиусом вблизи более крупной частицы или плоской поверхности должна растворяться с переосаждением вещества на поверхность с большим радиусом кривизны. Для ансамбля частиц в слабо пересыщенном растворе этот процесс описывается теорией Лифшица–Слезова–Вагнера (ЛСВ) [25, 26]. Будем считать, что система мелких частиц на рис. 8, *a* находится в начале стадии коалесценции и характеризуется в момент времени t_0 начальным средним радиусом частиц \bar{r}_{p0} , равным критическому радиусу при данном пересыщении. Согласно теории ЛСВ без учета влияния поверхностей крупных зерен SiC-I на периметре рассматриваемой области (бесконечный раствор с дисперсными частицами) с течением времени средний радиус \bar{r}_p остается равен критическому радиусу и увеличивается вместе с ним:

$$\bar{r}_p^3 - \bar{r}_{p0}^3 = \frac{4}{9} \beta (t - t_0), \quad \beta = V_m \frac{\rho_{Si}}{M_{Si}} D \alpha, \quad (15)$$

где $D = 7,55 \cdot 10^{-6} \exp(-4609/T)$ – коэффициент диффузии (m^2/c) углерода в расплаве [27]. При этом снижается пересыщение, а также число частиц в единице объема за счет того, что более мелкие частицы оказываются в докритической области и растворяются. Полное количество углерода в растворе и в частицах сохраняется неизменным.

Как показано в [25], модель для дисперсных частиц в бесконечном растворе применима также к полупространству с плоской границей для удаленной от нее области (область коалесценции), в которой несущественно влияние границы на процесс коалесценции. Вблизи границы образуется свободная от частиц и расширяющаяся со временем область диффузионного переноса углерода через раствор из области коалесценции к границе. Для участков наподобие показанного на рис. 8, *a* используем аналогичную модель сферической области радиусом $r_w \sim 25$ мкм, ограниченной поверхностью SiC (рис. 9). К некоторому моменту времени $t > t_0$ все частицы в области 2 вблизи этой поверхности растворяются, радиус области 1 уменьшится до r_b , средний радиус частиц \bar{r}_p увеличится в соответствии с (15), а концентрация X в области коалесценции 1 и на ее границе с диффузионной областью 2 снизится согласно (14). Уменьшением радиуса r_w из-за осаждения SiC на внешней границе пренебрегаем. Качественное представление о системе в таком промежуточном состоянии согласуется с внешний видом участка на рис. 8, *b* после 2 ч выдержки. В модельной системе весь процесс заканчивается исчезновением области 1 за конечное время, что может объяснять отсутствие скоплений мелких частиц в образцах, силицированных при высокой температуре с долгой выдержкой. Однако видимое отсутствие мелких частиц может также объясняться их укрупнением в случае, если область 1 не успевает раствориться. Согласно расчету по (15) за 2 ч выдержки при $T = 2000$ К частицы в области 1 вырастают до размеров ~ 6 мкм, что делает их неотличимыми от первичных зерен SiC-I.

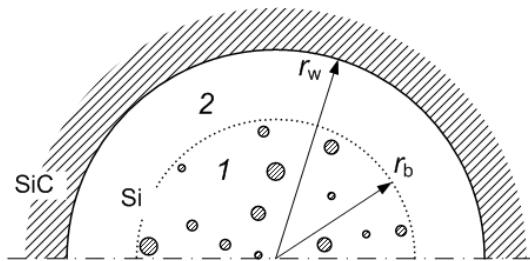


Рис. 9. Модель коалесценции в сферической области, ограниченной поверхностью SiC

Следует отметить, что в структуре образцов наблюдается множество локальных мест, где мелкие частицы срастаются в связную структуру или нет выраженной области 2, свободной от мелких частиц. Такие участки не могут быть описаны в рамках модели, представленной на рис. 9, и вообще классической теории ЛСВ в силу ряда не учитываемых факторов

(таких как малые расстояния между частицами, возможность их непосредственного контакта, различия скоростей растворения и осаждения в зависимости от кристаллографической ориентации плоскостей и структуры частиц). Тем не менее модель соответствует структуре на рис. 8, б, типичной для многих участков образцов, и позволяет оценить характерное время процесса.

Найдем время τ_3 , за которое растворится область 1. Поскольку отток углерода из нее происходит с границы $r = r_b$ (пунктирная линия на рис. 9) и не влияет на распределение частиц и концентрации раствора во внутреннем объеме, изменение радиуса r_b определяется как

$$\frac{dr_b}{dt} = \frac{V_m \rho_{Si}}{v_b M_{Si}} D \left. \frac{dX}{dr} \right|_{r_b}, \quad (16)$$

$$v_b = \zeta v_{SiC-II} / (1 - v_{SiC-I}), \quad (17)$$

где v_b – объемное содержание твердого SiC в области 1, принимаемое постоянным (пренебрегаем малым относительным изменением v_b во времени, связанным со снижением пересыщения раствора), ζ – доля SiC-II, образовавшегося в виде дисперсных частиц, тогда как остальная часть $(1 - \zeta)$ считается кристаллизованной на поверхности SiC-I еще в ходе реакции кремния с углеродом. Для верхней оценки τ_3 положим $\zeta = 1$. Градиент концентрации на границе r_b меняется со временем и находится из решения диффузационной задачи для области 2:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dX}{dr} \right) &= 0, \quad X(r_b) = X_b, \quad X(r_w) = X_{eq}, \\ \left. \frac{dX}{dr} \right|_{r_b} &= -\frac{X_b - X_{eq}}{r_b (1 - r_b / r_w)}. \end{aligned} \quad (18)$$

Выразим ширину области 2 величиной $\Omega = (1 - r_b / r_w)$ и будем отсчитывать время от момента t_0 , соответствующего среднему размеру частиц \bar{r}_{p0} и начальному условию $\Omega = 0$. Считая концентрацию раствора в области 1 равновесной по отношению к \bar{r}_p в каждый момент времени, перепишем (16) с учетом (14), (15) и (18):

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\beta}{v_b r_w^2 \Omega (1 - \Omega)} \left(\bar{r}_{p0}^3 + \frac{4}{9} \beta t \right)^{-1/3}. \quad (19)$$

Время t , за которое ширина области 2 увеличивается до значения $\Omega \leq 1$, и полное время τ_3 растворения области 1 ($\Omega = 1$) равны соответственно:

$$t = \frac{9}{4\beta} \left[\left(\frac{8v_b r_w^2}{27} \left(\frac{\Omega^2}{2} - \frac{\Omega^3}{3} \right) + \bar{r}_{p0}^2 \right)^{3/2} - \bar{r}_{p0}^3 \right], \quad (20)$$

$$\tau_3 = \frac{9}{4\beta} \left[\left(\frac{4v_b r_w^2}{81} + \bar{r}_{p0}^2 \right)^{3/2} - \bar{r}_{p0}^3 \right]. \quad (21)$$

Эти величины являются функциями параметров r_w , \bar{r}_{p0} , температуры (так как $\beta = \beta(T)$) и содержания углерода v_C в исходных образцах C/SiC согласно (17) и (7).

На рис. 10 представлены результаты расчетов по данной модели в зависимости от параметров в тех диапазонах, которые соответствуют экспериментальным наблюдениям и актуальны для разработанной технологии RB-SiC. По кинетическим кривым (рис. 10, *a*) можно видеть, что после 2 ч выдержки при 1770 К ширина области 2 не превышает $0,3r_w$, а расчет по (15) для тех же условий дает средний радиус частиц $\bar{r}_p \approx 1,5$ мкм. Это хорошо описывает структуру на рис. 8, *б*. Для завершения процесса ($\Omega = 1$) при такой температуре необходимо время не менее 17 ч, тогда как при 2070 К достаточно выдержки 2 ч. Температурные зависимости времени τ_3 показаны на рис. 10, *б*, *в* при разных значениях r_w и v_c . Для завершения процесса, например, за время до 6 ч требуется температура 2000 К.

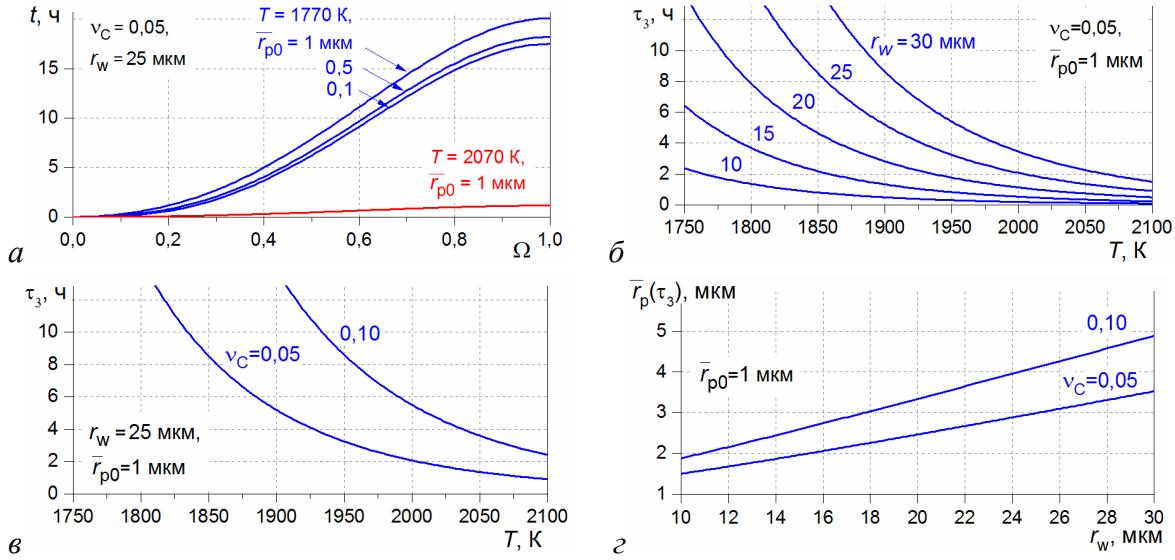


Рис. 10. Расчетные зависимости коалесценции: *а* – графики зависимости (20); *б*, *в* – температурные зависимости времени растворения τ_3 (21); *г* – средний размер частиц \bar{r}_p к моменту времени τ_3 в зависимости от радиуса r_w

Расчетные кривые $\bar{r}_p(t = \tau_3)$ на рис. 10, *г* характеризуют размер частиц к моменту исчезновения области 1 в зависимости от ее начального радиуса. Эта величина не зависит от температуры, поскольку β сокращается при подстановке (21) в (15). При малых $r_w \sim 10$ мкм область 1 растворяется раньше, чем частицы в ней успевают дорастить до размеров зерен мелкой фракции исходной смеси SiC-I (5 мкм). Однако при r_w более ~20 мкм частицы области 1 достигают указанных размеров за время $t < \tau_3$, и реальная структура в окрестности рассматриваемого участка теряет соответствие с моделью на рис. 9. Выросшие частицы SiC-II становятся неотличимыми от зерен SiC-I и должны участвовать наравне с ними в дальнейшем процессе коалесценции, протекающем уже во всем объеме образца в других масштабах времени и размеров. Таким образом, величина τ_3 служит верхней оценкой характерного времени коалесценции, связанной с исчезновением образовавшихся в результате реакции скоплений мелких частиц и выравниванием микроструктуры в объеме образца.

5. Сопоставление характерных времен основных процессов реакционного связывания. Подытоживая представленные результаты, можно выделить три характерных величины времени, связанных с различными процессами и определяющих режим силицирования в целом: время пропитки образца расплавом τ_1 , время локальной реакции кремния с углеродом τ_2 и время исчезновения характерных неоднородностей микроструктуры за счет коалесценции τ_3 . Все три величины имеют различные масштабы. Для рассматриваемой технологии RB-SiC практический смысл имеет сопоставление этих масштабов с характерным временем выравнивания температуры в печи ~10 мин. Процессы, протекающие за меньшее время, не контролируются технологическими параметрами и могут считаться быстрыми. Полное время силицирования τ можно представить в виде

$$\tau(h, T) = \tau_1(h) + \tau_2 + \tau_3(T). \quad (22)$$

Время $\tau_1 = \tau_1(h)$ – единственное слагаемое, которое зависит от размера образца h (выражение (8) и рис. 6), поэтому величина τ_1 важна для масштабирования процесса силицирования на большие размеры. Она практически не зависит от температуры в рабочем диапазоне до 2100 К. Для образцов C/SiC толщиной $h \leq 60$ мм с объемным содержанием углерода $v_C \leq 10\%$ время τ_1 не превышает 10 мин. Зависимость $\tau_1(h)$ становится значимой для масштабирования на большие толщины.

По результатам [4] величина $\tau_2 \ll 10$ мин даже при температуре 1730 К, а с ее ростом должна уменьшаться. Этому способствует экзотермический эффект реакции. Для разработки технологических режимов силицирования можно принимать максимальную оценку времени τ_2 , равную 10 мин независимо от температуры.

Время коалесценции $\tau_3 = \tau_3(T)$ сильно зависит от температуры и характеризуется наибольшим масштабом – порядка единиц и даже десятков часов (см. рис. 10). При необходимости повышения микроструктурной однородности керамики полное время τ определяется временем τ_3 , по сравнению с которым можно пренебречь величинами τ_1 (при малых h) и τ_2 . Повышение температуры до 2100 К позволяет сократить время τ_3 до ~2 ч. В случае отсутствия особых требований к микроструктуре керамики время силицирования τ определяется первыми двумя слагаемыми в (22) и практически не зависит от T . Тогда для силицирования образцов толщиной до 100 мм достаточно значений $T \sim 1700$ К, $\tau \sim 40$ мин.

Выводы. Полученные результаты модельных оценок хорошо согласуются с экспериментальными данными работ [1–4] и могут быть полезными для оптимизации технологической стадии силицирования. Применение модели реакционной инфильтрации расплава кремния в C/SiC ограничивается условиями малого содержания углерода v_C (до 10 об.%) и отсутствием блокировки капиллярных каналов вторичным SiC. В модели коалесценции SiC рассматривается эволюция локальных скоплений наноразмерных и субмикронных частиц в окружении крупных зерен размером несколько микрометров.

Результаты работы позволяют определить масштабы характерных времен основных процессов в зависимости от толщины силицируемого образца и температуры. Оценка времени инфильтрации расплава $\tau_1(h)$ важна для масштабирования процесса силицирования на большие размеры образцов. Время локальной реакции кремния с углеродом τ_2 мало по сравнению с характерным временем выравнивания температуры в печи и в ряде случаев может вовсе не приниматься в расчет. Время коалесценции $\tau_3(T)$ характеризуется наибольшим масштабом порядка нескольких часов и определяет длительность процесса силицирования. При отсутствии необходимости этапа силицирования, связанного с коалесценцией, процесс может быть существенно сокращен и проводиться при минимальной температуре (~1700 К) в течение времени ~40 мин при толщине образца h до 100 мм.

Литература

1. Effect of technological parameters on densification of reaction bonded Si/SiC ceramics / P. S. Grinchuk, M. V. Kiyashko, H. M. Abuhimd [et al.] // J. Eur. Ceram. Soc. – 2018. – Vol. 38. – P. 4815–4823.
2. Advanced technology for fabrication of reaction-bonded SiC with controlled composition and properties / P. S. Grinchuk, M. V. Kiyashko, H. M. Abuhimd [et al.] // J. Eur. Ceram. Soc. – 2021. – Vol. 41. – P. 5813–5824.
3. Силицирование C/SiC в технологии реакционного связывания карбида кремния. Особенности микроструктуры и состава силицированной керамики / М. В. Кияшко, П. С. Гринчук, Д. В. Соловей [и др.] // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 72–85.

4. Кияшко, М. В. Силицирование C/SiC в технологии реакционного связывания карбида кремния. 2. Анализ основных физико-химических процессов силицирования / М. В. Кияшко // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 86–98.
5. Ness, J. N. Polytype formation and transformation during the reaction-bonding of silicon carbide / J. N. Ness, T. F. Page // Bull. Mineral. – 1986. – Vol. 109. – P. 151–161.
6. Louis, E. Reactive infiltration: identifying the role of chemical reactions, capillarity, viscosity and gravity / E. Louis, J. A. Miralles, J. M. Molina // J. Mater. Sci. – 2017. – Vol. 52. – P. 7530–7538.
7. Бобылев, В. Н. Физические свойства наиболее известных химических веществ: Справочное пособие / В. Н. Бобылев. – М. : РХТУ им. Д. И. Менделеева, 2003. – 24 с.
8. Lukas, H. L. Computational thermodynamics: the Calphad method / H. L. Lukas, S. G. Fries, B. Sundman. – Cambridge : Cambridge University Press, 2007. – 313 p.
9. Gröbner, J. Thermodynamic Calculation of the Ternary System Al-Si-C / J. Gröbner, H. L. Lukas, F. Aldinger // Calphad. – 1996. – Vol. 20, No. 2. – P. 247–254.
10. Miettinen, Y. Thermodynamic Description of the Fe-Al-Mn-Si-C System for Modelling Solidification of Steels / Y. Miettinen, V.-V. Visuri, T. Fabritius. – Oulu : University of Oulu, 2019. – 237 p.
11. Mills, K. C. Thermophysical properties of silicon / K. C. Mills, L. Courtney // ISIJ Int. – 2000. – Vol. 40. – P. S130–S138.
12. Harris, G. L. Properties of silicon carbide / G. L. Harris. – London : INSPEC, 1995. – 295 p.
13. Reaction-bonded silicon carbide by reactive infiltration / P. Sangsuwan, J. A. Orejas, J. E. Gatica [et al.] // Ind. Eng. Chem. Res. – 2001. – Vol. 40. – P. 5191–5198.
14. Viscosity of molten silicon and the factors affecting measurement / Y. Sato, Y. Kameda, T. Nagasawa [et al.] // J. Cryst. Growth. – 2003. – Vol. 249. – P. 404–415.
15. Casado, A. Wettability and infiltration of liquid silicon on graphite substrates / A. Casado, J. M. Torralba, S. Milenkovic // Metals. – 2019. – Vol. 9, Iss. 3. – Art. 300.
16. Wettability of carbon (C), silicon carbide (SiC), and silicon nitride (Si₃N₄) with liquid silicon (Si) / H. Iyer, Y. Xiao, D. Durlik [et al.] // JOM. – 2021. – Vol. 73. – P. 244–252.
17. Carman, P. C. Fluid flow through granular beds / P. C. Carman // Chem. Eng. Res. Des. – 1997. – Vol. 75. – P. S32–S48.
18. Салтыков, С. А. Стереометрическая металлография / С. А. Салтыков – М. : Металлургия, 1976. – 270 с.
19. Schneider, C. NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis / C. Schneider, W. Rasband, K. Eliceiri // Nat Methods. – 2012. – Vol. 9. – P. 671–675.
20. Permeability analysis in bisized porous media: wall effect between particles of different size / R. P. Dias, C. S. Fernandes, J. A. Teixeira [et al.] // J. Hydrol. – 2008. – Vol. 349. – P. 470–474.
21. Mauret, E., Renaud, M. Transport phenomena in multiparticle systems – I. Limits of applicability of capillary model in high voidage beds application to fixed beds of fibers and fluidized beds of spheres / E. Mauret, M. Renaud // Chem. Eng. Sci. – 1997. – Vol. 52. – P. 1807–1817.
22. Garcia-Cordovilla, C. Pressure infiltration of packed ceramic particulates by liquid metals / C. Garcia-Cordovilla, E. Louis, J. Narciso // Acta Mater. – 1999. – Vol. 47, No. 18. – P. 4461–4479.
23. Messner, R. P., Chiang Y.-M. Liquid-phase reaction-bonding of silicon carbide using alloyed silicon-molybdenum melts / R. P. Messner, Y.-M. Chiang // J. Am. Ceram. Soc. – 1990. – Vol. 73. – P. 1193–1200.
24. Minnear, W. P. Interfacial energies in the Si/SiC system and the Si+C reaction / W. P. Minnear // J. Am. Ceram. Soc. – 1982. – Vol. 65, Iss. 1. – P. C-10.
25. Lifshitz, I. M. Kinetics of diffusive decomposition of supersaturated solid solutions / I. M. Lifshitz, V. V. Slezov // Soviet physics JETP. – 1959. – Vol. 35 (8), No. 2. – P. 331–339.

26. Кукушкин, С. А. Дисперсные системы на поверхности твердых тел: механизмы образования тонких пленок (эволюционный подход) / С. А. Кукушкин, В. В. Слезов. – СПб : Наука, 1996. – 304 с.

27. Гнесин, Г. Г. Карбидокремниевые материалы / Г. Г. Гнесин. – М. : Металлургия, 1977. – 216 с.

В. Л. Колпащиков

ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СРЕДАХ

Флуктуационно-диссипационная термодинамика (ФДТ) в силу своей универсальности имеет широкий спектр применения в самых различных областях.

Наиболее эффективны методы нелинейной флуктуационно-диссипационной термодинамики при решении комплексных задач, когда одновременно происходят электромагнитные, тепловые, химические флуктуационные процессы [1–4], в частности, при исследовании различного рода перекрестных нелинейных флуктуационных эффектов, таких как термоэлектрические, термоэлектромагнитные и др. Ниже анализируются флуктуационные эффекты, сопровождающие тепломассоперенос в химически активных средах.

Одной из основных проблем интенсивно развивающейся в настоящее время нелинейной неравновесной термодинамики является задача корректного описания и адекватного моделирования макроскопической релаксации (динамики) нелинейных систем вдали от равновесия, определения их конкретных термодинамических характеристик и одновременно вопрос о возможности получения исчерпывающей информации о флуктуационных процессах в этих системах.

Роль флуктуаций чрезвычайно велика в неравновесных условиях, когда состояние системы близко к неустойчивому. Вблизи критических точек в нелинейных системах флуктуации могут приводить к образованию макроскопических диссипативных структур к различным типам «когерентного» или «турбулентного» движения [3].

В данной статье показано, как, базируясь на ФДТ [5–7], получать термодинамически корректное описание процессов тепломассопереноса в системах с химическими реакциями, учитывающих флуктуации (и приводящих к формально замкнутой структуре макроскопической термодинамически сокращенной теории процессов тепломассообмена). Анализ соотношений между флуктуационными характеристиками и средними тепловыми и массовыми потоками в таких системах имеет принципиальное значение в задачах исследования устойчивости химических реакций, стабилизации неравновесных стационарных режимов в химической кинетике, в теории горения и взрыва, в задачах термодиффузии, при выборе оптимальных режимов лазерного управления термохимическими процессами и т. д.

1. Нелинейные уравнения Ланжевена для термических возмущений. Для анализа неравновесных флуктуационных процессов в химически активных средах построим нелинейные стохастические уравнения Ланжевена для термических процессов и определим в них функции корреляции флуктуационных источников. Расчет неравновесных флуктуаций из стохастических уравнений Ланжевена оказывается более предпочтительным в сравнении с непосредственным применением флуктуационно-диссипационных соотношений (особенно при учете начальных и граничных условий). Вывод известных стохастических уравнений гидродинамики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [8] – пример такой процедуры в линейном случае. Отметим, что способ введения флуктуационных источников в нелинейные уравнения зависит от типа граничных (или начальных) условий. Так, при заданных потоках физических величин вводятся флуктуационные источники термодинамических сил, сопряженных с потоками соответствующих величин [1, 2]. Если же неравновесное состояние задается посредством сторонних термодинамических сил, то удобно вводить флуктуационные источники потоков.

Пусть x_1, x_2, \dots, x_N есть полная совокупность макроскопических величин, которая определяет неравновесное состояние физической системы.

Макроскопическое описание неравновесных состояний, как правило, предполагает, что может быть введена энтропия неравновесного состояния $S(x_1, x_2, \dots, x_N)$ как функция макроскопических величин.

Будем исходить далее из нелинейных феноменологических уравнений релаксации макроскопических величин x_1, x_2, \dots, x_N , ограничиваясь при этом квадратично-кубичной аппроксимацией нелинейности системы

$$\dot{x} = F_i(x_1, x_2, \dots, x_N) = -\alpha_{i,k}x_k - \alpha_{i,klk}x_l - \alpha_{i,klm}x_kx_lx_m, \quad (1.1)$$

которые перепишем также в каноническом виде

$$\dot{x}_i = -\gamma_{i,k}X_k - \gamma_{i,kl}X_kX_l - \gamma_{i,klm}X_kX_lX_m. \quad (1.2)$$

Здесь X_k, X_l, \dots – термодинамически сопряженные с x_k, x_l, \dots силы, определяемые энтропией неравновесного состояния $S(x_1, x_2, \dots, x_N)$:

$$X_k = -\frac{\partial S(x_1, x_2, \dots, x_N)}{\partial x_k} = \beta_{kj}x_j + \beta_{kjl}x_jx_l + \beta_{kilm}x_jx_lx_m. \quad (1.3)$$

Стохастические уравнения в нелинейной термодинамике строятся подобно стохастическим уравнениям при динамических возмущениях. Построенные в [4] нелинейные стохастические уравнения при заданных потоках физических величин использованы для анализа нелинейных термоэлектрических флуктуационных явлений [2]. Здесь мы запишем стохастические уравнения, приспособленные для решения задач с граничными условиями, в иной форме, когда неравновесное состояние системы задается посредством термодинамических сил.

Пусть x_i в (1.1) являются случайными величинами, причем их флуктуации возникают в результате воздействия флуктуационных сил y_i , т. е.

$$\dot{x}(t) = -\alpha_{i,j}x_j - \alpha_{i,jl}x_jx_l - \alpha_{i,jlm}x_jx_lx_m + y_i(t). \quad (1.4)$$

Для упрощения будем считать, что система находится в контакте с термостатом при температуре T_0 . Тогда диссипация энергии системы в неравновесном состоянии есть

$$Q = T_0 \dot{S} = -T_0 X_i \dot{x}_i. \quad (1.5)$$

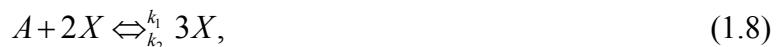
Принимая во внимание (1.2)–(1.5), на основании линейной и квадратичной ФДТ получаем

$$\langle y_i(t)y_j(t_1) \rangle = 2[\gamma_{i,j} + (\gamma_{i,jm} + \gamma_{j,im} - \gamma_{m,ij})\langle X_m \rangle] \delta(t - t_1). \quad (1.6)$$

Простейшей моделью, иллюстрирующей роль флуктуаций в химически активных средах, является схема химической реакции, предложенная Г. Г. Шлегелем в 1972 г. Это автокатализитическая реакция, при которой A превращается в B через промежуточный продукт X , который катализирует свое собственное образование. Полная реакция имеет вид



Она протекает в две стадии:



Система открыта в смысле взаимодействия с бесконечными резервуарами A и B , в результате чего концентрации этих веществ постоянны. В соответствии с уравнением баланса массы кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \rho_x}{\partial t} = -k_2 \rho_x^3 + k_1 \rho_A \rho_x^2 + k_4 \rho_B. \quad (1.10)$$

Нас интересуют случаи, когда кинетические уравнения допускают более одного стационарного решения. В таких ситуациях осуществляются резкие переходы между устойчивыми стационарными состояниями, не сопровождающиеся потерей симметрии или возникновением временной упорядоченности. Будем считать, что система находится в механическом равновесии и ее температура постоянна. Это предположение часто выполняется для химически активных сред. Далее допускаем, что смесь компонентов в реакторе однородна и изотропна, т. е. диффузия приводит к очень быстрому перемешиванию компонентов реакции. Зададим граничные условия: концентрация на границе реактора постоянна. В соответствии с принципом детального равновесия полная реакция (1.7) будет находиться в равновесии, если выполняется условие для одновременного равновесия реакций (1.8), (1.9):

$$\begin{cases} k_1 \rho_A^{\text{eq}} (\rho_x^{\text{eq}})^2 = k_2 (\rho_x^{\text{eq}})^3, \\ k_3 \rho_x^{\text{eq}} = k_4 \rho_B^{\text{eq}}. \end{cases} \quad (1.11)$$

Рассмотрим стационарное решение уравнения (флуктуации пока не учитываем) (1.10):

$$(\rho_x^{\text{eq}})^3 - a(\rho_x^{\text{eq}})^2 + k \rho_x^{\text{eq}} - b = 0, \quad (1.12)$$

где

$$a = \frac{k_1 \rho_A^{\text{eq}}}{k_2}; \quad b = \frac{k_4 \rho_B}{k_2}; \quad k = \frac{k_3}{k_2}.$$

Характер корней кубического уравнения (1.12) зависит от знака выражения $q^2 + r^3$, где

$$q = -\frac{1}{9}a^2 + \frac{1}{3}k, \quad r = \frac{1}{27}a^3 - \frac{1}{6}ak + \frac{1}{2}b.$$

Если $q^2 + r^3 > 0$, то уравнение имеет один вещественный и два комплексно-сопряженных корня. Если $q^2 + r^3 < 0$, то все три корня вещественные (рис. 1).

Эти решения разделены в пространстве параметров (q, r) кривой $q^3 + r^2 = 0$, на которой исходное уравнение (1.12) имеет по крайней мере два одинаковых корня:

$$\rho_{x_{01}} = \rho_{x_{02}} = -r^{1/3} + \frac{q}{3}; \quad \rho_{x_{03}} = 2r^{1/3} + \frac{q}{3}.$$

В заштрихованной области на рис. 1 только один вещественный корень, в не заштрихованной – все три корня вещественные. Таким образом, все три корня одинаковы, если $r = 0$ и $q = 0$ или в исходных параметрах (a, b, k) :

$$a = (3k)^{1/2}; \quad b = \frac{\sqrt{3}}{9} k^{3/2} = \frac{a^3}{27}. \quad (1.13)$$

Равенство (1.13) представим через a и b в следующем виде:

$$b^2 + 2 \left(\frac{2}{27} a^3 - \frac{1}{3} ak \right) b + \frac{4}{27} k^3 - \frac{1}{27} a^2 k^2 = 0. \quad (1.14)$$

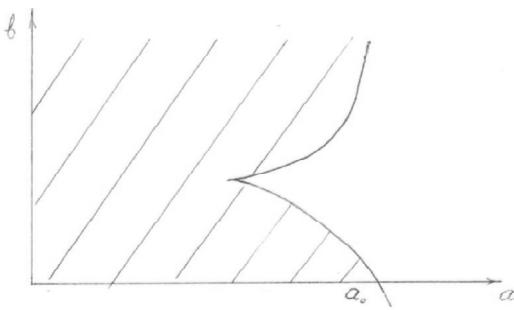


Рис. 1. Области решений кинетического уравнения

Если обозначить два корня этого уравнения через b_1 и b_2 , причем $b_1 < b_2$, то для того чтобы все три корня уравнения (1.12) были действительными, необходимо выполнение условия $b_1 < b < b_2$. Условие равновесия (1.14), выраженное через параметры a и b , имеет вид

$$\left(\frac{b}{a}\right)_{\text{eq}} = k.$$

Легко убедиться в том, что это условие не выполняется в области $b_1 < b < b_2$. Таким образом, в данной модели множественные стационарные состояния могут возникать лишь вдали от равновесия.

На рис. 2 изображена стационарная зависимость концентрации от параметра b . Для значений b_1 и b_2 получается следующее выражение:

$$b_{1,2} = \frac{9ak - 2a^3 \pm 2(a^2 - 3k)^{1/2}}{27}. \quad (1.15)$$

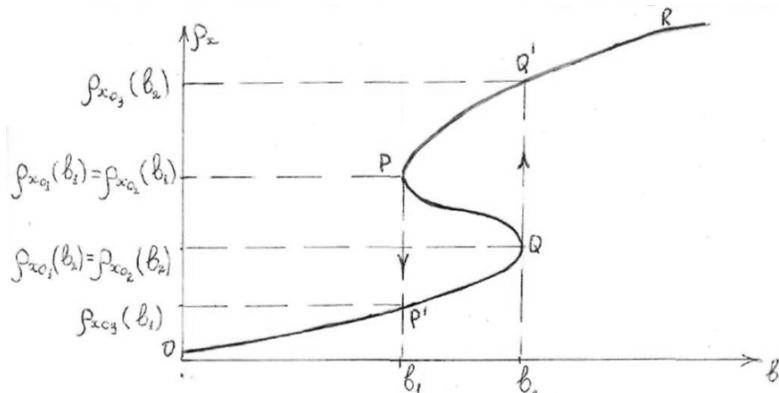


Рис. 2. Зависимость концентрации от параметра b

Соответствующие этим значениям b_1 и b_2 величины стационарной концентрации будут соответственно равны:

$$\begin{aligned} \rho_{x_m}(b_1) &= \rho_{x_{02}}(b_1) = \frac{\sqrt{a^2 - 3k} + a}{3}, & \rho_{x_{01}}(b_2) &= \rho_{x_{02}}(b_2) = -\frac{\sqrt{a^2 - 3k} + a}{3}, \\ \rho_{x_{03}}(b_1) &= \frac{-2\sqrt{a^2 - 3k} + a}{3}, & \rho_{x_{03}}(b_2) &= \frac{2\sqrt{a^2 - 3k} + a}{3}. \end{aligned}$$

Согласно линейному анализу устойчивости ветви $0Q$ и PR соответствуют устойчивым состояниям, а ветвь PQ – неустойчивым. Из рис. 2 видно также, что при изменении b возникает гистерезис по ρ_x , как показано стрелками. Кроме того, из состояний на ветви PQ могут происходить переходы на верхнюю ветвь PQ' (и наоборот), даже прежде чем будут достиг-

нуты состояния Q или P , если возмущения, накладываемые на стационарное состояние, превышают значение, соответствующее промежуточной ветви QP . Таким образом, системам с множественными стационарными состояниями присуща внутренняя возбудимость, что делает их пригодными для биологических применений. Кроме того, возможность резких переходов между двумя стабильными состояниями позволяет использовать эту модель для анализа взрывных реакций.

2. Неравновесные стационарные флюктуации концентрации промежуточного реагента автокаталитической реакции без учета диффузии. Для вычисления неравновесных флюктуаций используем макроскопическую теорию флюктуаций, изложенную в [7]. Ограничимся исследованием стационарных флюктуаций в неравновесных системах. Как было показано выше, система находится в равновесии, если выполняются условия одновременного равновесия (1.11). Если зафиксируем один из параметров, например ρ_a , то, изменяя другой параметр ρ_b , будем выводить систему из равновесия. При этом она может попасть в другие состояния, которые будут стационарными, но не равновесными. Изменяя параметр ρ_b , тем самым будем изменять и ρ_x . Рассмотрим, как ведет себя отклонение ρ_x от равновесного значения. Перепишем уравнение (1.14) для отклонений ρ_x от равновесного ρ_{x_0} .

Полагая $\rho_x = \rho_x^0 + x$, имеем

$$\dot{x} = -\alpha_1 x - \alpha_2 x^2 - \alpha_3 x^3, \quad (2.1)$$

где

$$\alpha_1 = 3k_2\rho_x^0 - 2k_1\rho_A\rho_x^0 + k_3, \quad \alpha_2 = 3k_2\rho_x^0 - k_1\rho_A, \quad \alpha_3 = k_2.$$

Перейдем далее к анализу неравновесных флюктуаций. Полагая случайную величину $x = \langle x \rangle + \tilde{x}$, запишем стохастическое уравнение Ланжевена (1.4) в приближении малых флюктуаций:

$$\dot{\tilde{x}} = -\alpha_1 \tilde{x} - 2\alpha_2 \langle x \rangle \tilde{x} - 3\alpha_3 \langle x \rangle^2 \tilde{x} + y_{ch}, \quad (2.2)$$

откуда находим спектр флюктуаций для \tilde{x} :

$$(\tilde{x})_\omega^2 = \frac{\langle y_{ch} y_{ch} \rangle_\omega}{[\alpha_1 + 2\alpha_2 \langle x \rangle + 3\alpha_3 \langle x \rangle^2]^2 + \omega^2}. \quad (2.3)$$

Здесь $\langle x \rangle$ является решением стационарного уравнения (1.12). Спектр флюктуационного источника у находится по формуле (1.6). Чтобы ею воспользоваться, необходимо из уравнения для скорости изменения энтропии определить термодинамически сопряженную с x величину X и затем записать уравнение (2.1) $\dot{x} = \dot{x}(X)$ в канонической форме (1.2) $\dot{x} \equiv \dot{x}(X)$, тогда сможем простым дифференцированием получить функцию корреляции источника флюктуаций.

Скорость изменения энтропии в нашем случае есть

$$\dot{S} = \frac{-\mu_x}{T} \dot{\rho}_x = -X \dot{x}. \quad (2.4)$$

Отсюда следует, что $X = \mu_x/T$ является термодинамически сопряженной для ρ_x . Так как $x = \rho_x - \rho_x^{eq}$, то и сопряженной для него величиной будет $X - X_0$, где X_0 – значение термодинамической силы в равновесии. Поскольку знаменатель в выражении для спектра мощности зависит от x , нам удобнее выразить и корреляционную функцию источника через x . Будем

считать $X = X(x) \equiv \frac{\mu(x)}{T}$. Дифференцирование по $\frac{\partial}{\partial x}$ заменим на $\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x}$. В результате получаем следующее выражение для спектра мощности флуктуаций:

$$(\tilde{x})_o^2 = \frac{\frac{T}{2} \frac{\mu}{\mu_1} \left(\frac{\partial^2 \dot{x}}{\partial x^2} \right) + \frac{T}{2} \frac{\alpha_1}{\mu_1} - \frac{T}{2} \frac{\mu \mu_2}{\mu_1^3} \left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} \right)}{\left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} \right)^2 + \omega^2}, \quad (2.5)$$

где

$$\mu_1 = \frac{\partial \mu}{\partial x} \Big|_{x=0}; \quad \mu_2 = \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} \Big|_{x=0}.$$

От спектра мощности перейдем к корреляционной функции $\langle xx(t) \rangle$. Применяя к (2.5) преобразование Фурье, получаем следующее выражение для функции корреляции:

$$\langle xx(t) \rangle = \frac{T \left[\frac{\mu}{\mu_1} \left(\frac{\partial^2 \dot{x}}{\partial x^2} + \frac{\alpha_1}{\mu_1} - \frac{\mu \mu_2}{\mu_1^3} \left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} \right) \right) \right]}{4 \left| \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} \right|} \exp \left(- \left| \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} \right| t \right). \quad (2.6)$$

Проанализируем полученный результат. Прежде всего, в состоянии равновесия ($x = 0$) должна получиться известная равновесная функция корреляции. Действительно, при $x = 0$ имеем

$$\langle xx(t) \rangle^0 = \frac{T}{2\mu_1} \exp(-|\alpha_1|t). \quad (2.7)$$

Из линейного анализа неустойчивости следует, что система становится неустойчивой в том случае, когда производная $\frac{\partial F(x)}{\partial x}$ обращается в нуль, т. е. когда $\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} = 0$. Это происходит при

$$x_{1,2} = \frac{-\alpha_2 \pm \sqrt{\alpha_2^2 - 3\alpha_1\alpha_3}}{3\alpha_3}.$$

Флуктуации в этих точках стремятся в бесконечность. График функции корреляции (2.6) показан на рис. 3.

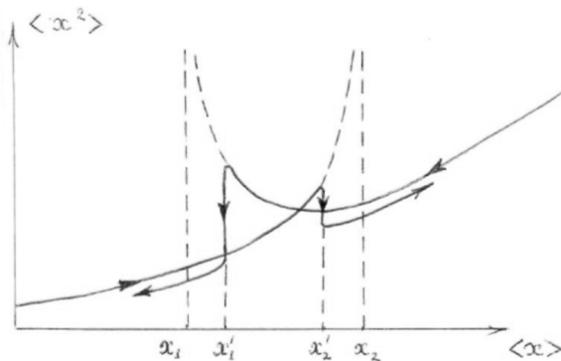


Рис. 3. Области неустойчивости

Однако из анализа источника флюктуаций (выражение в числителе (2.6)) получается, что он становится отрицательным раньше, чем система подойдет к точкам x_1 и x_2 , а именно в точках x'_1 и x'_2 :

$$x'_{1,2} = \frac{3\mu\alpha_3 - \frac{\mu\mu_2}{\mu_1^2}\alpha_2 \pm \sqrt{9\mu^2\alpha_3^2 + \frac{\mu^2\mu_2^2}{\mu_1^4}\alpha_2^2 - 3\frac{\mu\mu^2}{\mu_1^2}\alpha_1 - 3\frac{\mu^2\mu_2^2}{\mu_1^4}\alpha_1\alpha_3}}{3\frac{\mu\mu_2}{\mu_1^2}\alpha_3}.$$

Но поскольку отрицательность источника не имеет физического смысла, это означает, что система не может находиться в таком состоянии и должна отреагировать так, чтобы изменилось ее состояние. Иными словами, система должна перейти в такое состояние, когда флюктуации снова станут положительными. Это означает, что система совершил резкий переход с нижней ветви на верхнюю в точке x' , не доходя до точки b_2 . Можно показать, что расстояние между точками перехода, предсказанными линейной теорией устойчивости динамического уравнения, и точками перехода, обусловленными неравновесностью источника флюктуаций, пропорционально отношению

$$\frac{\mu_2}{\mu_1^2} : |(x'_{1,2} - x_{1,2})| \approx \frac{\mu_2}{\mu_1^2}.$$

Интересно, что асимптота графика зависимости $\langle x^2 \rangle$ от $\langle x \rangle$ тоже определяется отношением

$$\frac{\mu_2}{\mu_1^2} : \langle x^2 \rangle_{\langle x \rangle \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{\mu_2}{\mu_1^2} \cdot \frac{T}{4}.$$

Из рис. 3 видно, что в системе возможно как увеличение флюктуаций с ростом неравновесности, так и их уменьшение. Легко заметить из анализа (2.6), что этот эффект более раннего перехода системы на новую ветвь решений определяется неравновесностью источника флюктуаций, так как если бы источник флюктуаций был равновесным (т. е. в числителе (2.6) стоял бы только член α_1/μ_1), то система перешла бы в новую ветвь в точках, предсказанных линейной теорией устойчивости динамического уравнения (см. рис. 2).

Зависимость $\langle xx(t) \rangle$ от параметра неравновесности b показана на рис. 4. Здесь b – отклонение концентрации реагента B от равновесного значения $\rho_B = \rho_B^0 + b$. Видно, что с увеличением неравновесности (с ростом b) возможно как увеличение, так и уменьшение флюктуаций, что отражает факт существования устойчивых неравновесных систем.

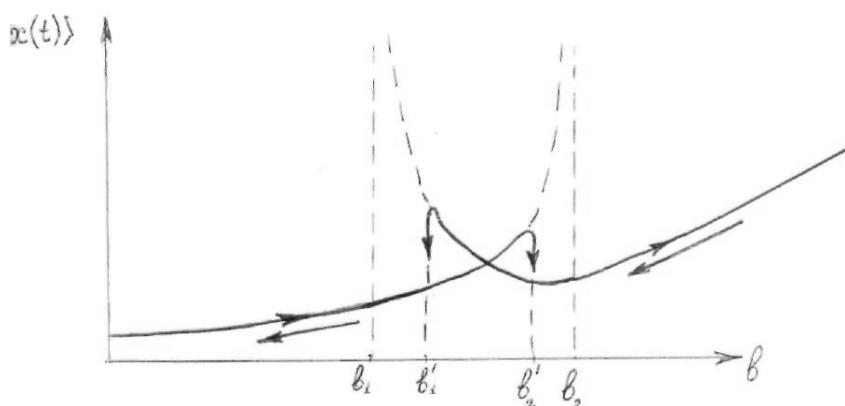


Рис. 4. Зависимость флюктуаций от параметра неравновесности

Литература

1. Bochkov, G. N. Towards the theory of nonlinear thermoelectric fluctuation phenomena / G. N. Bochkov, G. F. Efremov, V. L. Kolpashchikov // Int. J. Letters in Heat and Mass Transfer. – 1982. – Vol. 9. – P. 187–192.
2. Bochkov, G. N. Towards a nonlinear theory of fluctuations macroscopic quantities (thermal perturbations) / G. N. Bochkov, G. F. Efremov, V. L. Kolpashchikov // Int. J. Letters in Heat and Mass Transfer. – 1982. – Vol. 9. – P. 193–199.
3. Николис, Г. Самоорганизация в неравновесных системах / Г. Николис, И. Пригожин. – М. : Мир, 1979.
4. Зубарев, Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика / Д. Н. Зубарев. – М. : Наука, 1971.
5. Ефремов, Г. Ф. Флуктуационно-диссипационная теорема для нелинейных сред / Г. Ф. Ефремов // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 55. – С. 2322.
6. Стратонович, Р. Л. Нелинейная неравновесная термодинамика / Р. Л. Стратонович. – М. : Наука, 1985.
7. Бочков, Г. Н. К общей теории тепловых флуктуаций в нелинейных системах / Г. Н. Бочков, Ю. Е. Кузовлев // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72. – С. 238.
8. Ландау, Л. Д. Статистическая физика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1976. – Ч. 1.

Е. С. Конева

ТЕХНОЛОГИИ ТРЕХМЕРНОГО ONLINE-МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ НАСОСОВ НА САЙТЕ

Приведен обзор технологий, используемых для моделирования различных объектов на сайте. Выявлено, что 3D-моделирование на сайте не использовалось ранее для тепловых насосов. Технология позволяет любому пользователю дистанционно ознакомиться с готовой трехмерной моделью теплового насоса, разработанной конструктором, вращать её, перемещать в трехмерном пространстве. 3D технология моделирования тепловых насосов на сайте может использоваться как дополнение к традиционным методам моделирования, имеет преимущества для пользователей – не требует глубоких знаний в традиционных методах моделировании.

Цель данной работы – найти подходящую технологию для дистанционного моделирования насоса на сайте, которая позволит пользователям наглядно и быстро ознакомиться с оборудованием (тепловым насосом), уже разработанным конструктором в традиционных программных обеспечениях, осуществить быстрый просмотр, вращение и перемещение в трехмерном пространстве.

Тепловые насосы широко применяются для экономии энергии в различных отраслях жизнедеятельности человека: в промышленности, в сельском хозяйстве, в строительстве и др. Преимуществом тепловых насосов является экологичность. В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси успешно разрабатывались и применялись тепловые насосы [1] с использованием традиционных систем автоматизированного проектирования (САПР). Для проектирования традиционно используются такие программные обеспечения для проектирования (САПР), устанавливаемые на персональный компьютер, как Autodesk AutoCad, пакеты COMSOL, Компас. Возможность получить удаленный доступ к данным САПР через интернет или локальную сеть отсутствует. Недостатками традиционных методов моделирования являются сложность ознакомления с готовой трехмерной моделью для пользователей, не владеющих навыками традиционного моделирования, отсутствие дистанционного доступа к 3D-модели.

В связи с интенсивным развитием компьютерной графики в последнее время широко распространено использование трехмерного моделирования для решения различных научных и производственных задач. Трехмерное моделирование на сайте использовалось для решения различных задач, в том числе в области логистики, для ознакомления с объектом (см. таблицу).

В условиях современных социальных проблем (пандемия COVID-19, экономические санкции) дистанционные технологии становятся все более актуальными. Одной из данных технологий является трехмерное моделирование на сайте. Суть этой технологии заключается в том, что на сайте помещаются код и 3D-объекты, позволяющие выполнять различные трехмерные операции пользователями сайта: вращение и перемещение в трехмерном пространстве, а при наличии функционала даже изменение размеров помещения и т. д.

Технология моделирования на сайте отличается от традиционных тем, что проектирование происходит через интернет-браузер, поддерживающий Flash. Доступ пользователей к проектированию осуществляется через интернет или локальную сеть, в основном используя ресурсы удаленного сервера. Традиционные системы проектирования устанавливаются на локальный персональный компьютер, используются ресурсы только локального компьютера пользователя, к нему нет удаленного доступа.

В литературе [4, 5] показано, что в качестве основы Flash используются существующие 3D-инструменты:

– Papervision3D – самое известное Open Source программное обеспечение, позволяет добавлять в сцену встроенные примитивы: Plane, Sphere, Cylinder, Cone, Cube, Paperplane, Arrow, а также есть возможность векторной прорисовки по треугольникам.

– Away – создан на основе проекта Papervision, подобен ему по функциональным возможностям, также позволяет выполнять программную генерацию 3D-моделей, рельефа и normalmaps.

– Sandy – программное обеспечение, также использующее векторную прорисовку. В использовании он проще, чем Papervision3D.

– FFilmation AS3 Flash Isometric Engine – изометрическое программное обеспечение, что накладывает значительные ограничения на разработку проекта.

– AlternativaPlatform – платформа для трехмерных игр, разрабатываемая группой из Перми. Позволяет выполнять векторную прорисовку по треугольникам. Основной особенностью платформы является отличная оптимизация, особенно этот фактор важен в проектах с большим количеством треугольников в видимой области.

– Swift 3D [9] – компьютерная программа, которая позволяет создавать или импортировать 3D-модели и экспортить их для использования в Adobe Flash.

Применение технологий моделирования на сайте

| Объект | Описание работы | Лит. источник |
|---|---|---------------|
| ООО «Руспромком» | Автоматизирование процесса поиска конкретных изделий из металла, формирование отчета для менеджера | [2] |
| ЗАО «Ай-Теко» | Процесс работы множества логистических функций предприятия. Разработка автоматизированной системы слежения, контроля, моделирования, анализа и оптимизации полного цикла выпуска металлургической продукции (АС ВМП) на основе создания и интеграции математических моделей технологических, логистических и бизнес-процессов предприятия | [3] |
| ИРВИС (комплекс «Интернет Разработки Виртуальных Интерактивных Сред») | Используется для разработки следующих виртуальных сред: компьютерного обучающего тренажера виртуальной химической лаборатории, проекта городского района | [4] |
| Виртуальная реальность | Создание мобильного приложения виртуальной реальности (рассматривается модель телефона в виртуальной реальности) | [5] |
| Институт точной механики и оптики | Сцена виртуального мира с трехмерной моделью здания Института точной механики и оптики | [6] |
| СПбГУКиТ | Экспериментальный веб-проект «Дом – уголок тайской жизни» | [7] |
| Дальневосточный государственный университет | Компьютерная обучающая программа. Опробована при разработке обучающей программы по изучению устройства и работы топливного насоса высокого давления | [8] |

Данные, приведенные в таблице, подтверждают, что технологии трехмерного моделирования на сайте не применялись в области проектирования тепловых насосов и др. энергосберегающего оборудования. Перечисленные выше ранее применяемые технологии моделирования на сайте представляли собой несложные трехмерные объекты, иногда с наложенны-

ми изображениями (интеграция трехмерных и двумерных технологий – ИРВИС [4]). Также эти технологии представляли собой отдельный функционал на сайте.

Swift 3D, Adobe Flash (Action Script) – наиболее подходящее программное обеспечение для создания теплового насоса на сайте. Оно позволяет интегрировать готовые 3D объекты с Adobe Flash.

Был разработан функционал трехмерного пространства на сайте с помощью Adobe Flash и языка программирования Action Script, позволяющий вращать уже готовый трехмерный объект, созданный конструктором в традиционном программном обеспечении, перемещать, также при желании задавать ширину, высоту и глубину трехмерного помещения, где размещается оборудование.

Использование трехмерного моделирования на сайте позволяет пользователям наглядно и дистанционно ознакомиться с разработанным оборудованием, вращать и перемещать его в трехмерном пространстве, не устанавливая тяжеловесный 3D-софт (САПР) на компьютер. Им можно пользоваться с мобильных устройств пользователей (планшеты, смартфоны, телефоны и др.), на которых нет возможности устанавливать тяжеловесное программное обеспечение. Для этого не требуются глубокие знания традиционных методов моделирования (для пользователей), что позволяет легко и наглядно ознакомиться с уже готовой моделью теплового насоса.

Традиционные технологии (САПР) используются для проектирования сложных объектов, а технологии моделирования на сайте – исключительно для первичного ознакомления с уже готовой трехмерной моделью теплового насоса и как дополнение к традиционным методам моделирования.

Литература

1. Актуальные разработки, исследования и испытания. Каталог. Институт тепло- и маскообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://itmo.by/pdf/catalog/%D1%81atalog_2022.pdf. – Дата доступа: 01.05.2022.
2. Таскаева, А. А. Применение технологии Flash при разработке web-приложения для компании ООО «РусПроМКом» / А. А. Таскаева // Актуальные проблемы авиации и космонавтики. – 2016. – № 12. – С. 653–654.
3. Трехмерная визуализация производственных и логистических процессов: выбор средства разработки / И. Л. Дмитриев, Н. В. Папуловская, К. А. Аксенов, В. Д. Камельский // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 2. – С. 88–96.
4. Грибова, В. В. Визуализация виртуальных сред в облачных сервисах [Электронный ресурс] / В. В. Грибова, Л. А. Федорищев. – Режим доступа: https://libeldoc.bsuir.by/bitstream/123456789/7172/1/Gribova_Realizatsiya.PDF. – Дата доступа: 22.06.2022.
5. Шульдова, С. Г. Разработка приложения дополненной реальности / С. Г. Шульдова, Ф. В. Шохалевич // Актуальные проблемы науки XXI века : сб. науч. ст. молодых ученых / Минский институт управления. – Минск, 2013. – Вып. 2. – С. 111–117.
6. Меженин, А. В. О разработке сервера виртуальных миров для университета / А. В. Меженин, В. Т. Тозик // Науч.-техн. вестн. информационных технологий, механики и оптики. – 2001. – № 1. – С. 97–99.
7. Санти Бунтасанакул. Веб-документалистика: выразительный потенциал мультимедийной среды / Бунтасанакул Санти // Общество. Среда. Развитие (Terra Humana). – 2013. – № 4 (29). – С. 155–158.
8. Петрухин, А. О. Технология создания компьютерных обучающих программ с применением трехмерного моделирования / А. О. Петрухин, А. Ю. Коньков // Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XXI веке: тр. Всерос. молодежной науч.-практ. конф. с междунар. участием. 23–25 апреля 2013 г. – Хабаровск : Изд-во ДВГУПС, 2013. – Т. 1. – С. 55–61.

Е. В. Коробко, Л. С. Ещенко^{*}, Н. А. Журавский, Л. В. Радкевич, З. А. Новикова

КОЛЕБАНИЯ ОБОЛОЧКОВОГО ЭЛЕМЕНТА С ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМЫМ МАТЕРИАЛОМ

Введение. Проблема контроля и снижения вибраций является актуальной во многих областях промышленности, включая строительную, автомобиль- и судостроение, робототехнику, аэрокосмическую технику и т. д. В частности, при транспортировке жидкости требуется снижение механического воздействия, обусловленного неровностями дороги и дорожной ситуацией. Транспортируемые жидкие грузы обладают различными физическими свойствами, которые оказывают существенное влияние на их перетекание и диссипативный разогрев в резервуарах при различных скоростных режимах движения. Перемещение жидкости со свободной поверхностью в объеме резервуара наиболее опасно вследствие действия инерционных сил, возникающих при торможении, разгоне и поворотах транспортного средства. Подвижность жидкости в резервуаре приводит к изменению сил, действующих на резервуар при колебаниях. В условиях резонанса возникающие значительные гидродинамические силы могут привести помимо разогрева к потере устойчивости объекта, поэтому насущной задачей является снижение механического воздействия жидкости на оболочку резервуара транспортного средства.

Для оболочных конструкций можно применять устройства поверхностного демпфирования (демпфирующие покрытия, многослойные демпфирующие конструкции). Многослойные демпфирующие конструкции представляют собой слоистые конструкции, содержащие чередующиеся металлические слои с высоким значением модуля накопления и низким значением модуля потерь и вязкоупругие резиноподобные слои с высоким значением модуля потерь, в которых происходит диссипация энергии колебаний. Простейшая конструкция – трехслойная «сэндвич»-пластина, содержащая две металлические пластины снаружи и резиноподобный слой между ними [1]. Модель плоского трехслойного сэндвича с вязкоупругим средним слоем отличается простотой конструкции. Оптимизация ее демпфирующих характеристик приводит к созданию конструкции, подходящей лишь для конкретного режима работы устройства. Вибрационные характеристики являются оптимальными только для выбранного единичного режима колебаний. Для решения задач полуактивного гашения колебаний за счет изменения параметров вязкого трения в тонкостенных конструкциях можно использовать слои материалов, управляемо изменяющие свои вязкоупругие свойства при воздействии электрического поля, а также при изменении состояния конструкции при внешних механических воздействиях.

Электрореологические жидкости (ЭРЖ) обладают способностью обратимо менять свои вязкоупругие свойства под воздействием электрического поля. Эффективность вязкоупругого слоя существенно усилится, если его параметры будут меняться во внешних полях в зависимости от вида и интенсивности механической нагрузки. Кроме того, замена используемой пассивной вязкоупругой системы на управляемую демпфирующую систему с ЭРЖ может дать более сильное демпфирование, так как при воздействии поля меняется и упругость системы, что приводит к изменению собственной частоты колебаний объекта. Как правило, используются трехслойные «сэндвич»-пластины с адаптивным вязкоупругим слоем, расположенным между двумя металлическими слоями [2–6].

Нами изготовлен макет цилиндрического оболочкового элемента с двумя оболочками и электроуправляемым материалом между ними, где на внутреннюю оболочку элемента подается высокое напряжение, а внешняя оболочка заземлена. Целью работы является управле-

^{*}Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

ние колебаниями внутренней оболочки макета элемента и оценка амплитудно-частотных характеристик при вынужденных колебаниях объекта.

Материалы и оборудование. Гидратированные фосфаты алюминия, поливалентных металлов (железа, кобальта), магния используются в качестве дисперсных наполнителей в составе ЭРЖ [7]. В качестве наполнителя для ЭРЖ исследовали безводный высокодисперсный ортофосфат алюминия, синтезированный в БГТУ, получаемый дегидратацией $\text{AlPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ с последующей термообработкой, с преобладающим размером частиц 3–7 мкм. Гидратированный ортофосфат алюминия получали гидротермальной кристаллизацией из насыщенного алюмофосфатсодержащего раствора с содержанием Al_2O_3 8,67 мас.% и с концентрацией P_2O_5 в растворе 340–440 г/л. Термообработку дегидратированного алюмофосфата проводили в изотермических условиях при 800–950 °C.

Синтез $\text{AlPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ включал следующие стадии:

1. Приготовление алюмофосфатного раствора растворением $\text{Al}(\text{OH})_3$ в H_3PO_4 при температуре 80–90 °C, интенсивном перемешивании и постоянном объеме.
2. Старение алюмофосфатного раствора в течение 18–35 ч.
3. Гидротермальная кристаллизация $\text{AlPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ из алюмофосфатного раствора при постоянном объеме и температуре 90–95 °C продолжительностью 30–50 ч.
4. «Горячее» фильтрование $\text{AlPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и отмыка водой с температурой 80–85 °C.
5. Сушка при температуре 30–70 °C до постоянной массы.

При синтезе $\text{AlPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ варьируемыми факторами являлись: концентрация фосфорной кислоты в алюмофосфатном растворе, продолжительность старения алюмофосфатного раствора и условия кристаллизации дегидратированного ортофосфата алюминия. Для получения дисперсного наполнителя для ЭРЖ синтезированные образцы гидратированного ортофосфата алюминия термообрабатывали при температуре 800, 900 и 950 °C в течение 30–40 мин.

Для исследований были выбраны 11 образцов высокодисперсных наполнителей на основе ортофосфата алюминия, отличающихся условиями синтеза. В табл. 1 представлены условия получения образцов наполнителей ЭРЖ.

Таблица 1

Условия получения образцов наполнителей для ЭРЖ на основе ортофосфата алюминия

| ЭРЖ | Условия получения наполнителей | | | Группа ЭРЖ |
|--------|--------------------------------|--|--|------------|
| | Номер образца | Концентрация P_2O_5 в алюмофосфатном растворе, г/л | Температура и продолжительность термообработки, °C/мин | |
| ЭРЖ-1 | 1 | 380 | 800/40 | I |
| ЭРЖ-2 | 2 | | 900/40 | II |
| ЭРЖ-3 | 3 | 400 | 900/40 | II |
| ЭРЖ-4 | 4 | | 800/30 | I |
| ЭРЖ-5 | 5 | 420 | 800/30 | I |
| ЭРЖ-6 | 6 | | 800/40 | I |
| ЭРЖ-7 | 7 | 340 | 900/40 | II |
| ЭРЖ-8 | 8 | 440 | 900/30 | II |
| ЭРЖ-9 | 9 | 400 | 950/30 | II |
| ЭРЖ-10 | 10 | 400 | 800/40 | I |
| ЭРЖ-11 | 11 | 400 | 800/40 | I |

С использованием полученных высокодисперсных ортофосфатов алюминия были приготовлены образцы электрореологических жидкостей в трансформаторном масле с массовой концентрацией образцов наполнителей 20%.

Для исследований влияния внешнего электрического поля на процесс затухания вынужденных колебаний оболочкового элемента изготовлен макет. Схема и фотография макета оболочкового элемента показаны на рис. 1. Макет состоит из внешней и внутренней цилиндрических алюминиевых оболочек, зазор между которыми заполнен электроуправляемым слоем жидкости; диаметр внутренней оболочки 30 мм, высота элемента 70 мм, ширина зазора между оболочками 4 мм. Оболочки соединены между собой тремя стальными пружинами с нижней стороны внутренней оболочки. Внешняя оболочка крепится шестью пружинами к вибратору ВЭД-10А.

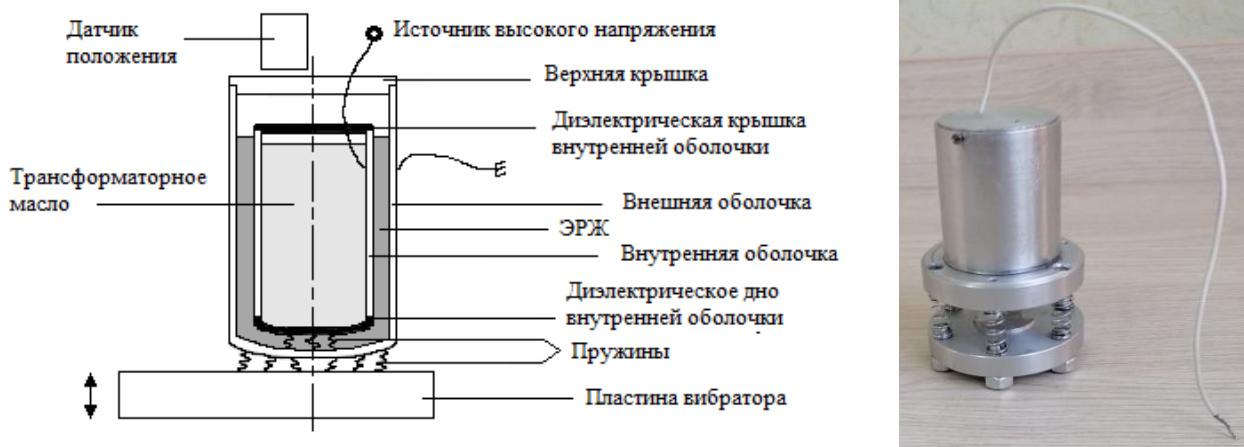


Рис. 1. Схема и фотография макета оболочкового элемента

На рис. 2 показаны фотографии вибrostенда для определения демпфирующих характеристик макета оболочкового элемента, а на рис. 3 – схема лабораторной установки.



Рис. 2. Вибrostенд для исследования колебаний макета различных объектов

Блок генератора синусоидальных колебаний (1) задает колебания подвижной системы вибратора (2) и, соответственно, закрепленного на пластине вибратора оболочкового элемента (3) с заданными амплитудой и частотой, которые определяются параметрами испытаний. Для усиления электрического сигнала синусоидальной формы генератора установлен блок усилителя (9). Через блок подмагничивания (10) и блок фильтров высоких частот (11) сигнал поступает на подвижную катушку вибратора (2). Диапазон задаваемых частот вибrostенда составляет 4–30 Гц. Ускорение закрепленной пластины вибратора определяется с помощью пьезодатчика ИС-318 (4) и блока измерения вибрации (5). Вертикальное смещение внешней цилиндрической оболочки макета определяется с помощью индуктивного датчика IG6087

(6), расположенного над оболочковым элементом (3). Для определения смещения внутренней оболочки снимается верхняя крышка и датчик приближается на требуемое расстояние. Изменяя частоту вынужденных колебаний и определяя соответствующую ей амплитуду колебаний оболочкового элемента, получаем необходимые характеристики.

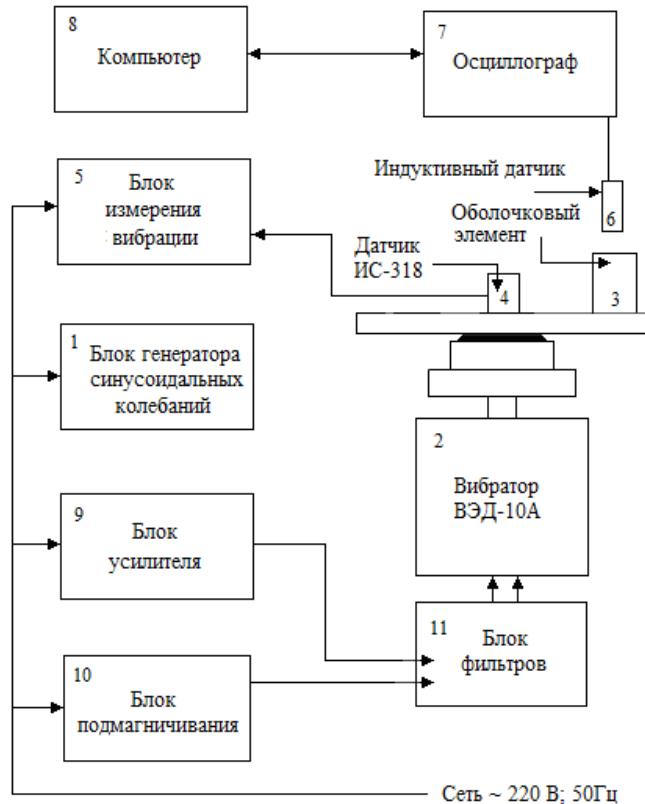


Рис. 3. Схема вибростенда для управления макетом оболочкового элемента

Сигнал с датчика поступает на осциллограф Handyscope HS3 (7) и далее на компьютер (8). С помощью программного обеспечения осциллографа характеристики колебаний записываются в файлы на компьютере. Напряженность электрического поля между оболочками элемента задается источником высокого напряжения, соединенным с внутренней оболочкой, внешняя оболочка заземлена. Напряженность электрического поля изменяется в диапазоне 0–1,5 кВ/мм. Воздействие электрического поля приводит к структурированию частиц дисперсной фазы в электроуправляемом слое между оболочками и изменению его вязкоупругости.

Реологические свойства ЭРЖ. Исследовано реологическое поведение ЭРЖ с наполнителями на основе ортофосфата алюминия (см. табл. 1). Определены зависимости напряжения сдвига τ и плотности тока j полученных ЭРЖ от напряженности электрического поля в диапазоне 0–3,5 кВ/мм на вискозиметре Rheotest 2.1 с соосно-цилиндрической измерительной ячейкой (зазор между цилиндрами – 1 мм) при скорости сдвига $17,2 \text{ с}^{-1}$ (рис. 4, 5).

Согласно результатам экспериментов образцы ЭРЖ (см. табл. 1) по реологическим характеристикам можно разделить на две группы:

I группа – ЭРЖ с наполнителями №№ 1, 4, 5, 6, 10, 11 (все наполнители термообработаны при 800 °C). Для этой группы наполнителей зависимости напряжения сдвига и плотности тока от напряженности электрического поля показаны на рис. 4. Электрореологический отклик при напряженности поля 3,5 кВ/мм для этой группы составляет 230–360 Па и ток утечки 1,3–3 мкА/см². ЭРЖ-4 показывает низкие значения напряжения сдвига и более высокие значения плотности тока. Условия получения образца наполнителя № 4 отличаются параметрами синтеза: меньшими температурой и временем старения алюмофосфатного раствора

ра – 25 °С и 18 ч соответственно, и меньшим временем термообработки – 30 с, что, возможно, не позволяет до конца сформировать кристаллическую решетку образца, а также может приводить к образованию избыточного количества дефектов в кристалле и тем самым увеличивать проводимость образца.

II группа – ЭРЖ с наполнителями №№ 2, 3, 7, 8, 9 (наполнители термообработаны при 900 и 950 °С). Для этой группы зависимости напряжения сдвига и плотности тока от напряженности электрического поля показаны на рис. 5. Для ЭРЖ II группы, объединяющей наполнители, термообработанные при 900 °С, электрореологический отклик соответствует 360–440 Па и плотности тока 4,5–5,6 мкА/см² при напряженности поля 3,5 кВ/мм. Для образца ЭРЖ-9 с наполнителем № 9, термообработанным при температуре 950 °С, значения напряжения сдвига при 3,5 кВ/мм незначительно ниже (на ~20%) значений других ЭРЖ этой группы, тогда как величина плотности тока ниже в >3,5 раза и более характерна для образцов I группы. Видимо, увеличение температуры термообработки образца № 9 позволяет получать более плотные структуры, что, в свою очередь, приводит к снижению объемных токов утечки. При этом некоторая поверхностная поляризация частицы сохраняется, тем самым обеспечивается способность к взаимодействию частиц в электрическом поле.

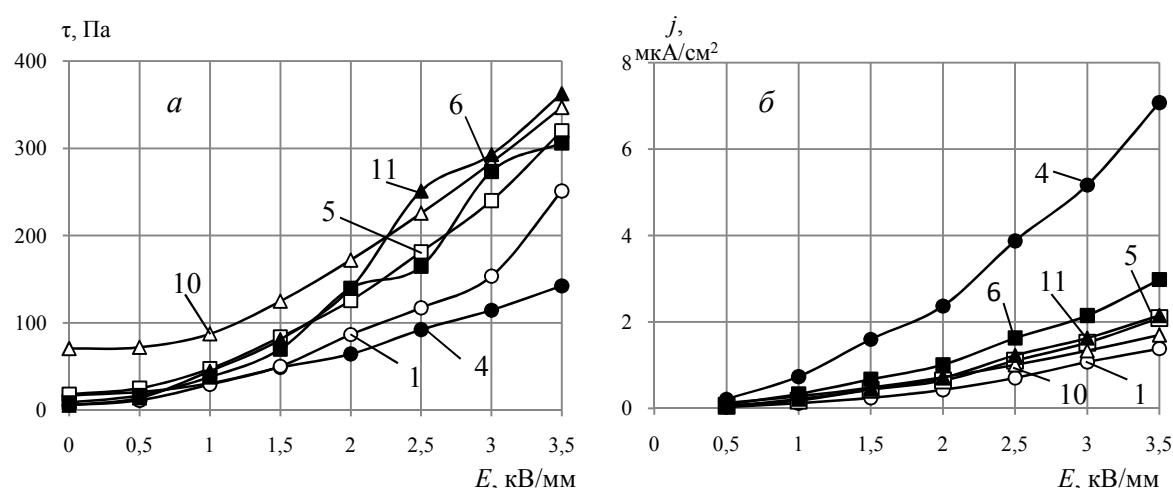


Рис. 4. Зависимости напряжения сдвига (а) и плотности тока (б) ЭРЖ I группы от напряженности электрического поля при скорости сдвига 17,2 с⁻¹: 1 – ЭРЖ-1; 4 – ЭРЖ-4; 5 – ЭРЖ-5; 6 – ЭРЖ-6; 10 – ЭРЖ-10; 11 – ЭРЖ-11

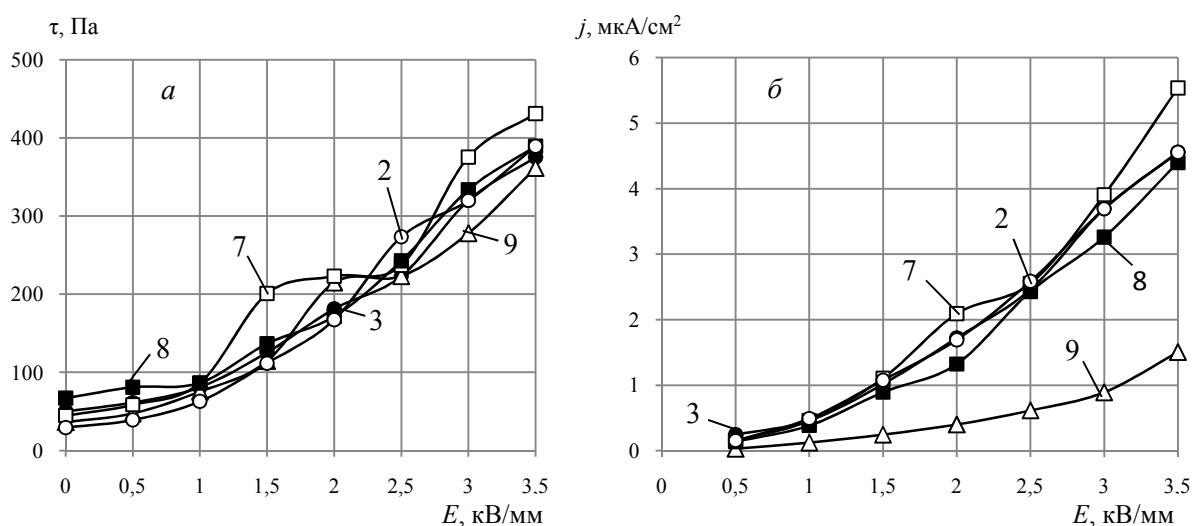


Рис. 5. Зависимости напряжения сдвига (а) и плотности тока (б) ЭРЖ II группы от напряженности электрического поля при скорости сдвига 17,2 с⁻¹: 2 – ЭРЖ-2; 3 – ЭРЖ-3; 7 – ЭРЖ-7; 8 – ЭРЖ-8; 9 – ЭРЖ-9

Измерения показали, что ЭРЖ и I, и II групп проявляют существенный электрореологический эффект (230–440 Па) и могут быть использованы в слоистых и оболочковых элементах. Наибольшие значения увеличения напряжения сопротивления сдвигу (440 Па) в электрическом поле напряженностью 3,5 кВ/мм показал образец ЭРЖ-7 с наполнителем № 7, однако проводимость этого образца также самая высокая. Для проведения испытаний в макете оболочкового элемента в качестве электроуправляемого слоя были выбраны образцы ЭРЖ-10 и ЭРЖ-11, имеющие оптимальные характеристики в электрическом поле напряженностью 3,5 кВ/мм при скорости сдвига 17,2 с^{-1} : высокие значения напряжения сдвига – 368 Па и 360 Па и низкие плотности тока – 2,1 $\text{мкА}/\text{см}^2$ и 1,7 $\text{мкА}/\text{см}^2$ соответственно.

Дизелектрические свойства ЭРЖ. С целью выяснения особенностей поляризации электрочувствительных материалов в электрическом поле и установления степени корреляции поляризационных и реологических характеристик исследованы электрофизические параметры рассматриваемых электроуправляемых текучих материалов. Основным электрофизическими параметром материалов, характеризующим степень поляризации среды в электрических полях, является комплексная диэлектрическая проницаемость $\epsilon^* = \epsilon' + i\epsilon''$ (i – мнимая единица). Для измерения электрофизических свойств жидкостей, чувствительных к внешним полям, использована трехэлектродная ячейка.

Зависимости компонент комплексной диэлектрической проницаемости ЭРЖ всех образцов от частоты электрического поля показаны на рис. 6 и 7. Как видно из представленных данных, величины действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') компонент диэлектрической проницаемости ЭРЖ с ортофосфатами алюминия снижаются в исследованном частотном диапазоне, не показывая максимума на частотной зависимости. Для образцов I группы ЭРЖ $\Delta\epsilon' = 1,2\text{--}2,7$; $\epsilon'' = 0,9\text{--}1,7$. Здесь $\Delta\epsilon'$ – разница значений действительных компонент (ϵ') на частотах 100 Гц и 100 кГц, ϵ'' – максимальное значение мнимой компоненты на частоте 100 Гц. Для образцов II группы ЭРЖ $\Delta\epsilon' = 3,2\text{--}3,7$; $\epsilon'' = 2,0\text{--}2,7$. Максимумы на зависимости $\epsilon''(f)$, вероятно, имеют место в диапазоне частот менее 100 Гц. Предполагается отсутствие Максвелл-Вагнеровской поляризации в исследуемом диапазоне частот $10^2\text{--}10^5$ Гц.

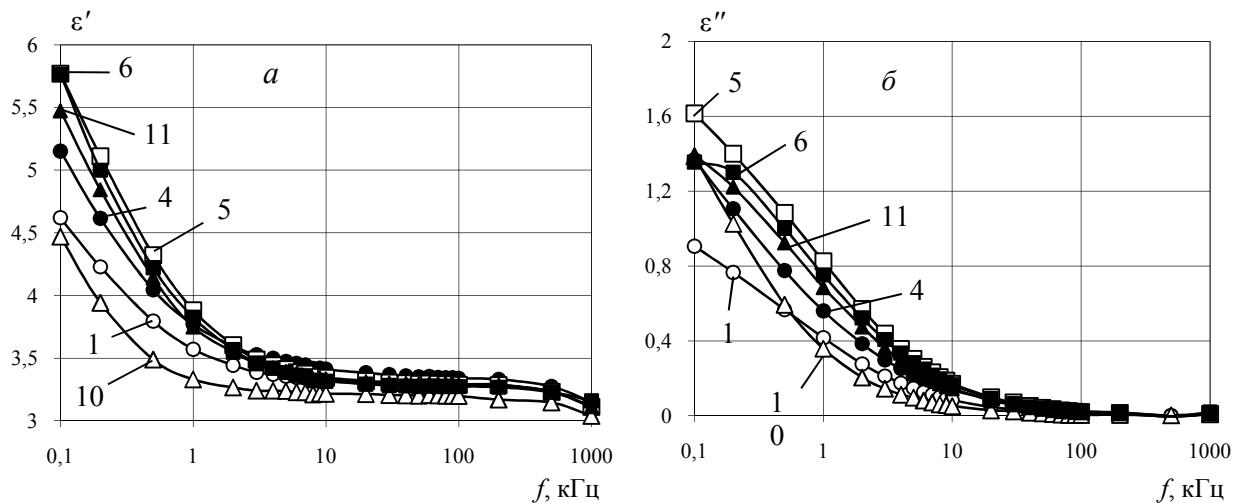


Рис. 6. Зависимость действительной (а) и мнимой (б) компонент диэлектрической проницаемости ЭРЖ I группы от частоты электрического поля: 1 – ЭРЖ-1; 4 – ЭРЖ-4; 5 – ЭРЖ-5; 6 – ЭРЖ-6; 10 – ЭРЖ-10; 11 – ЭРЖ-11

По полученным результатам 11 образцов из табл. 1 можно разделить на две группы (табл. 2). Значения напряжения сопротивления сдвигу и плотность тока приведены при напряженности электрического поля 3,5 кВ/мм и скорости сдвига 17,2 с^{-1} .

Напряжение сдвига, плотность тока, компоненты диэлектрической проницаемости в пределах каждой из групп близки между собой, в то время как для разных групп наблюдается существенное отличие в этих величинах. Исключение составляет ЭРЖ-4, которая по сво-

им диэлектрическим характеристикам относится к I группе, но показывает низкие электроустановочные характеристики.

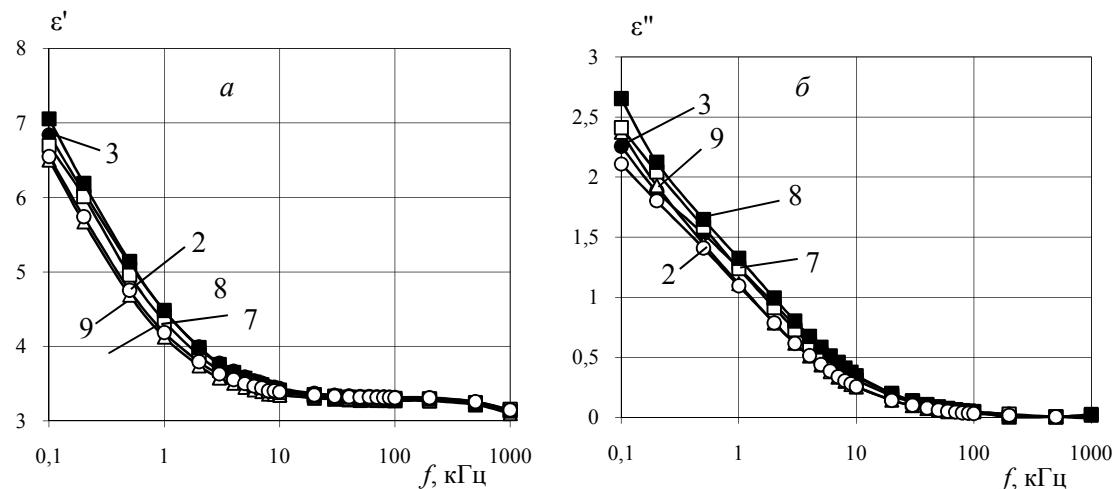


Рис. 7. Зависимость действительной (а) и мнимой (б) компонент диэлектрической проницаемости ЭРЖ II группы от частоты электрического поля: 2 – ЭРЖ-2; 3 – ЭРЖ-3; 7 – ЭРЖ-7; 8 – ЭРЖ-8; 9 – ЭРЖ-9

Таблица 2

Характерные диэлектрические параметры ЭРЖ

| Группа | ЭРЖ | $\Delta\epsilon'$ | ϵ'' | τ , Па | j , мкА/см ² |
|--------|--|-------------------|--------------|-------------|---------------------------|
| I | ЭРЖ-1, ЭРЖ-4, ЭРЖ-5, ЭРЖ-6, ЭРЖ-10, ЭРЖ-11 | 1,2–2,7 | 0,9–1,7 | 230–360 | 1,3–3 |
| II | ЭРЖ-2, ЭРЖ-3, ЭРЖ-7, ЭРЖ-8, ЭРЖ-9 | 3,2–3,8 | 2,1–2,7 | 365–440 | 4,4–5,6 |

Особенности вынужденных колебаний макета оболочкового элемента с электроуправляемым материалом. Колебательные характеристики макета оболочкового элемента определяли на вибростенде. Зазор между внутренней и внешней оболочками элемента заполняли электроуправляемым слоем. Вес заполненного элемента составляет 300 г. В качестве электроуправляемого слоя были использованы ЭРЖ на основе ортофосфата алюминия в трансформаторном масле: ЭРЖ-10, содержащая 15 мас.% наполнителя № 10, и ЭРЖ-11, содержащая 40 мас.% наполнителя № 11.

Амплитудно-частотные характеристики колебаний внутренней оболочки элемента с ЭРЖ-10 и ЭРЖ-11 показаны на рис. 8 и 9. Как видно из данных, представленных на рис. 8, демпфирующее действие электроуправляемого слоя с ЭРЖ-11, находящегося в зазоре между внешней и внутренней оболочкой макета, незначительно. Снижение амплитуды вынужденных колебаний на резонансной частоте 15 Гц при амплитуде вынуждающей силы 2,5 Н в электрическом поле напряженностью 1,5 кВ/мм по сравнению с амплитудой колебаний в отсутствие поля составило всего 1,12 раза. Видимо, при высоком содержании наполнителя в ЭРЖ-11 (40 мас.%) в электрическом поле формируются слишком жесткие структуры, прочно связывающие между собой обе оболочки элемента и препятствующие эффективному гашению колебаний внутренней оболочки элемента.

Увеличение демпфирования может быть достигнуто при использовании более низкоконцентрированной и, соответственно, менее вязкой ЭРЖ-10. На рис. 9 показаны амплитудно-частотные характеристики внутренней оболочки макета с зазором, заполненным ЭРЖ-10 с концентрацией наполнителя 15 мас.%. В этой части исследований во внутреннюю оболочку элемента для увеличения её веса был помещен стальной груз весом 81 г. В этом случае получено снижение амплитуды вынужденных колебаний внутренней оболочки элемента в

1,5 раза на резонансной частоте 16 Гц в электрическом поле напряженностью 1,5 кВ/мм и колебаний в отсутствие поля. Под воздействием электрического поля происходит структурирование частиц ортофосфата алюминия, использованного в качестве наполнителя ЭРЖ, что обеспечивает повышение вязкости в зазоре между оболочками элемента и уменьшение интенсивности движения внутреннего цилиндра элемента относительно внешнего цилиндра.

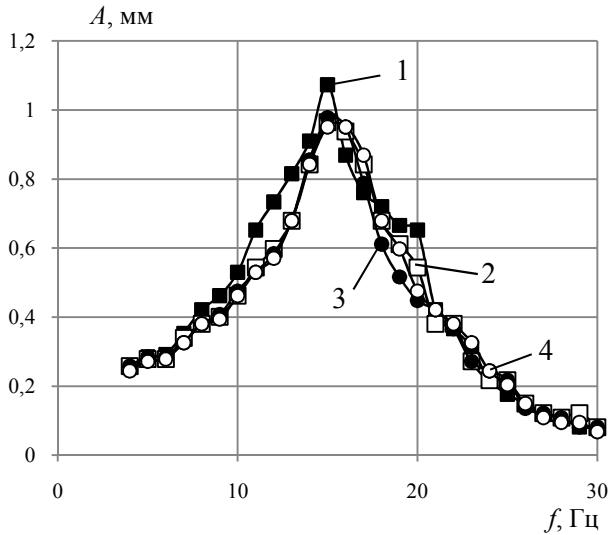


Рис. 8. Амплитудно-частотные характеристики колебаний внутренней оболочки макета с ЭРЖ-11 (наполнитель № 11, 40 мас.%) при амплитуде вынуждающей силы 2,5 Н в электрическом поле: 1 – $E = 0$, 2 – 0,5 кВ/мм, 3 – 1 кВ/мм, 4 – 1,5 кВ/мм

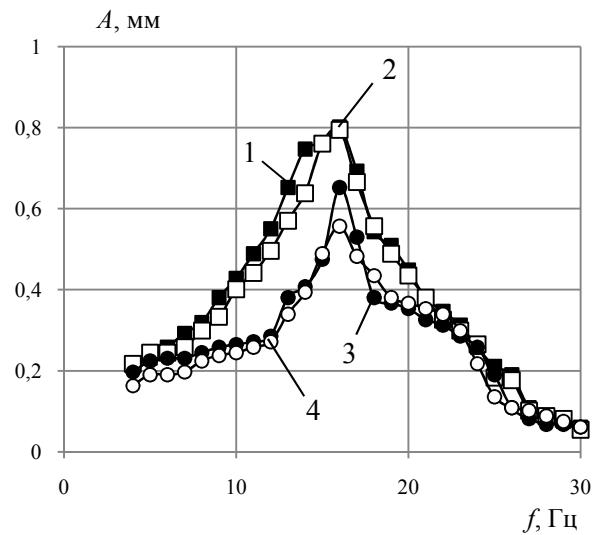


Рис. 9. Амплитудно-частотные характеристики колебаний внутренней оболочки макета с ЭРЖ-10 (наполнитель № 10, 15 мас.%) при амплитуде вынуждающей силы 2,5 Н в электрическом поле (во внутренней оболочке стальной груз): 1 – $E = 0$, 2 – 0,5 кВ/мм, 3 – 1 кВ/мм, 4 – 1,5 кВ/мм

При заполнении внутренней оболочки элемента жидкостью (трансформаторное масло, масса 12 г) характер колебаний несколько изменяется. На рис. 10 показаны амплитудно-частотные характеристики колебаний внутренней оболочки макета, заполненной маслом, с зазором между внутренней и внешней оболочками, заполненным ЭРЖ-10.

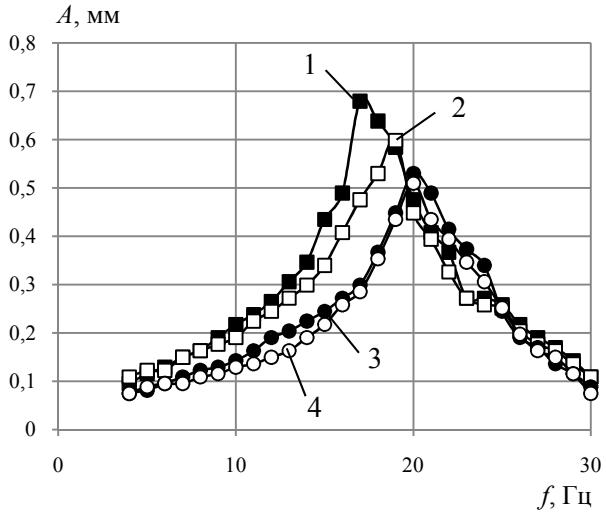


Рис. 10. Амплитудно-частотные характеристики колебаний внутренней оболочки макета с ЭРЖ-10 (наполнитель № 10, 15 мас.%) при амплитуде вынуждающей силы 2,5 Н в электрическом поле (внутренняя оболочка заполнена маслом): 1 – $E = 0$, 2 – 0,5 кВ/мм, 3 – 1 кВ/мм, 4 – 1,5 кВ/мм

Как видно из данных, представленных на рис. 10, резонансная частота колебаний внутренней оболочки макета в отсутствие поля составляет 17 Гц. В электрическом поле напряженностью 1,5 кВ/мм при амплитуде вынуждающей силы 2,5 Н на этой же частоте амплитуда колебаний внутренней оболочки макета уменьшается более чем в 2,5 раза. На резонансную

частоту колебаний внутренней оболочки макета влияет ее масса, жесткость пружин и величина вязкого трения в зазоре, которая зависит от напряженности электрического поля. При уменьшении общей массы внутренней оболочки со 103 г при использовании стального груза до 35 г при заполнении ее маслом изменение вязкого трения в зазоре в электрическом поле напряженностью 1,5 кВ/мм приводит к увеличению резонансной частоты до 20 Гц, при этом амплитуда колебаний на резонансе уменьшается в 1,4 раза.

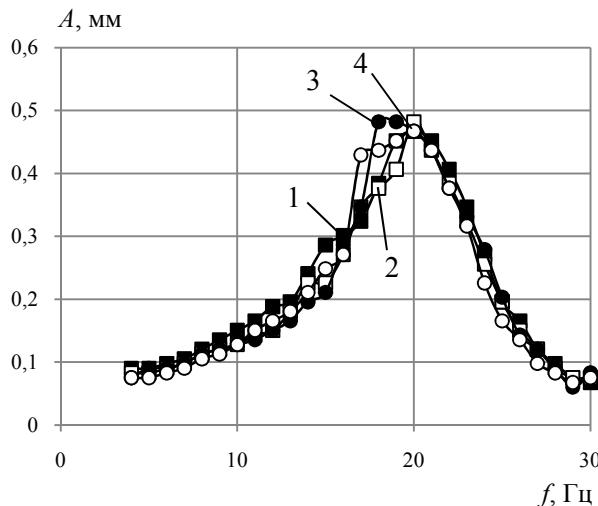


Рис. 11. Амплитудно-частотные характеристики колебаний внешней оболочки макета с ЭРЖ-10 (наполнитель № 10, 15 мас.%) при амплитуде вынуждающей силы 2,5 Н в электрическом поле (внутренняя оболочка заполнена маслом): 1 – $E = 0$, 2 – 0,2–0,5 кВ/мм, 3 – 1 кВ/мм, 4 – 1,5 кВ/мм

Следует отметить, что колебания внешней оболочки практически не зависят от напряженности электрического поля (рис. 11). Таким образом, воздействие электрического поля приводит к затуханию колебаний внутренней оболочки элемента, не оказывая влияния на интенсивность движения внешней оболочки.

Заключение. В ходе исследований продемонстрирована принципиальная возможность создания резервуара транспортного средства слоистой конструкции в виде макета оболочкового элемента, способного к демпфированию вынужденных колебаний внутренней оболочки, где функцию промежуточного вязкоупругого слоя между оболочками выполняет электроуправляемая жидкость. Применение в качестве наполнителя ЭРЖ безводного высокодисперсного ортофосфата алюминия, термообработанного в изотермических условиях, позволяет увеличить почти на два порядка напряжение сдвига при непрерывном куэттовском течении в электрическом поле.

При определении амплитудно-частотных характеристик колебаний цилиндрического оболочкового элемента с электроуправляемым слоем жидкости, содержащимся в зазоре между внутренней и внешней оболочками, в диапазонах частот 4–30 Гц и напряженностей электрического поля 0–1,5 кВ/мм установлено снижение амплитуды вынужденных колебаний внутренней оболочки элемента от 1,5 до 2,5 раз на резонансной частоте.

Полученные результаты показывают возможность целенаправленного управления вынужденными колебаниями в слоистых объектах и могут найти применение при создании оболочковых конструкционных элементов для гашения механических колебаний в резервуарах при перевозке жидкотекучих материалов.

Литература

1. Нашиф, А. Демпфирование колебаний / А. Нашиф, Д. Джоунс, Дж. К. Хендерсон. – М. : Мир, 1988. – 448 с.
2. Choi, Y. Vibration characteristics of a composite beam containing an electrorheological fluid / Y. Choi, A. F. Sprecher, H. Conrad // J. of Intelligent Material Systems and Structures. – 1990. – Vol. 1, No. 1. – P. 91–104.

3. Berg, C. D. Composite structure analysis of a hollow cantilever beam filled with electro-rheological fluid / C. D. Berg, L. F. Evans, P. R. Kermode // J. of Intelligent Material Systems and Structures. – 1996. – Vol. 7, No. 5. – P. 494–502.
4. Qiu, J. Damping effect of multi-layer beams with embedded electro-rheological fluid / J. Qiu, J. Tani, T. Hajika // J. of Intelligent Material Systems and Structures. – 1999. – Vol. 10, No. 7. – P. 521–529.
5. Tabassian, R. Stability of smart sandwich beams with cross-ply faces and electrorheological core subjected to axial loads / R. Tabassian, J. Rezaeeepazhand // J. of Reinforced Plastics and Composites. – 2012. – Vol. 31, No. 1. – P. 55–64.
6. Mohammadi, F. Vibration analysis and design optimization of sandwich cylindrical panels fully and partially treated with electrorheological fluid materials / F. Mohammadi, R. Sedaghati // J. of Intelligent Material Systems and Structures. – 2012. – Vol. 23, No. 15. – P. 1679–1697.
7. Eshchenko, L. Characteristic features of rheological behavior of dielectric layered-structure suspensions of hydrated metal oxides in an electric field / L. Eshchenko, E. Korobko, Z. Novikova // J. of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1045. – P. 012009.

В. А. Кот

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ДИНАМИЧЕСКОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МЕТОДОМ КАРМАНА–ПОЛЬГАУЗЕНА: НОВЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Введение. В начале прошлого века Л. Прандтль [1] заложил основы теории пограничного слоя (ПС), которая нашла применение при расчете сопротивления поверхностного трения, действующего на тело при его движении в жидкости и газе [2]. В настоящую эпоху микроэлектроники теория пограничного слоя вновь приобретает большой научный интерес в связи с изучением течений газа и жидкости в микромасштабном режиме. Сохранив подход Прандтля к пограничным слоям [1] и одновременно автомодельное решение, представленное Блазиусом [3], метод Кармана–Польгаузена, который основан на интеграле импульса и представлен в статьях Т. Кармана [4] и К. Польгаузена [5], в настоящее время считается одним из основных в теории ПС. Это связано с его весьма высокой эффективностью расчета множества важнейших свойств ПС в потоках с низкими и высокими числами Рейнольдса. Благодаря своей простоте, данный метод описан и исследован в монографиях, посвященных теории ПС, например, в [6–9]. Учитывая легкость реализации, подход Кармана–Польгаузена был применен при расчете большого числа конфигураций потока теплоносителя [10–12]. Цель настоящей работы – представить новые вычислительные схемы для динамического пограничного слоя на основе интегрального метода Кармана–Польгаузена.

1. Течение жидкости на плоской пластине. Уравнение Блазиуса. Установившееся плоское течение жидкости с заданным давлением $p(x)$ мимо тонкой пластины (рис. 1, а) описывается уравнениями Навье–Стокса в приближении пограничного слоя [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \end{aligned} \tag{1.1}$$

где u и v – компоненты скорости жидкости вдоль координат x и y соответственно, v – кинематическая вязкость жидкости, ρ – плотность жидкости. Границные условия:

$$\begin{aligned} u(0, x) &= 0, & v(0, x) &= 0, \\ u(x, y) &= U(x), & y \rightarrow \infty, \end{aligned} \tag{1.2}$$

где $U(x)$ – скорость основного потока. Границные условия (1.2) при $y = 0$ основаны на предположении о недопущении проскальзывания и массопереноса; оставшееся граничное условие означает, что скорость u асимптотически стремится к $U = U(x)$.

Для решения задачи вводится в рассмотрение потенциал $\Psi(x, y)$ (функция тока):

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}. \tag{1.3}$$

Математическая мотивация введения такой новой переменной заключается в том, что уравнение неразрывности выполняется тождественно и остается лишь одно преобразованное уравнение. При $U = \text{const}$ задача упрощается. С помощью преобразования Блазиуса [3]

$$\eta = y \sqrt{\frac{U}{v x}}, \quad f(\eta) = \frac{[\Psi(y, x)]}{\sqrt{v y U}} \rightarrow \Psi(x, y) = f(\eta) \sqrt{v y U} \tag{1.4}$$

математическая модель (1.1) сводится к модели для полубесконечной области, описываемой дифференциальным уравнением (уравнение Блазиуса)

$$\begin{aligned} f'''(\eta) + \frac{1}{2} f(\eta) f''(\eta) &= 0, \quad \eta \geq 0, \\ f(0), \quad f'(0) &= 0, \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} f'(\eta) = 1. \end{aligned} \tag{1.5}$$

Здесь η и $f(\eta)$ – соответственно безразмерная координата и безразмерная функция тока. Задача (1.5) была решена Х. Блазиусом посредством ее описания степенным рядом в асимптотическом приближении при некотором конечном значении параметра η :

$$f(\eta) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2} \right)^k \frac{A_k \sigma^{k+1}}{(3k+2)!} \eta^{3k+2}, \tag{1.6}$$

где

$$A_0 = A_1 = 1, \quad A_k = \sum_{r=0}^{k-1} \binom{3k-1}{3r} A_r A_{k-r-1} \quad (k \geq 2). \tag{1.7}$$

В формуле (1.6) параметр σ является неизвестной второй производной ($\sigma = f''(0)$). Компонента скорости u может быть определена из функции тока следующим образом:

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = U \frac{df}{d\eta} \rightarrow \frac{u}{U} = f'. \tag{1.8}$$

Первые члены ряда для функции $f(\eta)$ и производной $f'(\eta)$, исходя из (1.6), (1.7), имеют вид

$$f(\eta) = \frac{1}{2} \sigma \eta^2 - \frac{1}{240} \sigma^2 \eta^5 + \frac{11}{161280} \sigma^3 \eta^8 - \frac{5}{4257792} \sigma^4 \eta^{11} + \dots \tag{1.9}$$

Несмотря на присутствие в (1.6) знаменателя $(3k+2)!$, ряд (1.9) сходится лишь на конечном интервале $[0, R]$, где $R \approx 5.69$ [13]. Л. Ховарт [14] численно решил задачу Х. Блазиуса, определив $\sigma \approx 0.33206$. В работе [15] найдено значение $\sigma \approx 0.332057336$. В дальнейшем для параметра σ получено еще более точное значение (см., например, [16, 17]). Результаты численного решения задачи Блазиуса (1.5) представлены на рис. 1, б.

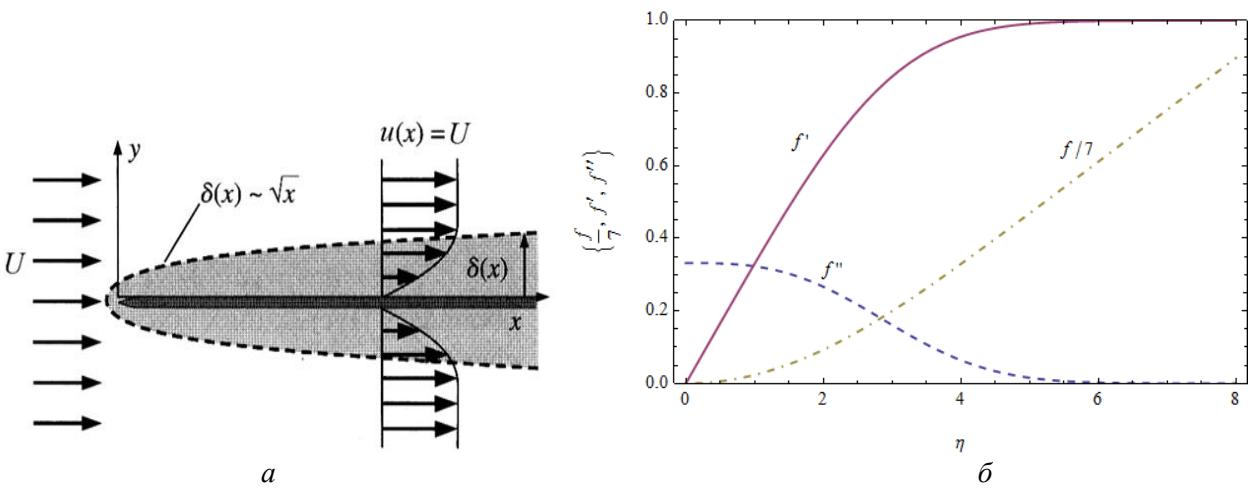


Рис. 1. Схема формирования гидродинамического пограничного слоя на пластине (а) и результаты численного решения уравнения Блазиуса (б)

Наиболее важными параметрами являются, в частности, коэффициент сопротивления C_f и толщина вытеснения [9]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} C_f \sqrt{\text{Re}_x} &= f''(0), \\ \frac{\delta^*}{x} \sqrt{\text{Re}_x} &= \int_0^\infty \frac{U-u}{U} dy = \int_0^\infty (1-f') d\eta \approx \int_0^\alpha (1-f') d\eta, \end{aligned} \quad (1.10)$$

где $\text{Re}_x = U x / v$ – локальное число Рейнольдса, $\alpha = \frac{\delta}{x} \sqrt{\text{Re}_x}$, δ – толщина ПС, которую, в зависимости от степени приближений, можно определить как

$$\delta \approx \eta_l \frac{x}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (1.11)$$

Касательное напряжение трения τ_w находится по формуле

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U^2} \rightarrow \tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho U^2 = f''(0) \frac{\rho U^2}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (1.12)$$

Для толщины вытеснения импульса имеем

$$\frac{\Theta}{x} \sqrt{\text{Re}_x} = \int_0^\infty \frac{U-u}{U} \frac{u}{U} dy = \frac{1}{2} \int_0^\infty (1-f') f' d\eta \approx \frac{1}{2} \int_0^{\eta_l} (1-f') f' d\eta = s \approx 0.332057336\dots. \quad (1.13)$$

Толщина вытеснения δ_1 определяется следующим образом:

$$\frac{\delta_1}{x} \sqrt{\text{Re}_x} = \int_0^\infty (1-f') d\eta \approx 1.7208. \quad (1.14)$$

С учетом (1.13) и (1.14) находим формпараметр

$$H = \frac{\delta_1}{\Theta} = \int_0^\infty (1-f') d\eta \left/ \int_0^\infty (1-f') f' d\eta \right. \approx \int_0^{\eta_l} (1-f') d\eta \left/ \int_0^{\eta_l} (1-f') f' d\eta \right. \approx 2.59110\dots. \quad (1.15)$$

2. Некоторые определяющие соотношения и параметры ПС. Как показано Т. Карманом [4] и К. Польгаузеном [5], при получении решения задачи (1.1), (1.2) можно потребовать выполнения дифференциальных уравнений (1.1) в среднем по толщине ПС. С этой целью берется за основу уравнение импульсов с заменой дифференциальных уравнений (1.1) на интегральное соотношение, которое получается посредством интегрирования исходных уравнений в пределах толщины ПС. Таким соотношением является [4]

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta (U-u) u dy + \frac{\partial U}{\partial x} \int_0^\delta (U-u) dy = v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (2.1)$$

Введем в рассмотрение безразмерные параметры

$$\zeta = \frac{y}{\delta}, \quad F = F(\zeta) = \frac{u}{U}(\zeta) = \tilde{u}. \quad (2.2)$$

При $\partial U / \partial x = 0$ вместо (2.1) с учетом (2.2) имеем интегральное соотношение Кармана

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta (U-u) u dy = v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (2.3)$$

которое можно преобразовать как

$$\delta'(x) \delta(x) \int_0^1 (1-F) F d\zeta = \frac{v}{U} F'(0). \quad (2.4)$$

Для толщины ПС имеем

$$\delta = \eta_l \sqrt{\frac{v}{U} x} = x \eta_l \sqrt{\frac{v}{U x}} \rightarrow \frac{\delta}{x} = \frac{\eta_l}{\sqrt{Re_x}}. \quad (2.5)$$

Подстановка (2.5) в (2.4) дает интегральное соотношение

$$\frac{\eta_l^2}{2} \int_0^1 (1-F) F d\zeta = \frac{\eta_l^2}{2} \alpha_2 = F'(0). \quad (2.6)$$

Введем в рассмотрение параметры α_1 и α_2 , а также формпараметр H , определяемые как

$$\alpha_1 = \int_0^1 (1-F) F d\zeta, \quad \alpha_2 = \int_0^1 (1-F) F d\zeta, \quad H = \frac{\delta^*}{\Theta} = \frac{\delta \alpha_1}{\delta \alpha_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}. \quad (2.7)$$

Из (2.6) и (2.7) находим параметр

$$\eta_l = \sqrt{2 \frac{F'(0)}{\alpha_2}}. \quad (2.8)$$

Следуя К. Польгаузену и другим авторам, зададим профиль скорости в виде полинома

$$\frac{u}{U} = F(\zeta) = \sum_{k=0}^N a_k \zeta^k. \quad (2.9)$$

Анализ имеющихся в настоящее время простых полиномиальных решений позволяет более критично подойти к проблеме задания граничных условий на стенке и внешней стороне пограничного слоя, впервые введенные К. Польгаузеном [5]:

$$F(1) = 1, \quad \left. \frac{dF}{d\zeta} \right|_{\zeta=1} = F'(1) = 0, \quad \left. \frac{d^2 F}{d\zeta^2} \right|_{\zeta=1} = F''(1) = 0, \quad \left. \frac{d^3 F}{d\zeta^3} \right|_{\zeta=1} = F'''(1) = 0. \quad (2.10)$$

Границные условия (2.10) являются частным случаем последовательности

$$\left. \frac{d^n F}{d\zeta^n} \right|_{\zeta=1} = F^{(n)}(1) = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.11)$$

Из (1.1) и (1.2) при $U = \text{const}$, обозначив $\omega = du(0, x) / dy$, имеем граничные условия

$$\begin{aligned} u(0, x) &= 0, & \frac{\partial^2 u(0, x)}{\partial y^2} &= 0, & \frac{\partial^3 u(0, x)}{\partial y^3} &= 0, & \frac{\partial^4 u(0, x)}{\partial y^4} &= \frac{1}{v} \omega \frac{\partial \omega}{\partial x}, \\ \frac{\partial^5 u(0, x)}{\partial y^5} &= 0, & \frac{\partial^6 u(0, x)}{\partial y^6} &= 0, & \frac{\partial^7 u(0)}{\partial y^7} &= \frac{\omega}{v^2} \left(4 \omega \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \right)^2 \right), & \dots \end{aligned} \quad (2.12)$$

Выделим в (2.12) особые («нулевые») граничные условия:

$$F(0)=0, \quad F''(0)=0, \quad F'''(0)=0. \quad (2.13)$$

Для внешней стороны ПС ($\zeta = 1$) запишем наиболее важные граничные условия:

$$F(1)=1, \quad F'(1)=0, \quad F''(1)=0, \quad F'''(1)=0, \quad F^{(4)}(1)=0. \quad (2.14)$$

Будем определять по формулам (2.7) и (2.8) параметры α_1 , α_2 , H и η_1 . Из (1.4), (1.11) и (2.5) получаем преобразование $\zeta \rightarrow \eta / \eta_1$, которое позволяет записать искомое решение в виде, аналогичном по форме решению классической задачи Блазиуса (1.5), т. е.

$$\tilde{u}(\zeta) = F(\zeta) \leftrightarrow f'(\zeta) \quad \rightarrow \quad \tilde{u}(\eta) = F(\eta) = F\left(\frac{\eta}{\eta_1}\right) \leftrightarrow f'\left(\frac{\eta}{\eta_1}\right). \quad (2.15)$$

Для оценки степени точности приближенных решений введем в рассмотрение отклонение $E_{\tilde{u}}$ и среднеквадратичное отклонение (норму ошибки) L_2 :

$$E_u(\eta) = \tilde{u}(\eta) - f'(\eta), \quad L_2 = \sqrt{\frac{1}{\eta_1} \int_0^{\eta_1} [\tilde{u}(\eta) - f'(\eta)]^2 d\eta}. \quad (2.16)$$

Основные характеристики ПС выражаются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \alpha_1 \frac{x}{\sqrt{\text{Re}_x}}, & \Theta &= \alpha_2 \frac{x}{\sqrt{\text{Re}_x}}, & H &= \frac{\delta^*}{\Theta} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}, \\ f''(0) &= \frac{F'(0)}{\eta_1}, & \tau_w &= f''(0) \frac{\rho U^2}{\sqrt{\text{Re}_x}}, & C_f &= f''(0) \frac{2}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Точность расчета оценим посредством относительных ошибок

$$\varepsilon_{\delta_1} = \left| \frac{\delta_1}{1.7208} - 1 \right| \cdot 100\%, \quad \varepsilon_H = \left| \frac{H}{2.5911} - 1 \right| \cdot 100\%, \quad \varepsilon_{\tau_w} = \varepsilon_{f''(0)} = \left| \frac{f''(0)}{0.332057} - 1 \right| \cdot 100\%. \quad (2.18)$$

3. Анализ известных полиномиальных решений для ПС. Рассмотрим варианты с ограничениями: 1 – $F''(0)=0$, 2 – $\{F''(0)=0, F'''(0)=0\}$, 3 – $\{F''(0)=0, F'(0) \equiv \eta_1 s\}$.

Ограничение $dF^2(0)/d\zeta^2 = 0$. Для данного ограничения построены все основные классические решения для ПС [5]. В частности, функции $F_1(\zeta)$, $F_2(\zeta)$ и $F_3(\zeta)$ вида

$$F_1(\zeta) = \frac{3}{2}\zeta - \frac{1}{2}\zeta^3, \quad (3.1)$$

$$F_2(\zeta) = 2\zeta - 2\zeta^3 + \zeta^4, \quad (3.2)$$

$$F_3(\zeta) = \frac{5}{2}\zeta - 5\zeta^3 + 5\zeta^4 - \frac{3}{2}\zeta^5 \quad (3.3)$$

при разных системах ограничений (табл. 1) получены К. Польгаузеном [5]. Вспомогательные параметры α_1 , α_2 , $F'(0)$ и η_1 для функций (3.1)–(3.3) представлены в табл. 2.

Таблица 1

Границные условия и отвечающие им профили скорости

| F_n | $\zeta = 0$ | $\zeta = 1$ | $F(\zeta)$ | Источник |
|-------|--|------------------------------------|---|------------------------|
| F_1 | $F = F'' = 0$ | $F = 1, \quad F' = 0$ | $\frac{3}{2}\zeta - \frac{1}{2}\zeta^3$ | [5] |
| F_2 | $F = F'' = 0$ | $F = 1, \quad F' = F'' = 0$ | $2\zeta - 2\zeta^3 + \zeta^4$ | [5] |
| F_3 | $F = F'' = 0$ | $F = 1, \quad F' = F'' = F''' = 0$ | $\frac{5}{2}\zeta - 5\zeta^3 + 5\zeta^4 - \frac{3}{2}\zeta^5$ | [5] |
| F_4 | $F = F'' = F''' = 0$ | $F = 1, \quad F' = F'' = 0$ | $\frac{5}{3}\zeta - \frac{5}{3}\zeta^4 + \zeta^5$ | [18] |
| F_5 | $F = F'' = 0, \quad F' \approx \eta_1 s$ | $F = 1, \quad F' = 0$ | $\frac{5}{3}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{3}\zeta^4$ | [19] |
| F_6 | $F = F'' = 0$ | $F = 1, \quad F' = 0$ | $\frac{7}{4}\zeta - \frac{5}{4}\zeta^3 + \frac{1}{2}\zeta^4$ | Новые профили скорости |
| F_7 | $F = F'' = 0, \quad F' \approx \eta_1 s$ | $F = 1, \quad F' = F'' = 0$ | $\frac{9}{5}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{5}\zeta^6$ | |
| F_8 | $F = 0, \quad F' \approx \eta_1 s$ | $F = 1, \quad F' = F'' = 0$ | $1 - (1 + \frac{227}{200}\zeta)(1 - \zeta)^3$ | |

Таблица 2

Вспомогательные параметры

| F_n | a_1 | a_2 | $H = a_1 / a_2$ | $F'(0)$ | η_1 |
|-------|-----------|----------------|-----------------|---------|----------|
| F_1 | 3/8 | 39/280 | 35/13 | 3/2 | 4.6409 |
| F_2 | 3/10 | 37/315 | 189/74 | 2 | 5.8355 |
| F_3 | 1/4 | 10/99 | 99/40 | 5/2 | 7.0356 |
| F_4 | 1/3 | 775/6237 | 2079/775 | 5/3 | 5.1794 |
| F_5 | 13/20 | 379/2835 | 7371/1516 | 5/3 | 4.9934 |
| F_6 | 27/80 | 1313/10080 | 3402/1313 | 7/4 | 5.1836 |
| F_7 | 9/28 | 279/2275 | 325/124 | 9/5 | 5.4180 |
| F_8 | 1227/4000 | 170273/1440000 | 441720/170273 | 373/200 | 5.6165 |

Как показали графики функций (3.1)–(3.3) (рис. 2, *a*), наилучшему приближению отвечает профиль $F_2(\eta)$, что соответствует «симметричным» ограничениям $F''(0) = F''(1) = 0$ (рис. 2, *b*). Как видим, добавление граничного условия $F''(1) = 0$ позволило существенно улучшить решение по сравнению с профилем $F_1(\delta)$. Обратим также внимание, что добавление ограничения $F'''(1) = 0$ (профиль $F_3(\eta)$) приводит к заметному ухудшению аппроксимации. По всей видимости, это связано с нарушением отмеченной выше согласованности старших нулевых производных в точках $\zeta_1 = 0$ и $\zeta = 1$. Рассчитанные по формулам (2.17) параметры δ , δ_1 , H , τ_w и C_f представлены в табл. 3. Наилучшее приближение к точным значениям τ_w , C_f и H достигается в профиле $F_2(\eta)$.

Ограничения $dF^2(0)/d\zeta^2 = 0$ и $dF^3(0)/d\zeta^3 = 0$. В работе [18] Н. Кёрл ввел в рассмотрение граничное условие $F''(0) = 0$, что дало возможность прийти к полиному

$$F_4(\zeta) = \frac{5}{3}\zeta - \frac{5}{3}\zeta^4 + \zeta^5 \quad (3.4)$$

при $\eta_1 = 5.1794$. Если сравнить данное решение с решением К. Польгаузена $F_2(\eta)$ (рис. 2, *a*), то решение Н. Керла (3.4) является несколько лучшим (рис. 2, *b*, табл. 3).

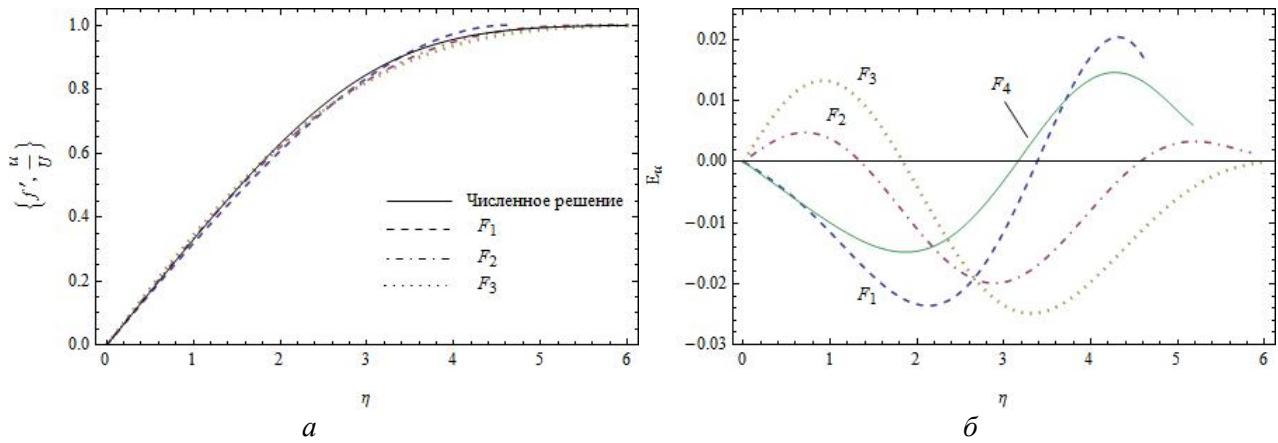


Рис. 2. Профили скорости в ПС на основе численного решения, полиномов $F_1(\eta)$ (штриховая линия), $F_2(\eta)$, $F_3(\eta)$ (а) и графики отклонений $E_u(\eta)$ для профилей скорости $F_1(\eta)$ – $F_4(\eta)$ (б)

Таблица 3

Основные свойства пограничного слоя, описываемого полиномами F_n ($n = 1$ – 8)

| F_n | $\tilde{u}(\eta) = \frac{u}{U}(\eta)$ | $\frac{\delta^*}{x} \sqrt{\text{Re}_x}$ | H | $C_f \sqrt{\text{Re}_x}$ | $f''(0)$ | L_2 |
|---------------------|---|---|-----------------|--------------------------|-------------------|--------------------|
| F_1 | $\frac{3}{2}\zeta - \frac{1}{2}\zeta^3$ | 1.7403 1.13% | 2.692 3.90% | 0.6464 9.47% | 0.3232 9.47% | 0.0153 |
| F_2 | $2\zeta - 2\zeta^3 + \zeta^4$ | 1.7506 1.73% | 2.554 1.43% | 0.6854 3.21% | 0.3427 3.21% | 0.0108 |
| F_3 | $\frac{5}{2}\zeta - 5\zeta^3 + 5\zeta^4 - \frac{3}{2}\zeta^5$ | 1.7589 2.21% | 2.475 4.48% | 0.7107 7.02% | 0.3553 7.02% | 0.0152 |
| F_4 | $\frac{5}{3}\zeta - \frac{5}{3}\zeta^4 + \zeta^5$ | 1.7264 0.33% | 2.682 3.51% | 0.6435 3.10% | 0.3217 3.10% | 0.0106 |
| F_5 | $\frac{5}{3}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{3}\zeta^4$ | 4.9934 | 1.7477 1.56% | 2.618 1.04% | 0.6675 0.51% | 0.3338 0.51% |
| F_6 | $\frac{7}{4}\zeta - \frac{5}{4}\zeta^3 + \frac{1}{2}\zeta^4$ | 1.7495 1.66% | 2.591 0% | 0.6752 1.67% | 0.3376 1.67% | 0.0113 |
| F_7 | $\frac{9}{5}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{5}\zeta^6$ | 5.4180 | 1.7415 1.20% | 2.621 1.16% | 0.6644 0.045% | 0.3322 0.045% |
| F_8 | $1 - (1 + \frac{227}{200}\zeta)(1 - \zeta)^3$ | 5.6164 | 1.7228 0.12% | 2.594 0.12% | 0.6641 0.0008% | 0.33206 0.0008% |
| Справочные значения | | 1.7208 | 2.591 | 0.6641 | 0.33206 | – |

Ограничения $F''(0) = 0$ и $F' = \eta_1 s$. Поскольку значение $f''(0)$ вычислено с высокой точностью, для аппроксимации профиля скорости многие авторы часто прибегают к заданию первой производной скорости потока на стенке $\tilde{u}'(0)$. Здесь речь идет об условии

$$\frac{d\tilde{u}(0)}{d\eta} = f''(0) = 0.332057\dots \Rightarrow \frac{dF(0)}{d\zeta} = \eta_1 s = \bar{s}, \quad s = 0.332057\dots \quad (3.5)$$

Данное условие, в частности, использовано авторами работы [19], где получена функция $F_5(\zeta) = \frac{5}{3}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{3}\zeta^4$. Они отказались от условия $F''(1)$, посчитав его «нереалистичным» и применив граничные условия $F(0) = F''(0) = 0$, $F'(0) = s$ и $F(1) = 1$ с функцией

$$F(\zeta) = a_1 \zeta + (4 - 3a_1)\zeta^3 + (2a_1 - 3)\zeta^4. \quad (3.6)$$

Нахождение коэффициента a_1 авторы [19] связали с поиском минимума функции

$$R = \left(\frac{a_1 - \bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_1} \right)^2 + \left(\frac{a_2 - \bar{\alpha}_2}{\bar{\alpha}_2} \right)^2 + \left(\frac{a_1 - s\bar{\eta}_1}{s\bar{\eta}_1} \right)^2, \quad (3.7)$$

где $\bar{\alpha}_1 \approx 0.344$, $\bar{\alpha}_2 \approx 0.133$, $s\bar{\eta}_1 \approx 1.660$ ($s \approx 5$, $\delta \approx 5$) [8], параметры a_1 и a_2 определяются формулами (2.7). Для нахождения a_1 приравнивается к нулю первая производная $dR/da_1 = 0$, что дает кубическое уравнение с корнем $a_1 \approx 1.6794 \approx 5/3$. Отсюда

$$F_5(\zeta) = \frac{5}{3}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{3}\zeta^4. \quad (3.8)$$

Используя преобразование $\zeta \rightarrow \eta / \eta_1$ ($\eta_1 = 4.9934$), имеем следующее решение:

$$F_5(\eta): \tilde{u} = 0.33377\eta - 0.008032\eta^3 + 0.0005362\eta^4. \quad (3.9)$$

График профиля скорости для (3.9) характеризуется лучшим приближением к точному решению по сравнению с функциями $F_2(\eta)$ и $F_4(\eta)$ (рис. 3).

Отметим, что, несмотря на несколько более высокое среднеквадратичное отклонение $L_2 = 0.0122$ по сравнению с профилем К. Польгаузена $F_2(\eta)$ ($L_2 = 0.0108$), новый профиль (3.8) имеет существенно более точные параметры: $\tau_w = 0.3338$ (0.51%), $C_f = 0.6675$ (0.51%), а также $H = 2.619$ (1.04%) (см. табл. 3).

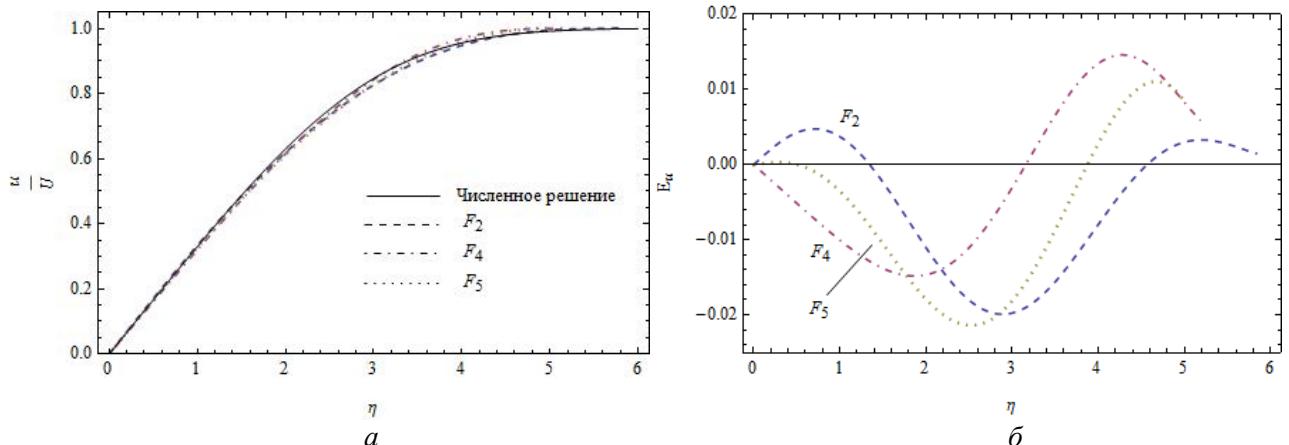


Рис. 3. Профили скорости в ПС на основе точного решения, полиномов $F_2(\eta)$, $F_4(\eta)$, $F_5(\eta)$ (а) и графики отклонений $E_u(\eta)$ для профилей скорости $F_2(\eta)$, $F_4(\eta)$, $F_5(\eta)$ и $F_6(\eta)$ (б)

4. Новое решение на основе полиномов К. Польгаузена. Анализ решений К. Польгаузена на основе полиномов $F_1(\zeta)$ и $F_2(\zeta)$ показывает, что в окрестности точки $\zeta = 0$ имеет место практически «зеркальное» отклонение кривых функций $F_1(\eta)$ и $F_2(\eta)$ относительно линии, которая соответствует точному (численно рассчитанному) профилю (рис. 2, б). Это позволяет подойти к рассматриваемой проблеме с позиции нахождения полусуммы функций $F_1(\zeta)$ и $F_2(\zeta)$, т. е.

$$F_6(\zeta) = \frac{F_1(\zeta) + F_2(\zeta)}{2} \rightarrow \begin{cases} F_6(0) = 0 \\ F_6''(0) = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} F_6(1) = 1 \\ F_6'(1) = 0 \end{cases} \leftarrow F_1(\zeta). \quad (4.1)$$

Вполне очевидно, что данный полином $F_6(\zeta)$ автоматически удовлетворяет граничным условиям, которым удовлетворяет полином К. Польгаузена $F_1(\zeta)$. Подстановка $F_1(\zeta)$ и $F_2(\zeta)$ из (3.1) и (3.2) в (4.1) дает новую функцию

$$F_6(\zeta) = \frac{7}{4}\zeta - \frac{5}{4}\zeta^3 + \frac{1}{2}\zeta^4. \quad (4.2)$$

Рассчитав на основе формул (2.8) параметр $\eta_l = 5.1836$ (табл. 2), приходим к профилю

$$\tilde{u} = F_6(\eta) = 0.3376\eta - 0.00897\eta^3 + 0.00069\eta^4. \quad (4.3)$$

Как показывают данные расчета (табл. 3), решение (4.3) имеет гораздо лучшие аппроксимационные свойства по сравнению с известными решениями К. Польгаузена $F_1(\eta)$ и $F_2(\eta)$: отмечаем примерно в два раза меньшую относительную ошибку для параметров τ_w и $C_f(1.67\%)$ по сравнению с функцией $F_2(\eta)$ при почти точном расчете формпараметра $H = 2.591$ ($\sim 0\%$).

5. Новые решения для ПС на основе условия $dF(0)/d\zeta = \eta_l s$. Далее получим новые высокоточные решения для ПС на основе введения в рассмотрение условия $F'(0) \equiv \eta_l s$, которое эквивалентно условию, выражающему известное значение второй производной функции $f(\eta)$ в точке $\eta = 0$: $f''(0) \equiv 0.332057$.

$dF^2(0)/d\zeta^2 = 0$. Среди простых трехчленных полиномиальных решений особо выделим рассмотренные нами выше полиномиальные решения в виде $F_2(\zeta) = 2\zeta - 2\zeta^3 + \zeta^4$, $F_4(\zeta) = \frac{5}{3}\zeta - \frac{5}{3}\zeta^3 + \zeta^5$ и $F_5(\zeta) = \frac{5}{3}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{3}\zeta^4$. Сюда же мы отнесем полученный нами полином $F_6(\zeta) = \frac{7}{4}\zeta - \frac{5}{4}\zeta^3 + \frac{1}{2}\zeta^4$. Поскольку авторы работы [19] отталкивались от известных точных значений основных параметров ПС, то можно поставить вопрос: возможно ли более точная аппроксимация ПС посредством трехчленного полинома, исходя только из условия $f''(0) \approx 0.332057$? Для ответа на него запишем решение в виде

$$F(\eta) = a\zeta + b\zeta^3 + c\zeta^5. \quad (5.1)$$

Применив для (5.1) граничные условия $F(1) = 1$, $F'(1) = 0$ и $F''(1) = 0$, находим коэффициенты a , b и c , откуда получаем

$$F(\zeta) = \frac{3p}{2(p-1)}\zeta - \frac{p}{3(p-2)^3}\zeta^3 + \frac{3}{(p-1)(p-3)}\zeta^5. \quad (5.2)$$

Подстановка (5.2) в (2.8) дает параметр

$$\eta_l = 2\sqrt{\frac{70(8+30p+35p^2+15p^3+2p^4)}{(p-1)(280+318p+169p^2+26p^3)}}. \quad (5.3)$$

Используя соотношение $F'(0) \equiv \eta_l s$, имеем производную относительной скорости

$$\tilde{u}'(0) = s\eta_l = 2s\sqrt{\frac{70(8+30p+35p^2+15p^3+2p^4)}{(p-1)(280+318p+169p^2+26p^3)}}. \quad (5.4)$$

С другой стороны, из (5.2) находим

$$\tilde{u}'(0) = \frac{3p}{2(p-1)}. \quad (5.5)$$

Приравняв правые части (5.4) и (5.5), приходим к уравнению

$$\frac{3p}{4}\sqrt{\frac{280+318p+169p^2+26p^3}{70(p-1)(8+30p+35p^2+15p^3+2p^4)}} = s = f''(0). \quad (5.6)$$

График левой части уравнения (5.6) представлен на рис. 4, а. Пересечение кривой $f''(0, p)$ с горизонтальной линией $f''(0) = 0.332057$ имеет место при значении $p = 6.0594$ ($p \approx 6$).

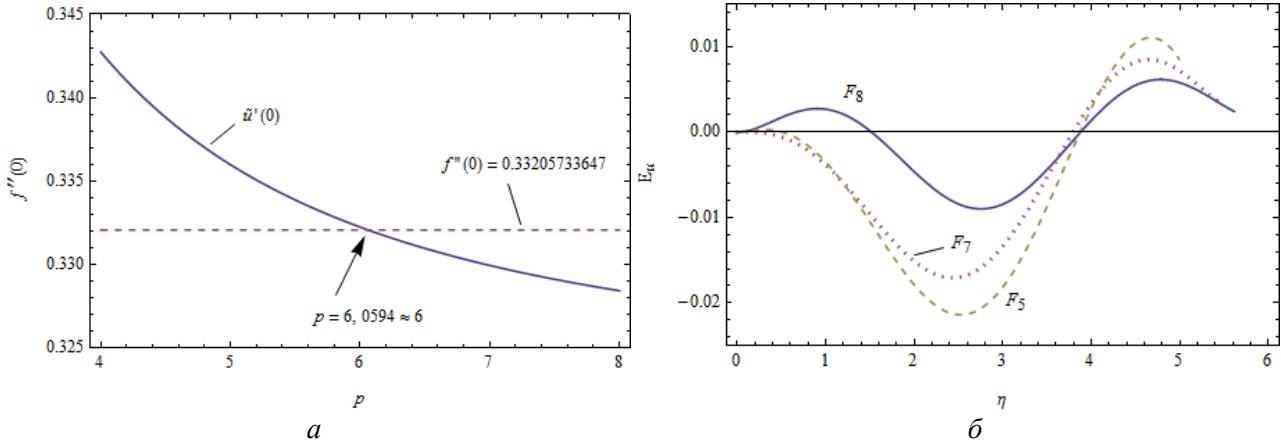


Рис. 4. График зависимости $\tilde{u}'(0) \leftrightarrow f''(0)$ согласно формуле (5.6) (а) и графики отклонений $E_u(\eta)$ для профилей скорости $F_5(\eta)$, $F_7(\eta)$ и $F_8(\eta)$ (б)

Подстановка в (5.2) $p = 6$ дает полином (табл. 1)

$$F_7(\zeta) = \frac{9}{5}\zeta - \zeta^3 + \frac{1}{5}\zeta^6. \quad (5.7)$$

Из (2.8) находим параметр $\eta_1 \approx 5.4180$. Используя $\zeta \rightarrow \eta / \eta_1$, из (5.7) получаем простое полиномиальное решение в виде

$$\tilde{u}(\eta) = F_7(\eta) = 0.33222\eta - 0.006287\eta^3 + 7.9 \cdot 10^{-6}\eta^6. \quad (5.8)$$

Простой трехчленный полином (5.7) дает наиболее точное решение из всех известных трехчленных полиномиальных решений (рис. 4, б). Рассчитанные на основе формул (2.16) и (2.17) параметры ПС представлены в табл. 3. Для напряжения трения τ_w имеем ошибку всего 0.045%, при этом отмечаем малые ошибки для H (1.16%) и δ_1 (1.20%).

$dF^2(0)/d\zeta^2 \neq 0$. В работе [20] М. Сэттон предложил искать решение для ПС в виде функции

$$\tilde{u} = (1 + a\zeta)(1 - \zeta)^3, \quad (5.9)$$

которая удовлетворяет граничным условиям $F(0) = 0$, $F(1) = 1$ и $F'(1) = F''(1) = 0$. Он заменил граничное условие $F''(0)$ на известное интегральное соотношение энергии [2, 7]. В отличие от [20], мы применим лишь одно интегральное соотношение Кармана (2.3). При этом первоначально мы будем исходить из известных точных значений $f''(0)$, δ_1 и H . Для определения коэффициента a подставим (5.9) в формулы (2.7):

$$\alpha_1 = \int_0^1 \left[1 - (1 + a\zeta)(1 - \zeta)^3 \right] d\zeta = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{a}{5} \right), \quad (5.10)$$

$$\alpha_2 = \int_0^1 \left[1 - (1 + a\zeta)(1 - \zeta)^3 \right] (1 - (1 + a\zeta)(1 - \zeta)^3) d\zeta = \frac{1}{14} \left(\frac{3}{2} + \frac{a}{5} - \frac{a^2}{18} \right). \quad (5.11)$$

Отсюда находим

$$H = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{63(5+a)}{135+18a-5a^2}. \quad (5.12)$$

Для параметра η_l из (2.8) имеем

$$\eta_l = \sqrt{2 \frac{3-a}{\frac{1}{14} \left(\frac{3}{2} + \frac{a}{5} - \frac{a^2}{18} \right)}} = 6 \sqrt{\frac{70(3-a)}{135+18a-5a^2}}. \quad (5.13)$$

Из (2.5) и (5.13) получаем

$$\delta_1 \frac{\sqrt{Re_x}}{x} = \eta_l \alpha_1 = \frac{3}{2} \left(1 - \frac{a}{5} \right) \sqrt{\frac{70(3-a)}{135+18a-5a^2}}. \quad (5.14)$$

Используя формулы (1.12) и (1.14), находим напряжение трения

$$\tau_w = \frac{F'(0)}{\delta} = \frac{F'(0)}{\eta_l} \frac{\sqrt{Re_x}}{x} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{(3-a)(135+18a-5a^2)}{70}} \frac{\sqrt{Re_x}}{x}. \quad (5.15)$$

Для расчета коэффициента a используем формулы (2.18) для абсолютных относительных ошибок в отношении параметров H , δ_1 и τ_w . Подстановка в них правых частей (5.12), (5.14) и (5.15) дает

$$\varepsilon_H = \left| \frac{H}{H^*} - 1 \right| \cdot 100\% = \left| \frac{63(5+a)}{135+18a-5a^2} \frac{1}{2.5911} - 1 \right| \cdot 100\%, \quad (5.16)$$

$$\varepsilon_{\tau_w} = \left| \frac{\tau_w}{\tau_w^*} - 1 \right| \cdot 100\% = \left| \frac{1}{6} \sqrt{\frac{(3-a)(135+18a-5a^2)}{70}} \frac{1}{0.332057} - 1 \right| \cdot 100\%, \quad (5.17)$$

$$\varepsilon_{\delta_1} = \left| \frac{\delta_1}{\delta_1^*} - 1 \right| \cdot 100\% = \left| \frac{3}{2} \left(1 - \frac{a}{5} \right) \sqrt{\frac{70(3-a)}{135+18a-5a^2}} \frac{1}{1.72079} - 1 \right| \cdot 100\%. \quad (5.18)$$

Определим относительную ошибку ε_Σ в виде суммы

$$\varepsilon_\Sigma = \varepsilon_H + \varepsilon_{\delta_1} + \varepsilon_{\tau_w}. \quad (5.19)$$

Для ошибок $\varepsilon_H(a)$, $\varepsilon_{\tau_w}(a)$ и $\varepsilon_{\delta_1}(a)$, задаваемых формулами (5.16)–(5.17), а также функции $\varepsilon_\Sigma(a)$ построены графики (рис. 5, а) с определением минимума для ε_Σ согласно (5.19).

Обратим внимание на важную закономерность: функция $\varepsilon_\Sigma(a)$ образует минимум $\varepsilon_\Sigma^{\min} = 0.24207$ при том же значении $a = 1.13503$, что и минимум $\varepsilon_{\tau_w}^{\min}$ функции $\varepsilon_{\tau_w}(a)$. Отсюда для получения оптимального профиля нам достаточно исходить лишь только из параметра $\varepsilon_{\tau_w} \equiv \varepsilon_{f''(0)}$, которому соответствует условно точное значение второй производной $f''(0) \approx 0.332057$. Используя профиль (5.9) и вычисленное значение $a = 1.135 = 227/200$, получаем

$$F_8(\zeta) = 1 - \left(1 + \frac{227}{200} \zeta \right) (1 - \zeta)^3. \quad (5.20)$$

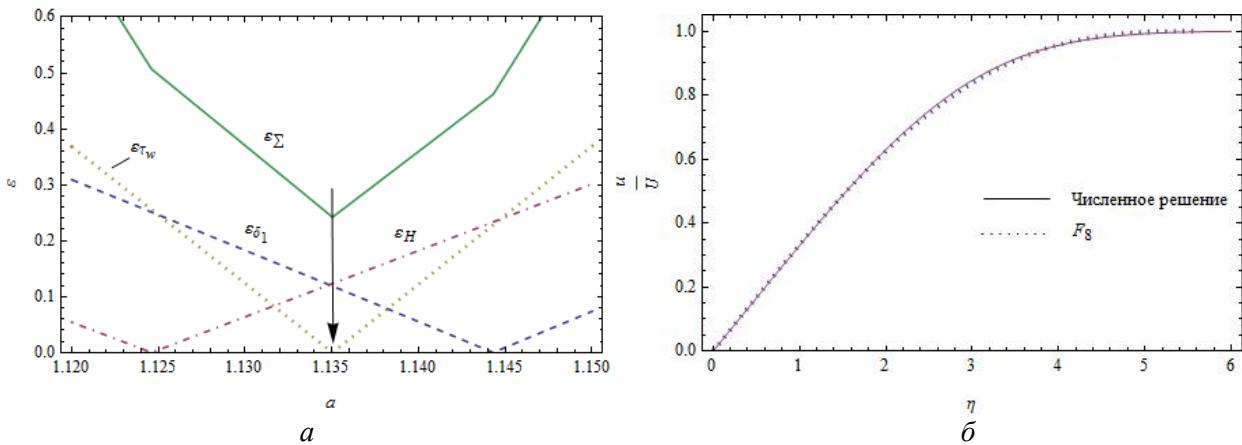


Рис. 5. Графики зависимостей для относительных ошибок (5.17)–(5.20) (а) и профили скорости в ПС на основе численного решения и полинома $F_8(\eta)$ (б)

По формуле (5.13) находим $\eta_1 \approx 5.6165$. Используя $\zeta \rightarrow \eta / \eta_1$, приходим к профилю скорости

$$\tilde{u} = F_8(\eta) = 1 - (1 + 0.202\eta)(1 - 0.178\eta)^3. \quad (5.21)$$

Кривая профиля скорости (5.21) почти полностью совпадает с кривой для точного решения (рис. 5, б). Графики отклонения $E_u(\eta)$ для «оптимального» решения $F_5(\eta)$ [19], полинома $F_7(\eta)$ и решения $F_8(\eta)$ в виде (5.21) представлены на рис. 4, б. Решение (5.21) существенно превосходит по свойствам решение на основе полинома $F_5(\eta)$. Из (5.21) определяем производную $\tilde{u}'(0) = f''(0) = 0.33206$ с ошибкой 0.0008%. Такую же ошибку имеем для напряжения трения $\varepsilon_{\tau_w} = 0.0008\%$ (табл. 3). Также мы отмечаем очень малые относительные ошибки для параметров δ_1 (0.12%) и H (0.12%).

Заключение. Предложена схема нахождения двух достаточно точных решений на основе полиномов Польгаузена F_1 и F_2 в виде $F_6(\zeta) = \frac{1}{2}(F_1(\zeta) + F_2(\zeta))$. Решение $F_6(\zeta)$ обладает существенно лучшими аппроксимационными свойствами по сравнению с профилями $F_1(\eta)$ и $F_2(\zeta)$. Для параметров τ_w и C_f получена примерно в два раза меньшая ошибка по сравнению с $F_2(\zeta)$ при практически точном определении формпараметра $H = 2.591$. Найдено высокоточное решение для профиля скорости в формальном представлении М. Сэттона $F(\zeta) = (1 + a\zeta)(1 - \zeta)^3$ в виде полинома $F_8(\zeta) = (1 + 1.135\zeta)(1 - \zeta)^3$ ($\eta_1 \approx 5.6165$). Кривая профиля скорости для $F_8(\zeta)$ практически полностью совпадает с численным решением. Данное решение дает вторую производную $f''(0) = 0.33206$ (0.0008%) с ошибкой $\varepsilon_{\tau_w} = 0.0008\%$. Ошибки для параметров δ_1 и H составляют всего 0.12%.

Литература

1. Prandtl, L. Über flüssigkeits bewegungen bei sehr kleiner reibung / L. Prandtl // III Intern. Mathematiker Kongresses. – 1904. – P. 484–491.
- 2 Stewartson, K. The Theory of Laminar Boundary Layers in Incompressible Fluids / K. Stewartson. – London : Oxford University Press, 1964.
- 3 Blasius, H. Grenzschichten in flüssigkeiten mit kleiner reibung / H. Blasius // J. Appl. Math. Mech. – 1908. – Vol. 56. – P. 1–37.
4. Karman, T. V. Über laminare und turbulente feibung / T. V. Karman // J. Appl. Math. Mech. – 1921. – Vol. 1. – P. 233–252.
5. Pohlhausen, K. Zur näherungs weisen integration der differential gleichung der laminaren grenzschicht / K. Pohlhausen // J. Appl. Math. Mech. – 1921. – Vol. 1. – P. 252–290.

6. Rosenhead, L. *Laminar Boundary Layer* / L. Rosenhead. – London : Oxford University Press, 1963.
7. Cebeci, T. Modeling and computation of boundary-layer flows / T. Cebeci, J. Cousteix // *J. Horizons*. – Long Beach, CA, 1998.
8. White, F. M. *Viscous Fluid Flow* / F. M. White. – New York : McGraw-Hill, 2006.
9. Schlichting, H. *Boundary-Layer Theory* / H. Schlichting, K. Gersten. – Berlin : Springer-Verlag, 2017.
10. Bloor, M. I. G. On the use of a Pohlhausen method in three dimensional boundary layers / M. I. G. Bloor, D. B. Ingham // *J. Appl. Math. Phys.* – 1977. – Vol. 28. – P. 289–299.
11. Bujurke, N. M. Momentum integral method in the analysis of taper-flat slider bearing with second-order fluid / N. M. Bujurke, M. Jagadeeswar // *J. Appl. Math. Mech.* – 1992. – Vol. 72. – P. 225–228.
12. Rao, A. Integral analysis applied to radial film flows / A. Rao, J. H. Arakeri // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 1998. – Vol. 41. – P. 2757–2767.
13. Shanks, D. The Blasius and Weyl constants in boundary-layer theory / D. Shanks // *Phys. Rev.* 1953. – Vol. 90, No. 377. – P. 233–245.
14. Howarth, L. On the solution of the laminar boundary layer equations / L. Howarth // *Proc. London Math. Soc. A*. – 1938. – Vol. 164. – P. 547–579.
15. Asaithambi, A. Solution of the Falkner–Skan equation by recursive evaluation of Taylor coefficients / A. Asaithambi // *J. Comput. Appl. Math.* – 2005. – Vol. 176. – P. 203–214.
16. Robin, W. Some new approximate analytical representations of the Blasius function global / W. Robin // *J. of Mathematics*. – 2015. – Vol. 2, No. 2. – P. 150–155.
17. Lal, S. A. An accurate Taylors series solution with high radius of convergence for the Blasius function and parameters of asymptotic variation / S. A. Lal, P. M. Neeraj // *J. of Applied Fluid Mechanics*. – 2014. – Vol. 7. – P. 557–564.
18. Curle, N. *The laminar boundary layer equation* / N. Curle. – London : Clarendon Press, 1962.
19. Majdalani, J. On the Karman momentum-integral approach and the Pohlhausen paradox / J. Majdalani, Li-J. Xuan // *Physics of Fluids*. – 2020. – Vol. 32. – P. 1–20.
20. Sutton, M. A. An approximate solution of the boundary layer equations for a flat plate / M. A. Sutton // *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and J. of Sciences*. – 1937. – Vol. 23, No. 158. – P. 1146–1152.

В. А. Кот

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ТЕПЛОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МЕТОДОМ КАРМАНА–ПОЛЬГАУЗЕНА: НОВЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Введение. Плоская продольно обтекаемая ламинарным потоком пластина является одним из наиболее широко распространенных элементов современных теплообменных аппаратов и устройств (рис. 1, *a*), поэтому установление закономерностей протекания процессов теплообмена на пластине с точки зрения практики и теории теплообмена остается актуальным направлением теплофизики. Очень часто при разработке точных и приближенных аналитических методов расчета различных проблем теплообмена с целью первоначальной их проверки обращаются к задаче обтекания потоком плоской пластины [1–6]. Теплообмен пластины при продольном обтекании определяется как точными, так и приближенными методами. В основе приближенных методов лежат интегральные соотношения динамического δ и теплового δ_t пограничных слоев, т. е. уравнения импульса и уравнения теплового потока (рис. 1, *б*). В настоящей работе получил дальнейшее развитие известный подход, примененный К. Польгаузеном [7] и основанный на использовании интеграла импульса Т. Кармана [8], а также интегрального соотношения теплового потока [9, 10]. При совместном решении этих уравнений принимается то или иное полиномиальное распределение скорости и температуры в пределах динамического и теплового пограничных слоев [11–16]. Как правило, данные распределения принимаются подобными. Вначале проанализируем точность некоторых известных приближенных решений для теплового пограничного слоя, а затем рассчитаем и исследуем точность двух решений, основанных на профилях скорости в пограничном слое, полученных в работе [17].

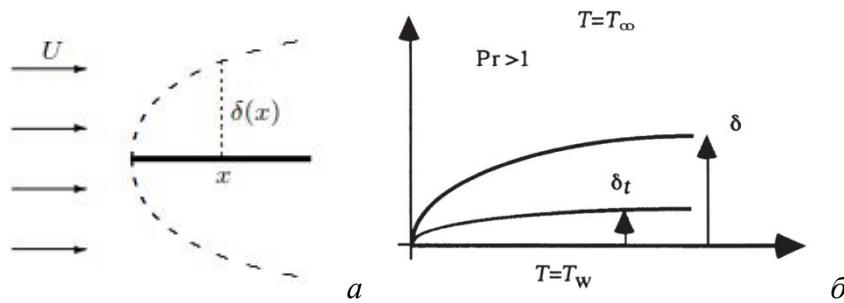


Рис. 1. Схема формирования гидродинамического (*а*) и теплового (*б*) пограничных слоев на плоской пластине при ее обтекании безградиентным потоком жидкости

Среди точных решений уравнений теплового пограничного слоя общезвестна работа К. Польгаузена [7], в которой получено распределение температуры в тепловом пограничном слое. Это позволило определить местную теплоотдачу на поверхности пластины. Отметим, что вопросу исследования теплоотдачи в ламинарных течениях при обтекании тел различной формы посвящено достаточно большое число работ, в которых используются как численные, так и полуаналитические методы [18–24]. Предпринятый в настоящей работе подход, очевидно, может быть распространен на более сложные теплофизические задачи, в которых формируется ламинарный пограничный слой.

1. Математическая постановка задачи и ее точное решение. Учитывая, что при обтекании плоской пластины неограниченным внешним безградиентным потоком ($dp/dx = 0$) свойства жидкости принимаем постоянными и не учитываем вязкую диссиацию, для компонентов скорости потока u и v (соответственно в координатах x и y) и температуры T имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (1.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1.2)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (1.3)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} u(0, x) &= v(0, x) = 0, & T(0, x) &= T_w; \\ u(\infty, x) &= U, & T(\infty, x) &= T_0. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь a – температуропроводность, v – кинематическая вязкость жидкости. Введя в рассмотрение безразмерную переменную $f = \Psi / \sqrt{vUx}$ (Ψ – так называемая функция тока, f – функция задачи Блазиуса) и безразмерную температуру

$$\Theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}, \quad (1.5)$$

вместо (1.2) и (1.3) запишем уравнения

$$u \frac{\partial f'}{\partial x} + v \frac{\partial f'}{\partial y} = v \frac{\partial^2 f'}{\partial y^2}, \quad (1.6)$$

$$u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} = a \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \quad (1.7)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} u(0, x) &= v(0, x) = 0; & f(0) &= f'(0) = 0, & \Theta(0) &= 1; \\ u(\infty, x) &= U; & f'(\infty) &= 0, & \Theta(\infty) &= 0. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Поскольку свойства жидкости приняты постоянными, то поле скорости не зависит от распределения температуры, что дает возможность рассматривать уравнение (1.7) независимо от уравнения (1.6). Задача, описываемая уравнениями (1.6) и (1.7) с граничными условиями (1.8), сведенная Х. Блазиусом к эквивалентной задаче

$$\begin{aligned} 2f''' + ff'' &= 0, \\ f(0), \quad f'(0) &= 0, \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} f'(\eta) = 1, \end{aligned} \quad (1.9)$$

решалась различными численными и полуаналитическими методами [14–23]. Данная динамическая задача была нами решена приближенно на основе интегрального метода Кармана–Польгаузена [12]. С учетом автомодельной переменной Блазиуса $\eta = y / \sqrt{U/(vx)}$ дифференциальное уравнение (1.7) принимает вид

$$-\frac{1}{2} \frac{\eta}{x} f' U \frac{d\Theta}{d\eta} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U v}{x}} f' \frac{d\Theta}{d\eta} \sqrt{\frac{U}{v x}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U v}{x}} f' \eta \frac{d\Theta}{d\eta} \sqrt{\frac{U}{v x}} = a \frac{U}{v x} \frac{d^2 \Theta}{d\eta^2}, \quad (1.10)$$

откуда

$$-\frac{1}{2}f \frac{d\Theta}{d\eta} = \frac{1}{Pr} \frac{d^2\Theta}{d\eta^2}. \quad (1.11)$$

Принимая во внимание уравнение Блазиуса (1.9), вместо (1.10) получаем искомое обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{\Theta''}{\Theta'} = Pr \frac{f'''}{f''} \quad (1.12)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} f(0) &= f'(0) = 0, & \Theta(0) &= 1, \\ f'(\infty) &= 0, & \Theta(\infty) &= 0. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Двойное интегрирование уравнения (1.12) с учетом граничных условий (1.13) дает точное решение задачи для температурного профиля в пограничном слое в виде [12]

$$\Theta = 1 - \int_0^\eta f''^{Pr} d\eta \left/ \int_0^\infty f''^{Pr} d\eta \right.. \quad (1.14)$$

Расчет коэффициента теплоотдачи α для пластины предусматривает выполнение закона конвективного теплообмена Ньютона, что дает

$$\alpha = -\frac{\lambda}{(T_0 - T_\infty)} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = -\lambda \left(\frac{\partial \Theta}{\partial y} \right)_{y=0} = -\lambda \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right)_{y=0} \frac{\partial \eta}{\partial y} = -\lambda \sqrt{\frac{U}{vx}} \frac{d\Theta(0)}{d\eta}. \quad (1.15)$$

Из (1.14) получаем [12]

$$\frac{d\Theta(0)}{d\eta} = \frac{[f''(0)]^{Pr}}{\int_0^\infty f''^{Pr} d\eta} = \frac{0.332057^{Pr}}{\int_0^\infty f''^{Pr} d\eta} = \varphi(Pr). \quad (1.16)$$

Из (1.15) запишем выражение для безразмерного коэффициента теплоотдачи

$$Nu_x = \frac{\alpha x}{\lambda} = \varphi(Pr) \sqrt{Re_x}. \quad (1.17)$$

При $Pr = 1$ имеем $\varphi(Pr) = 0.332057$, что отвечает закону аналогии процессов переноса импульса и энергии. К. Польгаузен рассчитал функцию $\varphi(Pr)$ для интервала $Pr = [0.6, 15]$, используя решение для $f''(\eta)$. Результаты расчета были аппроксимированы как $\varphi(Pr) \approx 0.332 \sqrt[3]{Pr}$, что дает приближенное соотношение [10]

$$Nu_x \approx 0.332 \sqrt{Re_x} \sqrt[3]{Pr}. \quad (1.18)$$

Результаты численного интегрирования формулы (1.14) для безразмерной температуры $\Theta(\eta)$ при различных значениях Pr представлены на рис. 2, а. Входящая в формулу (1.14) вторая производная $f''(\eta)$ определена посредством численного решения уравнения Блазиуса (1.11). Проведенные расчеты отношения $Nu_x / \sqrt{Re_x}$ по формуле

$$\frac{\text{Nu}_x}{\sqrt{\text{Re}_x}} = \varphi(\text{Pr}) = \frac{0.33206^{\text{Pr}}}{\int_0^\infty f''^{\text{Pr}} d\eta}, \quad (1.19)$$

а также по приближенной формуле

$$\frac{\text{Nu}_x}{\sqrt{\text{Re}_x}} = 0.33206 \sqrt[3]{\text{Pr}}, \quad (1.20)$$

показывают, что при числах Прандтля $\text{Pr} > 0.6$ (здесь мы не затрагиваем случай $\text{Pr} \gg 0$ и $\text{Pr} \rightarrow \infty$) приближенная формула (1.20) дает вполне приемлемые (условно) результаты для безразмерного коэффициента теплоотдачи (рис. 2, δ).

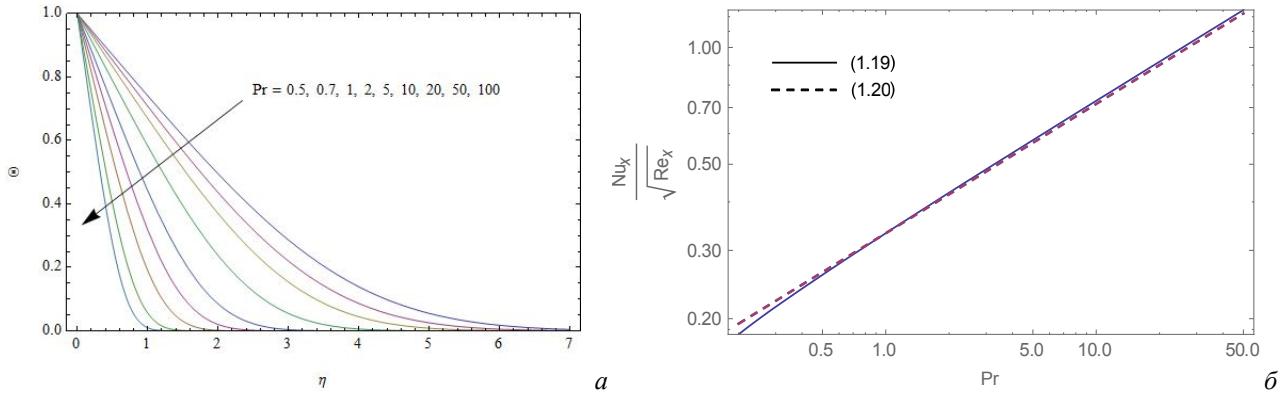


Рис. 2. Распределение температуры в тепловом пограничном слое согласно точной формуле (1.14) (а) и зависимость отношения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ от числа Прандтля Pr согласно точной формуле (1.19) и приближенной формуле (1.20) (б)

Поскольку при $\text{Pr} \rightarrow \infty$ весь температурный пограничный слой лежит в области динамического пограничного слоя с линейной зависимостью от y , имеем соотношение [12]

$$\frac{\text{Nu}_x}{\sqrt{\text{Re}_x}} = 0.339 \sqrt[3]{\text{Pr}} \quad (\text{Pr} \rightarrow \infty). \quad (1.21)$$

Для отношения толщин теплового δ_T и динамического δ пограничных слоев имеем [20]

$$\frac{\delta_T}{\delta} = 0.975 \text{Pr}^{-1/3} \quad (\text{Pr} \gg 0). \quad (1.22)$$

В табл. 1 приведены рассчитанные на основе точной формулы (1.19) значения отношения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ в зависимости от Pr , на основе которых мы будем далее оценивать точность некоторых известных, а также двух наших новых полиномиальных аппроксимаций.

Таблица 1

Отношение критериев $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ в зависимости от числа Прандтля Pr
для ламинарного течения жидкости вдоль плоской пластины [20]

| Pr | $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ | Pr | $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ | Pr | $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ |
|-------|------------------------------------|-----|------------------------------------|------|------------------------------------|
| 0.001 | 0.0173 | 0.7 | 0.292 | 15 | 0.835 |
| 0.01 | 0.0516 | 1 | 0.332 | 50 | 1.247 |
| 0.1 | 0.1400 | 7 | 0.645 | 100 | 1.572 |
| 0.5 | 0.259 | 10 | 0.728 | 1000 | 3.387 |

2. Определяющие интегральные соотношения. Теплообмен в тепловом пограничном слое описывается уравнением

$$u \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} + v \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} \quad (2.1)$$

с граничными условиями

$$T(x, 0) = T_w, \quad T(x, \delta_T) = T_\infty, \quad \frac{\partial T(x, \delta_T)}{\partial y} = 0. \quad (2.2)$$

Второе и третье соотношения (2.2) представляют собой условия сопряжения прогретой (пограничный слой) и условно не прогретой зон внешнего потока жидкости.

С помощью уравнения неразрывности (1.1) уравнение (2.1) примет вид

$$u \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} + v \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} + T \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (u T) + \frac{\partial}{\partial y} (v T) = a \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2}. \quad (2.3)$$

Проинтегрируем уравнение (2.3) по толщине теплового пограничного слоя:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial x} (u T) dy + \int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial y} (v T) dy = \int_0^{\delta_T} a \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} dy \rightarrow \\ & \rightarrow \int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial x} (u T) dy + (v T) \Big|_{y=\delta_T} - (v T) \Big|_{y=0} = a \left(\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\delta_T} - \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \right) \rightarrow \\ & \rightarrow \int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial x} (u T) dy + (v T) \Big|_{y=0} = -a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \rightarrow \int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial x} (u T) dy + T_\infty \int_0^{\delta_T} \left(-\frac{\partial u}{\partial x} \right) dy = -a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \rightarrow \\ & \rightarrow \int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial x} u (T - T_\infty) dy = -a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Используя правило интегрирования Лейбница, из (2.4) получаем интегральное соотношение

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_T} u (T - T_\infty) dy = -a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{q_w}{\rho c}, \quad (2.5)$$

где q_w – удельный тепловой поток на поверхности пластины, ρ и c – соответственно плотность и удельная теплоемкость жидкости.

Введем в рассмотрение безразмерные величины

$$\Theta = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty}, \quad \tilde{u} = \frac{u}{U}, \quad \zeta = \frac{y}{\delta}, \quad \beta = \frac{\delta_T}{\delta}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{a}. \quad (2.6)$$

Температурный профиль в пограничном слое опишем полиномом, который отвечает по форме полиномиальному представлению профиля скорости

$$\tilde{u} = \frac{u}{U} = \sum_{k=0}^N a_k \left(\frac{y}{\delta} \right)^k = \sum_{k=1}^N a_k \left(\frac{y}{\delta} \right)^k = \sum_{k=1}^N a_k \zeta^k. \quad (2.7)$$

Тогда для теплового пограничного слоя мы имеем следующий полином:

$$\Theta\left(\frac{y}{\delta_T}\right) = \sum_{k=0}^N a_k \left(\frac{y}{\delta_T}\right)^k = 1 - \sum_{k=1}^N a_k \left(\frac{y}{\delta_T}\right)^k = 1 - \sum_{k=1}^N a_k \left(\frac{y}{\beta \delta}\right)^k = 1 - \sum_{k=1}^N a_k \left(\frac{\zeta}{\beta}\right)^k. \quad (2.8)$$

С учетом (2.7) и (2.8) и допущения независимости параметра β от x ($d\beta/dx=0$) интегральное соотношение (2.5) принимает вид

$$U \frac{d}{dx} \left(\delta \int_0^{\delta_T/\delta} \tilde{u} \Theta\left(\frac{y}{\delta_T}\right) d\zeta \right) = - \frac{a}{\delta} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \Big|_{y=0} \rightarrow (\delta \delta') \int_0^\beta \tilde{u} \Theta(\zeta/\beta) d\zeta = - \frac{a}{U} \frac{\partial}{\partial \zeta} \Theta(\zeta/\beta) \Big|_{y=0}. \quad (2.9)$$

Для толщины динамического пограничного слоя согласно [20] имеем

$$\delta(x) = \eta_l \frac{x}{\sqrt{\text{Re}_x}} = \eta_l \sqrt{\frac{v}{U}} x, \quad (2.10)$$

откуда

$$(\delta \delta') = \frac{\eta_l^2}{2} \frac{v}{U}, \quad (2.11)$$

где η_l – безразмерная толщина пограничного слоя, записанная в переменной Блазиуса η . С учетом (2.11) вместо (2.9) получаем

$$\int_0^\beta \tilde{u}(\zeta) \Theta(\zeta/\beta) d\zeta = - \frac{2}{\eta_l^2} \frac{a}{v} \frac{\partial}{\partial \zeta} \Theta(\zeta/\beta) \Big|_{y=0} \rightarrow \int_0^\beta \tilde{u}(\zeta) \Theta(\zeta/\beta) d\zeta = - \frac{2}{\eta_l^2} \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \Theta(\zeta/\beta) \Big|_{y=0}. \quad (2.12)$$

Подстановка полинома (2.8) в правую часть (2.12) дает интегральное соотношение

$$\beta \int_0^\beta \tilde{u}(\zeta) \Theta\left(\frac{\zeta}{\beta}\right) d\zeta = \frac{2a_1}{\eta_l^2} \frac{1}{\text{Pr}}. \quad (2.13)$$

Поскольку толщины динамического и теплового пограничных слоев в большинстве случаев подчиняются неравенству $\delta_T < \delta$, тогда $\text{Pr} > 1$. Последнее условие приближенно выполняется для газов и неэлектропроводных жидкостей и не выполняется для жидких металлов из-за высокого значения коэффициента температуропроводности ($10^{-3} \leq \text{Pr} \leq 10^{-2}$). В связи с этим интегральное соотношение (2.13) мы будем в основном рассматривать при средних и больших числах Прандтля.

3. Теплоотдача пластины на основе известных приближенных решений. Рассмотрим ряд известных приближенных решений задачи о тепловом пограничном слое, которые получены на основе метода Кармана–Польгаузена [12]. В частности, будет последовательно исследована аппроксимационная точность теплоотдачи пластины с описанием профиля скорости полиномами:

$$\tilde{u}(\zeta) = 1 - \left(\frac{3}{2} \zeta - \frac{1}{2} \zeta^3 \right) \quad (\eta_l = 4.641), \quad (3.1)$$

$$\tilde{u}(\zeta) = \frac{5}{3} \zeta - \frac{5}{3} \zeta^4 + \zeta^5 \quad (\eta_l = 5.179), \quad (3.2)$$

$$\tilde{u}(\zeta) = \frac{5}{2} \zeta - 5 \zeta^3 + 5 \zeta^4 - \frac{3}{2} \zeta^5 \quad (\eta_l = 6.661), \quad (3.3)$$

$$\tilde{u}(\zeta) = \frac{5}{3} \zeta - \zeta^3 + \frac{1}{3} \zeta^5 \quad (\eta_l = 4.993); \quad (3.4)$$

(3.1) – К. Польгаузен [7], (3.2) – Н. Керл [13], (3.3) – Э. М. Карташов, В. А. Кудинов [25], (3.4) – Дж. Майдалани, Хуань Ли [26].

3.1. Профиль скорости – кубический полином (К. Польгаузен). Ввиду подобия динамической и тепловой задач и приняв во внимание (3.1), опишем температурный профиль полиномом

$$\Theta = 1 - \left(\frac{3}{2} \frac{y}{\delta_T} - \frac{1}{2} \frac{y^3}{\delta_T^3} \right) \rightarrow \Theta = 1 - \left(\frac{3}{2} \frac{\zeta}{\beta} - \frac{1}{2} \frac{\zeta^3}{\beta^3} \right). \quad (3.5)$$

Подставив (3.1) и (3.5) в интегральное соотношение (2.13), получим алгебраическое уравнение

$$\beta^3 - \frac{\beta^5}{14} = \frac{13}{14 \Pr}. \quad (3.6)$$

Отсюда находим толщину теплового пограничного слоя

$$\delta_T = \beta(\Pr) \delta = 4.641 \beta(\Pr) \text{Re}_x^{-1/2} x, \quad (3.7)$$

где $\beta(\Pr)$ – корень уравнения (3.6). В предельном случае ($\Pr \rightarrow \infty$) из (3.6) следует $\beta = 0.976 \Pr^{-1/3}$, что практически совпадает с точным значением $\beta = 0.975 \Pr^{-1/3}$.

Используя условие конвективной теплообмена по закону Ньютона, для коэффициента теплоотдачи α имеем

$$\alpha = \frac{\lambda}{T_w - T_\infty} \frac{\partial T(x, 0)}{\partial y} = \lambda \frac{\partial \Theta(x, 0)}{\partial y}. \quad (3.8)$$

Применив для (3.8) температурный профиль (3.5), получим

$$\alpha = a_1 \frac{\lambda}{\beta(\Pr) \delta} = \frac{0.3232}{\beta(\Pr)} \frac{\lambda}{x} \sqrt{\text{Re}_x} \rightarrow \text{Nu}_x = \frac{0.3232}{\beta(\Pr)} \sqrt{\text{Re}_x}. \quad (3.9)$$

При $\Pr = 1$ ($\beta = 1$) из (3.9) имеем

$$\text{Nu}_x = 0.3232 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\Pr}. \quad (3.10)$$

Ошибка расчета для $\Pr = 1$ по сравнению с точным решением $\text{Nu}_x \approx 0.332057 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\Pr}$ составляет 2.64%. Рассчитанные на основе формул (3.6) и (3.9) значения отношения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ для разных чисел Прандтля \Pr приведены в табл. 2. С целью повышения точности расчета были использованы различные системы дополнительных граничных условий. Ниже рассмотрим некоторые из них.

3.2. Профиль скорости – полином пятой степени (Н. Керл). Рассчитаем теплоотдачу пластины, используя полиномиальный профиль скорости [13]

$$\tilde{u} = \frac{5}{3} \frac{y}{\delta} - \frac{5}{3} \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 + \left(\frac{y}{\delta} \right)^5 = \frac{5}{3} \zeta - \frac{5}{3} \zeta^4 + \zeta^5, \quad (3.11)$$

где $\delta = 5.179 \text{Re}_x^{-1/2} x$. Отсюда для температурного профиля имеем полином вида

$$\Theta = 1 - \left[\frac{5}{3} \frac{y}{\delta_T} - \frac{5}{3} \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^4 + \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^5 \right] \rightarrow \Theta = 1 - \left[\frac{5}{3} \frac{y}{\beta} - \frac{5}{3} \left(\frac{y}{\beta} \right)^4 + \left(\frac{y}{\beta} \right)^5 \right]. \quad (3.12)$$

Таблица 2

Отношение $Nu_x/\sqrt{Re_x}$ в зависимости от Pr на основе расчета согласно известным и новым приближенным формулам

| Pr | Точные значения | Польгаузен (3.5), (3.9) | Майдалани, Хуань (3.23), (3.28) | Новые решения | |
|------|-----------------|-------------------------|---------------------------------|---------------|----------------|
| | | | | (4.3), (4.5) | (4.15), (4.17) |
| 0.1 | 0.140 | | 0.136 | 0.138 | 0.140 |
| 0.6 | 0.276 | 0.267 | 0.278 | 0.276 | 0.276 |
| 0.7 | 0.292 | 0.283 | 0.294 | 0.292 | 0.292 |
| 1 | 0.332 | 0.323 | 0.334 | 0.332 | 0.332 |
| 5 | 0.585 | 0.562 | 0.583 | 0.580 | 0.581 |
| 7 | 0.645 | 0.630 | 0.655 | 0.650 | 0.651 |
| 10 | 0.728 | 0.710 | 0.739 | 0.734 | 0.734 |
| 15 | 0.835 | 0.814 | 0.847 | 0.841 | 0.842 |
| 50 | 1.247 | 1.218 | 1.269 | 1.260 | 1.260 |
| 100 | 1.572 | 1.537 | 1.601 | 1.590 | 1.589 |

Подставив (3.2) и (3.12) в интегральное соотношение (2.13), получим уравнение

$$\beta^3 - \frac{7}{75}\beta^6 + \frac{9}{275}\beta^7 = \frac{31}{33} \frac{1}{Pr}, \quad (3.13)$$

из которого при $Pr \rightarrow \infty$ находим $\beta = 0.969 Pr^{-1/3}$. Из (3.13) определим

$$Pr = \frac{775}{\beta^3 (825 - 77\beta^3 + 27\beta^4)}. \quad (3.14)$$

Используя соотношение $\delta_T = \beta \delta$, находим толщину теплового пограничного слоя

$$\delta_T = 5.179 \beta(Pr) Re_x^{-1/2} x. \quad (3.15)$$

Применив формулу для коэффициента теплоотдачи (3.58), получим

$$\alpha = \frac{5}{3} \frac{\lambda}{\delta_T} = \frac{5}{3} \frac{\lambda}{\beta(Pr) 5.179} \frac{\sqrt{Re_x}}{x} \rightarrow Nu_x = \frac{0.3218}{\beta(Pr)} \sqrt{Re_x}, \quad (3.16)$$

где $\beta(Pr)$ – корень уравнения (3.13). При $Pr = 1$ из (3.16) следует соотношение

$$Nu_x = 0.3218 \sqrt{Re_x} \sqrt[3]{Pr}. \quad (3.17)$$

Ошибка расчета относительного коэффициента теплоотдачи ($Pr = 1$) составляет 3.1%. Как видим, увеличение числа дополнительных граничных условий в данном случае не привело к повышению точности расчета. Более того, отмечаем даже повышение ошибки.

3.3. Профиль скорости – полином пятой степени (Э. М. Карташов, В. А. Кудинов). Рассчитаем тепловой пограничный слой на основе профиля скорости (3.3), удовлетворяющего граничным условиям $\Theta''(0) = 0$, $\Theta'(1) = \Theta''(1) = \Theta'''(1) = 0$ [25]. Отсюда

$$\Theta = 1 - \left[\frac{5}{2} \frac{y}{\delta_T} - 5 \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^3 + 5 \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^4 - \frac{3}{2} \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^5 \right]. \quad (3.18)$$

Подставив (3.3) и (3.18) в интегральное соотношение (2.13), после определения интегралов относительно функции $\delta_T(x)$ получим дифференциальное уравнение

$$\frac{U}{5544} \frac{d}{dx} \left(660 \frac{\delta_T^2}{\delta} + 77 \frac{\delta_T^5}{\delta^4} - 165 \frac{\delta_T^4}{\delta^3} - 12 \frac{\delta_T^6}{\delta^5} \right) = \frac{5}{2} \frac{a}{\delta_T}. \quad (3.19)$$

Принимая во внимание, что $\delta_T < \delta$, вторым, третьим и четвертым членами в левой части соотношения (3.19), следуя авторам [25], пренебрегаем. Тогда вместо (3.19) получаем

$$\frac{165}{1388} U \frac{d}{dx} (\beta^2 \delta) = \frac{5}{2} \frac{a}{\beta \delta} \Rightarrow \frac{1}{21} U \beta^2 (\delta \delta') = a. \quad (3.20)$$

Подставив (2.11) в (3.20), находим ($\beta = 1$)

$$\delta_T(x) = 6.661 \text{Re}_x^{-1/2} \text{Pr}^{-1/3} x. \quad (3.21)$$

Отсюда приходим к формуле для определения коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = \frac{5}{2} \frac{\lambda}{\delta_T} = \frac{5}{2} \frac{\lambda}{6.661 x} \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\text{Pr}} \Rightarrow \text{Nu}_x \approx 0.355 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\text{Pr}}, \quad (3.22)$$

дающей ошибку расчета 7.03%. В данном варианте, основанном на применении дополнительных граничных условий $\Theta''(0) = 0$ и $\Theta'(1) = \Theta''(1) = \Theta'''(1) = 0$, ошибка существенно возросла по сравнению с полиномом третьей степени Польгаузена (3.5).

3.4. Профиль скорости – полином четвертой степени (Дж. Майдалани, Хуань Ли). Для профиля скорости (3.4), полученного в работе [26], имеем температурный профиль

$$\Theta = \frac{5}{3} \frac{y}{\delta_T} - \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^3 + \frac{1}{3} \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^5 = \frac{5}{3\beta} \zeta - \frac{1}{\beta^3} \zeta^3 + \frac{1}{3\beta^5} \zeta^5. \quad (3.23)$$

Подстановка (3.23) в интегральное соотношение (2.13) дает алгебраическое уравнение

$$\beta^3 - \frac{27}{224} \beta^5 + \frac{11}{480} \beta^6 = \frac{379}{420} \frac{1}{\text{Pr}}, \quad (3.24)$$

откуда находим

$$\text{Pr} = \frac{3032}{\beta^3 (3360 - 405\beta^2 + 77\beta^3)}. \quad (3.25)$$

Для толщины теплового пограничного слоя получаем формулу

$$\delta_T = 4.993 \beta(\text{Pr}) \text{Re}_x^{-1/2} x. \quad (3.26)$$

Число Нуссельта может быть записано как

$$\text{Nu}_x = q_w \frac{x}{\lambda(T_w - T_0)} = \lambda(T_w - T_0) \frac{5}{3\delta\beta} \frac{x}{\lambda(T_w - T_0)} = \frac{5}{3} \frac{x}{\beta\delta} \quad (3.27)$$

или

$$\text{Nu}_x = \frac{5}{3} \frac{\sqrt{\text{Re}_x}}{\beta(\text{Pr}) \eta_l} = \frac{5}{3\beta(\text{Pr})} \frac{\sqrt{\text{Re}_x}}{4.9934} = \frac{0.3338}{\beta(\text{Pr})} \sqrt{\text{Re}_x}, \quad (3.28)$$

где параметр $\beta(\text{Pr})$ есть решение уравнения (3.24) либо определяется приближенно из соотношения (3.26). При $\text{Pr} = 1$ из (3.28) имеем

$$\text{Nu}_x = 0.3338 \sqrt[3]{\text{Pr}} \sqrt{\text{Re}_x}. \quad (3.29)$$

Полученный при $\text{Pr} = 1$ сомножитель 0.3338 в (3.29) на 0.52% превышает точно рассчитанный коэффициент 0.332057.

При $\text{Pr} \rightarrow \infty$ из (3.24) находим предельное значение параметра $\beta = 0.966 \text{Pr}^{-1/3}$, которому отвечает критериальное уравнение теплообмена

$$\text{Nu}_x = \frac{5}{3\beta(\text{Pr})} \frac{\sqrt{\text{Re}_x}}{4.9934} = \frac{0.3338}{0.966} \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\text{Pr}} = 0.3455 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (3.30)$$

При $\text{Pr} = 10, 100$ и 1000 расчет по формулам (3.25) и (3.28) отношения критериев $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ дает, соответственно, значения 0.7386 (1.19%), 1.6006 (1.81%) и 3.453 (1.95%). Рассчитанные по формулам (3.25) и (3.28) значения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ в зависимости от числа Прандтля приведены в табл. 2. При относительно малых числах Прандтля $\text{Pr} = 0.6$ и 0.1 получаем $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x} = 0.278$ (0.72%) и 0.138 (2.86%) соответственно.

4. Новые полиномиальные решения для теплового пограничного слоя. Получим и проанализируем два новых приближенных решения задачи о тепловом пограничном слое для плоской пластины, основанные на описании профиля скорости в динамическом ламинарном пограничном слое посредством полученных в [17] следующих двух новых полиномов:

$$\tilde{u} = \frac{9}{5} \zeta - \zeta^3 + \frac{1}{5} \zeta^6 \quad (\eta_l = 5.418), \quad (4.1)$$

$$\tilde{u} = 1 - \left(1 + \frac{227}{200} \zeta \right) (1 - \zeta)^3 \quad (\eta_l = 5.616). \quad (4.2)$$

4.1. Профиль скорости – трехчленный полином. Рассчитаем теплоотдачу пластины, используя простой трехчленный полином (4.1) при толщине динамического пограничного слоя $\delta = 5.418 \text{Re}_x^{-1/2} x$. Тогда для температурного поля имеем полином

$$\Theta = 1 - \left[\frac{9}{5} \frac{y}{\delta_T} - \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^6 \right] = 1 - \left(\frac{9}{5\beta} \zeta - \frac{1}{\beta^3} \zeta^3 + \frac{1}{5\beta^6} \zeta^6 \right). \quad (4.3)$$

Подстановка (4.1) и (4.3) в интегральное соотношение (2.13) дает уравнение

$$\beta^3 - \frac{2}{21} \beta^5 + \frac{1}{273} \beta^8 = \frac{248}{273} \frac{1}{\text{Pr}}, \quad (4.4)$$

откуда

$$\text{Pr} = \frac{248}{\beta^3 (273 - 26\beta^2 + \beta^5)}. \quad (4.5)$$

При $\text{Pr} \rightarrow \infty$ из (3.3) имеем $\beta = \sqrt[3]{\frac{248}{273}} \text{Pr}^{-1/3} \approx 0.968 \text{Pr}^{-1/3}$ с относительной ошибкой 0.72% по

сравнению с точным значением $\beta = \delta_T / \delta = 0.975 \text{Pr}^{-1/3}$. Тогда для теплового пограничного слоя при $\text{Pr} \rightarrow \infty$ находим

$$\frac{\delta_T}{x} = \beta(\text{Pr}) \frac{\delta}{x} = \sqrt[3]{\frac{248}{273}} 5.418 \text{Pr}^{-1/3} \text{Re}_x^{-1/2} = 5.247 \text{Pr}^{-1/3} \text{Re}_x^{-1/2}. \quad (4.6)$$

Разложив параметр β в соотношении (4.5) в обратный ряд Тейлора, получим приближенную формулу

$$\beta = \frac{0.972583}{\text{Pr}^{1/3}} - \frac{0.0246137}{\text{Pr}^{2/3}} + \frac{0.0661154}{\text{Pr}} - \frac{0.026903}{\text{Pr}^{4/3}} + \frac{0.0219122}{\text{Pr}^{5/3}} + O\left(\frac{1}{\text{Pr}^{7/3}}\right). \quad (4.7)$$

Графики зависимости $\beta(\text{Pr})$ согласно формулам (4.5) и (4.7) приведены на рис. 3, а. Решение уравнения (4.5) было получено численным методом. Мы отмечаем практически полное слияние графиков $\beta(\text{Pr})$, отвечающих алгебраическому уравнению (4.5) (с его численным решением) и обратному разложению данного уравнения в ряд Тейлора (4.7). Температурные профили, рассчитанные на основе точного решения (1.14) и приближенных формул (4.3) и (4.7), представлены на рис. 3, б. Видно достаточно хорошее согласие точных и приближенных температурных профилей, особенно в приграничной области.

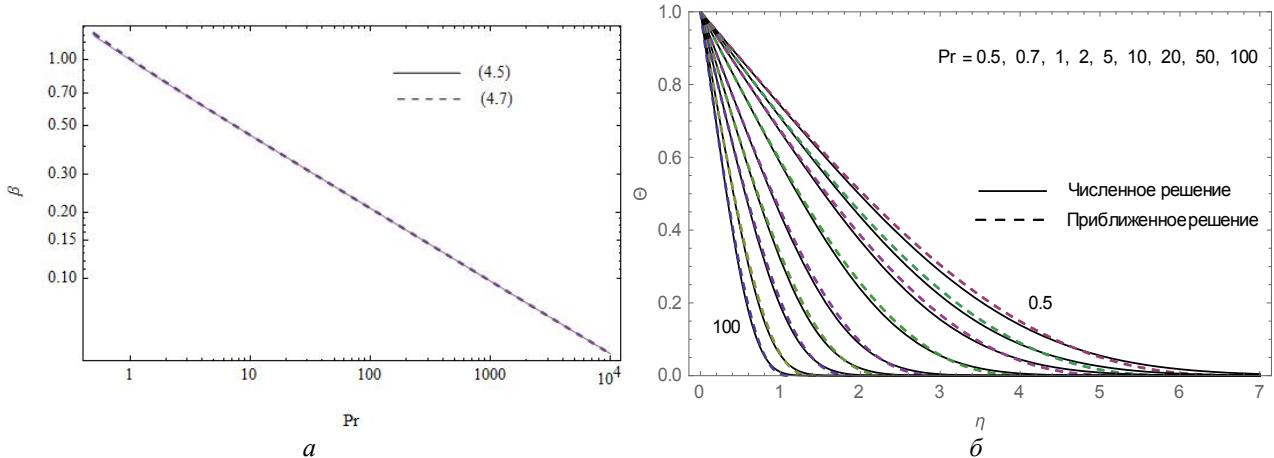


Рис. 3. Графики зависимости $\beta(\text{Pr})$ для численного решения алгебраического уравнения (4.5) и согласно приближенной формуле (4.7) (а) и распределение температуры в тепловом пограничном слое согласно точной формуле (1.14) и приближенным формулам (4.3) и (4.7) (б)

Для толщины теплового пограничного слоя имеем соотношение

$$\delta_T = 5.418 \beta(\text{Pr}) \text{Re}_x^{-1/2} x, \quad (4.8)$$

где параметр $\beta(\text{Pr})$ определяется из уравнения (4.5) либо по приближенной формуле (4.7). Для коэффициента теплоотдачи α из (3.8) получаем

$$\alpha = \frac{9}{5} \frac{\lambda}{\delta_T} \rightarrow \frac{\alpha x}{\lambda} = \frac{9}{5} \frac{1}{\beta(\text{Pr})} \left(\frac{x}{\delta} \right) = \frac{9}{5} \frac{1}{\beta(\text{Pr})} \left(\frac{\sqrt{\text{Re}_x}}{5.418} \right), \quad (4.9)$$

откуда

$$\frac{\text{Nu}_x}{\sqrt{\text{Re}_x}} = \frac{0.3322}{\beta(\text{Pr})}. \quad (4.10)$$

При $\text{Pr} = 1$ ($\beta = 1$) из (4.10) получаем безразмерный коэффициент теплообмена

$$\text{Nu}_x = 0.3322 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (4.11)$$

В данном варианте ошибка для коэффициента теплоотдачи ($\text{Pr} = 1$) составляет лишь 0.043%. Аналогично при $\text{Pr} \rightarrow \infty$ с учетом $\beta = 0.9685 \text{Pr}^{-1/3}$ получаем

$$\frac{\text{Nu}_x}{\sqrt{\text{Re}_x}} = \frac{0.3322}{\beta(\text{Pr})} = \frac{0.3322}{0.9685} \sqrt[3]{\text{Pr}} = 0.343 \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (4.12)$$

Для формулы (4.12) при $\text{Pr} \rightarrow \infty$ имеем ошибку 1.18%. При $\text{Pr} = 10, 100$ и 1000 расчетные формулы (4.5) и (4.10) дают значения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x} = 0.734$ (0.54%), 1.590 (1.14%) и 3.429 (1.24%). Значения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ для других чисел Прандтля приведены в табл. 2. Мы отмечаем более высокую точность расчета относительного коэффициента теплообмена по сравнению с приближенными формулами Польгаузена [7] и расчетными формулами из работы [26].

Рассчитаем относительную теплоотдачу пластины (местный относительный коэффициент теплоотдачи), которую выразим отношением $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$, для относительно малых чисел Прандтля, в частности при $\text{Pr} = 0.1$. Согласно данным табл. 1 имеем точное значение коэффициента $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x} = 0.140$. При $\text{Pr} = 0.1$ расчет на основе формул (4.5) и (4.10) дает приближенное значение $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x} = 0.138$ (см. табл. 2) с ошибкой 1.45%. В то же время расчет по формулам (3.25) и (3.28), полученным авторами работы [26], дает значение коэффициента $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x} = 0.136$ с существенно большей ошибкой – 2.86%.

4.2. Профиль скорости – полином четвертой степени. Обратимся к варианту расчета теплообмена плоской пластины при описании профиля скорости в пограничном слое с помощью полученного нами в работе [17] полинома четвертой степени

$$\tilde{u} = 1 - (1 + 1.135 \zeta)(1 - \zeta)^3 \quad (4.13)$$

при толщине динамического пограничного слоя

$$\frac{\delta}{x} = 120 \sqrt{\frac{373}{170\,273}} \text{Re}_x^{-1/2} \approx 5.616 \text{Re}_x^{-1/2}. \quad (4.14)$$

Для теплового пограничного слоя имеем температурный профиль

$$\Theta = \left(1 + \frac{227}{200} \frac{y}{\delta_T}\right) \left(1 - \frac{y}{\delta_T}\right)^3 = \left(1 + \frac{227}{200} \frac{\zeta}{\beta}\right) \left(1 - \frac{\zeta}{\beta}\right)^3. \quad (4.15)$$

Подставив (4.13) и (4.15) в интегральное соотношение (2.13), приходим к алгебраическому уравнению

$$\beta^3 + \frac{168\,561}{2\,159\,297} \beta^4 - \frac{904\,761}{4\,318\,594} \beta^5 + \frac{666\,245}{12\,955\,782} \beta^6 = \frac{851\,365}{925\,413} \frac{1}{\text{Pr}}, \quad (4.16)$$

откуда

$$\text{Pr} = \frac{11\,919\,110}{\beta^3 (12\,955\,782 + 1\,011\,366\beta - 2\,714\,283\beta^2 + 666\,245\beta^3)}. \quad (4.17)$$

Разложив в (4.17) параметр $\beta(\text{Pr})$ в обратный ряд Тейлора, получим приближенную формулу расчета в виде

$$\beta = 0.972583 \frac{1}{\text{Pr}^{1/3}} - 0.0246137 \frac{1}{\text{Pr}^{2/3}} + 0.0661154 \frac{1}{\text{Pr}} + O\left(\frac{1}{\text{Pr}^{4/3}}\right). \quad (4.18)$$

Зависимости $\beta(\text{Pr})$, полученные в результате численного решения алгебраического уравнения (4.16), а также на основе приближенной формулы (4.18) (результат обратного разложения формулы (4.17) в ряд Тейлора), представлены на рис. 4, *a*. Обращает внимание практически полное слияние данных графиков, что позволяет рекомендовать формулы (4.13) и (4.18) для инженерных приложений.

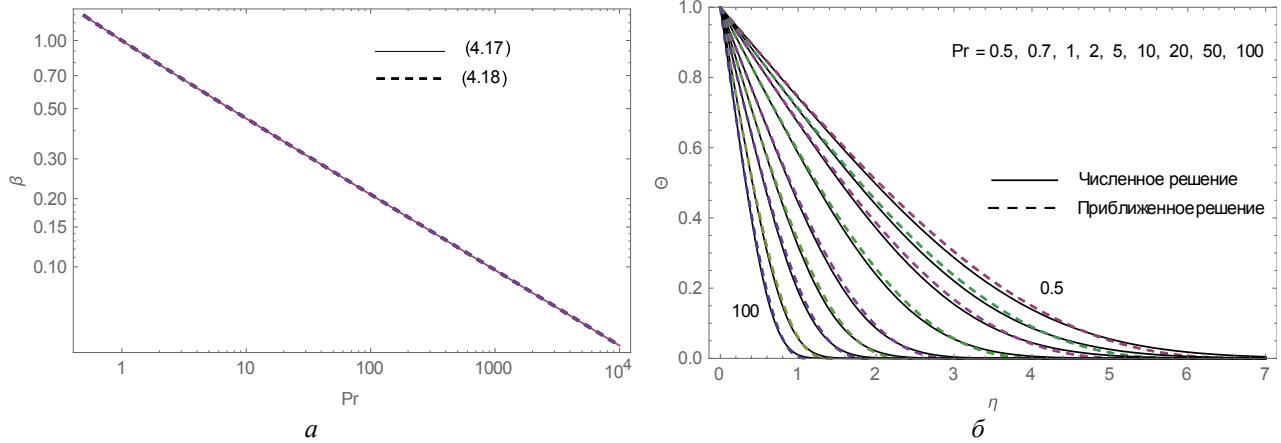


Рис. 4. Графики зависимости $\beta(\text{Pr})$ для точного (численного) решения алгебраического уравнения (4.17) и согласно приближенной формуле (4.18) (*a*) и распределение температуры в тепловом пограничном слое согласно точной формуле (1.14) и приближенным формулам (4.15) и (4.18) (*b*)

Применив формулу (1.15) для коэффициента теплоотдачи, получим

$$\alpha = \frac{373}{200} \frac{\lambda}{\delta_T} = \frac{373}{200} \frac{\lambda}{\beta(\text{Pr}) \delta} \rightarrow \alpha = 0.33206 \frac{1}{\beta(\text{Pr})} \frac{\lambda}{x} \sqrt{\text{Re}_x}, \quad (4.19)$$

откуда следует уравнение

$$\text{Nu}_x = 0.33206 \frac{\sqrt{\text{Re}_x}}{\beta(\text{Pr})}. \quad (4.20)$$

Здесь параметр $\beta(\text{Pr})$ определяется как численное решение алгебраического уравнения (4.17) или на основе приближенной формулы (4.18).

При $\text{Pr} = 1$ из (4.20) получаем

$$\text{Nu}_x = 0.33206 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (4.21)$$

Ошибка расчета коэффициента теплоотдачи составляет всего 0.00078%. При $\text{Pr} = 1$ из (4.17) имеем $\beta = 1$. При $\text{Pr} \rightarrow \infty$ ($\beta \rightarrow 0$) из (4.17) находим

$$\beta = \sqrt[3]{\frac{851365}{925413}} \text{Pr}^{-1/3} \approx 0.973 \text{Pr}^{-1/3}. \quad (4.22)$$

Ошибка приближенного значения параметра β согласно (4.22) по сравнению с точным значением параметра $\beta = 0.975 \text{Pr}^{-1/3}$ ($\text{Pr} \rightarrow \infty$) составляет всего 0.20%. Для предельной толщины теплового пограничного слоя ($\text{Pr} \rightarrow \infty$) с учетом (4.18) имеем соотношение

$$\frac{\delta_T}{x} = \beta(\text{Pr}) \frac{\delta}{x} = \sqrt[3]{\frac{851365}{925413}} 120 \sqrt{\frac{373}{170273}} \text{Pr}^{-1/3} \text{Re}_x^{-1/2} \rightarrow \frac{\delta_T}{x} = 5.462 \text{Pr}^{-1/3} \text{Re}_x^{-1/2}. \quad (4.23)$$

При $\text{Pr} = 10, 100$ и 1000 формулы (4.17) и (4.20) дают следующие значения отношения $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x}$ в уравнении (3.10): 0.735 (0.68%), 1.588 (1.01%) и 3.420 (0.97%). При малых числах Прандтля $\text{Pr} = 0.6$ и 1 получаем, соответственно, $\text{Nu}_x / \sqrt{\text{Re}_x} = 0.276$ (0%) и 0.140 (0%), что полностью совпадает с данными табл. 1 для точного решения.

Рассчитанное на основе (4.15) и (4.18) при $\delta_T = 5.462\beta(\text{Pr})\text{Re}_x^{-1/2} x$ распределение температуры в тепловом пограничном слое при разных числах Прандтля представлено на рис. 4, б. Как видим, для чисел Прандтля $\text{Pr} \geq 0.5$ имеет место практически полное слияние температурных профилей, отвечающих точному (численному) решению (1.14) и приближенному решению в виде простейшей формулы (4.15).

Заключение. Подробно исследована теплоотдача протяженной плоской пластины при ее обтекании внешним безградиентным потоком жидкости с формированием динамического ламинарного пограничного слоя. Изучено несколько известных приближенных решений задачи о тепловом пограничном слое на основе применения интегрального метода Кармана–Польгаузена. В частности, рассмотрены известные приближенные решения, основанные на описании динамического пограничного слоя посредством полиномов третьей (К. Польгаузен), четвертой (Дж. Майдалани, Ли Хуань) и пятой (Н. Керл, Э. М. Карташов и В. А. Кудинов) степени. Показано, что увеличение числа дополнительных граничных условий, которым должно удовлетворять искомое решение тепловой задачи, вовсе не гарантирует повышения точности расчета коэффициента теплообмена. Даже более того, бессистемное увеличение числа дополнительных граничных условий, ведущих к повышению степени полинома, приводит к существенному снижению аппроксимационной точности приближенного решения задачи. Среди исследованных решений наилучшей аппроксимационной точностью обладает решение, полученное Дж. Майдалани и Ли Хуянем с использованием полинома четвертой степени.

На основе полученных в работе [17] новых решений задачи о динамическом пограничном слое в виде простых полиномов $\tilde{u} = 1.8\zeta - \zeta^3 + 0.2\zeta^6$ и $\tilde{u} = (1+1.135\zeta)(1-\zeta)^3$ получены новые решения задачи о тепловом пограничном слое с описанием температурного поля полиномами вида $\Theta = 1.8\zeta/\beta - (\zeta/\beta)^3 + 0.2(\zeta/\beta)^6$ и $\Theta = (1+1.135\zeta/\beta)(1-\zeta/\beta)^3$. Данные решения (особенно на основе полинома четвертой степени) весьма существенно превосходят по точности наиболее лучшее решение авторов [26]. Для полинома $\Theta = (1+1.135\zeta/\beta)(1-\zeta/\beta)^3$ имеет место практически полное слияние температурных профилей с точным (численным) решением. При этом для чисел Прандтля в интервале $\text{Pr} = [0.1, 1]$ приближенное решение для коэффициента теплообмена полностью (с точностью до трех знаков после запятой) совпадает с точным решением задачи.

Полученные два новых полиномиальных решения задачи о тепловом ламинарном пограничном слое для плоской пластины могут быть рекомендованы в научно-исследовательских работах при решении тестовых задач и во многих инженерных приложениях, предполагающих формирование в приграничных областях тел, обтекаемых внешним потоком жидкости, ламинарного динамического и теплового пограничных слоев.

Литература

1. Жукаускас, А. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости / А. Жукаускас, И. Жюгжда. – Вильнюс : Изд-во «Минтис», 1969. – 266 с.
2. Петухов, Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах / Б. С. Петухов. – М. : Энергия, 1967. – 411 с.
3. Ягов, В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях / В. В. Ягов. – М. : Издательский дом МЭИ, 2014. – 542 с.

4. Тарг С. М. Основные задачи теории ламинарных течений / С. М. Тарг. – М.-Л. : ГИТТЛ, 1951. – 420 с.
5. Stewartson, K. The Theory of Laminar Boundary Layers in Incompressible Fluids / K. Stewartson. – London : Oxford University Press, 1964.
6. Cebeci, T. J. Modeling and Computation of Boundary-Layer Flows / T. Cebeci, J. Cousteix // J. Horizons. – Long Beach, CA, 1998.
7. Pohlhausen, K. Zur näherungs weisen integration der differential gleichung der laminaren grenzschicht / K. Pohlhausen // J. Appl. Math. Mech. – 1921. – Vol. 1. – P. 252–290.
8. Karman, T. V. Über laminare und turbulente feibung / T. V. Karman // J. Appl. Math. Mech. – 1921. – Vol. 1. – P. 233–252.
9. Лойцянский, Л. Г. Ламинарный пограничный слой / Л. Г. Лойцянский. – М. : ГИФМЛ, 1962. – 480 с.
10. White, F. M. Viscous Fluid Flow / F. M. White. – New York : Mc-Graw-Hill, 2006.
11. Rosenhead, L. Laminar Boundary Layer / L. Rosenhead. – London : Oxford University Press, 1963.
12. Schlichting, H. Boundary-Layer Theory / H. Schlichting, K. Gersten. – Berlin : Springer-Verlag, 2017.
13. Curle, N. The Laminar Boundary Layer Equation / N. Curle. – Clarendon Press, 1962.
14. Ojha, S. K. On approximate calculation of laminar boundary layers using polynomials / S. K. Ojha // Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik. – 1965. – Bd. 45. – S. 277–288.
15. Mangler, W. Das Impulsverfahren zur naherungsweisen berechnung der laminaren reibungsschicht / W. Mangler // Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik. – 1944. – Bd. 24. – S. 251–256.
16. Mughal, B. Integral method for three-dimensional boundary-layers / B. Mughal. – Ph. D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1998.
17. Кот, В. А. Решение задачи о динамическом пограничном слое методом Кармана–Польгаузена: новые приближения / В. А. Кот // Тепло- и массоперенос – 2021: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 134–146.
18. Lewins, J. D. Comparative solutions to the integral-approximate thermal boundary layer equations for a flat plate / J. D. Lewins // Int. J. Mech. Eng. Ed. – 2004. – Vol. 32. – P. 315–344.
19. Bloor, M. I. On the use of a Pohlhausen method in three dimensional boundary layers / M. I. G. Bloor, D. B. Ingham // J. Appl. Math. Phys. – 1977. – Vol. 28. – P. 289–299.
20. Ghiaasiaan, S. M. Convective Heat and Mass Transfer / S. M. Ghiaasiaan. – Cambridge, New York : Cambridge University Press, 2012. – 517 p.
21. Weyburne, D. W. A. Mathematical deskription of the fluid boundary layer // D. W. Weyburne // Appl. Math. Comput. – 2006. – Vol. 175. – P. 1675–1684.
22. Blasius, H. Grenzschichten in flüssigkeiten mit kleiner reibung / H. Blasius // J. Appl. Math. Mech. – 1908. – Vol. 56. – P. 1–37.
23. Howarth, L. On the solution of the laminar boundary layer equations / L. Howarth // Proc. London Math. Soc. A. – 1938. – Vol. 164. – P. 547–579.
24. Asaithambi, A. Solution of the Falkner–Skan equation by recursive evaluation of Taylor coefficients / A. Asaithambi // J. Comput. Appl. Math. – 2005. – Vol. 176. – P. 203–214.
25. Карташов, Э. М. Аналитические методы теории теплопроводности и ее приложений / Э. М. Карташов, В. А. Кудинов. – М. : ЛЕНАРД, 2018. – 1072 с.
26. Majdalani, J. On the Karman momentum-integral approach and the Pohlhausen paradox / J. Majdalani, Li-J. Xuuan // Physics of Fluids. – 2020. – Vol. 32. – P. 1–20.

М. А. Кузьмич, А. А. Артюх

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ИСПАРИТЕЛЯ ТЕРМОСИФОНА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ

Введение. Термосифон – это замкнутое пассивное теплопередающее устройство с испарительно-конденсаторным принципом работы с высокой теплопроводностью и низким термическим сопротивлением. Термосифоны используются для охлаждения, нагрева или терморегулирования объектов.

В настоящее время разработка и внедрение высокоеффективных термосифонов – актуальное направление исследований. Принцип работы термосифонов и области их применения подробно описаны в [1].

При проектировании термосифонов крайне важно создать максимально компактный и эффективный испаритель, способный отводить заданное количество тепловой энергии от источника нагрева. Одним из применяемых методов интенсификации теплообмена в зоне испарителя является модификация поверхности испарения. Исследованию и описанию теплообмена при кипении на пористых поверхностях и в замкнутом объеме посвящен ряд более ранних исследований [2–4].

Интенсивность процесса теплообмена при кипении зависит от характеристик поверхности и свойств рабочей жидкости. Характеристики жидкости и поверхности кипения сильно влияют на основные процессы теплообмена: зарождение пузырьков, динамику их роста и отрыв от поверхности кипения, взаимодействие пузырьков и динамику движения парожидкостной пленки, эффективный теплообмен влажного и насыщенного пара в конденсаторе термосифона. Поэтому для описания особенностей динамики движения пузырьков и двухфазного потока жидкость–пар в термосифонах необходимо знать величину скрытой теплоты парообразования и интенсивность теплопередачи рабочей жидкости.

На сегодняшний день имеется информация из многочисленных работ про динамику роста и отрыва пузырьков от поверхности нагрева. Было предложено множество моделей для прогнозирования диаметра и частоты отрыва пузырьков от поверхности нагрева, а также приведены характеристики и особенности роста пузырьков [5]. Корреляция диаметра вылета пузырьков для чистых жидкостей и смесей жидкостей с учетом баланса сил между силой плавучести и силой поверхностного натяжения рассмотрена в [6]. Разработаны также и другие корреляции для происходящих в термосифонах процессов, которые представлены в [7–10].

Несмотря на то, что динамика роста пузырей при кипении была подробно изучена как теоретически, так и экспериментально, до сих пор требуется проведение дополнительных экспериментов для описания особенностей двухфазного теплообмена при кипении в термосифонах. На динамику движения пузырей существенно влияют случайные дефекты поверхности и взаимодействие пузырей различного размера с жидкостью. Получение дополнительных экспериментальных результатов необходимо для лучшего понимания природы тепло- и массообмена при кипении и построения уточненной физической модели процесса кипения жидкости на развитой поверхности.

При проведении экспериментов с термосифонами необходимо определить общую геометрию испарителя, объем внутренней полости для рабочей жидкости, наличие или отсутствие дополнительных элементов – интенсификаторов теплообмена, таких как компенсационная камера или дополнительное капиллярное покрытие внутренних стенок испарителя [11]. Еще одним способом повышения интенсивности теплообмена в испарителе является изменение свойств поверхности кипения рабочей жидкости, для чего применяются различные методы обработки и модификации поверхности [12].

Для повышения коэффициента теплоотдачи и, соответственно, теплообмена необходимо увеличить количество центров парообразования: чем более гладкая поверхность, тем меньше на ней центров парообразования и тем больше влияние силы поверхностного натяжения, препятствующей образованию пузырьков. И, наоборот, на менее гладкой поверхности влияние силы поверхностного натяжения снижается. При создании большего количества центров парообразования для формирования пузырьков уже не требуется такого большого перегрева. На менее гладких поверхностях пузырьки будут образовываться в центрах парообразования более интенсивно. Коэффициент теплоотдачи в этом случае будет принимать существенно более высокие значения, чем коэффициент теплоотдачи для кипения на гладкой поверхности.

Существуют различные способы модификации поверхности: спекание, фрезерование, накатка, резание, лазерная обработка и др. Все они могут применяться для повышения теплоотдачи при кипении и испарении. В настоящее время проблема остается актуальной и ведется ряд исследований в этом направлении [13, 14]. Например, в [14] описаны следующие способы повышения коэффициента теплоотдачи:

- искусственное повышение шероховатости теплоотдающей поверхности;
- оребрение теплоотдающей поверхности;
- покрытие поверхности плохо смачиваемыми тонкими пленками или сетками;
- применение пористых металлических покрытий.

Цель настоящего исследования – детальное изучение и сравнение влияния методов обработки поверхности кипения в испарителе термосифона на коэффициент теплоотдачи.

Описание рабочей установки. Экспериментальная установка (рис. 1), разработанная в лаборатории пористых сред Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, содержит испаритель с размещенной в нем капиллярной структурой и коллекторный конденсатор, включающий в себя паровой и жидкостной коллекторы, которые соединены трубчатой системой. Более подробно ознакомиться с описанием установки можно в [15].

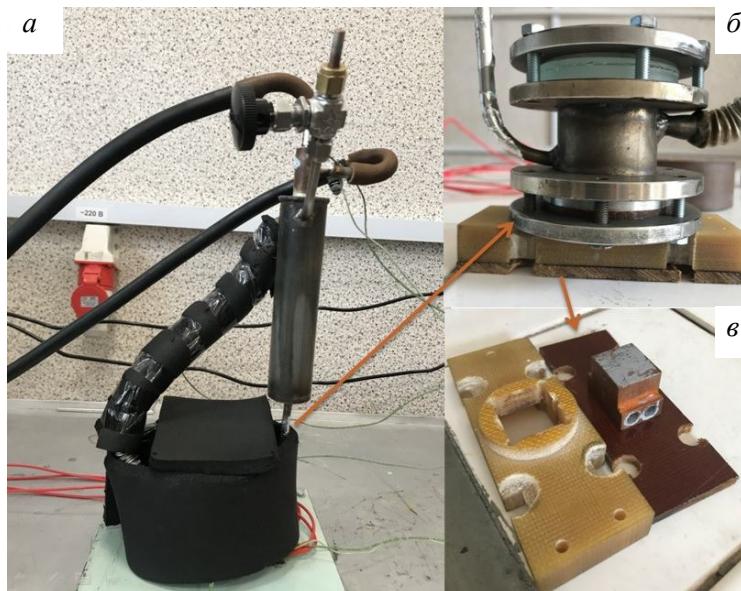


Рис. 1. Экспериментальная установка: *а* – общий внешний вид установки, *б* – испаритель под изоляцией (в верхней части крепится смотровое стекло, в нижней – сменный образец), *в* – медная форма для передачи энергии с цилиндрических электронагревателей и ее теплоизоляция из текстолита

Экспериментальная установка предназначена для исследования процессов тепло- и массообмена в кольцевых термосифонах, а также исследования влияния формы поверхности кипения на ее характеристики.

Испытания проводились при горизонтальном положении устройства и температуре окружающей среды 22–24 °C.

В процессе исследований определялись зависимости температуры источника тепла и термического сопротивления термосифона от тепловой нагрузки, расхода и температуры охлаждающей жидкости. Температуры нагревателя и элементов термосифона измерялись с помощью хромель-алюмелевых термопар (тип K) и записывались с помощью мультиметра Agilent 34970A.

Все эксперименты проводились с рабочей жидкостью – ацетоном. Уровень заправки не менялся и был равен 30–35% от объема испарителя.

Экспериментальные образцы. Для лабораторных испытаний были изготовлены образцы с различными вариантами обработки поверхности для использования в качестве поверхности кипения в испарителе термосифона. Все образцы изготовлены из дюралюминия, диаметр образцов 54 мм, толщина 5 мм. Пористое покрытие представляло собой порошок оксида алюминия Al_2O_3 (диапазон толщин слоя оксида 50–200 мкм).

Первая серия испытаний была проведена на трех образцах: образец без пористого покрытия Al_2O_3 (№ 1), образец с концентрическими канавками и плазменным напылением Al_2O_3 (№ 2), образец с неравномерным пористым покрытием Al_2O_3 (№ 3). Образец № 1 использовался для получения исходных данных как эталон для сравнения с остальными. Наибольший коэффициент теплоотдачи был зафиксирован у образца № 2. Результаты первой серии экспериментов приведены в [15]. Был сделан вывод о перспективности нанесения подобных покрытий для интенсификации процесса кипения и улучшения теплообмена за счет повышения коэффициента теплоотдачи в 3–5 раз относительно образца без покрытий.

В данной работе представлена следующая серия испытаний с альтернативными методами обработки поверхности теплообмена с аналогичными геометрическими размерами и материалом всех образцов (рис. 2).

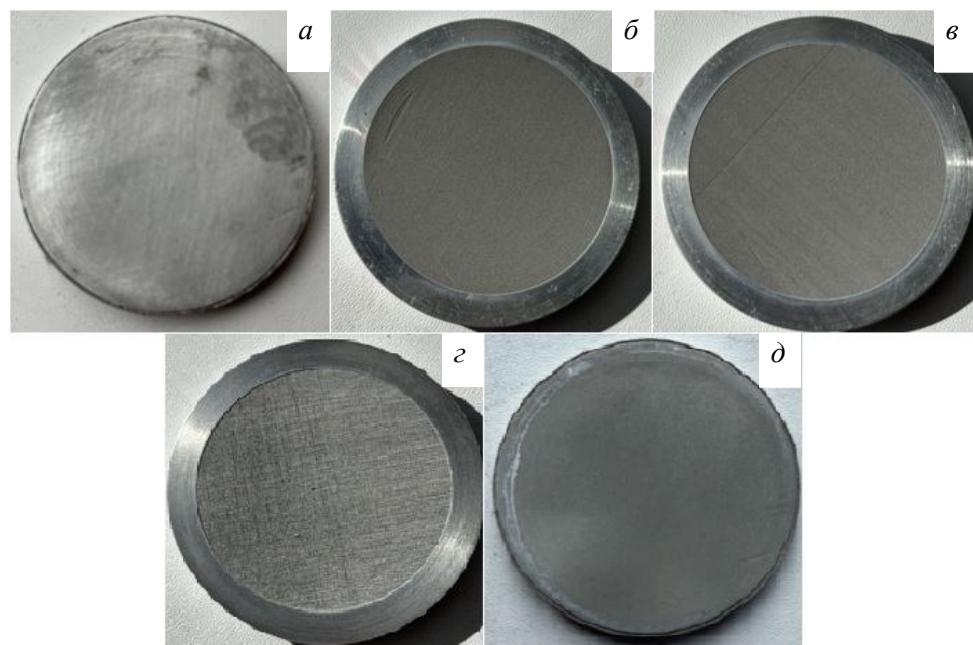


Рис. 2. Экспериментальные образцы: *а* – образец без пористого покрытия Al_2O_3 с механической обработкой наждачной бумагой (образец № 4), *б* – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с полосами глубиной и толщиной 0,01 мм (образец № 5), *в* – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,01 мм (образец № 6), *г* – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,05 мм (образец № 7), *д* – образец, полученный путем обработки пескоструйной установкой (образец № 8)

Дополнительно было принято решение о создании еще двух образцов с комбинированной обработкой (образцы № 9 и № 10). Они были получены путем обработки пескоструйной установкой (как образец № 8) и дополнительным нанесением неравномерного пористого по-

крытия Al_2O_3 путем осаждения порошка на пластину в процессе кипения наножидкости. Различие этих двух образцов заключается в толщине слоя неравномерного пористого покрытия, варьируемого с изменением времени нахождения образца в кипящей наножидкости. Внешне эти два образца неразличимы невооруженным глазом, поскольку толщина наносимого пористого покрытия Al_2O_3 была меньше 50 мкм.

Методика и результаты исследования. После сборки термосифона и установки экспериментального образца термосифон заправлялся рабочей жидкостью (ацетоном) через заправочный штуцер. С целью минимизации тепловых потерь на поверхность испарителя термосифона, а также парового и жидкостного каналов был поставлен слой теплоизоляции. Мощность электрического нагревателя переключалась ступенчато с выходом на стационарное распределение температур. Температура теплоносителя в теплообменнике (рубашке охлаждения) контролировалась соединенным с термосифоном термостатом.

Основным параметром, характеризующим условия теплообмена между образцом и рабочей жидкостью в испарителе термосифона, является коэффициент теплоотдачи. Интенсивность парообразования (и значение коэффициента теплоотдачи), кроме непосредственно свойств поверхности теплоотдачи, также зависит от теплового потока, свойств рабочей жидкости и давления. Для описания процессов теплоотдачи требуется определение зависимости коэффициента теплоотдачи от различных факторов [15].

В общем случае плотность теплового потока q определяется как

$$q = \frac{\Delta Q_\tau}{dFd\tau}, \quad (1)$$

где ΔQ_τ – количество теплоты, отдаваемое элементарной площадкой dF за время $d\tau$.

Средний коэффициент теплоотдачи находится из уравнения Ньютона–Рихмана

$$h = \frac{Q}{\Delta TF} = \frac{q}{\Delta T}, \quad (2)$$

где ΔT – разница температур между стенкой и жидкостью, К; Q – тепловая нагрузка, Вт; F – площадь теплоотдающей поверхности, м^2 ; q – плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Рабочий диапазон термосифона – 5–200 Вт, приведенные экспериментальные данные соответствуют диапазону тепловых нагрузок 10–125 Вт, поскольку при больших значениях нагрузки устройство работает в режиме с сильными пульсациями. Температура охлаждающей жидкости от термостата, прокачиваемая через конденсатор по межтрубному пространству, во всех случаях была установлена на уровне 40 °C.

В ходе экспериментов было проведено сравнение зависимости коэффициента теплоотдачи от теплового потока для испытуемых образцов при схожих условиях. На рис. 3 представлены графики зависимости коэффициента теплоотдачи от теплового потока для образцов № 4–№ 7. Для сравнения и визуализации эффекта модификации поверхности испарения на рисунке также присутствуют данные для образца без пористого покрытия Al_2O_3 (образец № 1). Видно, что во всех случаях модификации поверхностей кипения образцов № 4–№ 7 позволяют значительно улучшить теплообмен между образцом и рабочей жидкостью в испарителе термосифона относительно образца без покрытия (образец № 1). На низких плотностях теплового потока $q = 20–50 \text{ кВт}/\text{м}^2$ коэффициент теплоотдачи образцов № 4–№ 7 превышает в 1,5–2 раза соответствующее значение для образца № 1, а при плотности теплового потока $q = 180 \text{ кВт}/\text{м}^2$ эта разница увеличилась уже в 2–2,8 раза. При высоких плотностях теплового потока $q = 180–250 \text{ кВт}/\text{м}^2$ значение коэффициентов теплоотдачи этих образцов превышает соответствующее значение для образца № 1 уже в 2–3,3 раза. Наибольшую результативность показал образец № 6, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,01 мм.

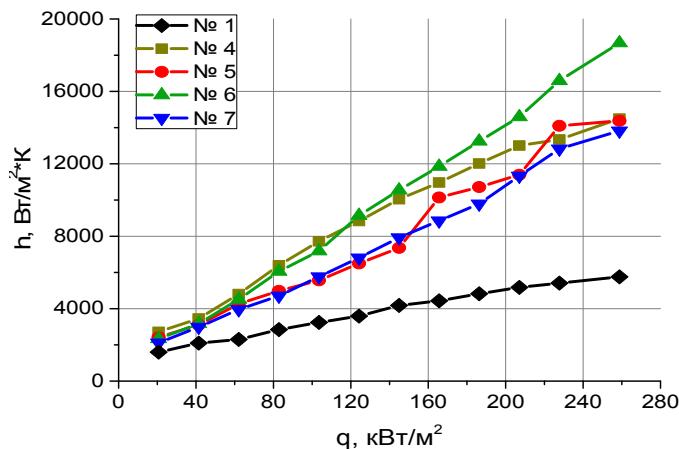


Рис. 3. Графики зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока: № 1 – образец без пористого покрытия Al_2O_3 ; № 4 – образец без пористого покрытия Al_2O_3 с механической обработкой наjjачной бумагой; № 5 – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с полосами глубиной и толщиной 0,01 мм; № 6 – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,01 мм; № 7 – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,05 мм

Влияние дополнительной обработки уже модифицированной поверхности образца было изучено на примере образца № 8, полученного путем обработки поверхности кипения пескоструйной установкой. На рис. 4 представлены зависимости коэффициента теплоотдачи от теплового потока для образцов № 8–№ 10. Образцы № 9 и № 10 были аналогичны образцу № 8, но прошли дополнительную обработку нанесением частиц Al_2O_3 в кипящей наножидкости: образец № 9 – в большей, а образец № 10 – в меньшей степени.

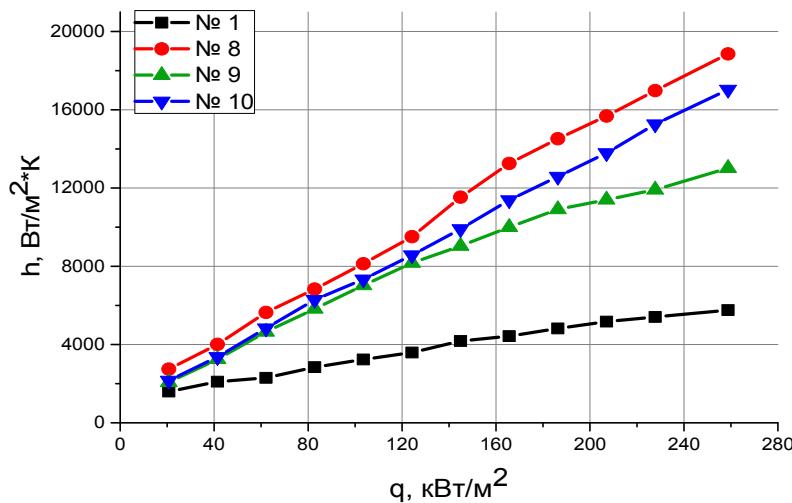


Рис. 4. Графики зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока: № 1 – образец без пористого покрытия Al_2O_3 ; № 8 – образец, полученный путем обработки пескоструйной установкой; № 9 – образец, полученный путем обработки пескоструйной установкой и нанесением неравномерного пористого покрытия Al_2O_3 ; № 10 – образец, полученный путем обработки пескоструйной установкой и нанесением неравномерного пористого покрытия Al_2O_3

Можно отметить, что коэффициент теплоотдачи образцов № 9 и № 10 меньше коэффициента теплоотдачи образца № 8 (при плотности теплового потока $q = 260 \text{ kW/m}^2$ коэффициенты теплоотдачи $h_{\text{№}8} = 18,856 \text{ kW/(m}^2\cdot\text{K)}$, $h_{\text{№}9} = 17,035 \text{ kW/(m}^2\cdot\text{K)}$, $h_{\text{№}10} = 13,016 \text{ kW/(m}^2\cdot\text{K)}$). Таким образом, можно сделать вывод, что комбинированная обработка с нанесением дополнительного неравномерного пористого покрытия на образцы, полученные путем обработки пескоструйной установкой, ведет к снижению коэффициента теплоотдачи. В то же время ра-

нее было показано, что свойства поверхности образца с концентрическими канавками можно улучшить с помощью дополнительной обработки частицами Al_2O_3 (образец № 2).

В первой серии испытаний, описанной подробно в [15], наибольшее увеличение коэффициента теплоотдачи наблюдалось у образца с концентрическими канавками и плазменным напылением Al_2O_3 (образец № 2). На рис. 5 представлен сравнительный график коэффициентов теплоотдачи для образцов № 1, № 2, № 6, № 8 – образцов с наиболее удачными результатами из каждой серии проведенных экспериментов.

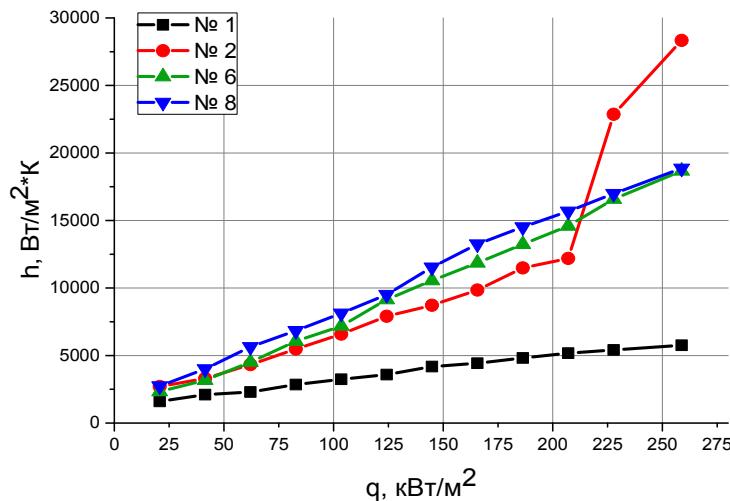


Рис. 5. Графики зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока: № 1 – образец без пористого покрытия Al_2O_3 ; № 2 – образец с концентрическими канавками и плазменным напылением Al_2O_3 ; № 6 – образец, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,01 мм; № 8 – образец, полученный путем обработки пескоструйной установкой

При высоких плотностях теплового потока ($q = 220 \text{ кВт/м}^2$ и выше) наибольший коэффициент теплоотдачи наблюдается у образца с концентрическими канавками и плазменным напылением Al_2O_3 из первой серии испытаний [15] (образец № 2). При более низких плотностях теплового потока $q = 20–200 \text{ кВт/м}^2$ наибольший коэффициент теплоотдачи достигается для образца № 8, обработанного пескоструйной установкой.

Заключение. Были исследованы семь различных образцов с различными вариантами обработки поверхности для использования в качестве поверхности кипения в испарителе термосифона. Все протестированные образцы обеспечили прирост коэффициента теплоотдачи в сравнении с эталоном (образец № 1) – алюминиевым образцом без обработки поверхности. Образец без пористого покрытия Al_2O_3 с механической обработкой наждачной бумагой (образец № 4), образец, полученный путем обработки лазерной установкой с полосами глубиной и толщиной 0,01 мм (образец № 5), а также образец, полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,05 мм (образец № 7) позволили достичь роста коэффициента теплоотдачи почти в 2,5 раза по сравнению с образцом испарителя с гладкой поверхностью теплообмена в схожих условиях при плотности теплового потока $q = 260 \text{ кВт/м}^2$, значения коэффициента теплоотдачи достигали $h = 14,5 \text{ кВт/(м}^2\cdot\text{К)}$. Наибольший прирост теплообмена обеспечили образцы № 6 (полученный путем обработки лазерной установкой с сеткой глубиной и толщиной 0,01 мм) и № 8 (полученный путем обработки пескоструйной установкой) при плотности теплового потока $q = 260 \text{ кВт/м}^2$, значения коэффициента теплоотдачи достигали $h = 18,9 \text{ кВт/(м}^2\cdot\text{К)}$. Коэффициенты теплоотдачи для этих образцов увеличились почти в 3,3 раза по сравнению с эталоном (образец № 1). Такие методы обработки, при их относительной простоте реализации, показали свою эффективность и могут применяться на практике для улучшения свойств поверхностей кипения в испарителях термосифонов. Однако при условиях работы с необходимостью отвода больших

тепловых потоков более актуальным становится способ нанесения металлических покрытий на механически модифицированные поверхности теплообмена, что показано на примере образца № 2.

Результаты работы могут быть использованы при выборе эффективной системы охлаждения с удаленным стоком тепла для электронных компонентов компьютерной техники.

Литература

1. Васильев, Л. Л. Пародинамические термосифоны и их применение в тепловом оборудовании различного назначения / Л. Л. Васильев // Тепло- и массоперенос – 2013: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. – С. 12–16.
2. Ковалев, С. А. Модель теплообмена при кипении жидкости на пористой поверхности / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев // ТВТ. – 1984. – Т. 22, № 6. – С. 1166–1171.
3. Толубинский, В. И. Теплообмен при кипении / В. И. Толубинский. – Киев : Наукова думка, 1980. – 315 с.
4. Дульнев, Г. Н. Основы теории тепломассообмена / Г. Н. Дульнев, С. В. Тихонов // СПб : ГУ ИТМО, 2010. – 93 с.
5. Mohanty, R. L. A critical review on bubble dynamics parameters influencing boiling heat transfer / R. L. Mohanty, M. K. Das // Renew. Sust. Energ. Rev. – 2017. – Vol. 78. – P. 466–494.
6. Collier, J. G. Convective Boiling and Condensation / J. G. Collier, J. R. Thome. – Oxford University Press, 1994. – 640 p.
7. Cole, R. Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressure / R. Cole // AIChE J. – 1967. – Vol. 13, No. 4. – P. 779–783.
8. Wenzel, U. Saturate pool boiling and sub-cooled flow boiling of mixtures at atmospheric pressure: Ph. D thesis / U. Wenzel. – New Zealand, 1992.
9. Kim, J. Experimental study of pool temperature effects on nucleate pool boiling / J. Kim, B. D. Oh, M. H. Kim // Int. J. Multiphase Flow. – 2006. – VOL. 32 (2). – P. 208–231.
10. How does surface wettability influence nucleate boiling? / H. T. Phan, N. Caney, P. Marty, S. Colasson, J. Gavillet // Comptes Rendus Mécanique. – 2009. – Vol. 337. – P. 251–259.
11. Кравец, В. Ю. Интенсивность теплоотдачи в зоне испарения двухфазного термосифона / В. Ю. Кравец, В. И. Коньшин, Е. Н. Письменный // МНПК «Современные информационные и электронные технологии». – 2013. – С. 30–33.
12. Boiling and quenching heat transfer advancement by nanoscale surface modification / H. Hu, C. Xu, Y. Zhao, K. J. Ziegler, J. N. Chung // Scientific Reports. – 2017. – Vol. 7. – P. 1–16.
13. Володин, О. А. Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях / О. А. Володин, Н. И. Печеркин, А. Н. Павленко // ТВТ. – 2021. – Т. 59, № 2. – С. 280–312.
14. Литвиненко, В. В. Влияние капиллярно-пористых структур на интенсификацию процессов теплообмена при кипении жидкостей / В. В. Литвиненко // Молодой ученый. – 2019. – № 7 (245). – С. 113–116.
15. Кузьмич, М. А. Интенсификация теплообмена в зоне испарителя термосифона при изменении формы поверхности кипения / М. А. Кузьмич, А. А. Артюх // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2022. – Т. 67, № 1. – С. 49–56.

В. К. Куликовский

МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ В СОВРЕМЕННЫХ УСТРОЙСТВАХ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ

Введение. Проблема обеспечения тепловых режимов электронной техники обусловлена узким температурным диапазоном функционирования компонентов и их постоянной комплексной миниатюризацией. Порядка 55% всех отказов электроники вызваны недостатками в терморегулировании [1].

Кипение – многообещающий способ рассеивания большого количества тепла с небольшой разницей температур между кристаллом чипа и окружающей средой, который широко используется во многих приложениях, например, в охлаждении микроэлектроники и производстве электроэнергии.

Большинство работ исследователей посвящено изучению теплоотдачи при кипении с большими плотностями теплового потока. Это создает трудности с поиском исходных данных для расчета конкретных теплообменных устройств с небольшой плотностью теплового потока от электронного компонента. Например, кольцевых термосифонов для бортового оборудования многофункциональных бронетранспортеров, где температура в герметичных отсеках может достигать 70 °C, при этом температура работы ASIC (интегральной схемы специального назначения) без сброса рабочих частот составляет не более 80 °C. Разница температур между источником тепла и стоком будет потрачена на термическое сопротивление интерфейсов: между кристаллом и крышкой корпуса, термопастой и стенкой теплообменника. Таким образом, на процесс теплоотдачи при кипении остается менее 2 °C между поверхностью кипения и температурой пара в теплообменнике. Как известно, в случае работы в поле силы тяжести без значительного изменения положения теплообменного устройства, а это автомобильная, морская и стационарная техника, кольцевые термосифоны имеют такое неоспоримое преимущество как длина паровой и жидкостной магистрали между источником и стоком тепла. Производство пористой структуры фитиля значительной длины для возврата жидкости из конденсатора в зону испарения и кипения не возможно. Причем гидравлическое сопротивление создает только трубка, по которой движется пар, что легко устраняется увеличением ее диаметра. Все это обеспечивает простоту устройства, легкость его компоновки в отсеки транспортных средств.

Актуальность представленной работы обусловлена новыми разработками в электронике. Процессоры ARM Apple M1 и Apple M2 выгодно выделяются на фоне процессоров других производителей своим низким энергопотреблением, благодаря чему автономность новых MacBook существенно выросла. Потребляемая процессором ARM Apple M1 в новом Mac mini мощность составляет 6,8 Вт в режиме ожидания, пиковая потребляемая мощность 39 Вт. В последней модели ноутбука Air, как и заявлял производитель, больше нет кулера. Его заменил алюминиевый радиатор слева от материнской платы. Специалисты отнесли этот факт к плюсам, поскольку отпадает необходимость дорогостоящего ремонта или замены детали. Эту инновацию поддержали и другие производители своими разработками на базе новой архитектуры команд RISC-V для микропроцессоров и микроконтроллеров.

Экспериментальные образцы с модифицированной поверхностью. Были предприняты многочисленные попытки модифицировать поверхности [2] различными методами, такими как сухое травление, спекание, лазерная обработка, электроэррозионная обработка проволокой, нанесение покрытий и композитные методы. Эти методы показывают хорошую способность повышать коэффициент теплоотдачи при кипении.

В настоящей работе использовались алюминиевые образцы с поверхностью, модифицированной пленкой оксида алюминия толщиной 130 и 50 мкм, и образец с более сложной поверхностью с концентрическими канавками и плазменным напылением. На рис. 1 представлены образцы с модифицированной поверхностью для повышения теплоотдачи, а также контрольный образец с поверхностью инструментальной обработки.

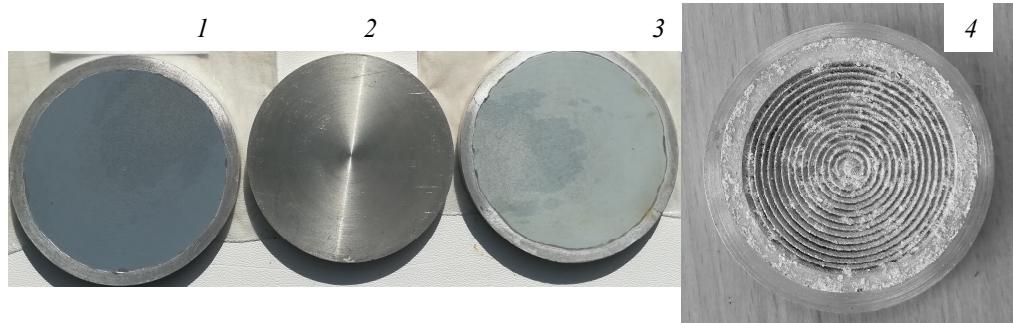


Рис. 1. Образцы с модифицированной поверхностью для повышения теплоотдачи: 1 – пленка Al_2O_3 , $d = 50 \text{ мкм} \pm 2\%$; 2 – поверхность инструментальной обработки; 3 – пленка Al_2O_3 , $d = 130 \text{ мкм} \pm 2\%$; 4 – поверхность с концентрическими канавками и плазменным напылением

Измерительное оборудование. На рис. 2 показан общий вид установки. Система измерения температуры включала восемь медь-константановых термопар, многофункциональный измерительный блок Agilent Technologies 34980A. Для стабилизации температуры пара в измерительной камере применялся терmostат LOIP FT 316-40. Модуль тепловой нагрузки для тестируемых образцов получал питание от источника постоянного тока Union TEST UT12003E. Неконденсирующийся газ откачивался с помощью вакуумного насоса Blue VAC MK-40-DS. Гибкий ленточный нагреватель ЭНГЛ-1 использовался для разогрева и компенсации тепловых потерь кипящей жидкости в соответствующем отсеке измерительной камеры. Питание на гибкий ленточный нагреватель ЭНГЛ-1 подавалось через ЛАТР АОЧН-8-220-82 УХЛ4.

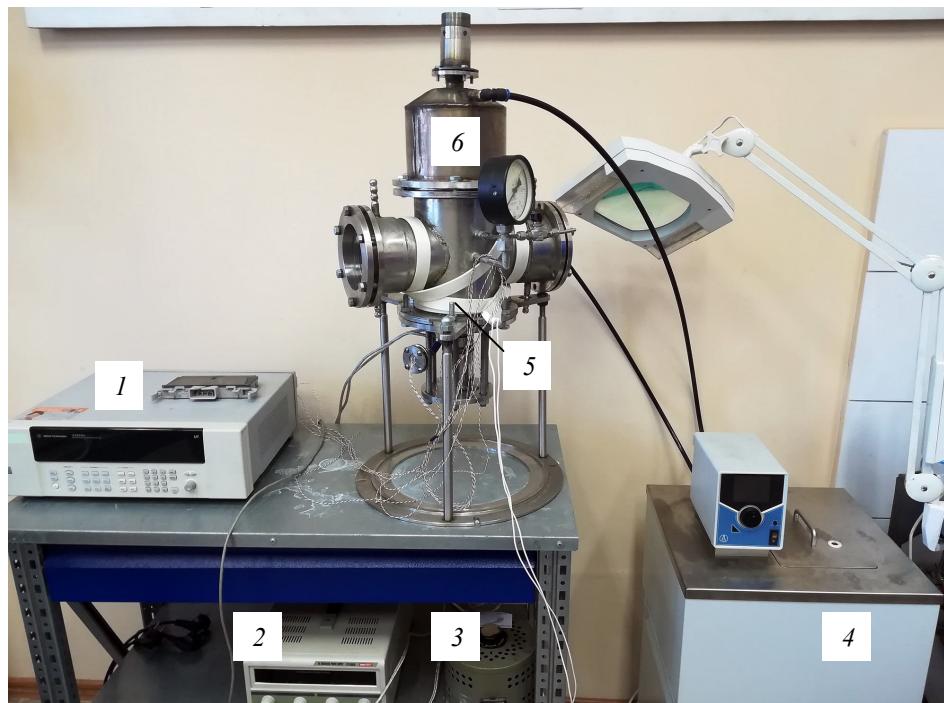


Рис. 2. Общий вид установки: 1 – многофункциональный измерительный блок Agilent Technologies 34980A; 2 – источник постоянного тока Union TEST UT12003E; 3 – ЛАТР АОЧН-8-220-82 УХЛ4; 4 – терmostат LOIP FT 316-40; 5 – ленточный нагреватель ЭНГЛ-1; 6 – измерительная камера

Выбор модельной жидкости. В качестве модельной жидкости была выбрана деионизированная вода, как наиболее исследованная жидкость. Данные, полученные на этой жидкости, легко пересчитать для инженерных жидкостей, таких как Engineered Fluid 3M™ Fluorinert™ FC-72, Engineered Fluid 3M Novec™ 7200 C₄F₉OC₂H₅, Engineered Fluid 3M™ Novec™ 649 CF₃CF₂C(O)CF(CF₃)₂. Популярность использования этих жидкостей в устройствах для охлаждения электроники объясняется целым рядом качеств: инертность по отношению к электронным компонентам, безопасность для озонового слоя и климата планеты, отличная смачиваемость, не токсичность, выбор температуры кипения. Экспериментальные результаты с использованием этих жидкостей совместно с модифицированными поверхностями для повышения теплоотдачи при кипении представлены в работах [2, 3].

Естественным фактором выбора служит доступность деионизированной воды с учетом необходимости исследования большого количества образцов. Отсутствие долговременной совместимости деионизированной воды с алюминием можно легко компенсировать откачкой следов водорода.

Принципиальная схема установки по исследованию кипения в объеме. На рис. 3 представлена принципиальная схема установки по исследованию кипения в объеме. Эскиз модуля тепловой нагрузки и способ крепления термопар на образце показаны на рис. 4.

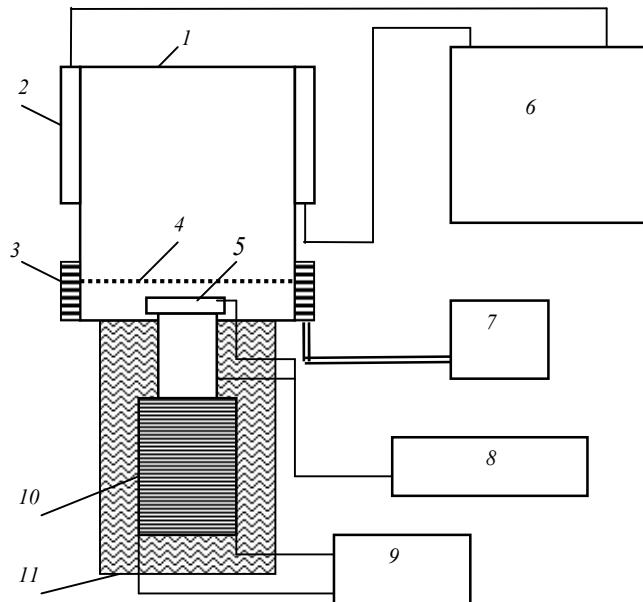


Рис. 3. Принципиальная схема установки по исследованию кипения в объеме: 1 – измерительная камера; 2 – рубашка стабилизации температуры пара (конденсатор); 3 – ленточный подогреватель жидкости; 4 – уровень жидкости (2 см над образцом); 5 – образец с системой крепления термопар; 6 – термостат; 7 – источник питания подогревателя жидкости; 8 – регистратор температуры; 9 – источник питания модуля тепловой нагрузки; 10 – экранированный нагреватель модуля тепловой нагрузки; 11 – теплоизоляция

Плотность теплового потока вычислялась по одномерному закону Фурье:

$$q = \lambda_c \frac{T_2 - T_1}{l},$$

где λ_c – теплопроводность меди, максимальная погрешность составила 12%. Методика оценки погрешности подробно описана в работе [3]. Температура поверхности теплообмена T_w измерялась прямым методом по усреднению показаний трех термопар:

$$T_w = \frac{T_3 + T_4 + T_5}{3}.$$

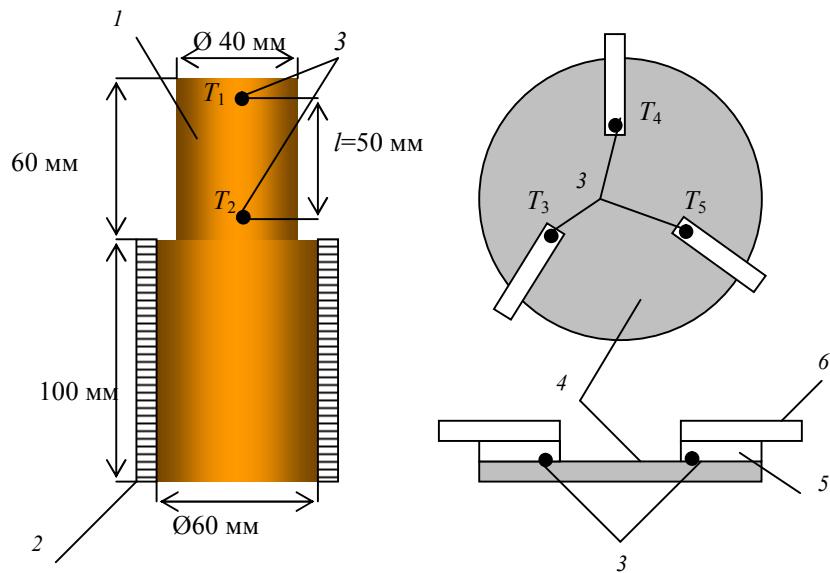


Рис. 4. Эскиз модуля тепловой нагрузки и способ крепления термопар на образце: 1 – медный стержень; 2 – экранированный хомутовый нагреватель; 3 – медь-константановые термопары; 4 – образец; 5 – силиконовая прокладка; 6 – плексигласовая прижимная ламель

Точность измерения T_w определяется исключительно неравномерностью образца, что выгодно отличает прямой метод измерений от методик пересчета многочисленных интерфейсов: пасты, пайки и т. п.

Экспериментальные результаты. Все эксперименты проводились в условиях равновесной линии насыщения при температуре 40°C и давлении $P = 7381$ Па. На рис. 5 показаны кривые кипения для различных образцов. Образец с поверхностью инструментальной обработки достаточно точно соответствует кривой корреляции Rohsenow для гладкой поверхности. Кривые кипения образцов с покрытием из оксида алюминия расположились между кривой корреляции Rohsenow для гладкой поверхности и кривыми корреляции Rohsenow и Cooper для поверхности пескоструйной обработки (в этом диапазоне плотности теплового потока кривые Rohsenow и Cooper совпадают).

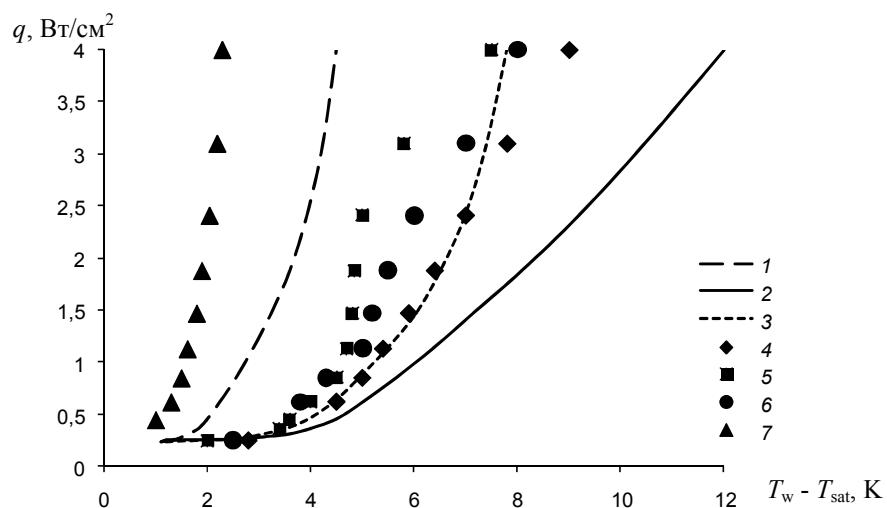


Рис. 5. Кривые кипения для различных образцов: 1 – корреляции Rohsenow и Cooper для поверхности пескоструйной обработки [4]; 2 – корреляция Cooper для гладкой поверхности [4]; 3 – корреляция Rohsenow для гладкой поверхности [4]; 4 – образец с поверхностью инструментальной обработки; 5 – образец с поверхностью Al_2O_3 , $d = 130 \text{ мкм} \pm 2\%$; 6 – образец с поверхностью Al_2O_3 , $d = 50 \text{ мкм} \pm 2\%$; 7 – образец с концентрическими канавками и плазменным напылением

На рис. 6 показаны зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока для различных образцов: разница между образцами с поверхностью инструментальной обработки и образцами с покрытием оксидом алюминия незначительна. Наибольший эффект повышения теплоотдачи наблюдается у образца с концентрическими канавками и плазменным напылением. Например, при плотности теплового потока $2 \text{ Вт}/\text{см}^2$ разница температур между стенкой и линией насыщения пара составила $1,9 \text{ К}$. Коэффициент теплоотдачи h составил $1,7 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$ при плотности теплового потока $4 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Повышение теплоотдачи обусловлено мини-ребрами и маленьким размером пузырька пара, покидающего поверхность кипения. Визуально так называемое паровое одеяло при кипении на этой поверхности теплообмена не наблюдалось на всех плотностях теплового потока эксперимента. На образцах с поверхностью инструментальной обработки и поверхностью покрытой оксидной пленкой паровое одеяло можно обнаружить.

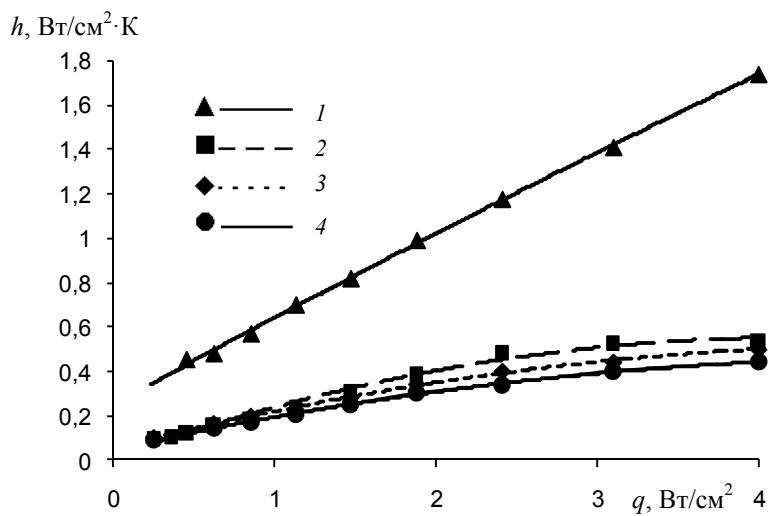


Рис. 6. Коэффициент теплоотдачи для различных образцов: 1 – образец с концентрическими канавками и плазменным напылением; 2 – образец с поверхностью Al_2O_3 , $d = 130 \text{ мкм} \pm 2\%$; 3 – образец с поверхностью Al_2O_3 , $d = 50 \text{ мкм} \pm 2\%$; 4 – образец с поверхностью инструментальной обработки

Заключение. Полученные результаты исследования теплоотдачи при кипении на модифицированных поверхностях алюминия показали, что закрытые поры пленки оксида алюминия не позволили существенно повысить теплоотдачу при кипении. Для образца с концентрическими канавками и плазменным напылением получено повышение коэффициента теплоотдачи 300–500% при сравнении с поверхностями инструментальной и пескоструйной обработки, а также с пленками оксида алюминия.

Дальнейшая оптимизация мини-ребер в случае канавок или пинов (отдельные мини-ребра) и совершенствование плазменного напыления с целью оптимизации размеров пузырька покидания поверхности позволяют существенно увеличить коэффициент теплоотдачи h [5].

Обозначения

P – давление, Па; T – температура, $^\circ\text{C}$; T_w – температура поверхности кипения, $^\circ\text{C}$; $(T_w - T_{\text{sat}})$ – разность температуры между поверхностью кипения и линией насыщения; l – расстояние между термопарами модуля тепловой нагрузки, мм; q – плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{см}^2$; h – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$; d – толщина пленки оксида алюминия, мкм.

Литература

1. Garimella S. V. Transport in microchannels – a critical review / S. V. Garimella, C. B. Sobhan // Annual Rev. Heat Transfer. – 2003. – Vol. 13, No. 13. – P. 1–50.
2. Zhen, Cao. Heat transfer prediction and critical heat flux mechanism for pool boiling of NOVEC-649 on microporous copper surfaces / Cao Zhen, Zan Wu, Bengt Sunden // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2019. – No. 141. – P. 818–834.
3. Pool boiling of HFE-7200 on nanoparticle-coating surfaces: experiments and heat transfer analysis / Zhen Cao, Zan Wu, Anh-Duc Pham [et al.] // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2019. – No. 133. – P. 548–560.
4. Kamatchi, R. Experimental Investigations on Nucleate Boiling Heat Transfer of Aqua Based Reduced Graphene Oxide Nanofluids / R. Kamatchi. – Published in Springer Science and Business Media LLC, 2018. – Vol. 54.
5. Тепловые трубы и термосифоны для утилизации возобновляемых и вторичных энергоресурсов / Л. Л. Васильев, Л. Л. Васильев мл., А. С. Журавлёв [и др.] // XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тезисы докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016. – Т. 3. – С. 309–312.

В. К. Куликовский

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЫШЕНИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ НА ПОВЕРХНОСТИ, МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПЕСКОСТРУЙНОЙ И ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКОЙ С ДАЛЬНЕЙШЕЙ АКТИВАЦИЕЙ ГИДРОКСИДАМИ АЛЮМИНИЯ

Введение. Теплоотдача при кипении на поверхности является важной составляющей процессов теплообмена в устройствах обеспечения температурного режима работы различного оборудования, например, устройств быстрой зарядки батарей, дата-центрах, фотовольтаики.

В работе наибольшее внимание уделено повышению теплоотдачи при низких значениях плотности теплового потока, так как одновременное увеличение теплоотдачи и критического теплового потока носит компромиссный характер по отношению к каждой из характеристик. Горизонтальное расположение поверхности кипения в большом объеме является типовым в устройствах охлаждения, что существенно снижает возможности увеличения теплоотдачи кипением в потоке, при этом повышается безопасность работы устройства при недостатке теплоносителя.

Первоначальные усилия исследователей были сфокусированы на широком диапазоне работы и совместимости материалов различных структур, составляющих поверхность кипения [1]. Результатом работ стал ограниченный набор материалов и жидкостей. С появлением новых химически нейтральных и с высокими электроизоляционными свойствами теплоносителей, например, таких как Engineered Fluid 3M™ Fluorinert™ FC-72, Engineered Fluid 3M Novec™ 7200 C₄F₉OC₂H₅, Engineered Fluid 3M™ Novec™ 649 CF₃CF₂C(O)CF(CF₃)₂, ситуация изменилась. Были предприняты многочисленные попытки модифицировать поверхности [2]. Эти подходы показывают хорошую способность повышать теплоотдачу при кипении [3].

Экспериментальные образцы с модифицированной поверхностью. В настоящей работе исследовались алюминиевые образцы с поверхностью, обработанной технологическим лазером, создающим сетку и полосы 0,01 и 0,05 мм. Для получения поверхности пескоструйной обработкой использовался комплекс оборудования, состоящий из настольной камеры Forsage SBC90 и компрессора RF-250-100V. Размер частиц песка 60 мкм. Для активации поверхности гидроксидами алюминия образцы после пескоструйной обработки помещались в кипящий насыщенный раствор гидрокарбоната натрия (NaHCO₃). В качестве референсного образца, показавшего наилучшие результаты, использовался образец с концентрическими канавками и плазменным напылением.

Предыдущие исследования [4] показали, что барьерное покрытие оксидом алюминия (Al₂O₃ d = 50 мкм ± 2%, Al₂O₃ d = 130 мкм ± 2%) не увеличивает теплоотдачу при кипении. Экспериментальные значения находятся в пределах корреляции, полученной различными авторами для гладкой поверхности. Нанесение пористой пленки анодного оксида алюминия (AOA) (в английской литературе Anodic Aluminium Oxide (AAO) или Porous Anodic Alumina (PAA)), получаемой электрохимическим окислением (анодированием) металла в кислых растворах электролитов с пространственно-упорядоченнойnanoструктурой, требует тщательного технологического контроля [5]. Методики получения защитного барьера и пористого покрытий в значительной мере совпадают. Предложенный метод активации посредством пленки гидроксида алюминия имеет ряд преимуществ, таких как достаточная механическая прочность покрытия, возможность нанесения на конструкционные сплавы.

На рис. 1 представлены образцы с модифицированной поверхностью для повышения теплоотдачи.

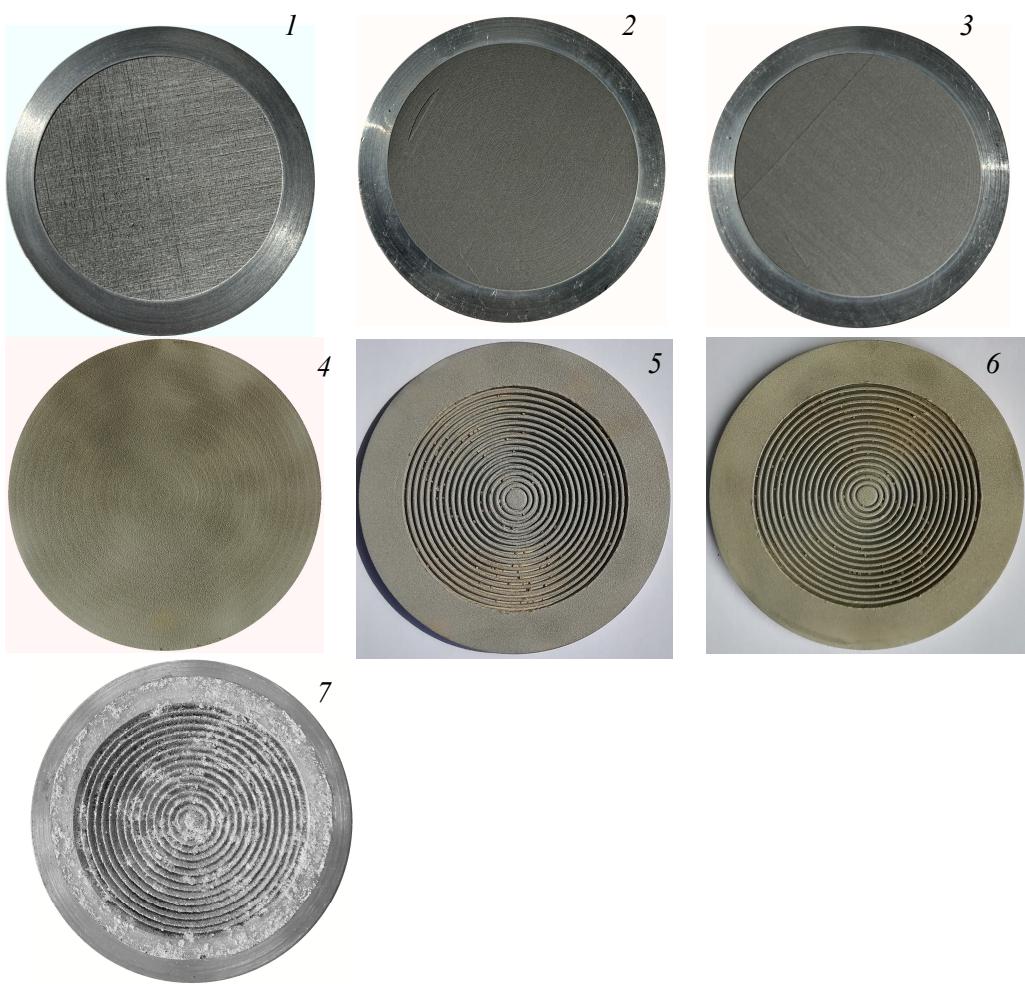


Рис. 1. Образцы с модифицированной поверхностью для повышения теплоотдачи: 1 – лазерная обработка, сетка 0,05 мм; 2 – лазерная обработка, полосы 0,01 мм; 3 – лазерная обработка, сетка 0,01 мм; 4 – пескоструйная обработка, 60 мкм; 5 – концентрические канавки с пескоструйной обработкой, 60 мкм; 6 – концентрические канавки с пескоструйной обработкой, 60 мкм, и обработкой в растворе гидрокарбоната натрия (NaHCO_3); 7 – образец с концентрическими канавками и плазменным напылением

Выбор деионизированной воды в качестве теплоносителя, а также принципиальная схема и методика измерений, изложены в работе автора [4]. Отсутствие долговременной совместимости деионизированной воды с алюминием можно легко компенсировать откачкой следов водорода.

Экспериментальные результаты. Все эксперименты проводились в условия равновесной линии насыщения пара при температуре 40 °С и давлении $P = 7381$ Па. На рис. 2 показаны изменения коэффициент теплоотдачи h в зависимости от плотности теплового потока для референсного образца с канавками и плазменным напылением и образцов, полученных обработкой технологическим лазером. Расположение линий тренда коэффициента теплоотдачи h вполне закономерно и отражает рост центров парообразования с уменьшением шага между искусственными неровностями поверхности теплообмена. На рис. 3 продемонстрировано влияние активации поверхности гидроксидами алюминия после пескоструйной обработки. Линия тренда коэффициента теплоотдачи h образца с пескоструйной обработкой (60 мкм) хорошо согласуется со значениями коэффициента теплоотдачи для образца лазерной обработки (полосы 0,01 мм), что соответствует шагу неровностей 50 мкм. Характер поверхности после активации гидроксидами алюминия существенно меняется – происходит значительное повышение теплоотдачи. В результате референсный образец с канавками и плазменным напылением уступает образцу с концентрическими канавками, подвергшемуся

пескоструйной обработке и активации гидроксидами алюминия. Такое поведение образца после активации поверхности можно объяснить уменьшением отрывного диаметра пузырька $d_{\text{отр}}$ и увеличением частоты отрыва пузырьков $f_{\text{отр}}$ (θ – угол смачивания, град):

$$d_{\text{отр}} = 0.02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{газ}})}}, \quad f_{\text{отр}} \sim \frac{\text{const}}{d_{\text{отр}}}.$$

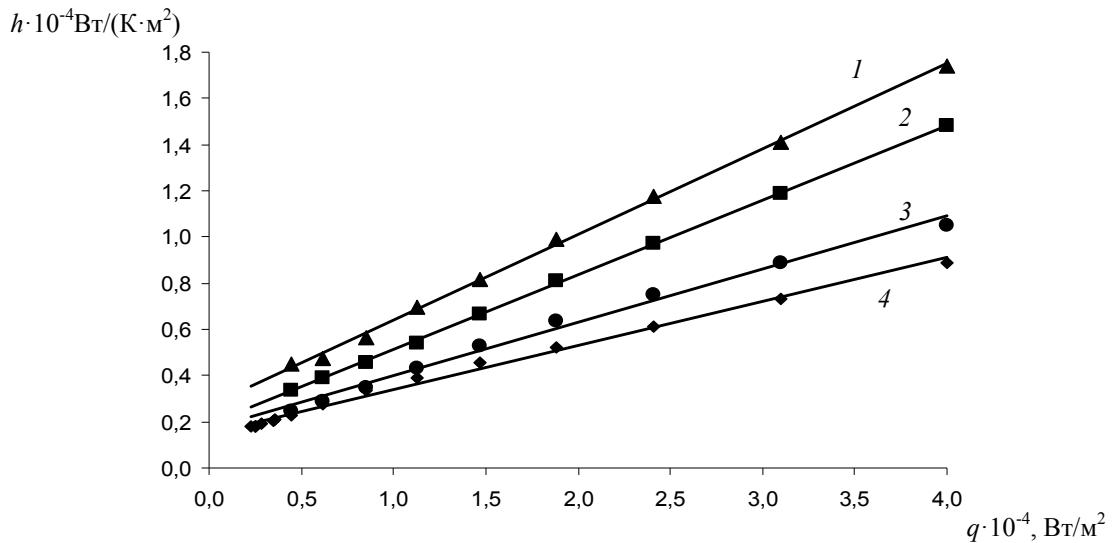


Рис. 2. Коэффициент теплоотдачи для различных образцов: 1 – с концентрическими канавками и плазменным напылением; 2 – лазерная обработка, сетка 0,01 мм; 3 – лазерная обработка полосы, 0,01 мм; 4 – лазерная обработка, сетка 0,05 мм

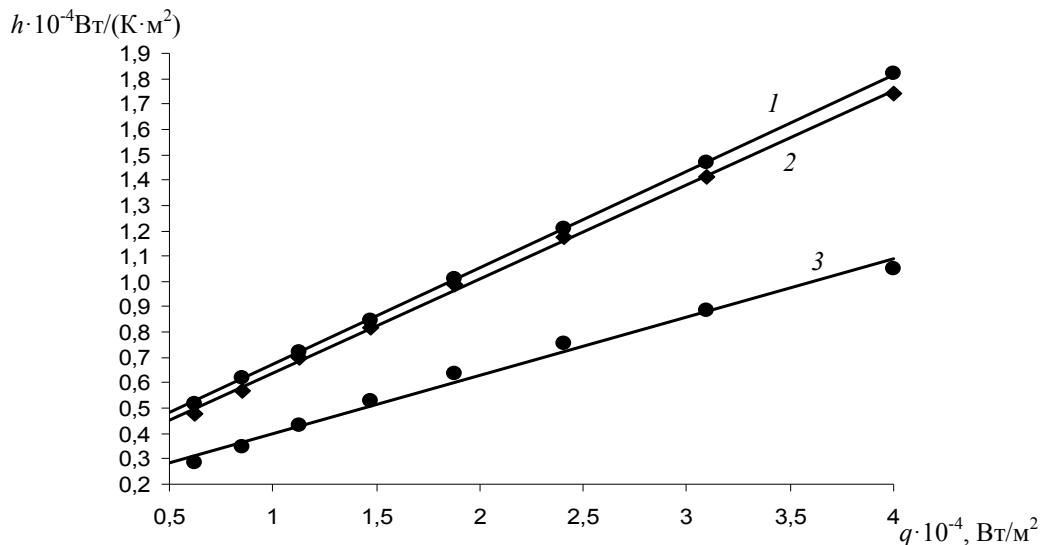


Рис. 3. Коэффициент теплоотдачи для различных образцов: 1 – с концентрическими канавками и пескоструйной обработкой, 60 мкм, и обработкой в растворе гидрокарбоната натрия (NaHCO_3); 2 – с концентрическими канавками и плазменным напылением; 3 – с пескоструйной обработкой, 60 мкм

На рис. 4 показано влияние канавок (мини-ребер) на коэффициент теплоотдачи образцов с пескоструйной обработкой 60 мкм. Образец с канавками демонстрирует некоторое ухудшение коэффициента теплоотдачи. Подобное поведение поверхности кипения связано с тем, что острые кромки ребер сглаживаются обработкой, а в падинах задерживается паровая пленка. Однако в случае активации гидроксидами алюминия ситуация меняется – большое количество мелких пузырьков вызывает усиление теплоотдачи при кипении в конвективном

потоке. В целом *ab initio* (решение задачи из первых основополагающих принципов) теории теплоотдачи при кипении заданной жидкости на заданной поверхности отсутствует. Экспериментальные кривые кипения позволяют обозначить направление дальнейших исследований.

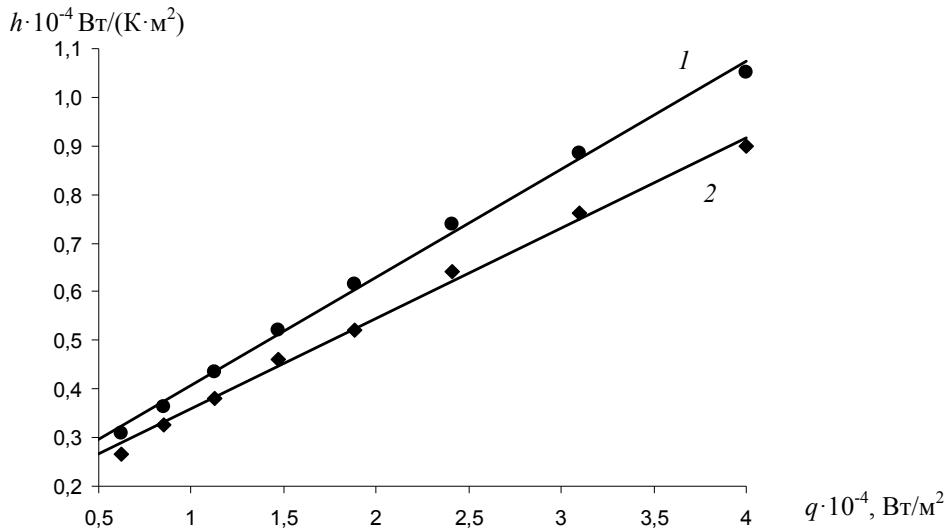


Рис. 4. Коэффициент теплоотдачи для различных образцов: 1 – с пескоструйной обработкой, 60 мкм; 2 – с концентрическими канавками и пескоструйной обработкой, 60 мкм

В таблице приведены физические свойства гидроксидов алюминия, образующихся при взаимодействии образца с гидрокарбонатом натрия (NaHCO_3). Согласно современным исследованиям [6] начало разложения псевдобемита происходит при 89 °С, гиббсита и байерита – при 200 °С. После прокаливания активированных образцов при температуре 250 °С теплоотдача снижалась до значений, которые были до обработки гидрокарбонатом натрия (NaHCO_3).

Физические свойства гидроксидов алюминия

| Название минерала | Плотность, $\text{г}/\text{см}^3$ | Твердость (по шкале Мооса) | Кристаллическая система | Элементарная ячейка |
|-------------------|-----------------------------------|----------------------------|-------------------------|---------------------------|
| Гиббсит | 2,420 | 2,5–3,5 | Моноклинная | $6\text{Al}(\text{OH})_3$ |
| Байерит | 2,487–2,529 | 2,5 | Моноклинная | $4\text{Al}(\text{OH})_3$ |
| Бемит | 3,010–3,060 | 3,5–4 | Ромбическая | $4\text{AlO}(\text{OH})$ |
| Диаспор | 3,300–3,500 | 6,5–7 | Ромбическая | $4\text{AlO}(\text{OH})$ |

Заключение. Пескоструйная обработка (60 мкм) и лазерная обработка технологическим лазером являются взаимозаменяемыми технологиями повышения теплоотдачи при кипении. Пескоструйная обработка проще в реализации и обеспечивает обработку поверхности в закрытых каналах теплообменного устройства. Обработка технологическим лазером не дает такого существенного эффекта как обработка фемтосекундным лазером [7], но является доступным и быстрым способом обработки поверхности. Более высокое значение коэффициента теплоотдачи h получено с применением к поверхности кипения пескоструйной обработки (60 мкм) и последующей активации в растворе гидрокарбоната натрия (NaHCO_3): теплоотдача увеличилась в 5 раз по сравнению с поверхностями инструментальной обработки, полученными при экструзии, отрезании резцом и т. п.

Обозначения

P – давление, Па; T – температура, °С; q – плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{см}^2$; h – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$.

Литература

1. Cheng, L. Boiling phenomena with surfactants and polymeric additives: a state-of-the-art review / L. Cheng, D. Mewes, A. Luke // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2007. – No. 50. – P. 2744–2771.
2. Zhen, Cao. Heat transfer prediction and critical heat flux mechanism for pool boiling of NOVEC-649 on microporous copper surfaces / Cao Zhen, Zan Wu, Bengt Sunden // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2019. – No. 141. – P. 818–834.
3. Pool boiling of HFE-7200 on nanoparticle-coating surfaces: Experiments and heat transfer analysis / Zhen Cao, Zan Wu, Anh-Duc Pham [et al.] // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2019. - No. 133. - P. 548-560.
4. Куликовский В. К. Модифицированные поверхности для усиления теплоотдачи при кипении в современных устройствах охлаждения электроники // Тепло- и массоперенос – 2021: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 169–174.
5. Asoh H., Conditions for fabrication of ideally ordered anodic porous alumina using pretextured Al / H. Asoh, K. Nishio, M. Nakao [et al.] // J. of the Electrochemical Society. – 2001. – Vol. 148, No. 4. – P. B152–B15.
6. Воробьев, И. Б. Дегидратация тонкодисперсного гидроксида алюминия различного фазового состава / И. Б. Воробьев, С. С. Киров // Науч.-практ. конф. «Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании» – 2010: сб. науч. тр. – Одесса, 2010. – С. 38–40.
7. Enhanced pool-boiling heat transfer and critical heat flux on femtosecond laser processed stainless steel surfaces / C. Kruse, T. Anderson, C. Wilson, C. Zuhlke, D. Alexander, G. Gogos, S. Ndaa // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2015. – Vol. 82. – P. 109.

И. Г. Кухарчук, В. Л. Жданов

ВЛИЯНИЕ ВЫСОТЫ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА ПОЛЕ СКОРОСТИ И НАПРЯЖЕНИЕ СДВИГА НА СТЕНКЕ

Введение. Данная статья является продолжением исследований влияния тонкой пластины малой хорды и конечного размаха, установленной в развитом турбулентном пограничном слое (ТПС), на поле скорости потока и поверхностное трение. Представленные результаты дополняют уже опубликованные в работах [1, 2] изучением влияния числа Рейнольдса и положения пластины на характеристики ТПС.

Объект и метод исследования. Объектом исследования является турбулентный пограничный слой и трансформация его структуры под воздействием тонкой пластины. Экспериментальные исследования проводились в замкнутом водяном канале, схема которого подробно описана в работе [2].

Тестовая часть канала длиной 0.8 м имеет прямоугольное сечение с размерами $H \times B = 0.025 \times 0.125$ м. Для получения развитого турбулентного пограничного слоя на входе в канал на его нижней поверхности крепилась трубка диаметром 0.0042 м. Степень турбулентности на входе в канал составляла $\sim 1\%$.

Характеристики ТПС в канале определялись при двух расходах: $Q = 6$ и $10 \text{ м}^3/\text{ч}$ ($\pm 1\%$). Эти расходы обеспечивали скорость потока в ядре $0.31 \text{ м}/\text{с}$ и $0.5 \text{ м}/\text{с}$, что соответствует числам Рейнольдса $Re \approx 7750$ и $12\,500$ (рассчитанным по полувысоте канала и скорости на оси канала). Эксперименты проводились при температуре окружающего воздуха $22 \pm 2^\circ\text{C}$.

Характеристики турбулентного пограничного слоя в канале без пластины представлены в таблице.

Параметры турбулентного пограничного слоя

| Расход, $\text{м}^3/\text{ч}$ | $U_0, \text{ м}/\text{с}$ | $Re_h = hU_0/\nu$ | $\delta, 10^{-3} \text{ м}$ | $\delta_1, 10^{-3} \text{ м}$ | $\delta_2, 10^{-3} \text{ м}$ | H | $Re_{\delta_2} = U_0\delta_2/\nu$ |
|-------------------------------|---------------------------|-------------------|-----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|------|-----------------------------------|
| 6 | 0.31 | 7750 | 21.5 | 3.191 | 2.0191 | 1.58 | 626 |
| 10 | 0.5 | 12500 | 20.5 | 2.82 | 1.88 | 1.5 | 940 |

Измерения поля скорости выполнялись методом PIV. Измерительная аппаратура состоит из импульсного лазера с максимальной энергией в импульсе 50 мДж и частотой импульсов до 100 Гц , цифровой камеры с сенсором 2048×2048 пикселей и физическим размером $11 \times 11 \text{ мм}$, синхронизатора, обеспечивающего совместную работу камеры и лазера. Для увеличения оптического разрешения объектива Nikkor 60 мм между ним и камерой устанавливались два разделительных кольца PK 13. Поле обзора потока уменьшалось до размеров $9.5 \times 9.5 \text{ мм}$ и разрешение снимков составляло $\sim 5 \text{ мкм}$.

Водяной поток заселялся частицами размером 4 мкм . Их распределения по толщине пограничного слоя, фиксируемые камерой на различных расстояниях, используются для расчета двумерного поля скорости. Съемка распределений этих частиц в пограничном слое производилась при диафрагме $f/8$ с частотой 70 Гц . Максимальное количество снимков в одном сечении – 6000. Поле скорости рассчитывалось по величине смещения частиц в интервале между импульсами лазера с помощью программного обеспечения «Insight4G» фирмы TSI. Чтобы нивелировать влияние сильного градиента скорости у стенки, размер ячейки расчетной сетки на последнем шаге итераций был равен 64×16 пикселей (пк), что гарантировало наличие не менее 5 частиц в расчетной ячейке и обеспечивало максимальное количество значений скорости в ламинарном подслое. Методика обработки сигнала описана в работе [3].

Пластина с хордой 0.54δ и размахом 1.3δ закреплялась на нижней стенке канала по центру на расстоянии 0.4 м от его входа (рис. 1).

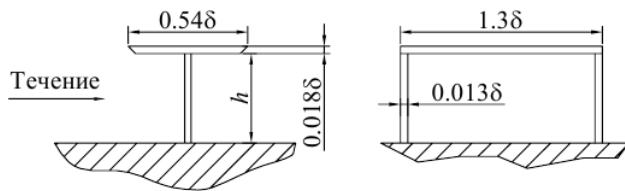


Рис. 1. Геометрия пластины и ее положение относительно потока

Разрешение пограничного слоя позволяло измерять скорость не менее чем в пяти точках по толщине ламинарного подслоя при $Re = 7750$ и не менее чем в четырех точках при $Re = 12\,500$. Значения скорости каждой точки усреднялись по пяти ближайшим координатам в направлении потока на длине 1.2 мм. Наклон, построенной по этим точкам аппроксимационной прямой линии определял напряжение сдвига на поверхности в данном сечении канала

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y},$$

где U – скорость в ламинарном подслое, μ – коэффициент динамической вязкости воды.

Для оценки достоверности аппроксимации экспериментальных значений линейной функцией определялся коэффициент детерминации [4]:

$$R^2 = 1 - \frac{SSE}{SST},$$

где $SSE = \sum_{i=1}^n (x_i - \hat{x}_i)^2$ – сумма квадратов остатков регрессии; $SST = \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$ – общая сумма квадратов; x_i, \hat{x}_i – фактическое значение параметра и расчетное; \bar{x} – среднее значение.

Достоверность аппроксимации линейной функцией значений скорости в области вязкого подслоя была не хуже 0.993 , т. е. распределение продольной скорости у стенки можно описать линейной функцией.

Профили компонент средней скорости и их пульсаций за пластиной представлены в безразмерных координатах (u^+, y^+) :

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{yu_\tau}{v},$$

где $u_\tau = \sqrt{\tau/\rho}$ – динамическая скорость; ρ – плотность воды.

Результаты. Профили продольной и нормальной компонент средней скорости и их пульсаций, формирующиеся под влиянием следа за пластиной, сравниваются с соответствующими профилями в канале без пластины (референсный профиль). Вертикальные линии на представленных рисунках показывают границы изменения координат нижней и верхней поверхностей пластины в пограничном слое с изменением числа Рейнольдса. Профиль продольной скорости в логарифмической области описывается зависимостью, характерной для развитого турбулентного пограничного слоя:

$$u^+ = 2.5 \ln(y^+) + 5.5.$$

Поле скорости за пластиной на высоте 3.2 мм от нижней поверхности канала. Профили продольной скорости смещаются в логарифмической области от стенки, что свидетельствует о снижении динамической скорости и уменьшении трения на поверхности канала (рис. 2, а).

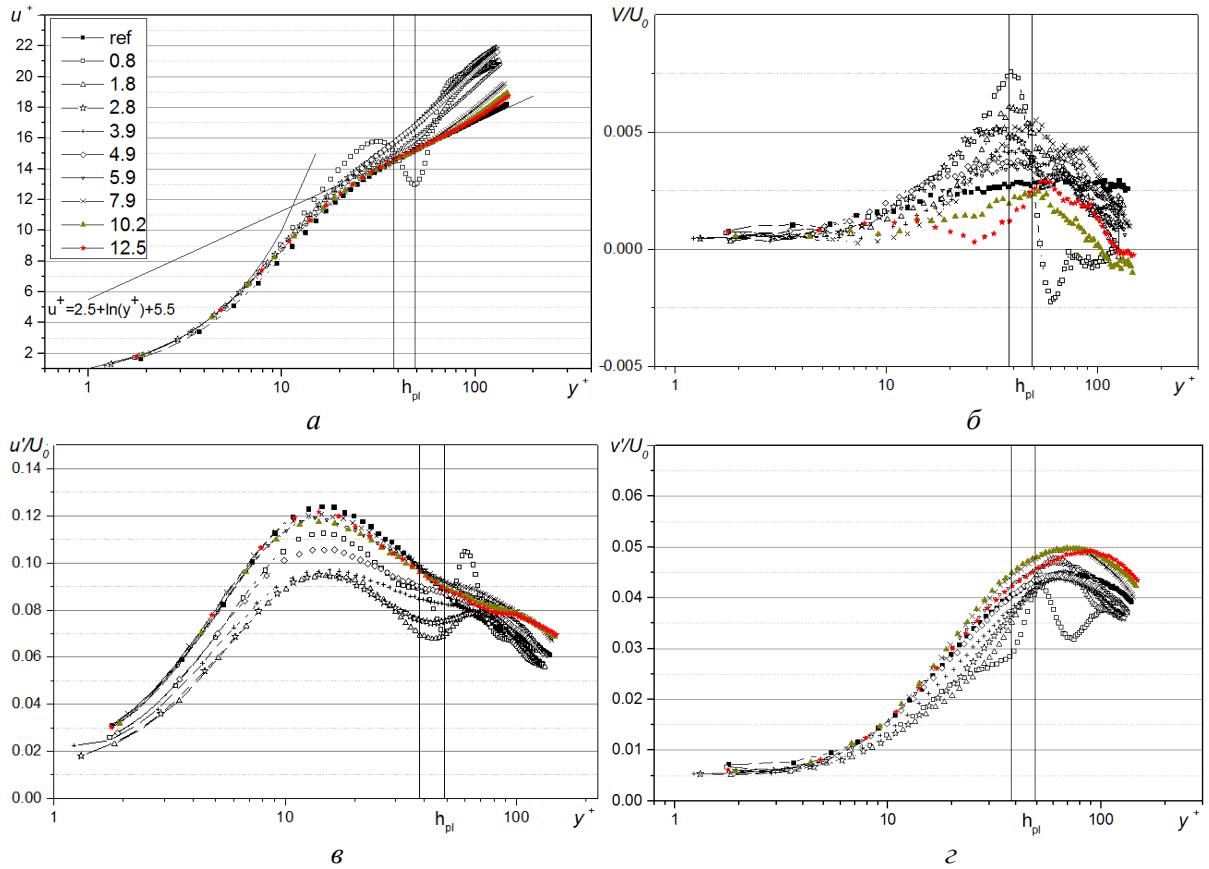


Рис. 2. Профили компонент скорости и их пульсаций за пластиной, установленной на высоте 3.2 мм от нижней поверхности канала ($Re = 7750$): α – продольная скорость; β – поперечная скорость, γ – продольные пульсации; δ – поперечные пульсации

Нормальная скорость в турбулентном развитом пограничном слое практически равна нулю (рис. 2, β). В первом сечении после пластины наблюдается знакопеременный характер нормальной скорости, вызванный вовлечением окружающей пластину среды в сдвиговые слои следа за пластиной. Вовлечение верхним сдвиговым слоем высокоскоростной среды формирует отрицательную скорость, а вовлечение в нижний сдвиговой слой пристеночной среды формирует положительную скорость. Положительные значения нормальной скорости во всех других сечениях, исключая $x/\delta = 0.8$, скорее всего связаны с небольшим отрицательным углом атаки пластины. Влияние угла атаки на поле скорости было показано в работе [5]. Отрицательный угол установки пластины отклоняет поток от нижней поверхности канала, а концевые вихри изменяют знак завихренности, что вызывает подъем среды от стенки канала.

Максимум пульсаций продольной скорости у стенки (рис. 2, γ) монотонно снижается до сечения $x/\delta = 1.8$ и достигает минимальных значений в интервале $x/\delta = 1.8–4.9$ – это следствие уменьшения градиента скорости у стенки. В данном интервале происходит взаимодействие нижнего сдвигового слоя следа с поверхностью канала и его разрушение. Дальше по потоку пульсации возрастают в результате восстановления первоначальной структуры пограничного слоя. Локальный максимум в логарифмической области на расстоянии $x/\delta = 0.8$ определяется градиентом скорости в верхнем сдвиговом слое.

Пульсации нормальной скорости в сечении $x/\delta = 0.8$ возрастают на оси следа, формируя максимум, который вызван взаимодействием его сдвиговых слоев (рис. 2, δ). Они слабо изменяются у стенки. С удалением от пластины и ослаблением влияния следа пульсации увеличиваются по высоте пограничного слоя и восстанавливаются к расстоянию $x/\delta = 4.9$.

Характеристики поля скорости при числе $Re_h = 12\,500$ представлены на рис. 3. Увеличение скорости в канале, очевидно, ведет к уменьшению толщины формирующегося ТПС. При постоянной высоте пластины она фактически удаляется от ламинарного подслоя, тол-

щина которого также уменьшается. Это относительное изменение высоты пластины отражается в изменении координат вертикальных линий, обозначающих ее верхнюю и нижнюю поверхности. Приведем лишь отличия в характеристиках поля скорости в сравнении с режимом течения при $Re_h = 7750$.

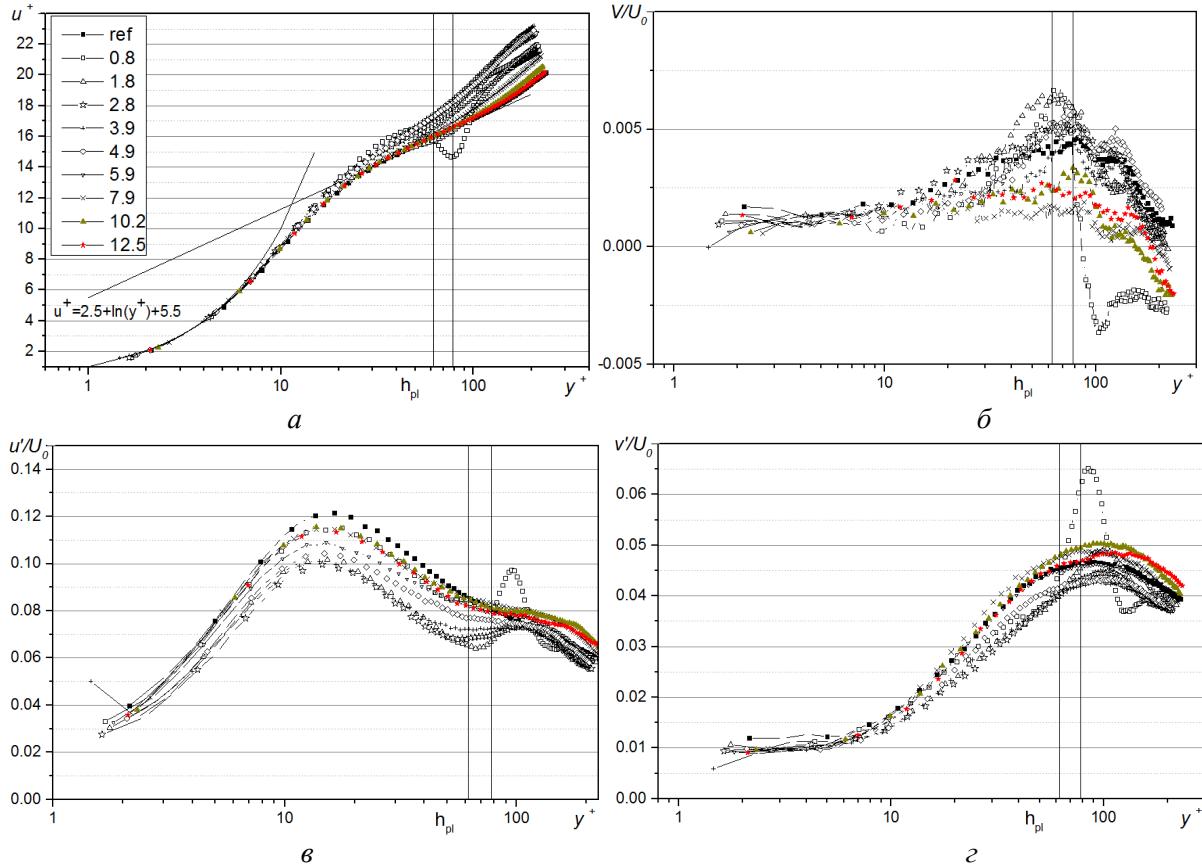


Рис. 3. Профили компонент скорости и их пульсаций за пластиной, установленной на высоте 3.2 мм от нижней поверхности канала ($Re = 12\,500$): *а* – продольная скорость; *б* – поперечная скорость, *в* – продольные пульсации; *г* – поперечные пульсации

Профили продольной скорости смещаются в логарифмической области в меньшей степени вследствие более высокой динамической скорости (рис. 3, *а*). Характер нормальной скорости практически не изменяется (рис. 3, *б*). Пульсации продольной скорости снижаются в буферной и логарифмической областях менее сильно до расстояния $x/\delta \leq 3.9$, поэтому их максимум у стенки возрастает по сравнению с максимумом при $Re_h = 7750$ (рис. 3, *в*). Протяженность области взаимодействия нижнего сдвигового следа со стенкой слабо изменяется. Пик пульсации нормальной скорости в сечении $x/\delta = 0.8$ на оси следа значительно увеличивается и смещается от стенки, отражая виртуальное удаление пластины (рис. 3, *г*). У стенки пульсации уменьшаются относительно базового уровня до расстояния $x/\delta = 4.9$, т. е. на большем расстоянии, чем за пластиной при $Re_h = 7750$. Это свидетельствует о том, что след за пластиной сильнее блокирует логарифмическую и буферную области.

Поле скорости за пластиной на высоте 2 мм от нижней поверхности канала. На этой высоте скорость обтекания пластины падает, но разница скоростей на верхней и нижней поверхностях пластины возрастает. Вихри сдвиговых слоев следа укрупняются и толщина слоев увеличивается с удалением от пластины. Перемещение пластины в буферную область приводит к более сильному смещению профилей продольной скорости в логарифмической области, что указывает на существенное снижение динамической скорости на поверхности канала. Однако это смещение проявляется на меньшем расстоянии от пластины $x/\delta \leq 3.9$ как следствие более раннего взаимодействия нижнего сдвигового слоя следа с поверхностью (рис. 4, *а*).

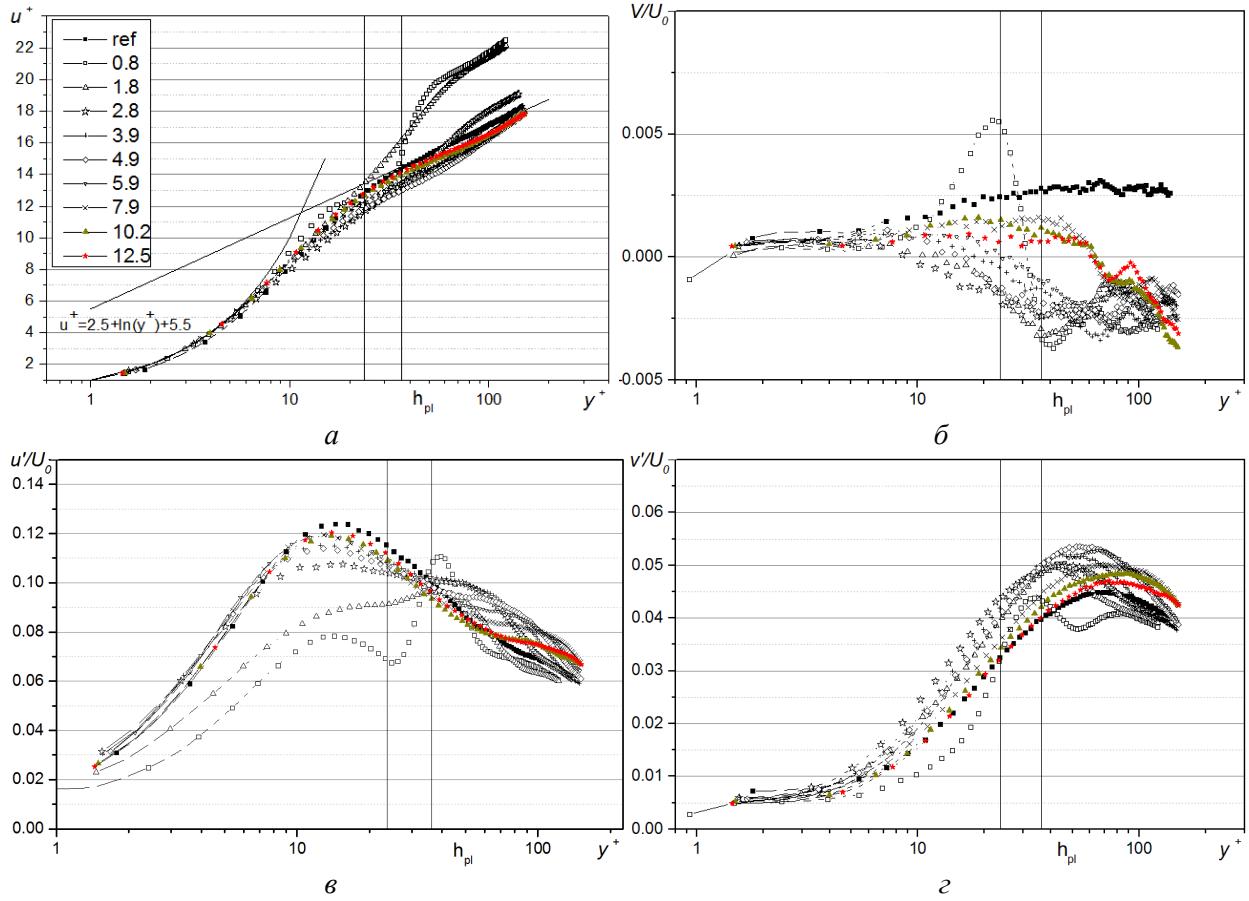


Рис. 4. Профили компонент скорости и их пульсаций за пластиной, установленной на высоте 2 мм от нижней поверхности канала ($Re = 7750$): *а* – продольная скорость; *б* – поперечная скорость, *в* – продольные пульсации; *г* – поперечные пульсации

Максимальные значения положительной нормальной скорости на координате $x/\delta = 0.8$ снижаются и становятся меньше, чем максимальные отрицательные значения (рис. 4, *б*). Это указывает на малый положительный угол атаки пластины, при котором интенсифицируется подвод высокоскоростной среды в буферную область.

Максимум пульсаций продольной скорости у стенки на координате $x/\delta = 0.8$ существенно снижается. Рост пульсаций вниз по течению свидетельствует о разрушении нижнего сдвигового слоя следа (рис. 4, *в*). На координате $x/\delta = 4.9$ профиль пульсаций практически совпадает с базовым.

Пульсации нормальной скорости снижаются в буферной и логарифмической областях только до расстояния $x/\delta \leq 0.8$ (рис. 4, *г*). Эффект блокировки данных областей следом вырождается в результате его быстрого расширения. Сопутствующая этому расширению интенсификация смешения приводит к росту пульсаций по контролируемой толщине пограничного слоя.

Касательные напряжения на нижней поверхности канала. За пластиной, установленной на высоте 3.2 мм, эффект снижения напряжений сдвига наблюдается до расстояния $x/\delta \leq 12.5$, которое является предельным для измерений при данной конструкции канала. Локальный минимум напряжений сдвига составляет 35% на расстоянии $3 \leq x/\delta \leq 5$, а среднее снижение напряжений сдвига на длине $x/\delta \leq 12.5$ равно 22% ($Re = 7750$) (рис. 5). При увеличении числа Рейнольдса ($Re = 12500$) напряжения сдвига уменьшаются локально до 24%, а их среднее снижение составляет 13%. При установке пластины на высоте 2 мм от поверхности напряжение локально снижается до 47%. Интегральная величина трения растет на 11%, но на существенно более коротком расстоянии $x/\delta = 3.9$.

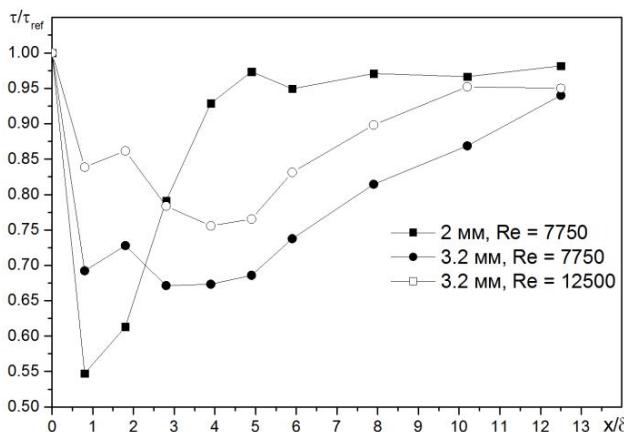


Рис. 5. Влияние высоты установки пластины и числа Рейнольдса на величину поверхностного трения

Заключение. Выполнены экспериментальные исследования влияния числа Рейнольдса и положения тонкой пластины с хордой 0.54δ и размахом 1.3δ на поле скорости и напряжения сдвига. Показано, что формирование следа приводит к генерации нормальной скорости переменного направления в пристеночной области. Генерация восходящих потоков от стенки канала вызывает уменьшение продольной скорости, что обуславливает снижение напряжения сдвига.

Увеличение числа Рейнольдса, как и перемещение пластины от стенки, проявляется в уменьшении напряжения сдвига и увеличении протяженности области редуцированных значений напряжения сдвига.

Литература

1. Жданов, В. Л. Трансформация поля скорости турбулентного пограничного слоя под воздействием пластины конечных размеров / В. Л. Жданов, И. Г. Кухарчук // Тепло- и массоперенос – 2018: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2019. – С. 219–224.
2. Жданов, В. Л. Поле скорости за пластиной, установленной во внутренней области турбулентного пограничного слоя / В. Л. Жданов, И. Г. Кухарчук, В. И. Терехов // ИФЖ – 2020. – Т. 93, № 5. – С. 1278–1284.
3. Кухарчук, И. Г. Метод измерения PIV. Источники и величины ошибок при измерениях. Рекомендации по выбору параметров получения и обработки изображений / И. Г. Кухарчук // Тепло- и массоперенос – 2020: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2021. – С. 137–145.
4. Малышева, Т. А. Численные методы и компьютерное моделирование. Лабораторный практикум по аппроксимации функций: учеб.-метод. пособие / Т. А. Малышева. СПб : Университет ИТМО, 2016. – 33 с.
5. Жданов, В. Л. Влияние угла атаки пластины, установленной в турбулентном пограничном слое, на поле скорости и трение на поверхности [Электронный ресурс] / В. Л. Жданов, И. Г. Кухарчук, А. Ю. Дьяченко // ММФ–2022: XVI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ., доп. вып. 16–19 мая 2022 г. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 14–18. – Режим доступа: <http://www.itmo.by/conferences/abstracts/mif-16/mif16-additional-issue.pdf>. – Дата доступа: 18.10.2022.

О. Д. Макарова, А. Л. Худолей, Н. Е. Халявкина

НЕКОТОРЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗРАБОТКИ СОСТАВОВ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА: ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РАБОЧЕГО ИНСТРУМЕНТА

Введение. Расширение диапазона изделий техники и увеличение сложности их рабочих поверхностей, а также рост требований к обработке деталей обусловили необходимость совершенствования технологических процессов изготовления деталей с применением новых финишных методов обработки, которые используются в таких отраслях промышленности, как оптика, авиационно-космическая, приборостроение, медицина. Один из них – магнитореологическая обработка или магнитореологическое полирование (МРП) поверхностей оптических изделий, лазерных компонентов, изделий микроэлектроники, впервые разработанный в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси (далее Институт) для полирования изделий из стекла в 1990-х годах [1–3].

Магнитореологическая обработка. МРП – способ высококачественной обработки прецизионных изделий, основанный на управляемом изменении реологических свойств магнитореологической полировальной жидкости (МРПЖ) под действием внешнего магнитного поля). МРПЖ – искусственно созданные жидкости, представляющие собой некolloидные дисперсные жидкие среды с мелкодисперсной фазой из магнитных частиц микронного размера, немагнитных частиц абразива, структурирующиеся при наложении магнитного поля и превращающиеся в течение порядка нескольких миллисекунд в вязкопластичную среду.

Практическая реализация метода МРП основана на гидродинамическом принципе. МРПЖ в виде ленты толщиной 1-2 мм на движущейся несущей поверхности (рабочем колесе) из немагнитного материала подается в локальную зону полирования детали при одновременном воздействии неоднородного магнитного поля. В зоне обработки лента полировальной жидкости обратимо структурируется таким образом, что в ней образуются два слоя: один – тонкий разжиженный гидроабразивный слой с немагнитными абразивными частицами, являющийся полирующей средой и находящийся в контакте с поверхностью детали, другой – прилегающий к несущей поверхности колеса с квазиверным ядром из магниточувствительных частиц (вследствие поляризации и ориентации цепочек магнитных частиц вдоль силового поля) [1, 2]. Под действием сдвигового течения слоя жидкости, содержащего абразивные немагнитные частицы, поджимаемого ядром из магнитных частиц, происходит обработка локальной зоны поверхности детали (увеличивается сдвиговая вязкость до 10^5 раз). На выходе из зоны обработки прекращается действие магнитного поля и МРПЖ разжижается и приобретает первоначальные текучие свойства и вместе с ней удаляется материал обработки. Далее МРПЖ направляется в систему подготовки и подачи для повторения следующего цикла МРП.

Стабильность режимов обработки изделий данным методом достигается поддержанием оптимальными: величины магнитного поля, зазора между колесом и поверхностью изделия, скорости подачи жидкости и объема удаляемого материала. Соблюдением необходимых режимных условий удается получить неизменный во времени рабочий инструмент для магнитореологической обработки – сохранения полирующих свойств МРПЖ, что позволяет автоматизировать процесс [3–5].

В отличие от технологии механического притира метод МРП обладает следующими преимуществами: контроль компьютером скорости подачи полировальной жидкости, не производящей разрушающего действия на поверхность детали (т. е. это гибкий инструмент), мгновенная адаптация ее к обрабатываемой поверхности в виде небольшого полировочного пятна в зоне обработки, непрерывный унос материала обработки из зоны контакта с поверхностью детали благодаря непрерывному течению МРПЖ, не допускающий перегрева обра-

батываемого материала, отсутствие изменения формы полировального инструмента, незначительное давление на деталь обеспечивают возможность провести качественное полирование поверхности детали до десятых долей нанометра и позволяют обрабатывать поверхности со среднеквадратичной точностью формы до $\lambda/150$ практически любой формы изделий [4].

Формирование рабочего инструмента МРП и его свойства. Необходимо отметить отличительные свойства МРПЖ – рабочего инструмента при обработке прецизионных поверхностей. В отсутствие магнитного поля магнитные частицы микронного размера хаотично распределены в немагнитной жидкости и МРПЖ ведет себя как ньютоновская жидкость. При наложении внешнего магнитного поля магнитные частицы поляризуются и, взаимодействуя друг с другом, структурируются, образуют цепочечные столбчатые структуры вдоль линий магнитного поля, увеличивая тем самым вязкость или сопротивление гидродинамического потока жидкости. В цепочки встраиваются также немагнитные наночастицы абразива. Удержание абразива в структуре цепи магнитных частиц определяется реологическими свойствами жидкости. Структурированная МРПЖ при этом ведет себя как неニュтоновская, у которой предел текучести зависит от приложенного магнитного поля.

Авторы работы [6], в частности, объясняют это тем, что механическая энергия, необходимая для получения этих цепочечных структур, возрастает с увеличением напряженности магнитного поля, что и приводит к зависимому от поля пределу текучести. Они считают, что при малых магнитных полях сдвиговые напряжения растут с увеличением магнитного поля, но могут быть независимыми от него при более высоких полях, так как приложенное магнитное поле влияет на взаимодействие между МРПЖ и поверхностью детали. При более низких магнитных полях предел текучести цепочек магнитных частиц относительно ниже напряжений сдвига, вызванных условиями потока МРПЖ – магнитные цепочки постоянно разрушаются и преобразуются, и, следовательно, измеренное напряжение сдвига определяется внутренним пределом текучести жидкости. При более высоких магнитных полях цепочки магнитных частиц сильнее и не дают двигаться под действием наложенных гидродинамических сдвиговых напряжений. Магнитореологическая суспензия ведет себя как твердое тело, и вызванная скорость деформации учитывается только путем постоянного скольжения (проскальзывания) слоя с частицами абразива у поверхности детали [7].

Исследованию магнитореологических жидкостей посвящен ряд обзорных работ [8–11]. Свойства МРПЖ, как и создаваемый магнитореологический эффект, зависят главным образом от магнитной составляющей суспензий. В магнитоуправляемой жидкости для процесса полирования в качестве дисперской магнитной твердой фазы применяют, как правило, карбонильное железо из-за его широкой доступности и высоких магнитных свойств. В составах для полирования материалов используются как магнитомягкие, так и магнитожесткие порошки карбонильного железа. Магнитомягкие феррочастицы (Fe_3O_4) не сохраняют остаточный магнитный момент после выключения внешнего магнитного поля, поэтому менее подвержены каогуляции в составах МРПЖ, в отличие от магнитожестких, например, γ -окиси железа. Суспензии магнитожестких ферритов, особенно концентрированные, имеют большую величину предельного напряжения сдвига и в отсутствие внешнего магнитного поля, поскольку частицы таких суспензий самопроизвольно намагниченны до насыщения. Однако установлено, что с точки зрения усиления магнитореологического эффекта предпочтительнее использовать мелкодисперсную фазу (0,5–10 мкм), состоящую из нескольких видов магниточувствительных частиц (магнитомягких и магнитожестких) [7], и что введение наноразмерных магнитожестких частиц в виде малых добавок в суспензию относительно крупных частиц магнитомягкого порошка карбонильного железа способствует усилиению магнитореологического отклика и повышению, в частности, седиментационной устойчивости МРПЖ [5].

Составы суспензий на водной основе для полирования оптического стекла не применимы для полирования водорастворимых кристаллов типа KDP, которые обладают низкой твердостью и термочувствительны. Авторами работы [12] сообщается о полировании моно-кристалла дигидрофосфата калия (KDP) с использованием МРПЖ на неводной основе, в

которой одновременно роль абразивных и магниточувствительных частиц выполняют мягкие магнитные частицы Fe_3O_4 размером 100–200 нм с кубической формой и низкой скоростью удаления объема ($0,013 \text{ mm}^3/\text{мин}$), что позволяет улучшить качество его поверхности. Наночастицы Fe_3O_4 – типичные мягкие магнитные материалы с собственным магнитным моментом, примерно в 2 раза меньшим по сравнению с моментом частиц карбонильного железа, и более низким напряжением сдвига сил. Несмотря на низкие скорости съема, функция уноса жидкости, содержащей только мягкие наночастицы, характеризуется гораздо большим (34 мм) и глубоким (12,5 мм) пятном, отличающимся от характерной D-образной формы, чем при обработке стандартной жидкостью с микронными частицами карбонильного железа и абразива CeO_2 , и более высоким качеством поверхности KDP (исходная точность PV – $0,646\lambda$ ($\lambda = 632 \text{ nm}$), после МРП – $0,178\lambda$), т. е. малая твердость слабой магнитной частицы Fe_3O_4 , небольшое узкое распределение по размерам и низкая скорость уноса были использованы для получения сверхточной поверхности монокристалла KDP.

Если в МРПЖ имеются только магниточувствительные частицы карбонильного железа, то процесс полирования таким составом, как показали исследования [12], протекает в 3 раза медленнее, чем при наличии в составах и магнитных, и абразивных немагнитных частиц. При наличии немагнитных абразивных частиц в полирующей жидкости на них действует сила левитации, вызванная градиентным магнитным полем, величина которой определяется напряженностью магнитного поля и магнитными свойствами жидкости: $F = -\nabla VMH\mu_0$, где V – объем немагнитного тела, M – интенсивность намагниченность магнитной жидкости, μ_0 – проницаемость свободного пространства, ∇H – градиент магнитного поля. Градиент магнитного поля в системе магнитообработки вращающееся колесо–деталь (магнит расположен внутри колеса) ориентирован по нормали к движущейся стенке колеса, на которое в виде ленты подается МРПЖ и она притягивается к стенке. Вследствие действия силы левитации абразивные частицы локализуются в верхнем слое ленты и образуется полирующая лента МРПЖ, движущаяся касательно поверхности детали, что приводит к уносу материала.

Качество готовой поверхности при МРП в значительной степени зависит от размера частиц магнитного карбонильного железа и абразивных частиц. Известно, что с увеличением объемной концентрации магнитных частиц (до 40%) напряжение сдвига и вязкость МРПЖ в магнитном поле возрастают, что характерно для низкоконцентрированных составов полировальной жидкости, а для высококонцентрированной суспензии – с уменьшением ее стабильности из-за ухудшения свойств текучести [5]. МРПЖ с наличием магнитных частиц различного размера в составе обнаруживают вязкость большую, чем МРПЖ с мономодальным распределением магнитных частиц по размеру, и обработка суспензией из смеси крупных и мелких частиц карбонильного железа в составе при различном соотношении крупных и мелких частиц более производительна, что подтверждается исследованиями на примере бидисперской жидкости в работе [7]. Авторами установлено также, что изменение соотношения компонент бидисперской фазы карбонильного железа различных размеров (1,17 мкм и 23 мкм) с нанодобавками аэросила (частицы 10 нм, 1,5% объема) на основе трансформаторного масла позволяет варьировать реологические свойства дисперсий в магнитном поле. Увеличение доли крупных частиц при течении дисперсии (соотношение доли крупных и мелких частиц 3:1) приводит к росту напряжения сдвига в магнитном поле с индукцией 500 мТл при максимальной скорости сдвига 1000 c^{-1} почти в 2 раза, что объясняется большими магнитными моментами крупных частиц, а значит, силой взаимодействия между ними, увеличивающей силу сопротивления течению. Авторами работы [5] предлагается вести обработку поверхности МРПЖ из смеси крупных и мелких частиц карбонильного железа в соотношении (5–10):1.

Следует отметить, что дисперсная фаза для МРП может состоять из магнитных частиц одного вида, но разной формы: симметричной сферической или неправильной кубической, игольчатой и пластинчатой. Восприимчивость к магнитному полю реологической жидкости с анизодиаметрическими частицами магнитной дисперсной фазы зачастую в несколько раз

выше по сравнению с составами на основе сферических магнитных частиц [7]. Этот факт подтверждается в работе [13], где сравнивались зависящие от поля реологические свойства магнитореологических жидкостей на основе сферических и пластинчатых частиц карбонильного железа. Авторами было обнаружено, что пластинчатые частицы карбонильного железа в виде хлопьев обладают более высокой намагниченностью насыщения (около 8%), чем сферические частицы, и увеличивают реологический отклик. Кроме того, суспензия обладает большей стабильностью при ее использовании из-за наличия более легких хлопьевидных частиц.

Дисперсии или суспензии для МРП получают на основе воды, также применяют высоковязкие минеральные, углеводородные и силиконовые масла, вводя в объем растворимые в них химические добавки. МРПЖ являются ключевым элементом технологии МРП и компоненты в составе, прежде всего жидкая основа, и мелкодисперсные частицы, стабилизатор, загуститель должны соответствовать друг другу, обеспечивая агрегативную, седиментационную устойчивость дисперсии, редиспергируемость после седиментации намагничивающихся частиц, а также сохранять ее текучесть [3]. С целью уменьшения агрегации и осаждения феррочастиц МРПЖ предлагаются различные методы, описанные, в частности, в [14–16], один из них – уменьшение существующей разности плотностей несущей жидкости и твердых частиц, например, через покрытие их синтетическими полимерами или нанотрубками, хотя отмечается, что при этом может снижаться МР эффект. Покрытие магнитных частиц, с другой стороны, защищает поверхности частиц от коррозии. Авторами публикации [10] сообщается о более перспективном методе стабилизации, связанном с иной структурой МР жидкости, полученной способом суспендирования магнитных микрочастиц, помещенных в феррофлюид (сочетание ферро жидкости и магнитореологической жидкости). Использование комбинации наночастиц и микрочастиц увеличивает тем самым вязкость базовой жидкости и уменьшает осаждение, одновременно усиливая магнитореологический эффект. Для улучшения седиментационной стабильности частиц применяют также загустители в низконконцентрированных составах либо стабилизаторы в виде ПАВ в концентрированных составах МРПЖ (органические кислоты или соли), которые адсорбируются на поверхности частиц [5]. В качестве стабилизаторов при создании суспензий применяют вещества, которые хорошо растворяются в дисперсионной среде, а суспензии могут быть получены теми же способами, что и магнитные жидкости, как предлагается в работах [9, 17]. В качестве стабилизатора жидкости часто применяется глицерин, который при полировании стекла одновременно ингибирует гидратацию воды на поверхности заготовки, необходимую для смягчения поверхности стекла [18].

Следует отметить, что МРПЖ должна иметь максимально низкий уровень текучести вне рабочей зоны обработки деталей для обеспечения седиментационной и агрегативной устойчивости и высокий предел текучести в рабочей зоне обработки для оперативной структуризации слоя. Предел текучести дисперсии может быть увеличен, в частности, путем удаления продуктов загрязнения с поверхности магнитно-активных частиц, образующихся на поверхности магнитных частиц в результате взаимодействия поверхности частиц с водой и атмосферой, остатков после приготовления или обработки [11]. Продукты загрязнения эффективно удаляются с поверхности магнитных частиц с помощью метода обработки абразивом, химической обработкой или комбинаций этих методов.

В процессе МРП немагнитные частицы абразива, испытывающие магнитогидродинамическое давление, должны обладать достаточной абразивной способностью, чтобы снимать материал с обрабатываемой поверхности изделий с требуемым уровнем шероховатости поверхности. Для качественной магнитореологической обработки поверхности изделия, как утверждается в [19] и согласно теории механической обработки изделий, требуется выполнение следующих условий: размеры абразивных частиц (в виде куба) должны быть меньше размеров выступов над обрабатываемой поверхностью; энергия кинетического воздействия набегающей частицы абразива, а значит, ее давление на выступы материала над поверхно-

стью, должно быть меньше значений параметров, при которых может происходить эрозия поверхности. Полная сила, действующая на выступ, равна сумме силы резания (Φ_e), силы магнитоупрого давления (Φ_m) и силы отражения частицы при давлении на выступ (противоположная подпирающей силе магнитных частиц) (Φ_r): $\Phi = \Phi_e + \Phi_m + \Phi_r$. Условием эффективного полирования считается уравновешивание силы упругого отражения силой магнитоупрого давления со стороны магнитных частиц.

В настоящее время в мировой практике широко используются главным образом две стандартные коммерческие МРПЖ для обработки высокоточной оптики [20]. Одна представляет собой водную суспензию на основе порошка магнитного карбонильного железа микронного размера и порошка оксида церия CeO_2 , пригодную для полирования почти всех твердых и мягких стекол и стеклокерамики с низким коэффициентом расширения. В состав второй водной композиции входит в качестве немагнитного абразива наноалмазный порошок, который подходит для полирования твердых монокристаллов (кремния, сапфира), фотрида кальция, и сверхтвердой поликристаллической керамики.

Выбор воды в качестве несущей жидкости в стандартных составах имеет свои преимущества не только из-за удобства использования. Авторами [21] экспериментально показано, что скорости уноса существенно увеличиваются при полировке стекла и кремния водными МР жидкостями, содержащими немагнитные полирующие абразивы, так как вода вступает в химическое взаимодействие и появляется умягченный гидратированный слой, который облегчает процесс МРП. В связи с этим для полирования могут быть выбраны абразивные частицы менее твердые, чем полируемый материал, так как унос материала облегчается из-за формирования гидратированного слоя. В работе [22] также утверждается, что выбор деионизированной воды в качестве дисперсионной среды обусловлен тем, что эта вода оказывает при обработке определенное химическое травление оптического стекла (например, K9). Выбор абразива при МРП обусловлен физическими (твердость, например) и химическими (химстойкость) свойствами не только полируемого материала, но и самого абразива, а также зависит от среднего размера его частиц, их структуры, которые могут влиять на реологию суспензии. Так, в [18] изучаются скорости уноса материала для мягких (SF51), средних (N-BK7) и твердых (кварц) оптических подложек с МРПЖ на основе диоксида церия CeO_2 , результаты показали уменьшение скорости уноса обратно пропорционально твердости материала, т. е. чем тверже материал, тем ниже скорость съема.

В последние два десятилетия получили развитие другие чистовые методы обработки поверхностей, где используются магнитореологические жидкости, например, магнитореологическая струйная доводка, магнитореологическая абразивно-струйная обработка, магнитореологическое абразивное хонингование. МРПЖ, используемые во всех этих разработанных процессах, имеют другие реологические характеристики, так как названные выше жидкости используются для разных типов потока [23].

Продолжаются исследования и по разработке оптимальных составов МРПЖ для магнитореологической обработки материалов в соответствии с постоянно возрастающими требованиями прецизионной обработки поверхностей, а также более экономичные, более стабильные и эффективные. Так, в качестве абразива при МРП монокристаллического кремния, приводящего к значительному улучшению поверхности, применяют частицы диоксида церия CeO_2 [24]. Авторами было обнаружено, что качество поверхности кремния в результате МРП улучшается при использовании в МРП смеси частиц CeO_2 средним размером 1,8 мкм и алмазных частиц размером 4,5 мкм. Необходимо отметить, что для применения кремния в полупроводниковой промышленности требуется обработка поверхности пленок порядка нанометра. В работе [9] сообщается, что замена в качестве абразива частиц оксида церия при обработке кремния наноразмерными частицами алмаза позволила улучшить качество обрабатываемой поверхности и добиться шероховатости кремния порядка 2–5 Å.

Выбор состава МРПЖ при МРП может зависеть и от требуемой интенсивности обработки. Как сообщается в [25], для формообразования и полирования одного и того же изде-

лия сложной формы применяются магнитореологические жидкости, отличающиеся химическим составом.

Внедрение МРП в ИТМО. В настоящий момент Институт является ведущим научно-исследовательским центром по производству оборудования для полирования прецизионных деталей с использованием магнитореологических жидкостей. Благодаря своей гибкости в отношении прецизионной отделки поверхностей, магнитореологический способ получил дальнейшее развитие для процессов полирования, формообразования и ретуши изделий с разной формой поверхности: плоской, сферической и асферической диаметром от 3 мм до 4 м и создания на их основе современного оборудования [4, 26–28]. МРП также хорошо зарекомендовал себя при изготовлении компонентов 3D электроники, при обработке тонких пленок и слоев нанометровой толщины, внутренних поверхностей цилиндрических труб, подложек нейтроноводов, прецизионных направляющих, выполненных из немагнитных металлических сплавов, длинномерных лент-подложек из суперсплавов и нержавеющей стали для получения высокотемпературных сверхпроводников.

В 2021 г. Институтом организовано инновационное производство по следующим направлениям: разработка и изготовление оборудования для полирования прецизионных деталей с использованием магнитореологических жидкостей, обработка прецизионных оптических изделий и выпуск магнитореологических жидкостей.

Перечень материалов, обрабатываемых методом МРП в Институте с применением МРПЖ, охватывает большой круг немагнитных материалов [3, 26]: все виды оптических стекол; оптическая керамика (астроситалл, церодур); твердые кристаллы – лейкосапфир, карбид кремния; полупроводниковые кристаллы – германий, кремний, арсенид галлия; оптические кристаллы – сульфит цинка, селенид цинка, ниобат лития; водорастворимые оптические кристаллы – фтористый литий, дигидрофосфат калия (KDP); немагнитные металлические сплавы на основе Ti, Al, Cu, V, Mo, Cr, Ni; нержавеющая сталь, например L316, 13Х25Н18; оптические полимеры. В последнее время Институтом разработаны МРПЖ на водной и безводной основах: для обработки изделий из ситалла, церодура, кварца, карбида кремния – МРЖ1; для полировки изделий изооптического стекла К8 и пр. – МРЖ2; для водорастворимых кристаллов KDP – МРЖ3 [4].

ИТМО разрабатывает, изготавливает и поставляет:

- 3–8 координатных установок с ЧПУ для формообразования и полирования;
- обрабатывающее оборудование на базе 3–6 координатных роботов;
- модули для магнитореологической обработки;
- обрабатывающие комплексы, интегрированные с интерферометрами;
- полировальные составы;
- автоматизированные системы термостабилизации и дозирования жидкости;

проводит обработку изделий под заказ.

Заключение. Таким образом, магнитореологическая обработка прецизионных изделий основана на использовании уникального рабочего инструмента – МРПЖ, резко изменяющей свои реологические свойства под действием магнитного поля. Оптимизируя состав магнитоуправляемой жидкости, изменяя режимные параметры процесса магнитореологической обработки, можно добиться высокого качества поверхностей и необходимой формы для конкретного обрабатываемого изделия.

Литература

1. Способ гидродинамического полирования. Пат. РБ № 2895. С1 В 24В 1/ 00, В24В 13/00 / В. И. Кордонский, Л. К. Глеб, Г. Р. Городкин [и др.], заявл. 27.02.1996, опубл.: 30.06.1999.

2. Kordonski, W. I. Material Removal in Magnetorheological Finishing of Optics / W. I. Kordonski, S. Gorodkin // Applied Optics. – 2011. – Vol. 50, No. 14. – P. 1984–1994.

3. Коробко, Е. В. Финишная обработка высокоточных изделий / Е. В. Коробко, Г. Р. Городкин // Наука и инновации. – 2011. – № 1(95). – С. 11–12.
4. Высокоточная обработка поверхностей материалов с использованием магнитореологических жидкостей // А. Л. Худолей, Г. Р. Городкин, Л. К. Глеб [и др.] // Наука и инновации. – 2015. – № 6 (148). – С. 20–23.
5. Разработка магнитоструктурирующих жидкостей с управляемой реологией для технологии финишного полирования оптических изделий / А. М. Русецкий, З. А. Новикова, Г. Р. Городкин [и др.] // Докл. НАН Беларуси. – 2011. – Т. 55, № 5. – С. 97–103.
6. Lambropoulos, John C. Magnetic field effects on shear and normal stresses in magnetorheological finishing / John C. Lambropoulos, Chunlin Miao, and Stephen D. Jacobs // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, Iss. 19. – P. 19713.
7. Влияние бидисперсного комплексного наполнителя с наноразмерными добавками на текучесть магнитореологических материалов / Е. В. Коробко, Н. А. Журавский, З. А. Новикова [и др.] // Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах: сб. науч. ст. X междунар. науч. конф. 20–23 августа 2018 г. – Минск, 2018. – С. 182–188.
8. Магнитореологический материал: пат. US № 2115967 / Кейт Д. Вейсс, Дж. Дэвид Карлсон, Доналд А. Никсон; опубл.: 20.07.1998.
9. Байбурский, Ф. С. Магнитные жидкости: способы получения и области применения [Электронный ресурс]. – URL: <http://maineticliquid.narod.ru/autority/008.htm> 23.05.12.
10. Ashtiani, M. A review on the magnetorheological fluid preparation and stabilization / M. Ashtiani, S. H. Hashemabadi, A. Ghaffari // J of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – Vol. 374 – P. 716–730.
11. Беляев, Е. С. Магнитореологические жидкости: технологии создания и применение / Е. С. Беляев, Е. Ю. Титов, С. Ф. Тумаков. – М. : ВНТР, 2018. – Вып.7. – 95 с.
12. The Magnetorheological finishing (MRF) of potassium dihydrogen phosphate (KDP) crystal with Fe₃O₄ nanoparticles / F. Ji, M. Xu, C. Wang [et. al] // Nanoscale Res. Lett. – 2016. – Vol. 11, No. 1. – P. 79.
13. A comparison of field-dependent rheological properties between spherical and plate-like carbonyl iron particles-based magneto-rheological fluids / Salihah Tan Shilan [et. al.] // IOP Publishing Ltd Smart Materials and Structures. – 2016. – Vol. 25, No. 9. – P. 095025.
14. Forces acting between polishing tool and workpiece surface in magnetorheological finishing. / Markus Schinhaerl, Christian Vogt, Andreas Geiss [et al.] // Article in Proceedings of SPIE – The Intern. Society for Optical Engineering. August 2008. – Vol. 7060. – P. 706006.
15. Fang, F. F. Sequential coating of magnetic carbonyliron particles with polystyrene and multiwalled carbon nanotubes and its effect on their magnetorheology / F. F Fang, H. J. Choi, Y. Seo // ACS Appl. Mater. Interfaces. – 2010. – Vol. 2. – P. 54–60.
16. Меньшиков, И. Н. Коллоидно-химические свойства частиц железа, модифицированных полифторированным диалкилсульфидом: дис. ... канд. хим. наук / И. Н. Меньшиков. – Санкт-Петербург, 2015.
17. Магнитореологический материал: пат. US № 2115967, опубл. 20.07.1998.
18. Zirconia-coated-carbonyl-iron-particle-based magnetorheological fluid for polishing optical glasses and ceramics / S. N. Shafrir, H. J. Romanofsky, M. Skarlinski [et al.] // LLE Review. – 2009. – Vol. 120. – P. 190–205.
19. Мокеев, А. А. Определение параметров съема материала при обработке поверхности оптических деталей с использованием технологии магнитореологического полирования / А. А. Мокеев, Е. В. Коробко, М. А. Барташевич // Вібрації в техніці та технологіях. – 2015. – № 3 (79). – С. 89–95.
20. Understanding the mechanizm of glass removal in magnetorheological finishing (MRF) / A. B. Shorey, S. D. Jacobs, W. I. Kordonski, R. F. Gans // LLE Review. – 2000. – Vol. 83 – P. 151–172.

21. Nanoindentation hardness of particles used in magnetorheological finishing (MRF) / A. B. Shorey, K. M. Kwong, K. M. Johnson [et. al] // LLE Review. – 2000. – Vol. 82. – P. 107–118.
22. Study on material removal model by reciprocating magnetorheological polishing / Wang Renseng Shichao Xiu, Cong Sun, Shanshan Li, Xiangna Kong // Micromachines. – 2021. – Vol. 12, No. 4. – P. 413.
23. Kumar, Vikas. A review on the use of MR Fluid assisted finishing MR Fluid Processes / Vikas Kumar, Rajesh Kumar, Harmesh Kumar // Int. J. of Advance Research in Science and Engineering. September 2016. – Vol. 5, Iss. 9. – P. 505–513.
24. Sidpara, A. Experimental investigations into surface roughness and yield stress in magnetorheological fluid based nano-finishing process / A. Sidpara, V. K. Jain // Int. J. of Precision Engineering and Manufacturing. – 2012. – Vol. 13, No. 6 – P. 855–860.
25. Способ магнитореологического формообразования и полирования поверхностей сложной формы. Изобретение к евразийскому патенту ЕПВ № 024869 B1 / А. Л. Худолей, опубл.: 31.10.2016.
26. Финишная обработка поверхностей при производстве деталей / С. А. Клименко [и др.]; под общ. ред. С. А. Чижика и М. Л. Хейфеца. – Минск : Беларус. наука, 2017. – 376 с.
27. Худолей, А. Л. Магнитореологическая обработка точных изделий / А. Л. Худолей // Наука и инновации. – 2018. – № 11. – С. 31–39.
28. Левин, М. Л. Магнитореологическое полирование поверхностей деталей / М. Л. Левин, А. Л. Худолей // Металлообработка. – 2020. – № 4.– С. 68–71.

Г. С. Маршалова, М. С. Лира, Е. С. Данильчик

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ШАГА НА ТЕПЛООТДАЧУ ОРЕБРЕННЫХ ТРУБНЫХ ПУЧКОВ АППАРАТОВ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Применение аппаратов воздушного охлаждения (АВО) перспективно в химической, нефтехимической промышленности [1], на металлургических производствах [2], в энергетике [3], в системах воздушного отопления, для охлаждения энергоносителей и конденсации отработавшего пара на газовых компрессорных станциях, для охлаждения рециркуляционной воды в воздушно-конденсационных установках на тепловых электростанциях [4], для систем отопления зданий и сооружений [5], в целлюлозно-бумажной промышленности, в качестве систем аварийного расхолаживания реакторов [6], а также в возобновляемой энергетике, в частности, на геотермальных станциях [7].

Аппараты воздушного охлаждения в большинстве функционируют в режиме вынужденной конвекции, который характеризуется значительными затратами энергии на привод вентиляторов. Одним из способов снижения энергопотребления при эксплуатации АВО является перевод их в режим свободной конвекции с полным отключением электропривода вентиляторов отдельных секций аппарата при определенных температурах охлаждающего воздуха, поддерживая при этом заданный тепловой режим [8–10]. Известно, что недостатками свободной конвекции являются малые коэффициенты теплопередачи и существенные массогабаритные характеристики пучков. В связи с этим актуальными являются исследования методов интенсификации теплообмена, связанных с компоновочными характеристиками пучков.

Трубы в пучках АВО, как правило, размещаются в шахматной компоновке, так как такое расположение обеспечивает более высокую теплоотдачу в сравнении с коридорным примерно на 25–33% [11]. В большинстве аппаратов воздушного охлаждения с шахматным расположением используется классическая разбивка труб по равностороннему треугольнику.

Пучки АВО первого поколения [12] характеризовались компактностью и для труб с коэффициентом оребрения $\phi = 15,2$ использовались следующие шаги: $S_1 = S_2' = 0,058$ м. В пучках АВО второго поколения [13] рекомендовалось применять разбивку труб по вершинам равностороннего треугольника с шагами $S_1 = S_2' = 0,06345–0,06470$ м для $\phi = 15,2; 20–22$. В третьем поколении пучков [13] для $\phi = 15,2; 20–22$ используется разбивка труб по вершинам равностороннего треугольника с шагами $S_1 = S_2' = 0,064$ м. Стоит отметить, что перечисленные выше исследования выполнены в режиме вынужденной конвекции воздуха.

Проведены обширные экспериментальные исследования теплоотдачи шахматных пучков с $\phi = 16,8$ с различным числом рядов $z = 1–5$ при $S_1 = 0,058–0,1$ м [9]. При $\phi = 21$ изучены горизонтальные шахматные пучки труб с $z = 1–4$ при $S_1 = S_2' = 0,058$ м [10], а также однорядные пучки при $S_1 = 0,058–0,07$ м [14].

Стоит отметить, что экспериментальное изучение свободной конвекции требует весомых расходов на их проведение, оборудования высокой мощности, а также больших временных затрат. Поэтому охватить весь желаемый диапазон вариантов опытов невозможно, для чего предлагается расширять границы эксперимента с помощью применения численного моделирования для решения сопряженных задач конвективного теплообмена.

Цель работы – численное исследование теплоотдачи оребренных трубных пучков аппаратов воздушного охлаждения в режиме свободной конвекции при $S_1 = 0,058–0,07$ м.

Сопоставление данных численных исследований с экспериментальными результатами проводились для двухрядного пучка шахматно расположенных оребренных труб следующих параметров: наружный диаметр трубы с оребрением $d = 0,0568$ м; высота ребра $h = 0,0152$ м;

межреберный шаг $s = 0,00243$ м; диаметр трубы по основанию $d_0 = 0,0264$ м; толщина ребра $\Delta = 0,00055$ м; длина трубы $l = 0,3$ м; коэффициент оребрения $\varphi = 21$. Исследования выполнены для различных поперечных шагов: $S_1 = 0,058; 0,064; 0,07$ м, которым соответствуют следующие относительные шаги: $\sigma_1 = S_1 / d = 1,02; 1,13; 1,23$.

Подробности проведения экспериментальных исследований описаны в [10].

Для подготовки расчетной сетки был использован пакет Ansys Meshing, который позволяет подготовить сетку с необходимым качеством и достаточным количеством конечных элементов. Численное моделирование проводилось при помощи пакета Ansys Fluent 19.1. Среднее время расчета на распараллеленной версии составляло порядка 2 ч.

Для численного моделирования была использована трехмерная постановка задачи. Размеры расчетной области составляли $8,3788 \times 2,5848 \times 0,00972$ м. Расчет осуществлялся на неструктурированной сетке. Для описания расчетной области (рис. 1) потребовалось около 3 млн. ячеек.

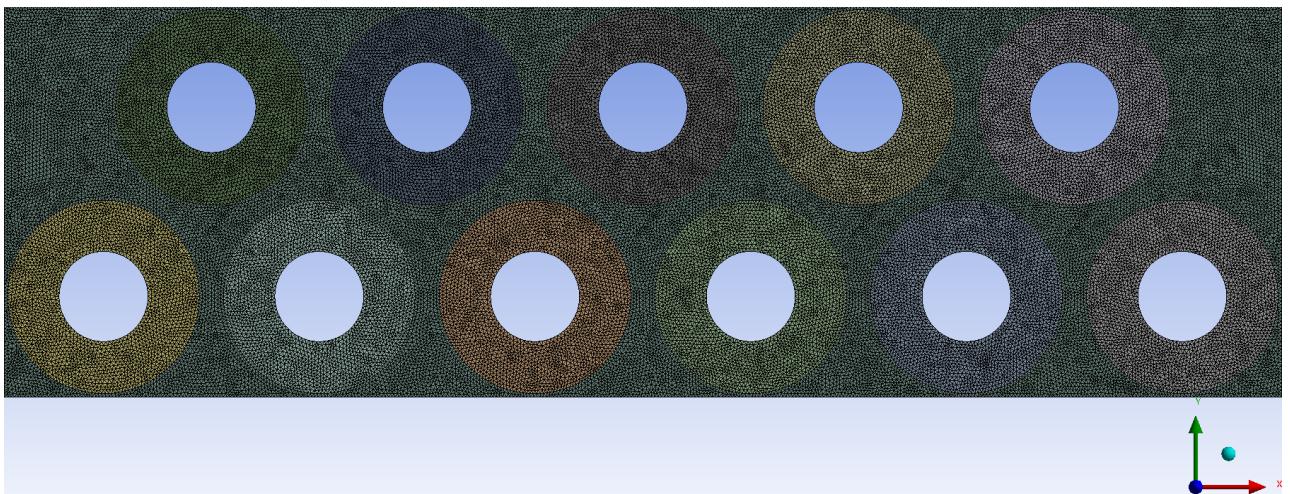


Рис. 1. Расчетная сетка

В начале расчёта по всей расчтной области установлены статическое давление $P = 101\,325$ Па и температура воздуха $T_{вх} = t_0$. Для моделирования теплопередачи от ребер труб к воздуху решалась сопряженная задача, т. е. совместно решались уравнения теплопроводности в ребре и теплообмена в воздухе

Сравнение численных и экспериментальных данных проводилось по средней температуре на ребре калориметра каждого ряда пучка t_i .

Зависимости теплофизических характеристик газа – воздуха (плотность, теплопроводность и динамическая вязкость) от температуры задавались: для плотности – по закону идеального газа, для теплопроводности – полиномом, динамическая вязкость рассчитывалась по Сазерленду.

В процессе решения сходимость задачи контролировалась уровнем погрешности: для давления и скоростей (уравнения Навье–Стокса и неразрывности) минимальный уровень погрешности составлял 10^{-3} , для температуры (уравнение энергии) – 10^{-5} . Обычно расчеты прекращались по достижению погрешности для поправок давления 10^{-4} , для температуры (уравнение энергии) – 10^{-8} .

При численном моделировании учитывалось, что число Рейнольдса Re , построенное по высоте ребра и скорости на входе в межреберный канал, изменялось в диапазоне 100–650. В этом случае течение ламинарное, однако для разрешения формирующейся за трубами отрывной зоны использовалась $k-\omega SST$ модель турбулентности [15, 16]. Случай максимально-го расхода соответствовал переходному режиму от ламинарного течения к турбулентному.

Сравнение результатов эксперимента и числового моделирования производилось построением зависимости температур на ребрах труб от плотности теплового потока (рис. 2).

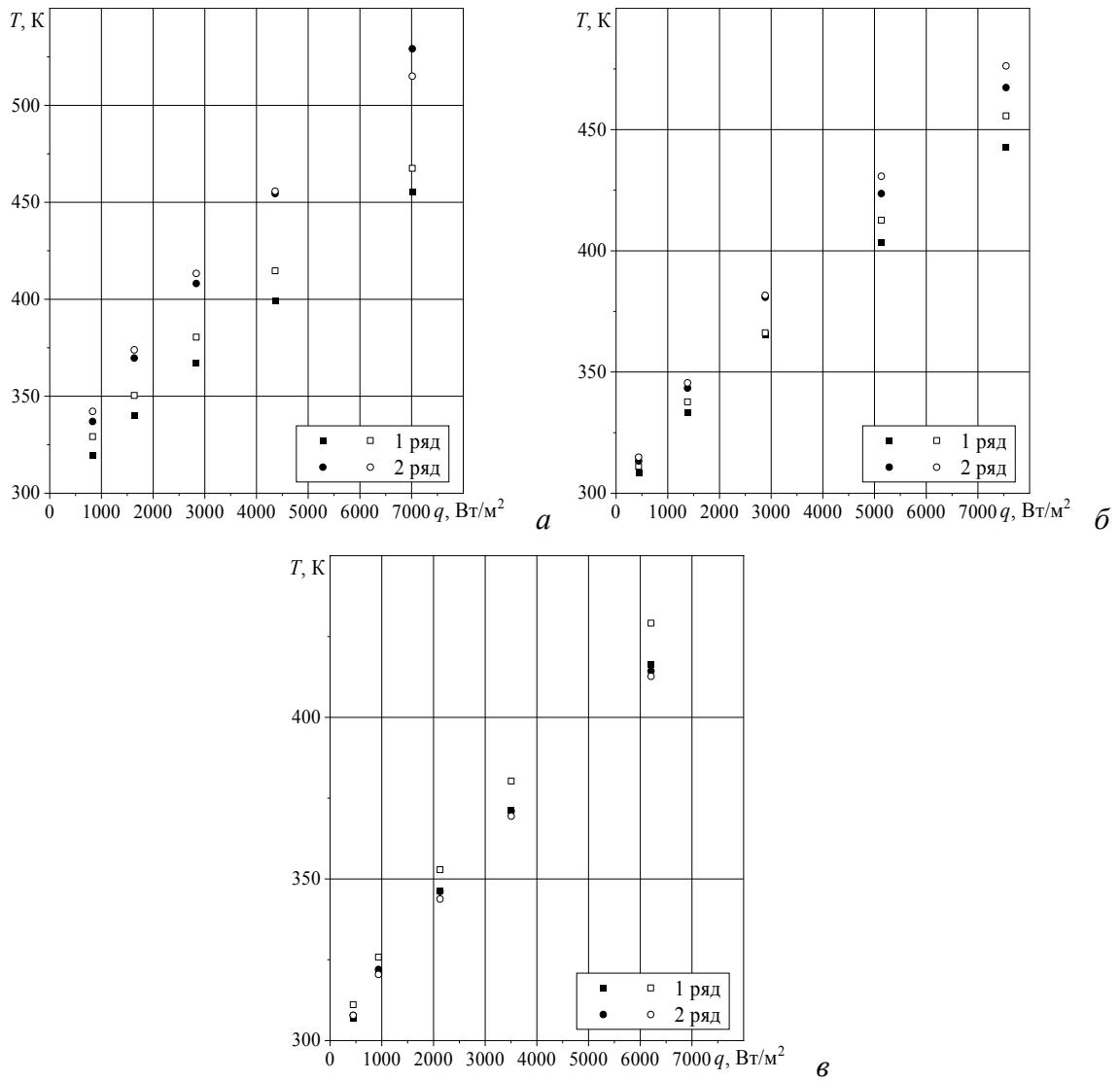


Рис. 2. Сравнение результатов эксперимента (темные точки) и численного моделирования (светлые точки): $a - S_1 = 0,058 \text{ м}$; $\delta - 0,064$; $\varepsilon - 0,07$

Полученные результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными (погрешность не превышает 5%), что позволило оценить общую теплоотдачу двухрядных шахматных равносторонних пучков с различными поперечными шагами установки труб в режиме свободной конвекции в виде зависимости $\text{Nu} = f(\text{Gr})$ (рис. 3):

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_0}{\lambda}, \quad (1)$$

$$\text{Gr} = \frac{g \beta (t_{\text{cr}} - t_0) d_0^3}{\nu^2}, \quad (2)$$

где $\alpha = Q / (\Delta t F)$ – средний приведенный коэффициент теплоотдачи, отнесенный к полной наружной поверхности, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; Q – тепловой поток, подаваемый на трубу, Вт ; $F = l\pi d_0 \phi$ – площадь теплоотдающей обработанной поверхности трубы, м^2 ; β – коэффициент температурного расширения воздуха, $^{\circ}\text{C}^{-1}$; λ и ν – коэффициенты теплопроводности и кинематической вязкости, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ и $\text{м}^2/\text{с}$; $g = 9,81 \text{ м}^2/\text{с}$ – ускорение свободного падения.

Определяющей температурой для расчета чисел подобия была температура окружающей среды t_0 , определяющим размером – d_0 .

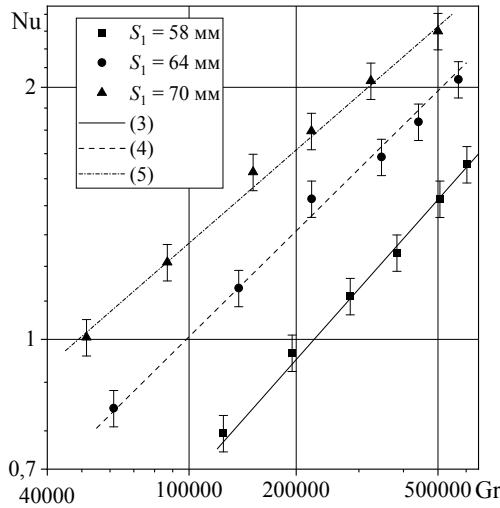


Рис. 3. Теплоотдача двухрядных оребренных трубных пучков в режиме свободной конвекции

В результате обобщения экспериментальных данных по теплоотдаче двухрядных пучков, представленных на рис. 3, с погрешностью, не превышающей 5%, для каждого поперечного шага получены следующие критериальные уравнения:

для $S_1 = 0,058$ м

$$Nu = 0,0027 \cdot Gr^{0,48}, \quad (3)$$

для $S_1 = 0,064$ м

$$Nu = 0,008 \cdot Gr^{0,42}, \quad (4)$$

для $S_1 = 0,07$ м

$$Nu = 0,0184 \cdot Gr^{0,37}. \quad (5)$$

Данные уравнения действительны в интервале изменения $Gr = 50\,000\text{--}620\,000$.

Из рис. 3 видно, что теплоотдача пучков повышается при увеличении поперечного шага. Это связано с ростом скорости воздуха из-за уменьшения аэродинамического сопротивления.

Стоит отметить, что больший темп и изменение темпа роста $Nu = f(Gr)$ характерны для более тесных компоновок.

Оценка влияния поперечного шага установки труб представлена на рис. 4. Предложенные на рисунке данные показывают рост теплоотдачи двухрядных пучков в режиме свободной конвекции при увеличении поперечного шага труб.

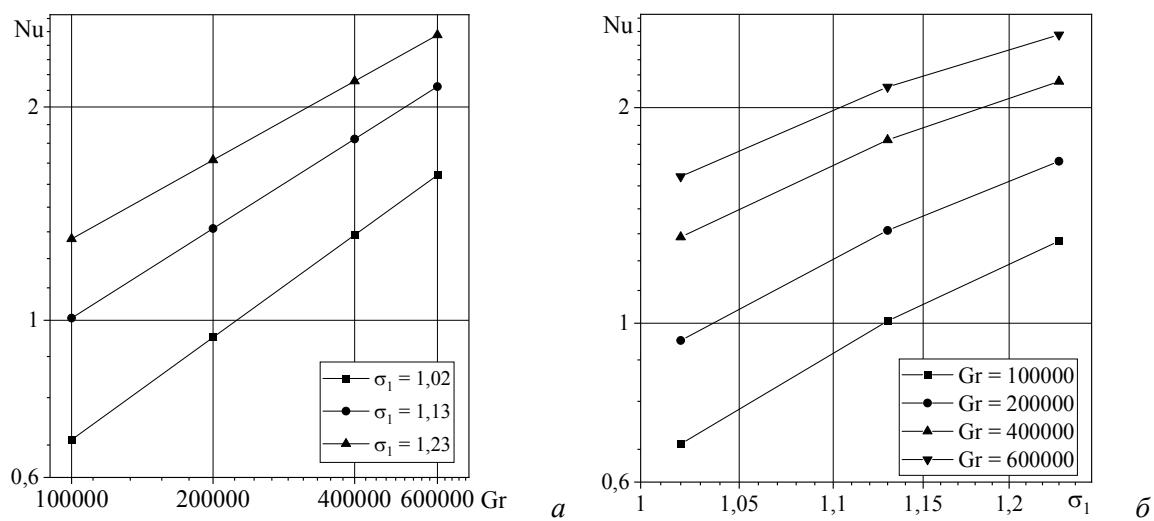


Рис. 4. Анализ влияния поперечного шага на теплоотдачу двухрядных пучков в режиме свободной конвекции

Для рассмотренного диапазона чисел Gr при $\sigma_1 = 1,23$ теплоотдача в 1,18–1,29 раз выше, чем для $\sigma_1 = 1,13$, и в 1,5–1,93 раза выше, чем для $\sigma_1 = 1,02$. При этом дальнейшее увеличение разности температур приводит к снижению влияния поперечного шага на рост теплоотдачи. Так, при $Gr = 100\ 000$ теплоотдача пучка при $\sigma_1 = 1,23$ в 1,92 раза выше, чем при $\sigma_1 = 1,02$, а при $Gr = 600\ 000$ – в 1,57 раза. Это позволяет предположить, что существует некоторое критическое число Gr_{kp} [17], при котором поперечный шаг не будет оказывать влияния на теплоотдачу.

В целом полученные данные позволяют рекомендовать применение для аппаратов воздушного охлаждения, эксплуатирующихся в режиме свободной конвекции, разреженную компоновку труб.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проект Т21PM-019.

Литература

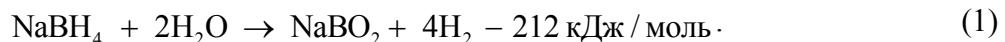
1. Шмеркович, В. М. Применение аппаратов воздушного охлаждения при проектировании нефтеперерабатывающих и нефтехимических заводов / В. М. Шмеркович // Обзорн. информ. Сер. Опыт проектирования нефтеперерабатывающих и нефтехимических предприятий. – М. : ЦНИИТЭнефтехим, 1971. – 110 с.
2. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: справочник / А. Н. Бессонный [и др.]; под ред. А. Н. Бессонного, В. Б. Кунтыша. – СПб. : Недра, 1996. – 512 с.
3. Воздушные конденсаторы для паротурбинных установок малой и средней мощности / О. О. Мильман, В. А. Федоров, В. И. Лавров [и др.] // Теплоэнергетика. – 1998. – № 1. – С. 35–39.
4. О комбинированных системах охлаждения ТЭЦ / И. И. Королев, Е. В. Генова, С. Э. Бенклян [и др.] // Теплоэнергетика. – 1996. – № 11. – С. 49–55.
5. Теплотехника, отопление, вентиляция и кондиционирование воздуха / В. М. Гусев, Н. И. Ковалев, В. П. Попов [и др.]. – Л. : Стройиздат, 1981. – 343 с.
6. Зорин, В. М. Атомные электростанции: уч. пособие / В. М. Зорин. – М. : Изд. дом МЭИ, 2012. – 672 с.
7. Васильев, В. А. Разработка опытной модульной электростанции для европейской части России / В. А. Васильев, В. В. Ильенко // Теплоэнергетика. – 1993. – № 4. – С. 30–33.
8. Аппарат воздушного охлаждения: полез. модель ВУ 9446 / В. Б. Кунтыш, А. Б. Сухоцкий, А. Ш. Миннигалеев, В. П. Мулин. – Опубл. 30.08.2013.
9. Самородов, А. В. Совершенствование методики теплового расчета и проектирования аппаратов воздушного охлаждения с шахматными оребренными пучками: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.14 / А. В. Самородов. – Архангельск, 1999. – 176 л.
10. Маршалова, Г. С. Тепловой расчет и проектирование аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой: дис. ... канд. техн. наук: 01.04.14 / Г. С. Маршалова. – Минск, 2019. – 153 л.
11. Познякова, А. В. Исследование и сопоставление свободно-конвективной теплоотдачи шахматных и коридорных пучков из оребренных труб / А. В. Познякова, А. В. Самородов, В. Б. Кунтыш // Сб. тр. I Всерос. школы-семинара молод. учен. и спец. «Энергосбережение – теория и практика». – М. : МЭИ, 2002. – С. 87–88.
12. Письменный, Е. Н. Теплообмен и аэродинамика пакетов поперечно-ребреных труб / Е. Н. Письменный. – Киев : Альтерпресс, 2004. – 244 с.
13. Кунтыш, В. Б. Основные способы энергетического совершенствования аппаратов воздушного охлаждения / В. Б. Кунтыш, А. Н. Бессонный, А. А. Брилль // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 1997. – № 4. – С. 43–44.

14. Сухоцкий, А. Б. Экспериментальное исследование и обобщение интенсифицированной конвективной теплоотдачи однорядных пучков ребристых труб в потоке воздуха / А. Б. Сухоцкий, Г. С. Маршалова // Энергетика. Изв. высших учебных заведений и энергетических объединений СНГ. – 2018. – Т. 61, № 6. – С. 552–563.
15. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю. А. Быстров, С. А. Исаев, Н. А. Кудрявцев, А. И. Леонтьев. – СПб. : Судостроение, 2005. – 392 с.
16. Маршалова, Г. С. Сравнительный анализ результатов экспериментального исследования и численного моделирования теплоотдачи однорядного пучка оребренных труб при смешанной конвекции / Г. С. Маршалова, С. А. Сверчков // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2018. – Т. 54, № 4. – С. 499–506.
17. Kayansayan, N. Natural convection heat transfer coefficient for a horizontal cylinder with vertically attached circular fins / N. Kayansayan, R. Karabacak // Heat Recovery Systems & CHP. – 1992. – Vol. 12, No. 6. – P. 457–468.

В. Г. Минкина, С. И. Шабуня, В. И. Калинин, В. В. Мартыненко

ГИДРОЛИЗ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ NaBH_4 В АДИАБАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Среди химических гидридов, представляющих интерес для хранения и генерирования водорода, борогидрид натрия (NaBH_4) получил широкое распространение благодаря своей высокой емкости по водороду и возможности обеспечения устойчивой системы хранения водорода; его водные растворы не воспламеняются, а продукт гидролиза – метаборат натрия – является экологически безопасным [1]. Водород можно генерировать даже при низких температурах, а добавление катализатора позволяет ускорить выработку H_2 [2]. Процесс гидролиза является экзотермическим и 50% образующегося H_2 производится из воды:



Все перечисленные выше характеристики делают NaBH_4 удобным источником водорода для топливных элементов, используемых для портативных устройств (ноутбуки, сотовые телефоны и т. д.) [3–7]. За последние годы опубликовано большое количество исследований, посвященных каталитическому гидролизу NaBH_4 [8–10]. Дальнейшее накопление информации о различных комбинациях носителей, активных металлов и методик приготовления катализатора, по-видимому, не приведет к драматическому ускорению процесса гидролиза. Вполне возможно, что требуемая скорость уже достигнута. В конечном счете, катализаторы разрабатываются и производятся для промышленных задач.

Представляемые результаты исследований носят прикладной характер и связаны с генерацией водорода при гидролизе водных растворов NaBH_4 высоких концентраций. В качестве исследуемого порошкового катализатора выбран Co/TiO_2 , синтезированный методом химического осаждения [11], для которого строилась брутто-модель гидролиза. Скорость генерирования H_2 составляет ~65 мл/мин/г при 20 °C. Относительно медленное протекание гидролиза позволяет достаточно точно фиксировать эволюцию скорости выделения H_2 , что дает информацию для построения и проверки кинетических моделей. С другой стороны, мы покажем, что и такой «малоэффективный» катализатор вполне применим в генераторе водорода для зарядных устройств малой мощности.

Анализ литературных данных указывает на разброс энергий активаций от 30 до 73 кДж/моль [12–24]. Этот факт приводит к предположению, что формальный брутто-подход к кинетике малопродуктивен.

Гетерогенные реакции протекают на поверхности катализатора, а точнее, на адсорбированных из раствора частицах определенного сорта. На активных центрах катализатора могут сорбироваться разные частицы, т. е. существует конкуренция между частицами инициаторами реакций и «инертными». Если обозначить долю поверхности катализатора, занятую «активными» частицами, ε_a , то скорость генерирования водорода с единицы поверхности катализатора запишется в виде произведения $R_{\text{H}_2} = \varepsilon_a k_{\text{Co}}$, где k_{Co} – скорость гетерогенной реакции на кобальте, которая зависит только от температуры. А вот ε_a является не только функцией температуры, но и состава раствора (концентраций компонент). При традиционной обработке кинетических данных с целью определения энергии активации принимается, что R_{H_2} это функция только температуры. Понятно, что такая энергия активации скрытым образом зависит от сорбционных свойств поверхности и концентрации раствора. Можно ожидать, что если удастся учесть сорбционные процессы и определить энергию активации для скорости $k_{\text{Co}}(T)$, то эта величина не будет сильно отличаться для разных вариантов ко-

балтовых катализаторов. Собственно, только в таком случае определение энергии активации имеет физический смысл.

Эксперимент. В качестве исходного компонента использовался гранулированный порошок NaBH_4 «Sigma-Aldrich» (содержание основного вещества 98%). Кинетические эксперименты проводились в замкнутых реакторах с максимальной герметичностью, так как водород, выделяющийся в результате гидролиза NaBH_4 , обладает высокой текучестью. Все узлы и детали установки изготовлены из нержавеющей стали. В зависимости от концентрации исследуемого раствора для измерения давления в реакторе использовались электронные датчики «Keeller» на рабочие давления 2.5, 10, 25 и 50 бар.

Методика проведения кинетических экспериментов по гидролизу водных растворов NaBH_4 состоит в следующей последовательности действий. Изотермические эксперименты проводятся в термостате, в котором устанавливается заданная температура T и в него помещается реактор с сухим порошком NaBH_4 и катализатором. После нагрева реактора до температуры T заливается необходимый объем воды и реактор герметизируется. С момента заливки воды и до окончания гидролиза фиксируется температура раствора и давление в реакторе. Эксперименты в теплоизолированном реакторе проводятся по аналогичной методике без термостата. С целью проведения гидролиза в условиях близких к адиабатическим в реактор помещался стакан из тефлона, чтобы снизить интенсивность теплообмена раствора с корпусом реактора. Снаружи реактор окружался теплоизоляцией, препятствующей теплообмену с окружающим воздухом. В экспериментах в ходе гидролиза измерялись две функции – давление в реакторе, пропорциональное количеству выделяющегося водорода, и температура раствора, с помощью которых рассчитывались экспериментальные значения степени разложения и объем генерируемого водорода [11]. Концентрации растворов NaBH_4 – 0.265–6.35 моль/кг. Эксперименты в термостате ориентированы на определение кинетических характеристик процесса гидролиза, а эксперименты в теплоизолированном реакторе – на использование катализатора в генераторе водорода.

Обсуждение результатов. Важной характеристикой катализатора является сохранение его свойств при многократном использовании. Кинетические кривые экспериментов на повторяемость результатов приведены на рис. 1. Интересно отметить, что график первого эксперимента качественно отличается от графиков последующих. По-видимому, в результате промывки катализатора после первого эксперимента с его поверхности были удалены какие-то компоненты, что изменило сорбционные свойства поверхности. Кинетические кривые последующих экспериментов качественно подобные, и наблюдается медленное уменьшение скорости генерации водорода. Ориентируясь на результаты из рис. 1, все дальнейшие опыты проводились с катализатором, который использовался до 20 раз.

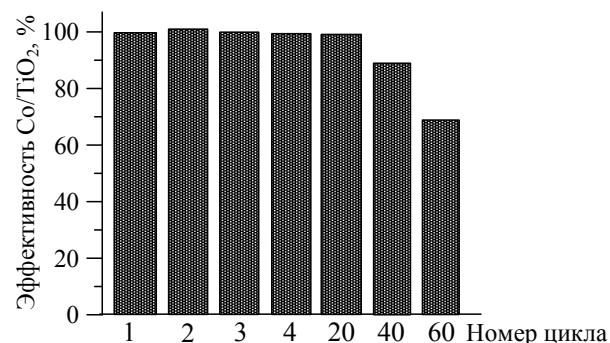


Рис. 1. Влияние многократного использования катализатора на воспроизводимость его эффективности. $C_{\text{NaBH}_4}^0 = 4.23$ моль/кг, 0.4 г Co/TiO₂, 30 °C

Простым объяснением снижения активности является изменение функции распределения частиц по размерам, что при сохранении веса используемого катализатора может привести к уменьшению поверхности катализатора. Вполне вероятно, что значительная часть крупных

агломераций образуется во время процедуры сушки, а при гидролизе эти агломерации распадаются на более мелкие частицы. Впрочем, возможны и другие механизмы потери активности катализатора, например, образование нерастворимого осадка метабората на катализаторе.

Изотермический процесс. Гидролиз NaBH_4 является экзотермической реакцией. В изотермических экспериментах теплота, выделяемая при гидролизе, отводится в термостат, при этом температура раствора принципиально выше температуры воды в термостате. Разность температур устанавливается в зависимости от мощности генерации тепла, которая пропорциональна скорости выделения водорода. Так, при 20°C и концентрации NaBH_4 0.265 моль/кг процесс гидролиза идет медленно и разность температур меньше одного градуса, а при 60°C и концентрации NaBH_4 4.23 моль/кг эта разность уже порядка 5 градусов (рис. 2, А a, В a).

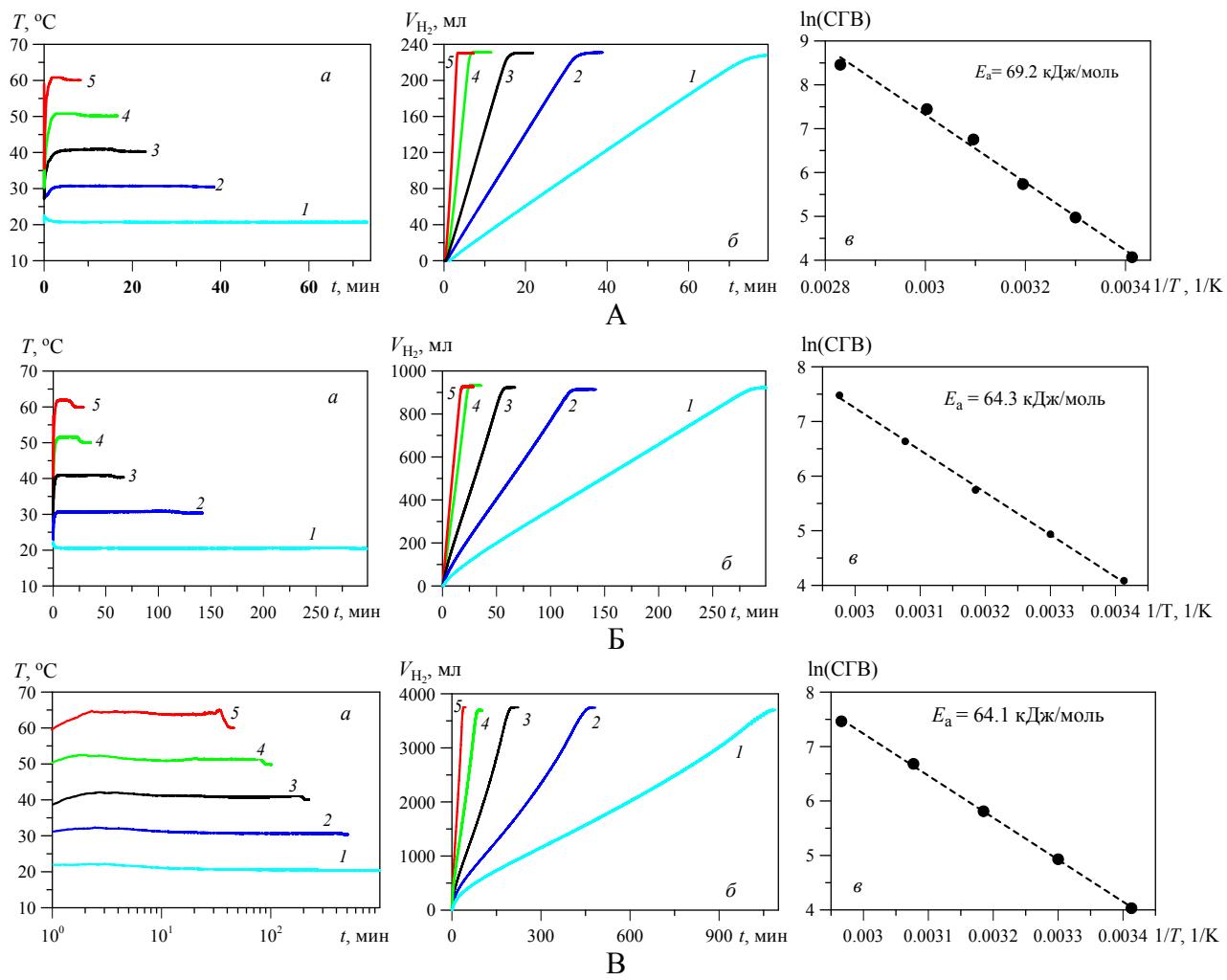


Рис. 2. Зависимость температуры раствора (a) и объема генерируемого водорода (δ) от времени, кривые Аррениуса каталитического гидролиза NaBH_4 (δ): А – $C_{\text{NaBH}_4}^0 = 0.265 \text{ моль/кг}$, Б – 1.058, В – 4.23. $\text{Co/TiO}_2 = 0.05 \text{ г}$. 1 – 20°C , 2 – 30, 3 – 40, 4 – 50, 5 – 60

Поскольку количество генерируемого тепла пропорционально количеству катализатора, то при исследовании кинетики следует использовать минимальный объем катализатора, но при условии, что гетерогенная генерация водорода существенно преобладает над гомогенной. Мы не встречали работ, где приводятся измеренные профили температуры раствора в ходе гидролиза, хотя понятно, что чем интенсивнее процесс, тем труднее соблюдать условие изотермичности раствора.

При обсуждении проблемы энергии активации мы отмечали, что при брутто подходе эта характеристика зависит не только от температуры, но и от сорбционных свойств поверх-

ности катализатора и компонентного состава раствора. Проводя кинетические эксперименты с одним и тем же катализатором, но с растворами разной концентрации, мы должны получать разные энергии активации.

На рис. 2 собраны данные экспериментов, проведенные с 0.05 г катализатора в интервале температур 20–60 °C в водных растворах NaBH_4 с тремя моляльными концентрациями $C_{\text{NaBH}_4}^0 = 0.265, 1.058$ и 4.23 моль/кг. Для наименьшего значения 0.265 моль/кг графики практически линейные, исключая конечный диффузионный участок. Для 1.058 моль/кг уже наблюдаются небольшие отклонения от линейности на начальном участке, а для величины 4.23 моль/кг отклонения от линейного характера поведения свойственны для всего периода гидролиза (рис. 2, В а).

Для определения величины энергии активации использовались линейные аппроксимации кинетических кривых на участке от 10 до 80% разложения NaBH_4 . Для концентрации $C_{\text{NaBH}_4}^0 = 4.23$ моль/кг вносились поправка на температуру, которая на 1–5 градусов выше, чем в термостате.

Рассчитанные эффективные константы скорости реакции нулевого порядка использовались для получения аппроксимации коэффициентов Аррениуса. Значения энергии активации для моляльных концентраций $\text{NaBH}_4 = 0.265, 1.058$ и 4.23 моль/кг составили 69.2, 64.3 и 64.1 кДж/моль соответственно (рис. 2, в). Как и ожидалось, проявилась зависимость энергии активации от концентрации раствора.

Определенные средние скорости генерирования водорода (СГВ) при 20 °C для концентраций $C_{\text{NaBH}_4} = 0.265, 1.058$ и 4.23 моль/кг составили 59, 62 и 69 мл/мин/г_{cat} соответственно. То, что не все эксперименты, проводимые в термостате, можно считать изотермическими, убедительно демонстрируют графики рис. 3, которые получены при увеличении количества катализатора до 0.4 г: чем интенсивнее производство водорода, тем больше отклонение температуры раствора от температуры термостата. Обработка таких данных требует методики, отличной от стандартной методики, применяемой для изотермических экспериментов.

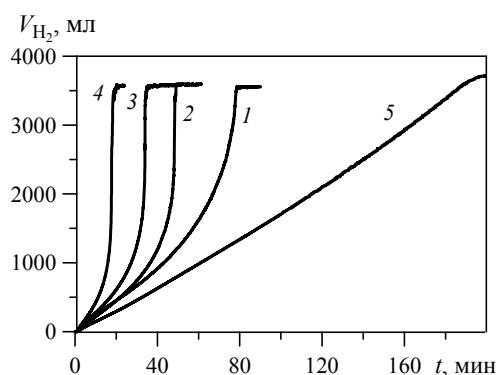


Рис. 3. Влияние количества Co/TiO_2 продолжительность полного гидролиза NaBH_4 в теплоизолированном реакторе (1 – 0.2 г, 2 – 0.3 г, 3 – 0.4 г, 4 – 0.5 г) и в термостате при 20 °C (5 – 0.4 г). Все эксперименты проведены с 10 мл H_2O , 1.6 г NaBH_4

Теплоизолированный реактор. В реальных генераторах водорода процесс далек от изотермического, более того, есть смысл использовать саморазогрев раствора для ускорения гидролиза. Подобные режимы гидролиза нами экспериментально моделировались в теплоизолированном реакторе. В ходе гидролиза температура раствора в реакторе возрастает до некоторого максимума в момент почти полного его завершения. Дальнейшее понижение температуры связано с остыванием реактора в условиях почти полного прекращения генерации тепла и водорода. Этот период процесса практического интереса не представляет. Такие эксперименты даже при идеальной внешней теплоизоляции нельзя считать адиабатическими для раствора, поскольку неизбежен нагрев собственно реактора.

В эксперименте, проведенном в термостате при температуре 20 °C, гидролиз оставался изотермическим и при массе катализатора 0.4 г. Этот эксперимент может служить основой сопоставления с экспериментами в теплоизолированном реакторе, в котором увеличение количества катализатора приводит к ускорению процесса, росту температуры раствора и, как следствие, сокращению времени полного гидролиза (рис. 3).

В прикладных задачах, как правило, требуется произвести заданное количество водорода q (н.л.) за фиксированное время τ (мин). При условии полного гидролиза для производства водорода в количестве q в н.л. требуется $N_{\text{NaBH}_4}^0 = q / 22.4 / 4$ молей NaBH_4 . Для реализации процесса за время τ требуется выбрать количество молей воды $N_{\text{H}_2\text{O}}^0$ и массу катализатора m_{cat} . Дополнительные условия – это температура окружающей среды T_0 и начальная температура раствора $T_{\text{sol_0}}$. Если не учитывать тепловые потери на нагрев реактора и на испарение воды, то можно записать оценку максимальной температуры раствора в конце гидролиза:

$$T_{\max} = T_{\text{sol_0}} + \left(N_{\text{NaBH}_4}^0 / N_{\text{H}_2\text{O}}^0 \right) (\Delta H_{\text{hydr}} / c_{\text{sol}}),$$

здесь ΔH_{hydr} – тепловой эффект гидролиза (212 кДж/моль), c_{sol} – теплоемкость воды (75.24 Дж/(моль·К)).

Введя обозначение $k_{\text{H}_2\text{O}} = N_{\text{H}_2\text{O}}^0 / N_{\text{NaBH}_4}^0$, оценку нагрева найдем как $dT = T_{\max} - T_{\text{sol_0}} \approx 2818 / k_{\text{H}_2\text{O}}$. С учетом растворимостей NaBH_4 и NaBO_2 получим условие $k_{\text{H}_2\text{O}} \geq 8$. Для экспериментов, представленных на рис. 3, $k_{\text{H}_2\text{O}} \approx 13.1$ и $dT \approx 215$. Пики температур, измеренные в экспериментах, были существенно ниже расчетных величин, что означает необходимость учета тепловых потерь в уравнении энергии.

Для моделирования неизотермических процессов гидролиза требуется кинетическое уравнение, учитывающее ускорение процесса с ростом температуры. Кинетические эксперименты с растворами трех концентраций (рис. 2) показали, что при брутто подходе коэффициенты A и E_a в уравнении Аррениуса отличаются для растворов разных концентраций. Как обсуждалось выше, брутто-подход слишком упрощенный, и использование аппроксимаций коэффициентов Аррениуса, т. е. $A(k_{\text{H}_2\text{O}})$ и $E_a(k_{\text{H}_2\text{O}})$, не повышает точность модели, поскольку не учитываются реальные особенности кинетики. Для «практического» моделирования будем применять усредненный по концентрациям подход, т. е. используем все 16 точек из рис. 2, в, и в результате определим средние величины для двух констант: $\bar{A} = 2.85 \cdot 10^{13}$ л/(мин·г) и $\bar{E}_a = 65\,600$ Дж/моль. Тогда уравнение кинетики для изменения степени гидролиза $\xi(t)$ запишется в виде

$$q \frac{d\xi}{dt} = m_{\text{cat}} Q_{\text{H}_2} = m_{\text{cat}} \bar{A} \exp\left(-\frac{\bar{E}_a}{RT_{\text{sol}}}\right), \quad \xi(0) = 0. \quad (2)$$

В наших экспериментах стальной реактор весом 1.2 кг был достаточно прочным, чтобы работать с давлениями до 120 бар. Чтобы описывать экспериментальные данные, модель теплообмена должна учитывать и нагрев реактора, и теплообмен с окружающим воздухом:

$$\begin{aligned} c_{\text{sol}} N_{\text{H}_2\text{O}}^0 \frac{dT_{\text{sol}}}{dt} &= N_{\text{NaBH}_4}^0 \Delta H_{\text{hydr}} \frac{d\xi}{dt} - \alpha(T_{\text{sol}} - T_{\text{reac}}), & T_{\text{sol}}(0) &= T_{\text{sol_0}}, \\ c_{\text{reac}} m_{\text{reac}} \frac{dT_{\text{reac}}}{dt} &= \alpha(T_{\text{sol}} - T_{\text{reac}}) - \beta S_{\text{reac}} (T_{\text{reac}} - T_0), & T_{\text{reac}}(0) &= T_{\text{reac_0}}. \end{aligned} \quad (3)$$

В уравнениях (3) неизвестный коэффициент α характеризует теплообмен раствора с реактором, а коэффициент β – свободно-конвективный теплообмен с окружающим воздухом, T_{reac} – температура реактора. Площадь поверхности реактора $S_{\text{reac}} = 0.028 \text{ м}^2$. Коэффициент α не является константой, он зависит от циркуляции раствора и процессов испарения/конденсации в реакторе. Теплоемкость реактора $c_{\text{reac}} = 500 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$. Величина β считается постоянной ($5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$), поскольку максимальные значения T_{reac} были невысокие ($<40^\circ\text{C}$). Интенсификация теплообмена происходит при росте мощности тепловыделения, и можно ожидать, что в основном α зависит от массы катализатора m_{cat} . Моделируя эксперименты, представленные на рис. 3, мы подбирали такую величину $\alpha(m_{\text{cat}})$, чтобы получить экспериментальное время гидролиза. На рис. 4 показаны экспериментальные и расчетные профили температуры раствора.

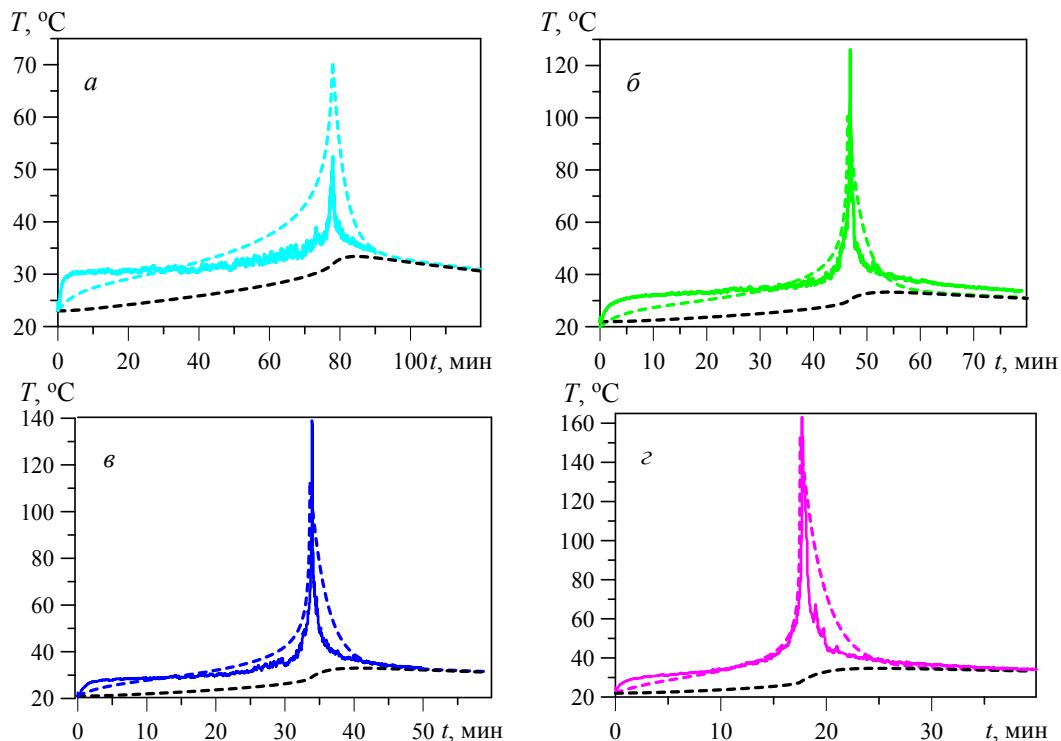


Рис. 4. Влияние количества катализатора на профиль температуры раствора NaBH_4 в теплоизолированном реакторе: $a - 0.2 \text{ г}$, $b - 0.3 \text{ г}$, $c - 0.4 \text{ г}$, $d - 0.5 \text{ г}$. $C_{\text{NaBH}_4}^0 = 4.23 \text{ моль/кг}$. Расчетные данные показаны штриховыми линиями, экспериментальные – сплошными, черная штриховая кривая – температура реактора

Полученный набор данных $\alpha(m_{\text{cat}})$ был аппроксимирован функцией

$$\alpha(m_{\text{cat}}) = \frac{0.166 + 8.365 \cdot m_{\text{cat}}^3}{1 + 23.9 \cdot m_{\text{cat}}^3}. \quad (4)$$

Используя аппроксимацию (4), были выполнены расчеты для серии экспериментов в теплоизолированном реакторе. В таблице приведены параметры нескольких серий экспериментов и экспериментальные данные сопоставлены с расчетными временами. Данные первых четырех строк таблицы использовались для настройки функции $\alpha(m_{\text{cat}})$.

Расчетная модель использует ряд упрощений: в уравнениях энергии не учитываются процессы испарения/конденсации; уравнения энергии оперируют средними температурами; считается, что порошок NaBH_4 растворяется мгновенно и весь катализатор также мгновенно начинает работать; кинетическое уравнение нулевого порядка не описывает конечную фазу гидролиза, которая всегда протекает в диффузационном режиме.

Сопоставление экспериментальных и расчетных времен гидролиза
в теплоизолированном реакторе

| $m_{\text{NaBH}_4}^0, \text{г}$ | $m_{\text{H}_2\text{O}}^0, \text{г}$ | $C_{\text{NaBH}_4}^0, \text{моль/кг}$ | $m_{\text{cat}}, \text{г}$ | $\tau_{\text{exp}}, \text{мин}$ | $\tau_{\text{calc}}, \text{мин}$ | $T_{\text{exp}}^{\max}, ^\circ\text{C}$ | $T_{\text{calc}}^{\max}, ^\circ\text{C}$ |
|---------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|----------------------------|---------------------------------|----------------------------------|---|--|
| 1.6 | 10 | 4.23 | 0.2 | 78 | 78 | 52 | 72 |
| 1.6 | 10 | 4.23 | 0.3 | 47 | 47 | 126 | 99 |
| 1.6 | 10 | 4.23 | 0.4 | 34 | 34 | 139 | 111 |
| 1.6 | 10 | 4.23 | 0.5 | 18 | 18 | 163 | 151 |
| 2.1 | 10 | 5.56 | 0.4 | 18 | 20 | 200 | 214 |
| 2.1 | 10 | 5.56 | 0.5 | 26 | 24 | 186 | 202 |
| 2.1 | 20 | 2.76 | 0.4 | 52 | 49 | 87 | 78 |
| 2.1 | 30 | 1.85 | 0.4 | 76 | 75 | 50 | 50 |
| 2.1 | 40 | 1.39 | 0.4 | 120 | 101 | 33 | 41 |
| 2.4 | 10 | 6.35 | 0.5 | 27 | 25 | 213 | 241 |

На основе сделанных упрощений при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных, можно заключить, что модель достаточно разумно описывает тенденции гидролиза в теплоизолированном реакторе. В принципе, достаточно просто учесть испарение воды в уравнении энергии, можно также добавить в модель уравнение, которое будет описывать растворение порошка NaBH_4 и последовательное высвобождение из него катализатора. Такие усложнения модели имеют смысл при проектировании реактора для конкретного приложения, но для демонстрационных целей достаточно упрощенного подхода. Также заметим, что кинетическое уравнение (2) и зависимость (4) относятся только к исследуемому катализатору и нашему реактору, т. е. они индивидуальные.

Скорость разогрева раствора существенно зависит от температуры реактора T_{reac} , которая растет тем медленнее, чем больше его масса. Взрывное ускорение гидролиза наблюдается при $T_{\text{reac}} \approx 30^\circ\text{C}$. Зависимость скорости гидролиза от температуры раствора экспоненциальная, а от количества катализатора – линейная, т. е. сокращать время гидролиза можно либо увеличивая массу катализатора, либо предварительно нагревая реактор и раствор. Скорость гидролиза при температуре 30°C в 2.4 раз больше скорости при температуре 20°C , а при температуре 45°C – в 8 раз. Другими словами, нагревая реактор перед стартом процесса, можно заметно сэкономить катализатор.

Заключение. Исследованный катализатор демонстрирует высокую устойчивость к вымыванию активного компонента при многократном его использовании и выдерживает длительные испытания, практически сохраняя свою активность в течение 20 экспериментов. Несмотря на относительно низкую эффективность этого катализатора на 1 г, при реализации процесса в теплоизолированном реакторе легко была достигнута производительность порядка 5 н.л. H_2 за 20 мин при использовании 0.4 г катализатора. Такие параметры уже приемлемы для портативных зарядных устройств. Оптимизировав вес и конструкцию реактора, можно с тем же катализатором вдвое сократить время генерации.

Энергия активации, определяемая по скорости выделения водорода, является брутто характеристикой, поскольку не различает скорость гетерогенной реакции и сорбционные свойства поверхности катализатора. Степень заполнения поверхности катализатора активными частицами зависит не только от температуры, но и от состава раствора. В результате оба коэффициента в брутто-аппроксимации Аррениуса оказываются функциями концентрации раствора. Энергия активации, полученная в брутто-приближении, не является характеристикой собственно гетерогенной реакции на кобальте.

Для реактора с теплоизоляцией приведена простая модель расчета процесса гидролиза, учитывающая тепловые потери. Использованная методика математического моделирования может быть полезной при выборе количества катализатора и концентрации раствора в зависимости от технологических требований генератора водорода.

Литература

1. Lifetime analysis of a hydrogen generator by hydrolysis of sodium borohydride / T. Vilarinho-Francoa, R. Tenub, J. Delmasa [et al.] // Energy Procedia. – 2013. – Vol. 36. – P. 1192–1201.
2. Sodium borohydride, its hydrolysis and its use as a reducing agent and in the generation of hydrogen / H. I. Schlesinger, H. C. Brown, A. E. Finholt [et al.] // J. Am Chem. Soc. – 1953. – Vol. 75. – P. 215–219.
3. Hydrogen generation from chemical hydrides / E. Y. Marrero-Alfonso, A. M. Beaird, T. A. Davis [et al.] // Ind. Eng. Chem. Res. – 2009. – Vol. 48, No. 8. – P. 3703–3712.
4. Liu, B. H. A review: hydrogen generation from borohydride hydrolysis reaction / B. H. Liu, Z. P. Li // J. Power Sources. – 2009. – Vol. 187, No. 2. – P. 527–534.
5. Santos, D. M. F. Sodium borohydride as a fuel for the future / D. M. F. Santos, C. A. C. Sequeira // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2011. – Vol. 15, No. 8. – P. 3980–4001.
6. Wee, J.-H. Sodium borohydride as the hydrogen supplier for proton exchange membrane fuel cell systems / J.-H. Wee, K.-Y. Lee, S. H. Kim // Fuel Processing Technology. – 2006. – Vol. 87, No. 9. – P. 811–819.
7. Sodium borohydride hydrolysis as hydrogen generator: issues, state of the art and applicability upstream from a fuel cell / U. B. Demirci, A. Ouardia, A. Jerome [et al.] // Fuel Cells. – 2010. – Vol. 10, No. 3. – P. 335–350.
8. Brack, P. Heterogeneous and homogenous catalysts for hydrogen generation by hydrolysis of aqueous sodium borohydride (NaBH_4) solutions / P. Brack, S. E. Dann, K. G. U. Wijayantha // Energy Science & Engineering. – 2015. – Vol. 3, No. 3. – P. 174–188.
9. Abdelhamid, H. N. A review on hydrogen generation from the hydrolysis of sodium borohydride / H. N. Abdelhamid // Int. J. Hydrogen Energy. – 2021. – Vol. 46, No. 1. – P. 726–765.
10. Recent advances in applications of Co-B catalysts in NaBH_4 -based portable hydrogen generators / V. I. Simagina, A. M. Ozerova, O. V. Komova [et al.] // Catalysts. – 2021. – Vol. 11, No. 2. – P. 268–296.
11. Kinetics of the catalytic hydrolysis of concentrated aqueous solutions of NaBH_4 on Co/TiO₂ powder / S. I. Shabunya, V. G. Minkina, V. I. Kalinin [et al.] // Kinetics and Catalysis. – 2021. – Vol. 62, No. 3. – P. 350–359.
12. Hydrogen generation from alkaline NaBH_4 solution using Co-Ni-Mo-P/ γ -Al₂O₃ catalysts / L. Wang, Z. Li, P. Zhang [et al.] // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2015. – Vol. 41, No. 3. – P. 1468–1476.
13. Hydrogen generation from alkaline NaBH_4 solution using electroless-deposited Co–Ni–W–P/ γ -Al₂O₃ as catalysts / L. Wang, Z. Li, Y. Zhang [et al.] // J. of Alloys and Compounds. – 2017. – Vol. 702. – P. 649–658.
14. Hydrogen generation from catalytic hydrolysis of sodium borohydride solution using supported amorphous alloy catalysts (Ni-Co-P/ γ -Al₂O₃) / Z. Li, H. Li, L. Wang [et al.] // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2014. – Vol. 39, No. 27. – P. 14935–14941.
15. Hydrogen generation utilizing alkaline sodium borohydride solution and supported cobalt catalyst / W. Ye, H. Zhang, D. Xua [et al.] // J. of Power Sources. – 2007. – Vol. 164, No. 2. – P. 544–548.
16. Xin, Y. Kinetic study of NaBH_4 catalytic hydrolysis using supported NiCo₂O₄ / Y. Xin, Z. Wang, Y. Jiang // Materials Research Express. – 2019. – Vol. 6, No. 12. – P. 125530.
17. Influence of the using of methanol instead of water in the preparation of Co-B-TiO₂ catalyst for hydrogen production by NaBH_4 hydrolysis and plasma treatment effect on the Co-B-TiO₂ catalyst / O. Sahin, M. S. Izgi, E. Onat [et al.] // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2016. – Vol. 41, No. 4. – P. 2539–2546.
18. Ozdemir, E. Enhanced catalytic activity of Co-B/glassy carbon and Co-B/graphite catalysts for hydrolysis of sodium borohydride / E. Ozdemir // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2015. – Vol. 40, No. 40. – P. 14045–14051.

19. CoB supported on Ag-activated TiO₂ as a highly active catalyst for hydrolysis of alkaline NaBH₄ solution / X. Shen, Q. Wang, Q. Wu [et al.] // Energy. – 2015. – Vol. 90, No. 1. – P. 464–474.
20. Lu, Y.-C. Hydrogen generation by sodium borohydride hydrolysis on nanosized CoB catalysts supported on TiO₂, Al₂O₃ and CeO₂ / Y.-C. Lu, M.-S. Chen, Y.-W. Chen // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2012. – Vol. 37, No. 5. – P. 4254–4258.
21. Catalytic hydrolysis of sodium borohydride by a novel nickel-cobalt-boride catalyst / J. C. Ingersoll, N. Mania, J. C. Thenmozhiyal [et al.] // J. of Power Sources. – 2007. – Vol. 173, No. 1. – P. 450–457.
22. Didehban, A. Experimental studies on the catalytic behavior of alloy and core-shell supported Co-Ni bimetallic nano-catalysts for hydrogen generation by hydrolysis of sodium borohydride / A. Didehban, M. Zabihi, J. R. Shahrouzi // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2018. – Vol. 43, No. 45. – P. 20645–20660.
23. Effects of the preparation solvent on the catalytic properties of cobalt–boron alloy for the hydrolysis of alkaline sodium borohydride / Y. Zou, Y. Gao, P. Huang [et al.] // Metals. – 2017. – Vol. 7, No. 9. – P. 365–376.
24. Carbon-supported cobalt catalyst for hydrogen generation from alkaline sodium borohydride solution / D. Xu, P. Dai, X. Liu [et al.] // J. of Power Sources. – 2008. – Vol. 182, No. 2. – P. 616–620.

**Л. Ю. Рошин, О. Л. Войтик, К. И. Делендик, Н. В. Коляго, Е. В. Ковальчук,
Е. П. Быкова, А. В. Бондаренко**

АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО УПРАВЛЕНИЮ СМАЧИВАЕМОСТЬЮ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Введение. Смачиваемость – поверхностное явление, возникающее на границе соприкосновения трёх фаз: твердое тело (ТТ)–жидкость–газ. Смачиваемость проявляется в частичном или полном растекании жидкости по ТТ, пропитывании ТТ. Она определяется свойствами и структурой приповерхностного слоя каждой из фаз и характеризуется краевым углом смачивания θ (КУС) капли воды, нанесенной на ТТ. КУС зависит от равновесного состояния сил поверхностного натяжения. При $\theta > 90^\circ$ поверхности являются гидрофобными, при $\theta < 90^\circ$ – гидрофильтрными [1], а при полной смачиваемости поверхности капля растекается в тонкую плёнку [2, 3]: в этом случае КУС столь мал, что провести его измерение не удаётся. Для описания состояния капли на твёрдой поверхности также используются: θ_d – динамический краевой угол смачивания (ДКУС), U_c – скорость движения линии трёхфазного контакта (ЛТК), диаметр пятна контакта [4].

На гладкой поверхности невозможно достичь значения КУС более 120° при отсутствии шероховатостей и рельефности [5]. Для этого поверхность микроструктурируют, контролируя толщину структурного слоя, размер, расстояния между микроструктурами, что позволяет модифицировать поверхность как до высокогидрофобного ($\theta > 120^\circ$) и супергидрофобного ($\theta > 150^\circ$) состояний, так и высокогидрофильтрного ($\theta < 60^\circ$) и супергидрофильтрного ($\theta < 30^\circ$) состояний.

Гидрофобные материалы [1], на которых капля не смачивает ТТ и соскальзывает с неё, обладают перспективными функциональными свойствами: водонепроницаемостью [6, 7], стойкостью к коррозии [8], устойчивостью к биообрастианию (формированию биоплёнок) и загрязнению [9, 10]. Эффект самоочищения поверхностей, связанный с высоким КУС, находит применение при эксплуатации спутниковых тарелок [11], панелей солнечных батарей [11], внешних стёкол в различных архитектурных объектах и экодомах [11] и предохраняет поверхности от заиндевения [12, 13]. Активно ведутся исследования по управлению КУС в медицине [10] и биомедицине [14], производстве технического текстиля [15], строительстве [11], мониторинге окружающей среды [16] и создании микроклимата [17, 18]. Пониженное трение ЛТК с поверхностью позволяет использовать гидрофобные поверхности в микрогидравлике, трубопроводном транспорте и судостроении. Следует отметить, что применение не ограничивается твёрдыми структурами. Существуют гибкие и эластичные мембранны [19–21], которые применяются в спортивной одежде, в разделительных мембранных установках и др. Гидрофильтрные материалы применяются в теплообменных устройствах [22–24], в текстиле [15], датчиках [25], топливных элементах, аккумуляторах [26] и суперконденсаторах [27], микрофлюидике [28], микро- и наноэлектромеханических системах (МЭМС/НЭМС) и устройствах [29].

Интерес к смачиваемым поверхностям растёт на протяжении последних тридцати лет, особенно за рубежом (рис. 1). Резкое увеличение количества работ по этой тематике наблюдалось в 2000–2005 гг., а 70% работ появились в последнее десятилетие. Такая заинтересованность исследователей связана с бурным развитием мощных мобильных электронных устройств, которые в качестве элементов своей структуры содержат тепловые трубы или миниатюрные паровые камеры [30].

Миниатюризация является естественным этапом развития в различных отраслях техники. Медицина, космическая индустрия и электроника определяют развитие исследований в

области гидродинамики газожидкостных течений в микросистемах и микроканалах [31–34]. Следует отметить, что главной задачей при разработке данных систем является обеспечение теплоотвода от источников тепла с малыми линейными размерами. Процессы, протекающие в плёночных течениях [2], определяются теплофизическими и физико-химическими свойствами теплоносителя [35], его удельным расходом, микрорельефом и смачиваемостью поверхности ТТ [36]. Управляя шероховатостью поверхности, полученной посредством специального текстурирования или нанесения различного рода покрытий, удаётся создать гидрофильные/гидрофобные поверхности с огромной удельной площадью. Микрорельеф позволяет управлять эффективной (поверхностной) энергией взаимодействия ТТ с жидкостью и, соответственно, регулировать КУС.

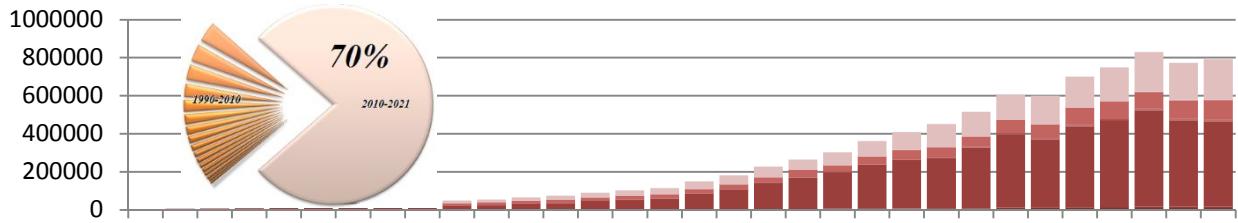


Рис. 1. Гистограммы распределения публикаций, посвящённых смачиванию поверхностей, по годам за последние 30 лет (данные «Академии гугл» по состоянию на 31.12.2021 г.)

Наноструктурированные поверхности с $\theta > 150^\circ$ и $\theta < 30^\circ$ позволяют создать на их основе эффективные двухфазные теплоотводы, тепловые трубы и паровые камеры [31]. Принцип работы подобного устройства основан на испарении жидкости в условиях вакуума внутри герметичной камеры. Испарение жидкости происходит в области подвода тепла. Пар конденсируется на холодном участке устройства, отдавая при этом скрытую теплоту парообразования, после чего жидкость перемещается обратно за счёт капиллярных сил, возникающих в гидрофильном фитиле. Для интенсификации охлаждения подобные системы комбинируют с активным охлаждением, что особенно актуально в эпоху «криптовалютной лихорадки». Увеличивающиеся мощности оборудования ставят проблему охлаждения электронных элементов во главу угла. Исследователи активно занимаются поиском новых путей обеспечения теплоотвода для продления срока оптимальной работы устройств в интервале рабочих температур [27, 29, 37, 38].

В данном обзоре представлены результаты работ отечественных и зарубежных учёных по разработке и исследованию поверхностей с контролируемой смачиваемостью. Основное внимание акцентировано на создании структурированных поверхностей с гидрофобными и гидрофильными свойствами и на применении полученных результатов. Отмечены основные проблемы, включая старение и деградацию модифицированных поверхностей, невысокую износостойкость и необходимость очистки гидрофильных поверхностей. Обобщены и систематизированы данные, представляющие интерес для разработки перспективных и конкурентоспособных модифицированных покрытий.

Модели, описывающие смачиваемость наноструктурированных материалов. Значение КУС на ЛТК меняется до некоторого равновесного значения ($\theta > 0$ в случае частичного смачивания, $\theta \rightarrow 0$ в случае полного смачивания) [35]. На плоской, гладкой и химически однородной поверхности равновесный КУС θ определяется уравнением Юнга:

$$\cos\theta = (\sigma_{\text{tt}} - \sigma_{\text{тж}})/\sigma_{\text{жт}},$$

где σ_{tt} , $\sigma_{\text{тж}}$ и $\sigma_{\text{жт}}$ – коэффициенты поверхностного натяжения на границах раздела фаз твердое тело–газ, твердое тело–жидкость и жидкость–газ соответственно, Н/м² [34].

Реальные поверхности имеют шероховатости с коэффициентом шероховатости R (отношение реальной площади поверхности $S_{\text{реал}}$ к видимой $S_{\text{вид}}$).

Взаимодействие микрорельефа поверхности с жидкостью описывается двумя принципиально различными механизмами смачивания – состоянием Венцеля и состоянием Касси–Бакстера (рис. 2). В первую очередь они определяются свойствами и структурой поверхностного слоя.

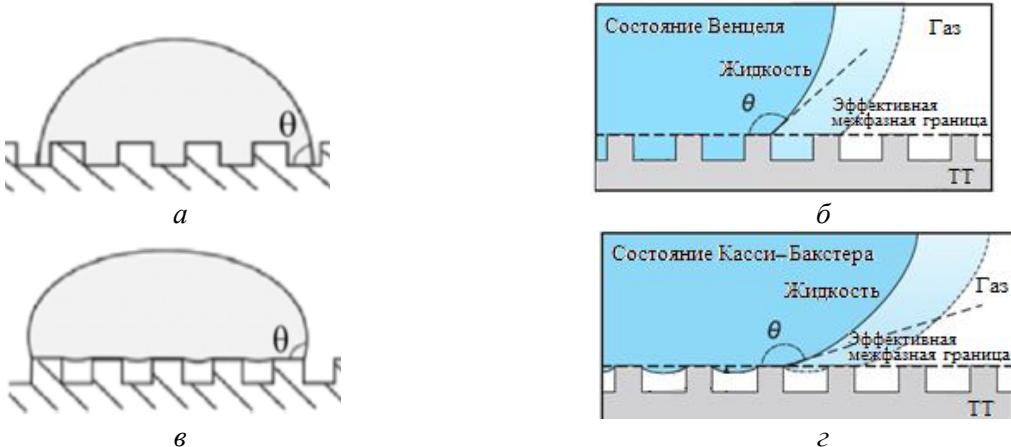


Рис. 2. Схемы смачивания микроструктурированных поверхностей при статическом КУС [39, 40] в соответствии с моделью Венцеля (а) и моделью Касси–Бакстера (в), [41]; смещение ЛТК при ДКУС в состоянии Венцеля (б), Касси–Бакстера (д) [42]

Механизм Венцеля [40] (рис. 2, а, б): в микроуглублениях на поверхности отсутствует воздух, поэтому жидкость проникает в них и собирается в капли без растекания по материалу (гомогенный режим смачивания). В случае смачивания шероховатой поверхности реальная площадь контакта будет больше видимой в R раз, соответственно энергия взаимодействия на границе раздела фаз той же площади будет отличаться в R раз, поэтому шероховатость гидрофильной поверхности улучшает смачиваемость, а гидрофобной – ухудшает:

$$\cos \theta_B = R \cos \theta,$$

где θ_B – КУС Венцеля.

Механизм Касси–Бакстера (рис. 2, в, д) [42]: капля контактирует только с верхней частью рельефа, не взаимодействуя с углублениями на поверхности ТТ из-за находящегося внутри воздуха (гетерогенный режим смачивания):

$$\cos \theta_K = \varphi_{\text{тж}} - 1 + \varphi_{\text{тж}} \cos \theta,$$

где θ_K – КУС Касси–Бакстера, $\varphi_{\text{тж}}$ – доля контакта жидкость–твердое тело, $(1 - \varphi_{\text{тж}})$ – доля контакта жидкость–газ. Больших значений θ_K достигает только при малой доле контакта жидкость–ТТ на межфазной границе [42].

Различают механизм Касси и механизм Касси–Бакстера. Уравнение Касси описывает эффективный угол смачивания на химически неоднородной поверхности, когда жидкость полностью покрывает как гладкие, так и шероховатые неоднородные поверхности:

$$\cos \theta_K = s_1 \cos \theta_1 + s_2 \cos \theta_2,$$

где θ_1, θ_2 – КУС для компонентов 1 и 2 с относительной площадью поверхности s_1 и s_2 в композитном материале соответственно. При наличии более двух материалов применим принцип суперпозиций.

Для поверхностей с упорядоченной структурой наблюдается смешанное состояние. Оно предполагает, что определённая часть полостей текстуры заполняется жидкостью, а ос-

тавшаяся часть – газом. Подобной поверхностью имитируют природные текстуры (например, лист лотоса, рис. 3), воспроизведение и улучшение их характеристик позволяет добиться устойчивого КУС для последующего применения в различных системах и устройствах.

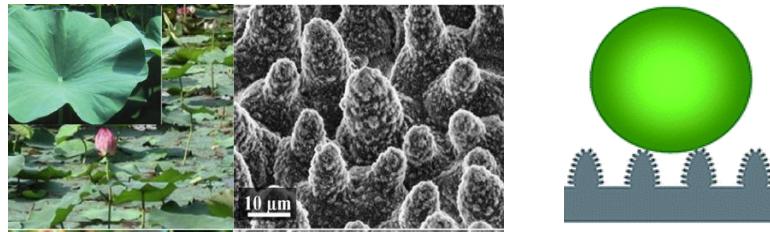


Рис. 3. Природное структурирование поверхности листа лотоса [43]

Согласно уравнению Юнга [34] для каждой системы при заданных давлениях и температуре равновесный КУС имеет единственное значение. При этом когда капля жидкости находится в неподвижном состоянии на ТТ, размер капли не меняется в течение всего измерения. При воздействии внешних факторов (седиментация, испарение, химические/физические взаимодействия) КУС может самопроизвольно изменяться со временем, поэтому кроме статических характеристик (КУС) необходимо изучать динамические характеристики (ДКУС и гистерезис). Растекание капли, пятна, царапины на образце, любая неоднородная поверхность могут отрицательно влиять на точность измерений КУС, но могут быть сведены к минимуму в динамических методах.

Краевой угол смачивания бывает наступающим (θ_a) и отступающим (θ_r), измерение проводится методом наклона подставки, методом изменения объема и методом пластины Вильгельми (рис. 4) [44].

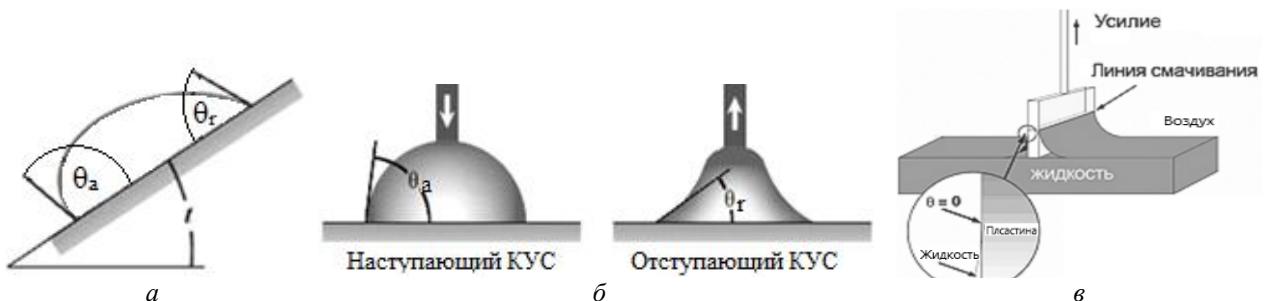


Рис. 4. Методы измерения краевого угла смачивания: *а* – наклонный; *б* – изменения объёма; *в* – пластины Вильгельми [45]

Задержка в установлении статического КУС, возникающая в результате различных значений КУС в точках соприкосновения взаимодействующих фаз, называется гистерезисом КУС. Гистерезис КУС θ_h является разницей между наступающим КУС θ_a (рис. 4, *a*) и отступающим КУС θ_r (рис. 4, *б*) [45–52]:

$$\theta_h = \theta_a - \theta_r.$$

Наступающий угол θ_a (всегда больше статического угла) – наибольший КУС, достигаемый перед тем как ЛТК начинает двигаться в сторону газовой фазы, при увеличении межфазной поверхности из-за добавления дополнительного количества жидкости. Отступающий КУС θ_r (всегда меньше равновесного угла) – минимальный КУС, достигаемый перед тем как ЛТК начинает движение в сторону жидкой фазы при уменьшении объема жидкой капли. Угол в точке соприкосновения поверхности жидкости с сухой поверхностью ТТ имеет большее значение, чем при соприкосновении с предварительно смоченной поверхностью того же ТТ. При неподвижной ЛТК статический КУС принимает определенное значение в интервале $\theta_r \leq \theta \leq \theta_a$.

θ_a и θ_r могут быть измерены при различных значениях скорости перемещения фронта жидкости U . Для низких скоростей (порядка 1 мкм/с) значения углов будут близки или равны статическому. Каждая определённая система жидкость–ТТ–газ обладает своим конкретным значением скорости перемещения ЛТК U_c . При $U > U_c$ движение ЛТК равномерное, а при $U < U_c$ – неравномерное и скачкообразное (рис. 5) [45].

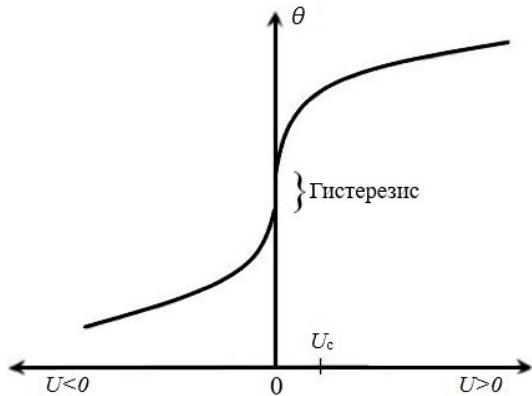


Рис. 5. Типичная экспериментальная зависимость ДКУС от скорости перемещения ЛТК (при $U > 0$ ЛТК наступает, при $U < 0$ – отступает [45])

На рис. 6 продемонстрирована немонотонная зависимость θ от степени шероховатости [45]. Минимумы отступающего КУС θ_r объясняются в рамках модели «с параллельными бороздками». При движении ЛТК параллельно бороздкам на шероховатой поверхности необходимо преодолеть энергетические барьеры при многочисленных зацеплениях. Когда впадины достаточно глубоки, пузырьки воздуха остаются в них под слоем жидкости. Такая сложная структура обладает меньшим энергетическим барьером, поэтому θ_r уменьшается. Когда впадины становятся достаточно глубокими, угол увеличивается.

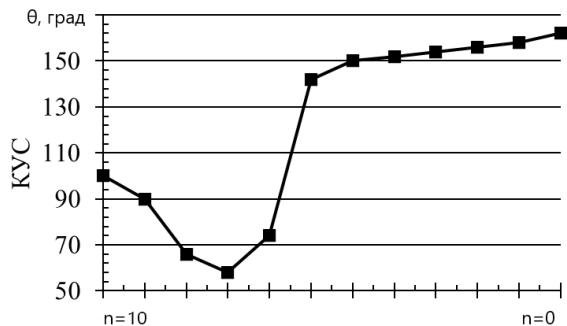


Рис. 6. Зависимость отступающего КУС для системы воздух–вода–фторуглеродный воск от количества бороздок (n) [45]

Экспериментально гистерезис определяется путём погружения пластины в жидкость и её последующего выталкивания (рис. 6). Важным параметром является порог сил на единицу длины, под действием которой ЛТК наступает:

$$f_c^+ = \sigma_{жг} (\cos \theta - \cos \theta_a)$$

или отступает:

$$f_c^- = \sigma_{жг} (\cos \theta_r - \cos \theta).$$

Численное значение гистерезиса определяется по следующему уравнению:

$$H = \sigma_{жг} (\cos \theta_r - \cos \theta_a).$$

По значению гистерезиса КУС можно судить о гладкости и однородности поверхностей. Поверхность считается достаточно гладкой и ровной, если гистерезис $\theta_a - \theta_r \leq 5^\circ$. Супергидрофобные поверхности характеризуются большим значением ДКУС и малым значением

гистерезиса ($\theta_a \approx \theta_r$), за счёт чего ослабляются силы пиннинга (закрепление ЛТК при контактном смачивании на неоднородностях поверхности). Это позволяет капле воды беспрепятственно перемещаться по такой поверхности.



Рис. 7. Изменение силы на единицу длины при погружении пластины в жидкость и извлечении (за вычетом подъемной силы) [45]

Для описания процесса смачивания используются подходы на основе кинетики молекулярных процессов [53, 54], происходящих на ЛТК, и подходы гидродинамики, где оценивается влияние вязких напряжений на изменение КУС при движении ЛТК. Эти подходы основываются на взаимосвязи параметров, характеризующих процесс растекания капли: ДКУС, регистрируемого при движении ЛТК, и скорости перемещения ЛТК (U_c , мкм/с) [45].

При малых скоростях (1–3 мкм/с) перемещения ЛТК применима молекулярно-кинетическая модель, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами. Согласно молекулярно-кинетической теории ДКУС зависит от среднего расстояния между перемещениями капли λ и равновесной частоты случайных молекулярных перемещений K_ω , происходящих в трехфазной зоне. Эти параметры определяются по экспериментальной кривой и равны $\sim 10^{-9}$ м и $\sim 10^6$ с⁻¹ соответственно [45]. Тогда выражение для скорости перемещения ЛТК имеет вид

$$U_c = \frac{\sigma_{жг}}{\xi} (\cos \theta - \cos \theta_d),$$

где $\xi = k_B T \lambda^3 / K_\omega$ – коэффициент трения ЛТК, Па·с, k_B – постоянная Больцмана, Дж·К⁻¹, T – температура, К.

Согласно гидродинамической теории для нахождения ДКУС используется соотношение

$$\theta_d = \theta \pm \left(\frac{9fU_c}{\sigma_{жг}} \right) \ln \left(\frac{L}{b} \right), \quad (1)$$

где b – длина скольжения, м; L – характерный масштаб длины внешней области потока (каспиллярная длина), м:

$$L = \sqrt{\frac{2\sigma_{жг}}{\rho g}},$$

где ρ – плотность жидкости, кг/м³; g – ускорение свободного падения, м/с².

Уравнение (1) применимо для больших КУС, вплоть до 150°. Сильное расхождение (порядка 70%) может наблюдаться при очень малых ($Ca < 10^{-4}$) и очень больших значениях капиллярных чисел ($Ca > 0,1$) [45].

Основываясь на положениях гидродинамики и неравновесной термодинамики, зависимость между ДКУС и статическим КУС θ [45] может быть записана как

$$\theta = ar \cos \left(\frac{\Gamma_a \cos \theta_a + \Gamma_r \cos \theta_r}{\Gamma_a + \Gamma_r} \right),$$

где

$$\Gamma_r = \left(\frac{\sin^3 \theta_r}{2 - 3 \cos \theta_r + \cos^3 \theta_r} \right)^{1/3}, \quad \Gamma_a = \left(\frac{\sin^3 \theta_a}{2 - 3 \cos \theta_a + \cos^3 \theta_a} \right)^{1/3}.$$

Наибольший интерес представляют смачивающие и гидродинамические свойства супергидрофобных поверхностей с газом в полостях структуры, устойчивость этого состояния для текстур с различной геометрией, причины перехода состояния Касси–Бакстера в состояние Венцеля [46, 47].

Методы структурирования поверхности. Целью исследователей и разработчиков остается воспроизведение уникальных природных свойств поверхностей, а также создание поверхностей, обладающих заданной смачиваемостью [34]. Основные способы модификации поверхностей нацелены на создание многомодальных шероховатостей на подложке. Варьирование режимов формирования позволяет управлять шероховатостью и достигать необходимого КУС поверхности. Удаётся получать супергидрофильные либо супергидрофобные структуры на подложке одного материала, что весьма практично.

Также необходимого гидрофобного состояния поверхности добиваются путём нанесения особых составов (гидрофобизаторов). Недостатком подобных веществ является отсутствие стабильного гидрофобного эффекта. Колебания температуры или давления приводят к изменению поверхностного натяжения. Это непостоянство вызывает затруднения при проектировании различных приборов, например, теплоотводящих элементов МЕМС/НЭМС устройств.

Способы получения можно разделить на две группы [47]: неупорядоченные (осаждение, сублимация, контролируемая полимеризация, синтез наностержней и нанотрубок, электрохимические методы и др.) и упорядоченные (шаблонные, использующие упорядоченные матрицы, а также все литографические методы, включая электронное и реактивное травление рельефа поверхности) (таблица).

Упорядоченные поверхности, подразумевающие текстирирование с заранее заданной топологией, зачастую основаны на травлении (пучками электронов, ионов или химическими методами) либо на репликации (литография и использование естественных шаблонов: двумерные фотонные кристаллы, анодированный оксид алюминия).

Большая часть работ совмещает микро- и наноструктурирование [88–90]. Полученные поверхности позволяют увеличить КУС, уменьшить гистерезис КУС, а также повысить устойчивость состояния Касси–Бакстера на таких поверхностях. Микромасштаб получают в основном литографическими методами. Он определяет микросвойства поверхности, длину скольжения и управляет формой микротекстуры. Нанотекстура, в свою очередь, применяется для улучшения свойств смачивания этих поверхностей. Она может быть как упорядоченной, так и иметь сложный хаотичный рельеф. Достигается это комбинацией способов получения структурированных поверхностей (например, синтез массивов нанотрубок или наностержней из газовой фазы CVD) [85, 86, 91]. Также может производиться дополнительная химическая модификация поверхности

В зависимости от материала существуют несколько вариантов гидрофобизации. Один из них – с помощью газовой фазы или в растворе за счёт физической адсорбции [64]. Для улучшения свойств могут использоваться гидрофобные производные алкантиолов [91, 92], силанов [93, 94], жирных кислот [95] и др.

Методы получения неупорядоченных

| Метод | Размер наноструктур и регулирование | Достоинства |
|--|---|---|
| 1 | 2 | 3 |
| <i>Неупорядоченные</i> | | |
| Атомарное осаждение слоев из газовой фазы АОС (ALD) [47, 49, 51, 52, 57] | Толщина покрытия <10 нм, управление однородностью на уровне 0,1 нм | Высокое качество пленки (высокая стехиометрия, малое количество пор, возможность управления механическими напряжениями), конформность покрытия рельефа 100% при аспектном соотношении 60:1 |
| Химическое осаждение из газовой фазы ХОГФ (CVD) [48, 51, 55, 57] | Толщина покрытия >10 нм, управление однородностью на уровне 1 нм | Высокое качество плёнки (высокая стехиометрия, малое количество пор, возможность управления механическими напряжениями), конформность покрытия рельефа 100% при аспектном соотношении 10:1 (покрытие ступеньки не гарантируется), высокая скорость процесса |
| Физическое осаждение из газовой фазы ФОГФ (PVD) [50, 51, 57] | Толщина покрытия >20 нм, управление однородностью на уровне 5 нм | Высокое качество плёнки (долговечность, стойкость к истиранию, стехиометрия, возможность управления механическими напряжениями), конформность покрытия рельефа 50% при аспектном соотношении 10:1 |
| Реактивное ионное травление РИТ (RIE) [55] | 0,3–0,5 мкм | За счет химических реакций увеличивается скорость и селективность травления при одновременном снижении теплового и радиационного воздействия на резистивные материалы (в сравнении с обычным ионным травлением), а также повышается точность переноса угловых и линейных размеров на рабочий материал из-за отсутствия эффекта переосаждения удаляемого материала |
| Электрохимические методы [51, 58–65] | В электрохимических ячейках можно получать сфероподобные частицы размером от 10 нм, наностержни длиной 80–120 нм, пористые пленки | Простота, получение анизотропных частиц, не требует дорогостоящего оборудования, управление синтезом наночастиц, не требуются квалифицированные операторы, хорошая воспроизводимость |
| Золь-гель метод [56, 57, 66–69] | 20 нм | Доступность, технологичность, позволяет частично регулировать распределение, размер и стабильность наночастиц, а в большинстве случаев метод обеспечивает гомогенность |
| Фемтосекундное лазерное облучение [70–74] | 1–10 мкм | Не требует сверхвысокого вакуума, создание сложной морфологии на поверхности, упорядоченных и хаотичных структур, использование подложек из различных материалов |
| Контролируемая полимеризация [75] | 5–30 мкм | Высокая скорость процесса, простота, широкий спектр мономеров, низкая стоимость |

и упорядоченных микро- и наноструктур

| Недостатки | Примечание |
|---|--|
| 4 | 5 |
| <i>микро- и наноструктуры</i> | |
| Требования к давлению от 10^2 до 10^4 Па, сложное и дорогостоящее оборудование | |
| Требования к вакууму от 10^{-5} Па до 10^{-6} Па, использование специальных дорогостоящих реагентов, дорогое и сложное оборудование | Все методы осаждения из газовой фазы различаются по способу инициации химических реакций или физических процессов и условий осаждения (температуры, давления, способа транспортировки газов/паров в область подложки и т. д.) |
| Требования к вакууму от 10^{-4} до 10^{-7} Па, дорогое оборудование, трудоемкость или невозможность покрытия изделий сложной формы | |
| Низкие скорости травления ($0,1\text{--}1$ нм/с); разрушение контактных масок, деградация электрофизических параметров структур и необходимость охлаждения образцов при травлении, наличие углового рассеяния | Разрешение РИТ определяется анизотропией материала: чем выше этот показатель, тем меньшее искажение размеров рисунка переносится с маски на слой рабочего материала и тем лучше метод подходит для элементов субмикронных размеров |
| Для некоторых материалов требуется трудоёмкое осаждение из расплава или органической фазы | На текстуру осадка влияют различные факторы: растворитель (его природа, температура, наличие поверхностно-активных веществ), природа и концентрация ионов целевого вещества и дополнительных компонентов, адгезионные свойства осаждаемых частиц, параметры осаждения (потенциал, плотность тока, форма и частота импульсов) |
| Полидисперсность частиц, невозможность получения анизотропных частиц и пространственно-упорядоченных систем, взаимодействие частиц с растворителем, долгий процесс удаления растворителя, сушка и обжиг покрытий и монолитных изделий может приводить к усадке (до 70% для полимеров) | Модификации метода подразделяются по способу получения золя, по условиям образования геля, по приемам удаления дисперсионной среды, по виду добавок (коагулянты, пептизаторы, ПАВ и др.). К параметрам регулирования относятся: концентрация растворов, температура, pH, время синтеза, природа и концентрация ПАВ и высокомолекулярных соединений |
| Сложное оборудование и его настройка под нужный процесс, минимальные размеры зависят от длин волн лазерного излучения и мощности лазера. | Свойства материала можно изменять локально, подвергая соответствующей обработке |
| Сложность получения полимеров с заданными молекулярно-массовым распределением | Обеспечивает формирование структур с высокими прочностными характеристиками, возможно усложнение архитектуры синтезируемых полимеров, которая позволяет получать материалы с ранее недостижимыми свойствами |

| 1 | 2 | 3 |
|--|-----------------------------|---|
| Атомное послойное осаждение в вакууме [76, 77] | Плёнки толщиной около 1 нм | Получение очень равномерных по толщине и составу плёнок из-за самоограничения реакций, получение очень тонких плёнок и возможность контролировать толщину |
| Гидротермальный синтез [78–80] | Порошок с частицами 4–18 нм | Сравнительная простота, получение монодисперсных нанопорошков с размерами частиц в единицы нанометров |

Упорядоченные

| | | |
|--|--|---|
| Метод шаблонов (выращивание целевой структуры на готовом шаблоне) [52, 81, 82] | Возможно формирование структур с размерами около 100 нм | Получение композиционных материалов, nano-структур с заданной геометрией Для твёрдых шаблонов: точно упорядоченные размеры и пористость, простота использования Для мягких шаблонов: простота использования, работа в растворах |
| Электронно-лучевая литография (ЭЛЛ) [65, 83, 84] | Сканирующая 50–500 нм Полная проекция 90–850 нм | Сканирующая ЭЛЛ: отсутствие необходимости в шаблоне, высокая разрешающая способность Проекционная ЭЛЛ: высокая производительность и разрешающая способность в сравнении со сканирующей |
| Фотолитография [58, 81, 82] | Разрешающая способность достигает 100 нм и определяется длиной волны излучения, качеством применяемой при экспонировании оптики и свойствами фоторезиста | Контактная: универсальность, массовость, технологичность, возможность автоматизации Проекционная: универсальность, массовость, технологичность, более чистые условия по сравнению с контактной, автоматизация и масштабируемость |
| Наноимпринт литография НИЛ (NIL) [55, 87] | 30–50 нм, при теоретическом 10–20 нм | Дешевизна, подходит для массового производства, многократное использование штампов |
| Наноимпринт литография на основе золь-гель материалов [41, 85–87] | 10 мкм | Перспективность для получения поверхностей с двойным текстурированием, позволяет получать пористость с размером пор до 100 нм |

Продолжение таблицы

| 4 | 5 |
|---|--|
| Дороговизна, требуется вакуум 10^{-1} – 10^{-4} Па, высокая температура 150–500 °С, очень высокие требования к чистоте реагентов, маленькие размеры подложек, ограничение по типу наносимых на подложку материалов | Многократные кратковременные реакции в газовой камере позволяют вырастить на подложке плёнку с заданным количеством монослоев |
| Дороговизна оборудования и невозможность наблюдения за кристаллами в процессе роста, повышенная температура (>100 °С) и давление (> 10^5 Па) | Для получения нанопорошков применяются два метода: первый – это реакция высокотемпературного гидролиза исходных соединений в автоклаве; второй – сначала проводится реакция при комнатной температуре, а затем продукты реакции подвергаются гидротермальной обработке в автоклаве |
| <i>микро- и наноструктуры</i> | |
| Для твёрдых шаблонов: удаление шаблона может исказить полученную целевую структуру, ограниченность типов выращиваемых материалов Для мягких шаблонов: менее упорядоченная структура шаблона, проблемы стабильности шаблона и его синтеза; шаблон и реагент должны прочно механически связываться, если нужно получить упорядоченную структуру | Существуют два типа шаблонов: твёрдые (пористый оксид алюминия, мезопористый углерод, полимерные микросфераe) и мягкие (ПАВ, биополимеры, высокомолекулярные соединения различной структуры, например, блоксополимеры) |
| Малая производительность, очень точная настройка ускоряющего напряжения (иначе происходит нежелательное расширение экспонированных областей), разогрев маски при поглощении электронов снижает качество получаемой микроструктуры Сканирующая ЭЛЛ: сложное оборудование, помещение пластины в вакуум Проекционная ЭЛЛ: сложное оборудование, помещение пластины в вакуум, сложности изготовления шаблонов-фотокатодов | Формируемые структуры могут служить в качестве шаблонов для других видов литографии |
| Контактная: дорогое и сложное оборудование, высокие требования к чистоте реактивов и рабочего помещения, сильное влияние дефектов на процесс экспонирования, трудоёмкое нанесение фоторезиста на сложные поверхности Проекционная: дорогое и сложное оборудование, высокие требования к чистоте реактивов и рабочего помещения, трудоёмкое нанесение фоторезиста на поверхности сложной формы | Экспонирование производится светом (видимым или ультрафиолетовым) |
| Сложности совмещения штампа с уже существующей топологией на пластине, необходимость частой очистки штампа и нанесения антиадгезионного слоя, повышенные требования к качеству штампа | В отличие от других способов литографии в микроэлектронике НИЛ не требует сложных и дорогостоящих оптических или электронно-лучевых систем |
| Усложнение технологического процесса в сравнении с обычным наноимпринтингом из-за увеличения количества операций и оборудования | Дополнительное текстурирование усиливает свойства поверхности |

В работе [57] методом наноимпринт-литографии были получены микротекстурированные образцы на основе аморфного оксида кремния с КУС до 140° .

Полидиметилсилоксан (ПДМС) – это материал с низкой поверхностной энергией. Благодаря простоте деформации и гидрофобным свойствам, супергидрофобные материалы могут быть получены из ПДМС различными методами (см. рис. 8) [73, 86, 95]. В частности, авторы [95] обрабатывали ПДМС с применением CO₂-импульсного лазера в качестве источника возбуждения. КУС для обработанного ПДМС (рис. 8, *a*) составил 175° , что авторы объясняют пористостью и упорядоченностью цепей поверхности ПДМС.

В работе [73] показано использование лазерной гравировки для получения шероховатой супергидрофобной поверхности.

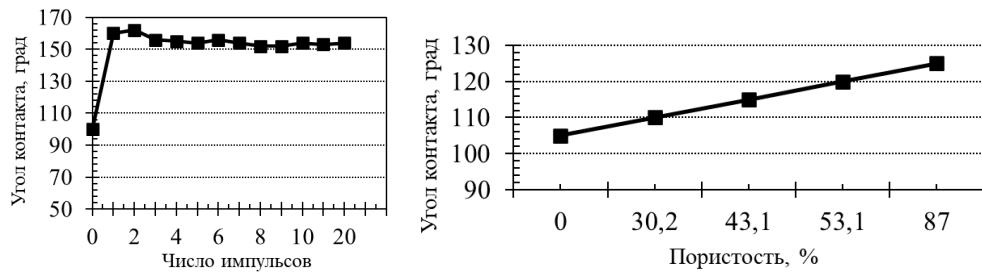


Рис. 8. Изменение КУС капель воды на обработанных образцах ПДМС (*а*) с увеличением числа импульсов и пористом ПДМС (*б*), полученном солевым методом, в зависимости от пористости ($P < 0,05$) [95]

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси были получены микроструктурированные медные поверхности с различными КУС (рис. 9) [96]. Образцы покрытий, изготовленные при малых плотностях тока, имели крупнозернистую кристаллическую структуру, ориентированную к основанию относительно покрытия. На образцах наблюдался плотный полублестящий осадок с более совершенной структурой по сравнению с покрытиями, полученными при высоких плотностях тока. Это свидетельствует о преимущественном росте одинаково ориентированных кристаллов. Повышение плотности тока приводило к увеличению катодной поляризации, в связи с этим увеличивалась скорость образования центров кристаллизации, т. е. число кристаллов, возникающих на покрываемой поверхности в единицу времени, а структура осадков становилась мелкозернистой.

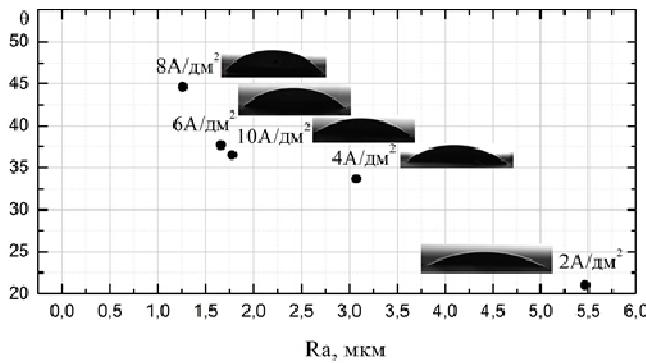


Рис. 9. Зависимость КУС поверхности от размера её шероховатостей и плотности приложенного к ней тока, определённая с учётом средней крутизны излома микрорельефа поверхности: 1 – $j = 8 \text{ A/dm}^2$; 2 – 6; 3 – 10; 4 – 4; 5 – 2 [96]

Измерялся макроскопический кажущийся угол смачивания поверхности (угол наклона поверхности жидкости по отношению к плоскости, на которую проецируется профиль ТТ) с учетом средней крутизны излома (рис. 9). Подтверждено, что шероховатость гидрофильтрной поверхности улучшает смачиваемость, а гидрофобной – ухудшает.

В работе [97] показано применение особых структурированных покрытий в микросистемах, позволяющих создавать эффективное устройство для разделения водной и маслянистой фаз (рис. 10). Подготовленное покрытие сетчатой плёнки проявляет особую смачивающую способность с супергидрофобными и супергидрофильтрными характеристиками. Форма капли воды

на сетке с покрытием позволяет достичь $\theta = (156,2 \pm 2,88)^\circ$ и угла скольжения 48° (рис. 10, *a*). На обработанной сетке, покрытой плёнкой, капля дизельного топлива быстро растекается по плёнке и проникает сквозь неё всего за 240 мс (рис. 10, *б*). Также очевидно, что на гидрофобность плёнок, покрывающих сетки, влияет размер пор (рис. 10, *в*) [53, 54, 97, 98].

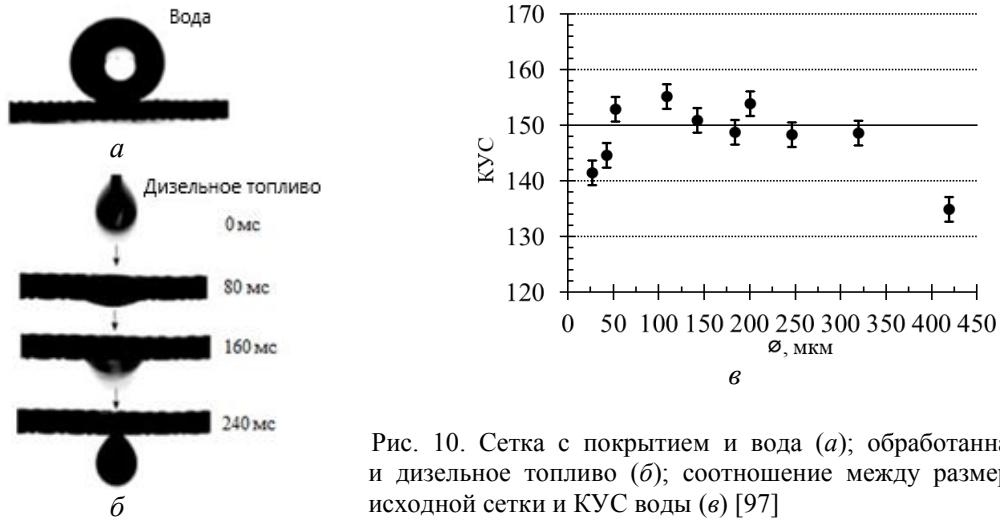


Рис. 10. Сетка с покрытием и вода (*а*); обработанная сетка и дизельное топливо (*б*); соотношение между размером пор исходной сетки и КУС воды (*в*) [97]

Авторы [99] занимались обработкой поверхности спутниковых антенн супергидрофобным покрытием, позволяющим снизить адгезию снега к металлическим поверхностям. Авторами [100] предлагались текстильные волокна с наноструктурированной поверхностью, из которых можно производить водозащитную одежду на хлопковой основе. В электроэнергетике при использовании проводов линий электропередачи, покрытых супергидрофобными плёнками, значительно снизился шум, связанный с коронными разрядами, вызываемыми каплями на поверхности проводников [101].

Старение и деградация поверхности, ДКУС. При получении материала с уникальными свойствами сразу возникает проблема их сохранения на как можно более длительный срок. Это имеет значение при оценке потенциальных областей применения полученных структур в эксплуатационных условиях. Следует заметить, что стабильность покрытия определяется его свойствами, особенностями эксплуатации, а также характером взаимодействия с окружающей средой [1]. Пыль, неоднородность участков поверхности в виде пятен, царапин, химические вещества органической природы на поверхности модифицированного материала оказывают непосредственное влияние на КУС.

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси изучалось влияние межоперационного хранения частей паровой камеры на КУС [37, 96]. Исследования проводились на меди, поверхность которой после модификации являлась гидрофильной, а результаты измерений КУС коррелировали с моделью Венцеля (шероховатость гидрофильной поверхности улучшает её смачиваемость). Спустя неделю КУС увеличивались и становились больше 90° , при этом увеличение шероховатости поверхности приводило к ухудшению её смачиваемости. Образцы утрачивали свои гидрофильные свойства при межоперационном хранении и становились гидрофобными, что объясняется загрязнением поверхности органическими веществами. При активации в аммиачном растворе образцы восстанавливали свои гидрофильные свойства. Проведённые исследования показывают необходимость немедленной сборки частей готовой паровой камеры без промежуточного хранения элементов. В случае невозможности избежать межоперационного хранения следует проводить активацию поверхностей перед сборкой.

В работе авторов [50] предложено добавлять TiO_2 в гидрофобизирующее покрытие, чтобы сохранить несмачиваемость поверхности на стёклах зданий. Показано, что при оптимальной концентрации TiO_2 КУС воды за 75 суток уменьшается с 150° до 140° , а для гидро-

фобного покрытия без добавок TiO_2 – с 148° до 100° . Эффект возникает за счёт фотокаталитической активности: под действием УФ-излучения в присутствии TiO_2 органические материалы окисляются до CO_2 .

Управление смачиваемостью поверхности может подразумевать не только получение стабильного эффекта в нужном диапазоне КУС, но также формирование структур, способных при необходимости изменять состояние поверхности с гидрофильного на гидрофобное и наоборот. Наиболее ярким примером устройств, основанных на переключаемом КУС, служат камеры LG [102], базирующиеся на технологии «жидких линз» (рис. 11), с недавних пор применяемые в некоторых смартфонах. Также следует упомянуть о некогда популярных монохромных дисплеях, применяемых в энергоёмких электронных книгах [101], где успешно реализована электросмачиваемость.

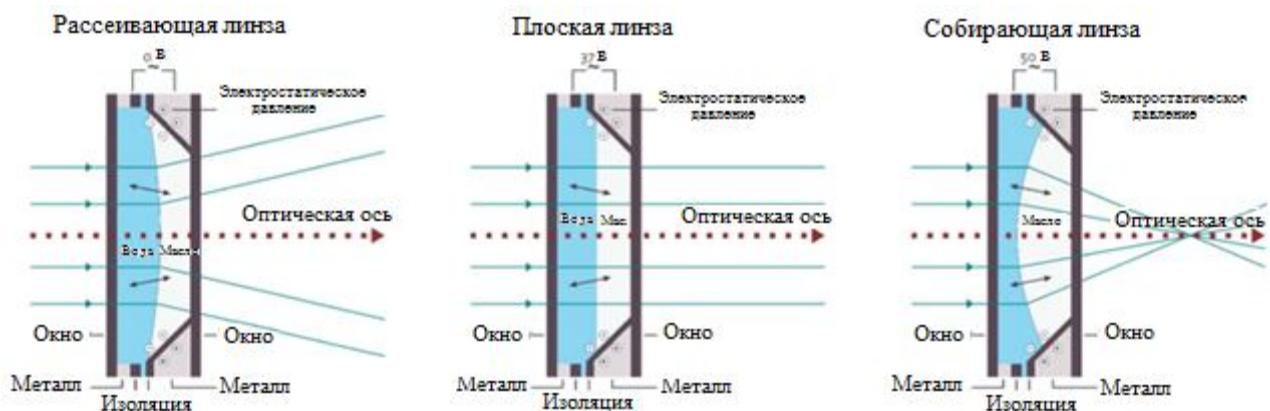


Рис. 11. Схематическое представление жидкого линзы: в зависимости от приложенного напряжения линза может быть рассеивающей, плоской или собирающей [99]

Электросмачивание – это изменение смачиваемости поверхности под воздействием электрического тока или поля (рис. 12). Капля воды помещается на металлическую подложку, покрытую гидрофобной пленкой. Благодаря силам поверхностного натяжения на несмачивающейся поверхности капля принимает шарообразную форму (рис. 12, а). Если между металлической подложкой и каплей на гидрофобном изоляторе приложить напряжение порядка 20 В, то КУС резко изменится и капля растечется по поверхности (см. рис. 2, б). После отключения напряжения капля вернётся в исходное шарообразное состояние. В таком виде эффект не нашёл широкого применения, упомянутые выше монохромные дисплеи используют две несмешивающиеся жидкости с разной плотностью, находящиеся в замкнутом пространстве (рис. 12, в, г). Существенным минусом устройств, основанных на эффекте электросмачиваемости, является необходимость в постоянном источнике питания. По мере истощения аккумулятора устройство теряет свои функциональные свойства.

Кроме того, существуют так называемые аддитивные материалы, способные изменять состояние поверхности под воздействием внешних факторов, переходя из гидрофобного в гидрофильное состояние и обратно. Известно обратимое изменение свойств модифицированных поверхностей для цинка [66, 103–105], олова [106], титана [67, 107, 108] и вольфрама [109]. В качестве источника, заставляющего приповерхностный слой материала изменять свои свойства, применяют УФ-излучение, термообработку, облучение, обработку растворами, электрическое поле либо изменение pH. Например, при фотопереключении [1] предполагается, что при самоочистке поверхности реализуются два механизма. Первый подразумевает, что под действием УФ-излучения происходит фотокаталитическое разложение органических загрязнений, а также гидрофилизация поверхности за счёт инициированной излучением дополнительной адсорбции молекул воды. Поверхности проявляют свои самоочищающиеся свойства при воздействии окружающей среды – осадков или искусственного орошения. Спустя некоторое время в условиях темноты поверхность восстанавливает своё супергидро-

фобное состояние. В работу включается второй механизм, связанный с захватом загрязнений, имеющих слабую адгезию к стеклу. Примером структур с переключаемой смачиваемостью служат наноструктурированные плёнки TiO_2 , выращенные на стекле (рис. 13) [63].

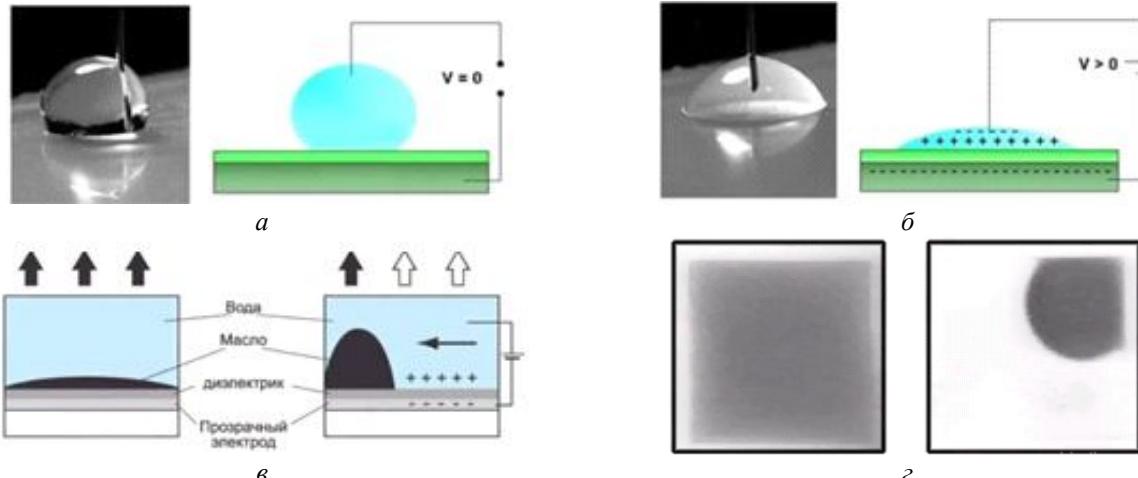


Рис. 12. Электросмачиваемость: *а* – капля воды без напряжения; *б* – капля воды с приложенным напряжением; *в* – схематичное изображение ячейки монохромного дисплея; *г* – ячейка монохромного дисплея без напряжения и под напряжением ~ 20 В

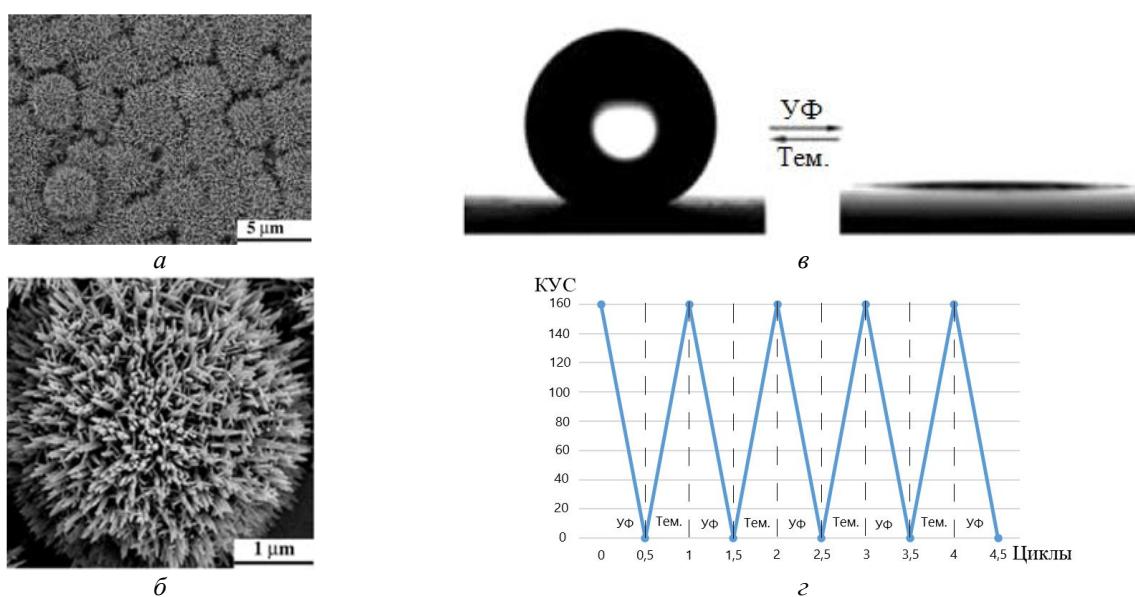


Рис. 13. Обратимый переход наноструктурированной поверхности TiO_2 [67]: *а* – СЭМ-изображение плёнки из нанострекней TiO_2 , нанесенной на стеклянную пластину; *б* – морфология отдельного объекта при большом увеличении; *в* – фотография сферической капли воды с КУС 154° (слева) и плоской водяной плёнки до и после воздействия УФ-излучения соответственно; *г* – обратимый переход супергидрофильности–супергидрофобности готовых плёнок путём чередования УФ-облучения и хранения в темноте

Интересна структура, полученная китайскими учёными, представляющая собой «наноковёр» из ZnO [66], изображенный на рис. 14 и состоящий из хаотичных нанопроволок $\varnothing 50\text{--}150$ нм. Приповерхностный слой также проявлял способность к фотопереключению смачиваемости. Авторы предположили, что эффект связан с накоплением заряда в приповерхностном слое, однако за неделю заряд стекал. В работе [1] отмечено, что в случае гладкой поверхности ZnO под воздействием УФ-излучения КУС уменьшался с 109° до 10° , а на текстурированной поверхности – с 163° до 0° . Продолжительное время переключения состояний являлось самым весомым недостатком в полученной структуре из оксида цинка (рис. 14).

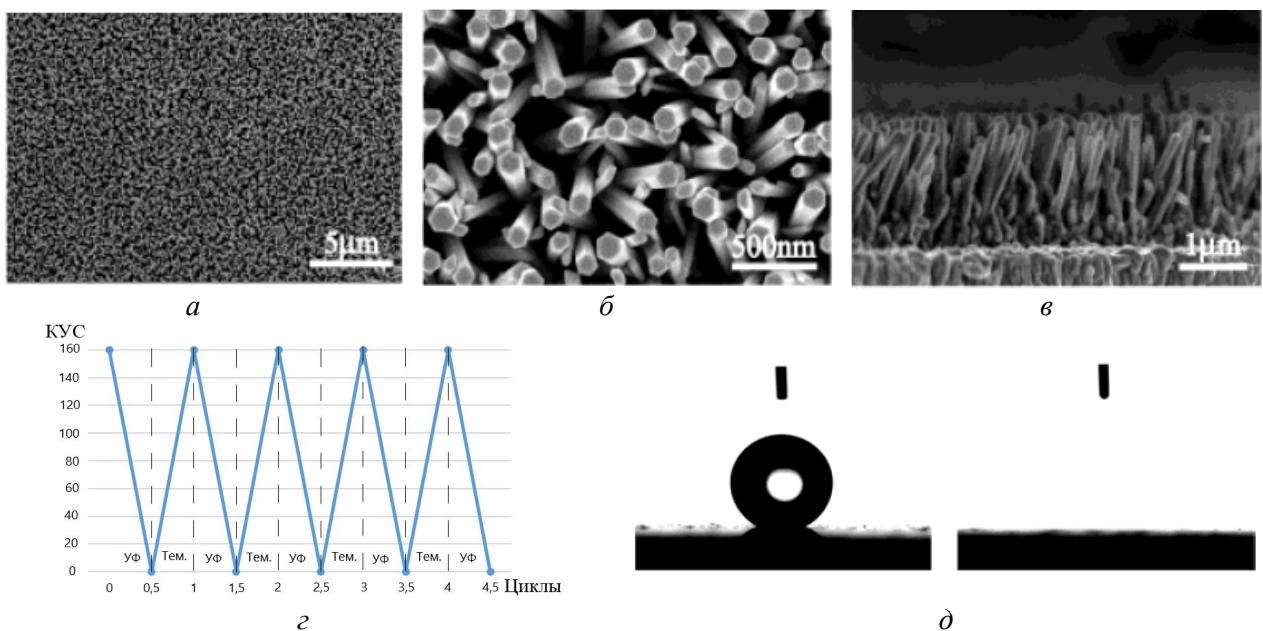


Рис. 14. «Наноковёр», состоящий из ZnO и обладающий переключаемой смачиваемостью [66]: *а, б* – FE-SEM изображение готовых плёнок наностержней ZnO при разном увеличении; *в* – вид ориентированных наностержней ZnO на срезе; *г* – реверсивный супергидрофобно-супергидрофильтрный переход готовых плёнок при чередовании УФ-излучения и хранения в темноте; *д* – фотография формы капли воды на наноструктурированной поверхности ZnO до (слева) и после (справа) УФ-облучения

Фотопереключаемое смачивание нашло применение в микрофлюидике и в органическом синтезе: управляемое облучением микроскопическое движение малых капель жидкости по фоточувствительной поверхности используется для доставки компонентов в зону реакции [110].

Для борьбы с биообрастанием поверхностей используют температурное переключение смачивания, наблюдающееся в ряде систем, имеющих нижнюю критическую температуру растворения. Наиболее ярким примером полимера, обладающего этим свойством, является поли-(N-изопропилацетамид), PNIPAAm. Переключение смачивания связывают с изменением конформации молекул PNIPAAm на поверхности (рис. 15). В работе [111] показано, что такой конформационный переход при повышении температуры вызывает изменение КУС ТТ, покрытого PNIPAAm, от 63° до 93° . Путём нанесения текстуры в виде канавок микронного размера можно добиться перехода от супегидрофобности к супергидрофильности с очень малым гистерезисом КУС. Система выдерживает многократное переключение режимов смачивания без деградации покрытия.

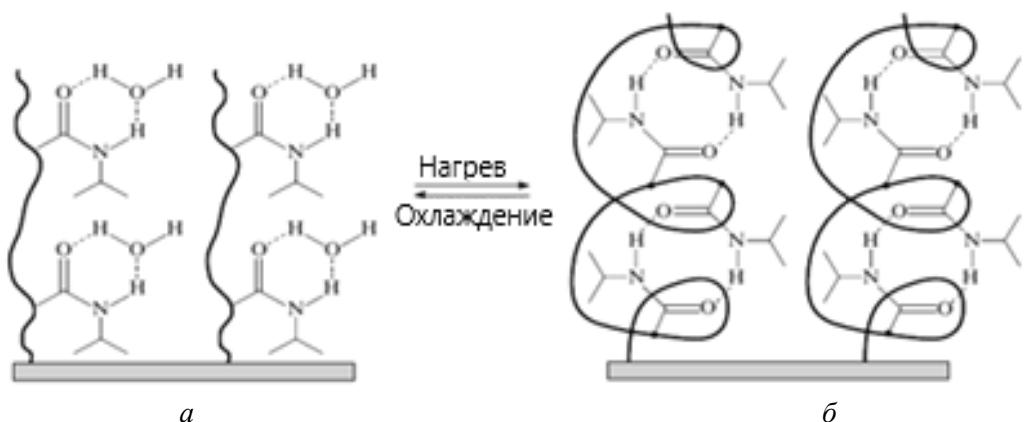


Рис. 15. Обратимый конформационный переход с образованием вытянутых (*а*) и спиралевидных (*б*) конформаций цепочек поли-(N-изопропилацетамида) при нагреве и охлаждении [111]

В работе [112] определены пути синтеза на поверхности алюминия привитых полимеров и блок-сополимеров на основе (мет)акрилатов, (мет)акриламидов и диаллильных мономеров методом поверхностно-инициированной радикальной полимеризации с получением полимерных покрытий, формирующих рельеф поверхности с комбинацией нано- и микрообъектов. Модификация поверхности алюминия привитыми полимерами и блок-сополимерами позволяет регулировать её гидрофобные свойства в широком диапазоне и управлять ими путём изменения температуры или показателя pH.

Заключение. Смачиваемость привлекает внимание многих исследователей ввиду весьма обширной сферы применения. До сих пор нет полного понимания свойств ЛТК, что является одним из сдерживающих факторов развития перспективных технологий, использующих явление смачиваемости.

Путём модификации поверхностного слоя можно получать весьма широкий диапазон наноструктурированных поверхностей с управляемым краевым углом смачивания для элементов сложных устройств. Важно, чтобы смачиваемость поверхности не зависела от температуры, времени, давления (если это не требуется), а сама структура была механически прочной, простой в производстве и, что важно, масштабируемой.

В данном обзоре рассмотрены основные примеры смачивающихся материалов и покрытий. Перспективны материалы, характеризующиеся многомодальной шероховатостью. Необходимым условием, обеспечивающим уникальные свойства материала, является создание на его поверхности рельефа такого типа, чтобы гетерогенный режим смачивания поверхности оказался термодинамически устойчивым. В таком режиме уменьшается гистерезис смачивания в случае гидрофобных поверхностей, что позволяет обеспечивать функцию самоочистки за счёт захвата скатывающимися/соскальзывающими каплями воды загрязнений, имеющих слабую адгезию к материалу. Более того, минимизируется площадь контакта на границе раздела фаз, следовательно, снижается скорость деградации гидрофобного состояния.

Тем не менее, остаются нерешёнными и требующими дополнительных научных изысканий ряд вопросов. В частности, недостаточная механическая и химическая износостойкость структурированных материалов и покрытий. Это один из основных факторов, ограничивающих широкое применение таких структур. Также остаётся актуальной проблема деградации свойств смачиваемости поверхности при эксплуатации.

Литература

1. Бойнович, Л. Б. Гидрофобные материалы и покрытия: принципы создания, свойства и применения / Л. Б. Бойнович, А. М. Емельяненко // Успехи химии. – 2008. – Т. 77, № 7. – С. 619–638.
2. Чураев, Н. В. Физический механизм смачивания твердых поверхностей // Н. В. Чураев // ИФЖ. – 1987. – Т. 53, № 5. – С. 795.
3. Чураев, Н. В. Поверхностные силы в смачивающих пленках / Н. В. Чураев // Коллоид. журн. – 2003. – Т. 65, № 3. – С. 293–305.
4. Кравчук, А. С. Динамическое взаимодействие капли жидкости с горизонтальной твердой поверхностью / А. С. Кравчук, Д. В. Феоктистов // Современные технологии и технологии: сб. тр. XX междунар. науч.-прак. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 14–18 апреля 2014 г. – Томск : Изд-во ТПУ, 2014. – Т. 3. – С. 149–150.
5. Vinogradova, O. I. Superhydrophobic textures for microfluidics / O. I. Vinogradova, A. L. Dubov // Mendeleev Commun. – 2012. – Vol. 22, No. 3. – P. 260–262.
6. Cao, C. Fabrication of robust surfaces with special wettability on porous copper substrates for various oil/water separations / C. Cao, J. Cheng // Chem. Eng. J. – 2018. – Vol. 347. – P. 585–594.

7. Underwater superoleophobic stainless steel mesh fabricated by laser cladding a copper foil for oil–water separation / B. Li, Z. Lian, H. Yu [et al.] // Mater. Res. Express. – 2018. – Vol. 5. – P. 075014.
8. Vilaró, I. Superhydrophobic copper surfaces with anticorrosion properties fabricated by solventless CVD methods / I. Vilaró, J. L. Yagüe, S. Borrós // ACS Appl. Mater. Interfaces. – 2017. – Vol. 9, No. 1. – P. 1057–1065.
9. Chemical and morphological evolution of copper nanoparticles obtained by pulsed laser ablation in liquid / D. A. Goncharova, T. S. Kharlamova, I. N. Lapin [et al.] // J. Phys. Chem. C. American Chemical Society. – 2019. – Vol. 123, No. 35. – P. 21731–21742.
10. Effective antibacterial nanotextured surfaces based on extreme wettability and bacteriophage seeding / L. B. Boinovich, E. B. Modin, A. V. Aleshkin [et al.] // ACS Appl. Nano Mater. – 2018. – Vol. 1, No. 3. – P. 1348–1359.
11. Stable superhydrophobic Zn/ZnO surfaces fabricated via electrodeposition on tin substrate for self-cleaning behavior and switchable wettability / G. He, S. Lu, W. Xu [et al.] // J. Alloys Compd. – 2018. – Vol. 747. – P. 772–782.
12. Zhong, L. An alternating nanoscale (hydrophilic-hydrophobic)/hydrophilic Janus cooperative copper mesh fabricated by a simple liquidus modification for efficient fog harvesting / L. Zhong, J. Feng, Z. Guo // J. Mater. Chem. A. – 2019. – Vol. 7, No. 14. – P. 8405–8413.
13. Rahimi, M. Effect of aluminum substrate surface modification on wettability and freezing delay of water droplet at subzero temperatures / M. Rahimi, A. Afshari, E. Thormann // ACS Appl. Mater. Interfaces. – 2016. – Vol. 8, No. 17. – P. 11147–11153.
14. Superhydrophobic TC4 alloy surface fabricated by laser micro-scanning to reduce adhesion and drag resistance / G. Xin, C. Wu, H. Cao [et al.] // Surf. Coatings Technol. – 2020. – Vol. 391. – P. 125707.
15. Environmentally benign non-wettable textile treatments: a review of recent state-of-the-art / M. Zahid, G. Mazzon, A. Athanassiou [et al.] // Adv. Colloid Interface Sci. Elsevier B. V. – 2019. – Vol. 270. – P. 216–250.
16. Flexible superwettable tapes for on-site detection of heavy metals / X. He, T. Xu, W. Gao [et al.] // Anal. Chem. – 2018. – Vol. 90, No. 24. – P. 14105–14110.
17. Hu, H. Influence of surface wettability on heat transfer and pressure drop characteristics of wet air in metal foam under dehumidifying conditions / H. Hu, Z. Lai, G. Ding // Int. J. Therm. Sci. – 2019. – Vol. 135, No. 4. – P. 331–343.
18. Wettability modification of laser textured copper surfaces applied to phase change heat transfer / C. P. Martendal, C. A. Silveira, M. Pereira [et al.] // J. Laser Appl. Laser Institute of America. – 2020. – Vol. 32, No. 3. – P. 032006.
19. Wagner, T. Wettability and contaminability of insect wings as a function of their surface sculptures / T. Wagner, C. Neinhuis, W. Barthlott // Acta Zool. – 1996. – Vol. 77, No. 3. – P. 213–225.
20. Barthlott, C. W. Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces / C.W. Barthlott // Planta. – 2017. – Vol. 202, No. 1. – P. 1–8.
21. Cassie, A. B. D. Wettability of porous surfaces / A. B. D. Cassie, S. Baxter // Trans. Faraday Soc. – 1944. – Vol. 40. – P. 546.
22. Wang, Y. Q. Wettability modification to further enhance the pool boiling performance of the micro nano bi-porous copper surface structure / Y. Q. Wang, J. L. Luo, Y. Heng // Int. J. Heat Mass Transf. – 2018. – Vol. 119. – P. 333–342.
23. Nanosecond laser texturing of uniformly and non-uniformly wettable micro structured metal surfaces for enhanced boiling heat transfer / M. Zupančič, V. Može, P. Gregorčič [et al.] // Appl. Surf. Sci. – 2017. – Vol. 399. – P. 480–490.
24. Heat Transfer Device : patent U.S. 2,350,348 / Gaugler R. S. ; assignor General Motors Corporation. – serial No. 469,649 ; appl. date 21.12.1944.

25. Antistatic effect of power-enhancement coating for photovoltaic modules / D. Narushima, H. Takanohashi, S.Ogawa [et al.] // Reliab. Photovolt. Cells, Modul. Components, Syst. IV. – 2011. – Vol. 8112. – P. 811208.
26. Барченко, В. Т. Экспериментальное исследование прианодной плазмы в дуоплазмotronе / В. Т. Барченко, А. В. Задера // Изв. СПбГЭТУ "ЛЭТИ". – 2008. – Т. 10. – С. 3–8.
27. Cu modified ZnO nanoflowers as photoanode material for highly efficient dye sensitized solar cells / S. Zhuang, M. Lu, N. Zhou [et al.] // Electrochim. Acta. – 2019. – Vol. 294. – P. 28–37.
28. Jang, S. Enhanced water management of three-dimensional graphene-ni foam with patterned wettability in a polymer electrolyte membrane fuel cell / S. Jang, H. Y. Park, J. Jung // ACS Sustain. Chem. Eng. American Chemical Society. – 2019. – Vol. 7, No. 18. – P. 15487–15494.
29. Лукашин, А. В. Применение функциональных наноматериалов. Часть 1: МЭМС, НЭМС, наноэлектроника / А. В. Лукашин, А. А. Елисеев. – М. : Московский гос. ун-т имени М. В. Ломоносова, 2007. – 45 с.
30. Dhole, I. A. Supercapacitive performance of electrodeposited cobalt oxide electrode / I. A. Dhole, M. M. Tonape, U. T. Pawar // Macromol. SymP. – 2019. – Vol. 387, No. 1. – P. 1–4.
31. Абиев, Р. Ш. Гидродинамика и массообмен при снаряжном течении газожидкостной системы в микроканалах / Р. Ш. Абиев, И. В. Лаврецов // Рос. хим. журн. – 2011. – Т. 55, № 2. – С. 60–70.
32. Hessel, V. Chemical micro process engineering microreactors microsystem technology catalytic membranes and membrane reactors / V. Hessel, S. Hardt, H. Löwe // Membrane Technology. – 2004. – P. 3–527.
33. Стрелов, В. И. Повышение эффективности активного теплоотвода от элементов микроэлектромеханических структур / В. И. Стрелов, Ю. Н. Бендрышев, В. Г. Косушкин // Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов : тр. XIII междунар. конф., Курск, 24–26 мая 2016 г. / Ответственный редактор Л. В. Кожитов. – Курск : Юго-Западный гос. ун, 2016. – С. 122–126.
34. Бойнович, Л. Б. Супергидрофобные покрытия – новый класс полифункциональных материалов / Л. Б. Бойнович // Вестн. РАН. – 2013. – Т. 83, № 1. – С. 8–18.
35. Влияние вязкости жидкости на динамику растекания капли / Архипов, В. А. Бондарчук, С. С. Усанина, А. С. [и др.] // ИФЖ. – 2015. – Т. 88, № 1. – С. 43–52.
36. Поверхностные силы / Б. В. Дерягин, Н. В. Чураев, В. М. Муллер. – М. : Наука, 1985. – 398 с.
37. Выбор формы элементов микроструктурированного фитиля для сверхтонких испарительно-конденсационных устройств / Войтик, О. Л. Делендик, К. И. Коляго Н. В. [и др.] // Тепло-и массоперенос – 2016 : сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2017. – С. 27–33.
38. Влияние микрошероховатости на смачиваемость поверхности частей паровой камеры / Войтик, О. Л. Делендик, К. И. Коляго, Н. В. Рощин, Л. Ю. // Тепло- и массоперенос – 2017 : сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. – С. 195–202.
39. Сумм, Б. Д. Физико-химические основы смачивания и растекания / Б. Д. Сумм, Ю. В. Горюнов, – М. : Химия, 1976. – С. 116.
40. Придатко, А. В. Analysis of approaches to mathematical description of the characteristics of materials with high hydrophobicity / A. В. Придатко, А. В. Миронюк, В. А. Свидерский // Eastern-European J. Enterp. Technol. – 2015. – Vol. 5, No. 5(77). – P. 30.
41. Per, M. Resistance of solid surfaces to wetting by water / M. Per // Industrial and Engineering Chemistry. – 1936. – Vol. 28, No. 8. – P. 988–994.
42. Дубов, А. Л. Смачивание и гидродинамические свойства анизотропных супергидрофобных поверхностей : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 / А. Л. Дубов. – М., 2015.

43. A review on special wettability textiles: theoretical models, fabrication technologies and multifunctional applications / S. Li, J. Huang, Z. Cheng [et al.] // *J. Mater. Chem. A*. – 2017. – Vol. 5, No. 1. – P. 31–55.
44. Метод кольца Дью Нуи. Метод пластины Вильгельми [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://tirit.org/articles/surface_theory_ring_and_plate.php. – Дата доступа: 14.03.2022.
45. Малыхина, Е. Р. Влияние микроструктуры металлической поверхности на процессы смачивания и растекания / Е. Р. Малыхина. – Томск, 2016. – 57 с.
46. Krumpfer, J. W. Contact angle hysteresis: a different view and a trivial recipe for low hysteresis hydrophobic surfaces / J. W. Krumpfer , T. J. McCarthy // *Faraday Discuss.* – 2010. – Vol. 146. – P. 103.
47. Влияние состава и микрорельефа на смачивающие свойства поверхности фольг сплавов Al-In, полученных высокоскоростной кристаллизацией / И. И. Тащлыкова-Бушкевич, Ю. С. Яковенко, В. Г. Шепелевич, И. С. Тащлыков // *Физика и химия обработки материалов*. – 2016. – № 3. – С. 65–72.
48. Турцевич, А. С. Классификация процессов химического осаждения из газовой фазы функциональных слоев / А. С. Турцевич // *Докл. БГУИР*. – 2007. – Т. 3, № 19. – С. 156–160.
49. Superhydrophobic carbon nanotube forests / K. K. S. Lau, J. Bico, K. B. K. Teo [et al.] // *Nano Lett.* – 2003. – Vol. 3, No. 12. – P. 1701–1705.
50. Preparation of transparent superhydrophobic boehmite and silica films by sublimation of aluminum acetylacetone / A. Nakajima, A. Fujishima, K. Hashimoto [et al.] // *Adv. Mater.* – 1999. – Vol. 11, No. 16. – P. 1365–1368.
51. Морозов, В. Г. Физика низкоразмерных структур : учеб. пособие / В. Г. Морозов. – М. : МИРЭА – Российский технологический университет, 2019.
52. Ultrahydrophobic and ultralyophobic surfaces: some comments and examples / W. Chen, A. Y. Fadeev, M. C. Hsieh [et al.] // *Langmuir*. – 1999. – Vol. 15, No. 10. – P. 3395–3399.
53. Чураев, Н. В. Влияние поверхностных сил на течение жидкостей в тонких порах / Н. В. Чураев // *ИФЖ*. – 1983. – Т. 45, № 1. – С. 154.
54. Чураев, Н. В. Поверхностные силы и физикохимия поверхностных явлений / Н. В. Чураев // *Успехи химии*. – 2004. – Т. 73, № 1. – С. 26–38.
55. Kuznetsov, A. Methods of surface chemical patterning / A. Kuznetsov, K. Puchnin, V. Grudtsov // *Nanoindustry Russ.* – 2016. – Vol. 70, No. 8. – P. 110–117.
56. Intrinsically superhydrophobic organosilica sol-gel foams / N. J. Shirtcliffe, G. McHale, M. I. Newton [et al.] // *Langmuir*. – 2003. – Vol. 19, No. 14. – P. 5626–5631.
57. Development of a chemical conditioning program to enhance the dewaterability of pulp and paper mill and recycle mill waste activated sludge / H. Zhao, J. Guild, T. Rehmat [et al.] // *Annu. Meet. Pulp Pap. Tech. Assoc. Canada*. – 2000. – P. 3213–3216.
58. Polyelectrolyte multilayer as matrix for electrochemical deposition of gold clusters: toward super-hydrophobic surface / X. Zhang, F. Shi, X. Yu [et al.] // *J. Am. Chem. Soc.* – 2004. – Vol. 126, No. 10. – P. 3064–3065.
59. Shi, F. Facile method to fabricate a large-scale superhydrophobic surface by galvanic cell reaction / F. Shi, Y. Song, J. Niu // *Chem. Mater.* – 2006. – Vol. 18, No. 5. – P. 1365–1368.
60. Environmentally stable super water-repellent poly(alkylpyrrole) films with fractal structure / H. Yan, K. Kurogi, H. Mayama [et al.] // *Polym. Prepr. Japan*. – 2005. – Vol. 54, No. 2. – P. 3830–3831.
61. Исследование поверхностных процессов функционализированных композитных структур por-Si/Ag методом краевого угла смачивания / В. Л. Кошевой, А. В. Тимченко, И. М. Плешанов [и др.] // *Вестн. Новгородского гос. ун.* – 2020. – Т. 5, № 121. – С. 88–91.
62. Self-assembled monolayers of dendron thiols for electrodeposition of gold nanostructures: Toward fabrication of superhydrophobic/superhydrophilic surfaces and pH-responsive surfaces / Y. Jiang, Z. Wang, X. Yu [et al.] // *Langmuir*. – 2005. – Vol. 21, No. 5. – P. 1986–1990.

63. Electrochemical deposition of conductive superhydrophobic zinc oxide thin films / M. Li, J. Zhai, H. Liu [et al.] // *J. Phys. Chem. B.* – 2003. – Vol. 107, No. 37. – P. 9954–9957.
64. Stable biomimetic super-hydrophobic engineering materials / Z. Guo, F. Zhou, J. Hao [et al.] // *J. Am. Chem. Soc.* – 2005. – Vol. 127, No. 45. – P. 15670–15671.
65. Wetting and self-cleaning properties of artificial superhydrophobic surfaces / R. Fürstner, W. Barthlott, C. Neinhuis [et al.] // *Langmuir*. – 2005. – Vol. 21, No. 3. – P. 956–961.
66. Reversible super-hydrophobicity to super-hydrophilicity transition of aligned ZnO nanorod films / X. Feng, L. Feng, M. Jin [et al.] // *J. Am. Chem. Soc.* – 2004. – Vol. 126, No. 62. – P. 62–63.
67. Feng, X. The fabrication and switchable superhydrophobicity of TiO₂ nanorod films / X. Feng, J. Zhai, L. Jiang // *Angew. Chemie - Int. Ed.* – 2005. – Vol. 44, No. 32. – P. 5115–5118.
68. Porous materials show superhydrophobic to superhydrophilic switching / N. J. Shirtcliffe, G. McHale, M. I. Newton [et al.] // *Chem. Commun.* – 2005. – No. 25. – P. 3135–3137.
69. Super-liquid-repellent surfaces prepared by colloidal silica nanoparticles covered with fluoroalkyl groups / M. Hikita, K. Tanaka, T. Nakamura [et al.] // *Langmuir*. – 2005. – Vol. 21, No. 16. – P. 7299–7302.
70. Superhydrophobic surfaces prepared by microstructuring of silicon using a femtosecond laser / T. Baldacchini, J. E. Carey, M. Zhou [et al.] // *Langmuir*. – 2006. – Vol. 22, No. 11. – P. 4917–4919.
71. Лазерная модификация стеклообразных материалов / В. П. Вейко, Э. И. Агеев, А. В. Колобов [и др.] // Приборостроение. Спец. выпуск "Лазерная модификация материалов". – 2014. – Т. 57, № 6. – С. 7–31.
72. Лазерное формирование гидрофильных и гидрофобных структур на поверхности металлов / В. А. Рамос, К. Д. Корреа, М. К. Москвин [и др.] // VIII конгресс молодых ученых. – Санкт-Петербург, 15–19 апреля 2019 г. – Санкт-Петербург : Университет ИТМО, 2019. – С. 384–387.
73. Super-hydrophobic PDMS surface with ultra-low adhesive force / M. Jin, X. Feng, J. Xi [et al.] // *Macromol. Rapid Commun.* – 2005. – Vol. 26, No. 22. – P. 1805–1809.
74. Fabrication of superhydrophobic surfaces by self-assembly and their water-adhesion properties / X. Song, J. Zhai, Y. Wang [et al.] // *J. Phys. Chem. B.* – 2005. – Vol. 109, No. 9. – P. 4048–4052.
75. Гришин, Д. Ф. Современные методы контролируемой радикальной полимеризации для получения новых материалов с заданными свойствами : эл. учеб. пособие / Д. Ф. Гришин, Д. Г. Гришин. – Нижний Новгород, 2010. – 48 с.
76. Семикина, Т. В. Атомное послойное осаждение как нанотехнологический метод для получения функциональных материалов. Обзор / Т. В. Семикина // Вестн. Физ. тех. ин-та Крымского федерал. ун-та имени В. И. Вернадского. – 2009. – Т. 22, № 61. – С. 116–126.
77. Смачивание изотропных микротекстур, сформированных на поверхности стекла и алюминия / В. Д. Кошевар, И. П. Кажуро, В. Г. Шкадрецова [и др.] // Весці НАН Беларусі. Сер. хім. науок. – 2019. – Т. 55, № 3. – С. 309–317.
78. Roselike microstructures formed by direct *in situ* hydrothermal synthesis: From superhydrophilicity to superhydrophobicity / F. Shi, X. Chen, L. Wang [et al.] // *Chem. Mater.* – 2005. – Vol. 17, No. 24. – P. 6177–6180.
79. Гусева, А. Н. Методы получения наноразмерных материалов : курс лекций / А. Н. Гусева // Уральский государственный университет им. А. М. Горького. – Екатеринбург, 2007. – 79 с.
80. Получение гидротермальным методом массивов ориентированных наностержней оксида цинка на подложках из металлического цинка, допированного алюминием и сурьмой / А. И. Гаврилов, А. Н. Баранов, Б. Р. Чурагулов [и др.] // Наносистемы: физика, химия, математика. – 2012. – Т. 3, № 2. – С. 90–99.

81. Морфологическая модификация поверхности полимеров репликацией структуры анодного оксида алюминия / А. А. Елисеев, Д. И. Петухов, Д. А. Булдаков [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 92, № 7–8. – С. 499–503.
82. Super-hydrophobic surface of aligned polyacrylonitrile nanofibers / L. Feng, S. Li, H. Li [et al.] // Angew. Chemie – Int. Ed. – 2002. – Vol. 41, No. 7. – P. 1221–1223.
83. Microfabricated textured surfaces for super-hydrophobicity investigations / M. Callies, Y. Chen, F. Marty [et al.] // Microelectron. Eng. – 2005. – Vol. 78–79, No. 1–4. – P. 100–105.
84. Турешова, Г. О. Создание супергидрофобных поверхностей / О. Г. Турешова // Горение и плазмохимия. – 2016. – Т. 14, № 3. – С. 226–236.
85. Lee, C. Influence of surface hierarchy of superhydrophobic surfaces on liquid slip / C. Lee, C. J. Kim // Langmuir. – 2011. – Vol. 27, No. 7. – P. 4243–4248.
86. Artificial lotus leaf by nanocasting / M. Sun, C. Luo, L. Xu [et al.] // Langmuir. – 2005. – No. 19. – P. 1–4.
87. Microlithography: from contact printing to projection systems [электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://spie.org/news/microlithography-from-contact-printing-to-projection-systems?SSO=1>. – Дата доступа: 14.02.2022.
88. Design, synthesis, and properties of inorganic and hybrid thin films having periodically organized nanoporosity / C. Sanchez, C. Boissière, D. Grossi [et al.] // Chem. Mater. – 2008. – Vol. 20, No. 3. – P. 682–737.
89. Phase diagram for mesoporous CTAB-silica films prepared under dynamic conditions / S. Besson, T. Gacoin, C. Ricolleau [et al.] // J. Mater. Chem. – 2003. – Vol. 13, No. 2. – P. 404–409.
90. Latex-templated silica films: Tailoring porosity to get a stable low-refractive index / F. Guillemot, A. Brunet-Bruneau, E. Bourgeat-Lami [et al.] // Chem. Mater. – 2010. – Vol. 22, No. 9. – P. 2822–2828.
91. Patankar, N. Mimicking the lotus effect: influence of double roughness structures and slender pillars / N. Patankar // Langmuir. – 2004. – Vol. 20, No. 8. – P. 8209.
92. Nuzzo, R. G. Adsorption of bifunctional organic disulfides on gold surfaces / R. G. Nuzzo, D. L. Allara // J. Am. Chem. Soc. – 1983. – Vol. 105, No. 13. – P. 4481–4483.
93. Self-assembled monolayers of thiolates on metals as a form of nanotechnology / J. C. Love, L. A. Estroff, J. K. Kriebel [et al.] // Chemical Reviews. – 2005. – Vol. 105, No. 4. – P. 1103–1169.
94. Пашинин, А. С. Создание покрытий для придания супергидрофобных свойств поверхности силиконовых резин / А. С. Пашинин, А. Ю. Цивадзе, Д. И. Ярова // Российские нанотехнологии. – 2008. – Т. 3, № 9–10. – С. 100–105.
95. Khorasani, M. T. Wettability of porous polydimethylsiloxane surface: Morphology study / M. T. Khorasani, H. Mirzadeh, Z. Kermani // Appl. Surf. Sci. – 2005. – Vol. 242, No. 3–4. – P. 339–345.
96. Факторы, влияющие на характеристики смачивания частей паровой камеры / О. Л. Войтик, К. И. Делендик, Н. В. Коляго [и др.] // ИФЖ. – 2020. – Т. 93, № 5. – С. 1126.
97. A super-hydrophobic and super-oleophilic coating mesh film for the separation of oil and water / L. Feng, Z. Zhang, Z. Mai [et al.] // Angew. Chemie – Int. Ed. – 2004. – Vol. 43, No. 15. – P. 2012–2014.
98. Чураев, Н. В. Исследование процессов массопереноса в модельных элементах пористых материалов / Н. В. Чураев, И. Г. Ершова, Л. П. Ершов // Тепло- и массоперенос. – Т. 6, ч. 1. – С. 200–210.
99. Studies on super-hydrophobic films / A. Qu, X. Wen, P. Pi [et al.] // Prog. Chem. – 2006. – Vol. 18, No. 11. – P. 1434–1439.
100. Wang, T. A general route to transform normal hydrophilic cloths into superhydrophobic surfaces / T. Wang, X. Hu, S. Dong // Chem. Commun. – 2007. – No. 18. – P. 1849–1851.

101. Войтов, А. С. Перспективы использования жидкых линз в объективах фото- и видеотехники беспилотных летательных аппаратов / А. С. Войтов, И. О. Михайлов // Интер-экспо Гео-Сибирь. – 2019. – С. 134–140.
102. Advanced Optics Product Technology [электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.corning.com/worldwide/en/products/advanced-optics/product-materials/corning-varioptic-lenses/varioptic-technology.html>. – Дата доступа: 26.08.2021.
103. Reversible wettability of a chemical vapor deposition prepared ZnO film between superhydrophobicity and superhydrophilicity / H. Liu, L. Feng, J. Zhai [et al.] // Langmuir. – 2004. – Vol. 20, No. 14. – P. 5659–5661.
104. Wettability conversion on ZnO nanowire arrays surface modified by oxygen plasma treatment and annealing / X. Q. Meng, D. X. Zhao, J. Y. Zhang [et al.] // Chem. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 413, No. 4–6. – P. 450–453.
105. Zhang, X. T. Water ultrarepellency induced by nanocolumnar ZnO surface / X. T. Zhang, O. Sato, A. Fujishima // Langmuir. – 2004. – Vol. 20, No. 14. – P. 6065–6067.
106. UV-Manipulated wettability between superhydrophobicity and superhydrophilicity on a transparent and conductive SnO₂ nanorod film / W. Zhu, X. Feng, L. Feng [et al.] // Chem. Commun. – 2006. – No. 26. – P. 2753–2755.
107. Reversible control of wettability of a TiO₂ surface by introducing surface roughness / H. Irie, T. S. Ping, T. Shibata [et al.] // Electrochim. Solid-State Lett. – 2005. – Vol. 8, No. 9. – P. 23–25.
108. Superhydrophobic TiO₂ surfaces: preparation, photocatalytic wettability conversion, and superhydrophobic-superhydrophilic patterning / X. Zhang, M. Jin, Z. Liu [et al.] // J. Phys. Chem. C. – 2007. – Vol. 111, No. 39. – P. 14521–14529.
109. Controlling wettability and photochromism in a dual-responsive tungsten oxide film / S. Wang, X. Feng, J. Yao [et al.] // Angew. Chemie - Int. Ed. – 2006. – Vol. 45, No. 8. – P. 1264–1267.
110. Ichimura, K. Light-driven motion of liquids on a photoresponsive surface / K. Ichimura, S. Oh, M. Nakagawa // Science. – 2016. – Vol. 288, No. 5471. – P. 1624–1626.
111. Reversible switching between superhydrophilicity and superhydrophobicity / T. Sun, G. Wang, L. Feng [et al.] // Angew. Chemie – Int. Ed. – 2004. – Vol. 43, No. 3. – P. 357–360.
112. Брюзгин, Е. В. Синтез и исследование привитых полимерных слоев на поверхности алюминия : автореф. дис. ... канд. хим. наук : 24.07.10 / Е. В. Брюзгин ; хим. фак-т Московского гос. ун-та имени А. В. Ломоносова. – М., 2010. – 24 с.

Т. В. Сидорович, А. Д. Чорный

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННИКА ПРОТОЧНОГО ТИПА

Введение. Прямоугольные мини-каналы являются элементами компактных пластинчатых теплообменников, которые широко используются для обеспечения требуемых тепловых режимов оборудования в энергетике, микроэлектронике, криогенике, авиационной и космической технике, химической технологии и многих других приложениях. Конкуренто-способными могут быть пластинчатые аппараты с плоскими ребрами, отличающиеся расположением и шириной ребер, наличием волнистой или шершавой поверхности, так как в них различны коэффициенты теплоотдачи к протекающему по каналам теплообменника газа или жидкости, гидравлические сопротивления и связанные с ними расходы энергии на транспортировку теплоносителей.

При расчете и моделировании параметров теплообменной аппаратуры одной из задач является сопоставление нескольких вариантов с различными теплоносителями и конструктивными особенностями, а также расположением аппарата на охлаждаемой поверхности и температурным диапазоном его работы. Воздушное охлаждение в настоящее время является основным способом обеспечения теплового режима изделий микроэлектронной техники. Это объясняется простотой конструкций, надежностью, удобством эксплуатации и ремонта. Выбранный способ охлаждения должен обеспечить заданный тепловой режим изделия микроэлектронной техники, что можно проверить расчетным путем после уточнения конструкции теплообменного аппарата и/или опытным путем после испытания макета или опытного образца.

Цель расчета – выбрать наилучший вариант, а при достаточно большом их числе – оптимальный.

Постановка задачи исследования. Существуют достаточно много методик расчета тепловых режимов систем охлаждения электронных устройств, одна из которых представлена ниже.

На определенном этапе проектирования реальный подлежащий охлаждению объект заменяется его тепловой моделью по методу Г. Н. Дульнева [1]. Поверхности с тепловыделяющими элементами в данной тепловой модели называют нагретой зоной.

Для теплообменного аппарата проточного типа нагретой зоной будет основание теплообменного устройства с установленными на нем плоскими ребрами. Расчет теплового режима аппаратуры для охлаждения устройств с рассеиваемой мощностью до 800 Вт согласно [1, 2] проводится в три этапа:

1) определяются средние по поверхности температуры нагретой зоны, средние температуры на выходе из теплообменного устройства и средняя по объему температура воздуха внутри устройства;

2) используя результаты первого этапа, находятся среднеповерхностные температуры корпсов элементов;

3) вычисляются максимальные температуры критических зон элементов и их функциональные связи со среднеповерхностной температурой как корпсов, так и их отдельных элементов.

Первый и второй этапы расчетов являются основными, так как позволяют получить значения основных параметров, связанных с выбором системы охлаждения, а также наметить целесообразное с точки зрения тепловых режимов распределение элементов внутри блоков, блоков внутри устройства, т. е. принять необходимое конструкторское решение.

Для упрощения расчета площади поверхности нагретой зоны в ее тепловой модели представляют прямоугольным параллелепипедом с определенными геометрическими параметрами ($l_1 \times l_2 \times h_3$), что приводит к удобной расчетной модели в виде системы двух тел: корпуса и условной нагретой зоны в форме прямоугольного параллелепипеда [2] (в общем случае корпус также может быть элементом нагретой зоны); L_1, L_2, L_3 – внешние геометрические размеры теплообменника (блока) по осям x, y, z соответственно (x – горизонтальная ось, y – вертикальная, ось z направлена по направлению втекающего потока).

Для определения h_3 используется величина, называемая коэффициентом заполнения $k_{\text{зап}}$ и определяемая как отношение объема нагретых элементов теплообменника к его общему объему [1]:

$$k_{\text{зап}} = \frac{V_3}{V_{\text{бл}}} = \frac{l_1 l_2 h_3}{L_1 L_2 L_3}, \quad (1)$$

где V_3 – общий объем нагретых элементов внутри теплообменника, м³; $V_{\text{бл}}$ – объем теплообменника, м³.

Тогда, согласно [1],

$$h_3 = k_{\text{зап}} L_3. \quad (2)$$

Следовательно, условная площадь поверхности нагретой зоны

$$S_3 = 2L_1 L_2 + 2h_3(L_1 + L_2) = 2[L_1 L_2 + k_{\text{зап}} L_3(L_1 + L_2)]. \quad (3)$$

Для расчета теплового режима теплообменника, обеспечивающего отвод тепла от теплонагруженных элементов при воздушном охлаждении (в случае как естественной, так и вынужденной конвекции), существуют методики [1, 2], направленные на определение удельной мощности нагретой зоны и коэффициентов теплообмена ее с окружающей средой.

Удельная мощность нагретой зоны

$$q_3 = P_3 / S_3, \quad (4)$$

где P_3 – мощность, рассеиваемая нагретой зоной (тепловой поток), Вт.

Методика исследования. На рис. 1 представлено схематическое изображение теплообменного устройства, отводящего тепло с нижней поверхности. Теплообменное устройство имеет форму параллелепипеда, на противоположных гранях которого установлены устройства для подвода и отвода охлаждающего воздуха. На основание корпуса крепятся n теплоотводящих ребер. Два крайних ребра одновременно являются боковыми стенками корпуса. В таком случае получается $(n - 1)$ каналов прямоугольного сечения, по которым течет охлаждающий воздух. Перетоков тепла в местах крепления ребер и корпуса нет.

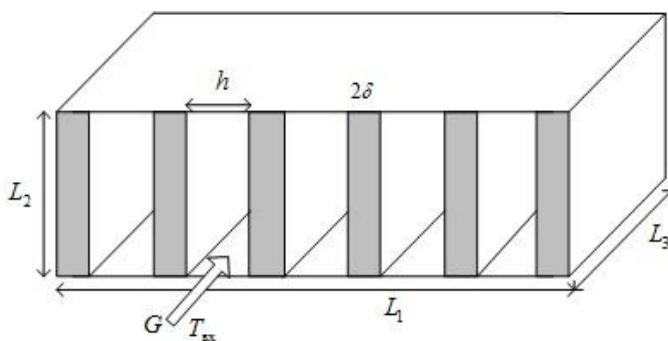


Рис. 1. Общий вид типового теплообменного устройства с вертикальными плоскими теплопередающими ребрами

Последовательность расчета.

1. Задаем геометрические и режимные параметры:

а) мощность, рассеиваемую теплообменником P , [Вт];

б) геометрические размеры корпуса по внешним сторонам L_1, L_2, L_3 [м]; ($L_1 \times L_2$ – площадь входного сечения, L_2 – высота ребра, L_3 – длина теплообменника по направлению течения воздуха);

в) толщину ребра 2δ [м];

г) расстояние между ребрами h [м];

д) массовый расход воздуха G , [кг/с]; методика считается действительной для массового расхода воздуха $G = 0.003\text{--}0.25$ кг/с);

е) температуру охлаждающего воздуха на входе $T_{\text{вх}}$ [К].

2. Определяем геометрические параметры тепловой модели нагретой зоны:

а) коэффициент заполнения теплообменника

$$k_{\text{зап}} = \frac{V_3}{V_{\text{бл}}}; \quad (5)$$

б) площадь входного сечения теплообменника

$$S = L_1 \times L_2; \quad (6)$$

в) условную поверхность нагретой зоны в теплообменнике

$$S_3 = 2[L_1 L_2 + k_{\text{зап}} L_3 (L_1 + L_2)]. \quad (7)$$

3. Определяем тепловые характеристики тепловой модели нагретой зоны:

а) средний перегрев воздуха в теплообменнике по отношению к температуре воздуха на входе

$$\theta_{\text{в}} = P / 2c_p G, \quad c_p \approx 10^3 \text{ Дж/(кг·К)}; \quad (8)$$

б) коэффициенты m_1, m_2, m_3, m_4 для определения перегрева нагретой зоны; $m_1 = 0.001G^{-0.5}$ учитывает величину массового расхода воздуха; $m_2 = (L_1 L_2)^{-0.406}$ – величину площади поперечного входного сечения S (оси x и y); $m_3 = L_3^{1.059}$ – длину теплообменника в направлении обдува (ось z); $m_4 = k_{\text{зап}}^{-0.42} (1 - k_{\text{зап}}^{2/3})^{0.5}$ – заполнение блока теплообменника тепловыделяющими элементами;

в) средний по объему перегрев нагретой зоны

$$\theta_3 = \theta_{\text{в}} + P m_1 m_2 m_3 m_4; \quad (9)$$

г) среднюю удельную мощность нагретой (отдающей тепло) зоны

$$q_3 = P / S_3 \quad (10)$$

(аналогично находятся мощности отдельных тепловыделяющих элементов для их заданных размеров и рассеиваемой мощности и в дальнейшем перегревы отдельных зон);

д) температуру нагретой зоны (для блока в целом)

$$T_3 = \theta_3 + T_{\text{вх}}; \quad (11)$$

е) среднюю температуру воздуха внутри теплообменника

$$T_{\text{в}} = \theta_{\text{в}} + T_{\text{вх}}; \quad (12)$$

ж) среднюю температуру воздуха в выходном сечении

$$T_{\text{вых}} = 2\theta_{\text{в}} + T_{\text{вх}} \quad (13)$$

(аналогично по известным для отдельных элементов перегревам определяются средние по поверхности температуры этих элементов).

Для определения температуры отдельных нагретых зон в корпусе теплообменника рассчитываем удельную мощность, рассеиваемую нагретой зоной:

$$q_{3i} = \frac{P_{3i}}{S_{3i}}, \quad (14)$$

P_{3i} – мощность, рассеиваемая i -й нагретой зоной площадью S_{3i} .

Рассчитываем перегрев поверхностей отдельных нагретых зон

$$\theta_{3i} = \theta_3 \left(0.75 + 0.25 \frac{q_{3i}}{q_3} \right) \left(\frac{L}{L_3} + 0.5 \right), \quad (15)$$

для определения θ_3 среднего перегрева всей нагретой зоны в теплообменнике используется уравнение (9).

Аналогично можно определить перегрев воздуха вблизи поверхности отдельных нагретых элементов:

$$\theta_{Bi} = \theta_{\text{в}} \left(0.75 + 0.25 \frac{q_{3i}}{q_3} \right) \left(\frac{L}{L_3} + 0.5 \right), \quad (16)$$

для вычисления среднего перегрева воздуха в теплообменнике $\theta_{\text{в}}$ применяется уравнение (8).

Температура вблизи поверхности отдельного нагретого элемента определяется как

$$T_{3i} = \theta_{Bi} + T_{\text{вх}}. \quad (17)$$

Результаты исследования теплообменных параметров. В рассматриваемом случае число тепловыделяющих вертикальных плоскостей $n = 6$; проточных каналов – 5; мощность, рассеиваемая всем теплообменным устройством, $P = 100$ Вт; температура охлаждающего воздуха на входе в блок равна $T_{\text{вх}} = 293$ К, массовый расход воздуха $G = 0.003\text{--}0.1$ кг/с (ламинарный режим течения); геометрические размеры: $V_{\text{бл}} = L_1 \times L_2 \times L_3 = 0.205 \times 0.1 \times 0.3$ м³; расстояние между ребрами $h = 0.04$ м; толщина ребра $2\delta = 0.005$ м. Весь тепловой поток рассеивается: а) только ребрами и боковыми стенками ($k_{\text{зап}} = 0.05$); б) свободной от мест крепления ребер нижней плоскостью, ребрами и боковыми стенками ($k_{\text{зап}} = 0.2$). Предельная средняя температуры воздуха в теплообменнике составляет $T_{\text{в}} = 340$ К.

Число Нуссельта рассчитывается по формуле

$$\text{Nu}_l = \text{Nu} = 0.66 \text{Re}_l^{0.5}. \quad (18)$$

Нижний индекс l относится к характерной длине в направлении движения воздушного потока.

Результаты модельного расчета представлены на рис. 2–4: средний перегрев воздуха в теплообменном устройстве по сравнению с температурой воздуха на входе, вычисляемый по уравнению (8); среднее по объему число Нуссельта – по уравнению (18); средний перегрев

нагретой зоны в теплообменном устройстве – по уравнению (9) и средние температуры на выходе из теплообменного устройства – по уравнению (13) для двух значений коэффициента заполнения.

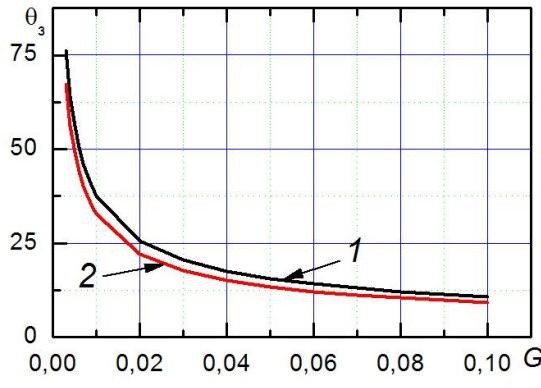


Рис. 2. Перегрев нагретой зоны при рассеиваемой мощности $P = 100$ Вт и $T_{\text{вх}} = 293$ К в зависимости от коэффициента заполнения и массового расхода протекающего воздуха: $k_{\text{зап}} = 0.15$ (1) и 0.2 (2)

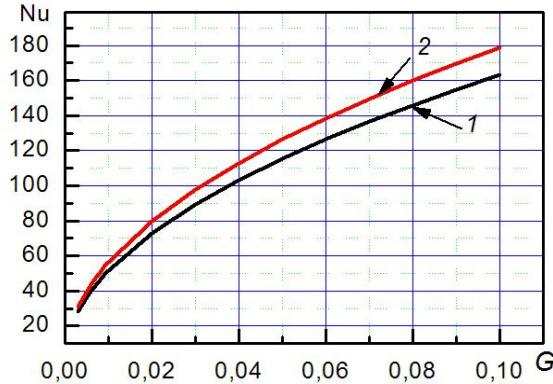


Рис. 3. Среднее для нагретой зоны число Нуссельта при рассеиваемой мощности $P = 100$ Вт и $T_{\text{вх}} = 293$ К в зависимости от коэффициента заполнения и массового расхода протекающего воздуха: $k_{\text{зап}} = 0.15$ (1) и 0.2 (2)

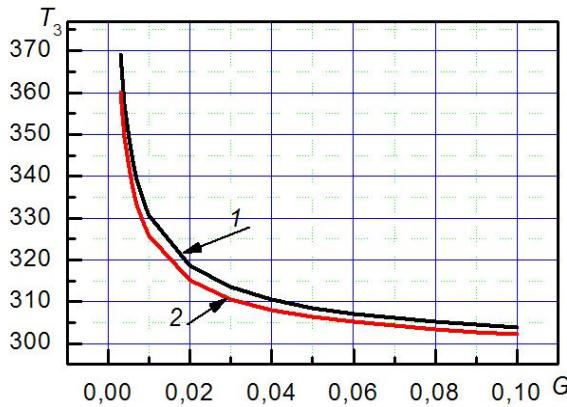


Рис. 4. Средняя температура нагретой зоны при рассеиваемой мощности $P = 100$ Вт и $T_{\text{вх}} = 293$ К в зависимости от коэффициента заполнения и массового расхода протекающего воздуха: $k_{\text{зап}} = 0.15$ (1) и 0.2 (2)

Полученные результаты являются непротиворечивыми. Так, увеличение площади условной поверхности нагретой зоны приводит к уменьшению среднего удельного теплового потока и, следовательно, к снижению перегрева нагретой зоны и средней температуры в теплообменном устройстве.

На рис. 5 показаны результаты расчета средних температур воздуха внутри и на выходе из теплообменного аппарата для двух значений рассеиваемой мощности при одном и том же коэффициенте заполнения. Видно, что для малой рассеиваемой мощности $P = 100$ Вт предельная температура внутри теплообменного аппарата $T_{\text{в}} = 340$ К не достигается даже при малом массовом расходе воздуха, а при $G > 0.7$ кг/с температура в выходном сечении аппарата практически не отличается от средней температуры внутри. С увеличением рассеиваемой мощности ($P = 300$ Вт) при малом массовом расходе протекающего через теплообменник воздуха возможно превышение предельно допустимого значения температуры внутри аппарата ($G < 0.15$ кг/с). Следовательно, чем выше значение рассеиваемой мощности, тем

больше должна быть величина массового расхода воздуха для обеспечения корректной работы компонентов охлаждаемого устройства.

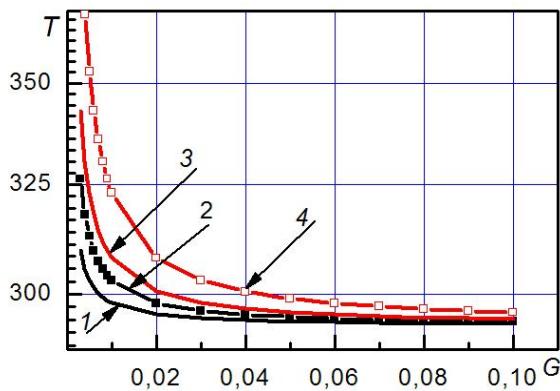


Рис. 5. Средние температуры воздуха в теплообменнике и в выходном сечении теплообменного аппарата в зависимости от рассеиваемой мощности и массового расхода протекающего воздуха для $k_{\text{зап}} = 0.15$: 1 – T_B ; 2 – $T_{\text{вых}}$ ($P = 100$ Вт и $T_{\text{вх}} = 293$ К); 3 – T_B ; 4 – $T_{\text{вых}}$ ($P = 300$ Вт и $T_{\text{вх}} = 293$ К)

Результаты исследования величины термического сопротивления. Термическое сопротивление

$$R_t = (T_2 - T_1) / P \quad (19)$$

определяется разностью температур теплоносителей по разные стороны разделяющей их стены [К/Вт]: T_2 – температура отдающего тепло горячего теплоносителя (зоны нагрева); T_1 – температура нагреваемого более холодного теплоносителя вблизи разделяющей поверхности.

При заданном значении теплового потока термическое сопротивление тем больше, чем большее разность температур.

Методика, состоящая из решения системы уравнений (1)–(17), позволяет определить среднеобъемную температуру воздуха в теплообменнике, а также средние по поверхности температуры любой теплоотдающей поверхности по уравнениям (15), (17), если известны ее площадь и величина теплового потока, проходящего через нее (рассеиваемая мощность P_i).

Для примера умозрительно предположим, что одна из теплоотдающих вертикальных поверхностей рассеивает мощность 10 Вт, а вторая – 20 Вт. Общая мощность, рассеиваемая теплообменником, составляет 300 Вт.

На рис. 6 приведены средние по поверхности температуры теплоотдающих поверхностей (рассеиваемая мощность 10 и 20 Вт) в зависимости от массового расхода протекающего через теплообменник воздуха.

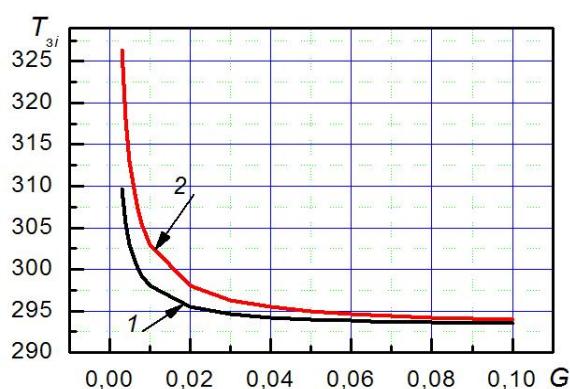


Рис. 6. Средние по теплоотдающей поверхности температуры в зависимости от массового расхода воздуха: 1 – T_{10} для $P_{10} = 10$ Вт, 2 – для $P_{20} = 20$ Вт

На рис. 7 показано термическое сопротивление всего теплообменного блока в целом, рассчитанное по формуле (19), в зависимости от коэффициента заполнения, определяемого выражениями (1) или (5) и общей рассеиваемой теплообменником мощности.

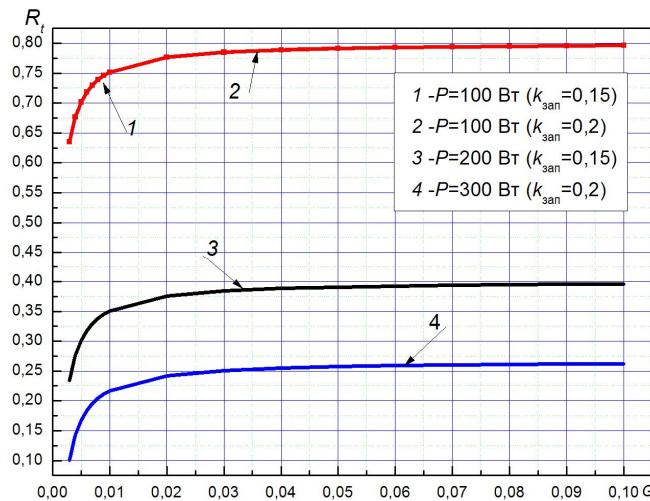


Рис. 7. Термическое сопротивление теплообменника в зависимости от расхода протекающего через теплообменник воздуха, рассеиваемой мощности и коэффициента заполнения

На термическое сопротивление теплообменника, рассчитанное по данной методике, количество теплоотдающих поверхностей (коэффициент заполнения) влияния не оказывает. Всё определяется общей рассеиваемой теплообменником мощностью (тепловым потоком) и расходом протекающего через теплообменник воздуха. Большой рассеиваемой мощности соответствует меньшее значение термического сопротивления.

Таким образом, методика не содержит оптимизационных функций. Она позволяет ответить на вопрос о значении всех исследуемых характеристик: температуры на выходе, среднеобъемной температуры воздуха в теплообменнике, средних температур отдельных теплоотдающих поверхностей, гидравлических потерь и т. д.) от массового расхода воздуха через теплообменник и температуры на входе в теплообменник при заданных конструктором геометрических параметрах (длина, ширина, толщина и т. д.).

Гидравлические потери в проточном теплообменнике с плоскими вертикальными ребрами. Потери давления при течении жидкостей в каналах определяются следующим выражением [3, 4]:

$$\Delta P = P_{\text{tp}} + \Delta P_{\text{мест}} + \Delta P_{\text{нив}} + \Delta P_{\text{уск}}. \quad (20)$$

Два последних слагаемых в (20), связанных с разным положением концов канала по высоте и ускорением течения за счет изменения плотности, не учитываются. Тогда

$$\Delta P = P_{\text{tp}} + \Delta P_{\text{мест}} = \xi \frac{L}{d_{\text{экв}}} \frac{\rho V^2}{2} + \xi_{\text{мест}} \frac{\rho V^2}{2}. \quad (21)$$

Здесь число Рейнольдса $Re = V d_{\text{экв}} / \nu$, эквивалентный диаметр определяется как

$$d_{\text{экв}} = 2hL_2 / (H + L_2). \quad (22a)$$

Иногда рекомендуют для расчета числа Рейнольдса использовать формулу гидравлического сопротивления Хюбшера

$$d_{\text{гидр}} = \frac{1.3(L_2 h)^{0.625}}{(L_2 + h)^{0.25}}. \quad (22b)$$

Для иллюстративного расчета, описанного выше, разница в вычисленных значениях чисел Рейнольдса по формулам (22a) и (22b) оказалась несущественной.

При входе потока жидкости в систему прямоугольных каналов значения местного гидравлического сопротивления в зависимости от условий входа в канал (плавный вход, острые грани) $\xi_{мест} \approx 1,5\text{--}2$. Если отверстия квадратной формы, то $\xi_{мест} \approx 2\text{--}2,5$. Для круглых отверстий $\xi_{мест} \approx 3\text{--}3,5$ [4].

Для ламинарного режима течения в каналах прямоугольной формы при расчете гидравлических потерь, связанных с силами трения, можно использовать выражение, полученное по результатам обработки экспериментальных данных для разных отношений длинной и короткой сторон прямоугольного канала $L_2/h \leq 30$:

$$\xi Re = a_0 + a_1 \exp(-L_2 / ht_1) + a_2 \exp(-L_2 / ht_2). \quad (23)$$

Для $L_2/h \leq 100$ лучшие результаты на участке $30 < L_2/h \leq 100$ дает выражение [4]

$$\xi Re = 95.9 - 123.31 \frac{h}{L_2} + 135.14 \left(\frac{h}{L_2} \right)^2 - 50.89 \left(\frac{h}{L_2} \right)^3. \quad (24)$$

Напомним, что иллюстративный расчет проводится для теплообменника, представляющего собой систему параллельных прямых каналов с сечением в виде прямоугольника. Из условия сохранения расхода G без учета зависимости физических свойств воздуха от температуры легко определить коэффициент гидравлического сопротивления по выражениям (23) или (24).

Задача усложняется, когда каждый из параллельных каналов плоскими тонкими пластинами разбит на систему дополнительных мини-каналов. В этом случае воспользуемся подходом, развитым при изучении процессов мембранных массопереноса [5].

Общей пористостью мембраны называется отношение объема пор к общему объему $\varepsilon_i = v_{por}/v_0$. Конвективный перенос через мембрану с порами в виде прямых каналов без извилистости с круглым, прямоугольным и другими видами поперечного сечения зависит от перепада давления ΔP , толщины мембраны или длины поры L_3 , характерного размера d_{eqv} , динамической вязкости протекающей через мембрану жидкости μ и пористости ε_i :

$$G = K_{i,G} \Delta P \sim f(\varepsilon_i, d_{eqv}, L_3, \mu) \Delta P. \quad (25)$$

Исходя из условия сохранения расхода G , $\Delta P = P_{mp} = \xi \frac{L_3}{d_{eqv}} \frac{\rho V^2}{2}$ и представляя теплообменное устройство с вертикальными ребрами и дополнительными перегородками как гипотетическую «мембрану», легко получить выражение для определения изменения гидравлического сопротивления при уменьшении «объемной пористости теплообменника»:

$$\frac{\Delta P_i}{\Delta P_0} = \frac{K_{0,G}}{K_{i,G}}. \quad (26)$$

Если индекс «0» отнести к основному каналу теплообменника без каких-либо перегородок, то $K_{0,G} = 1$ и $\Delta P_i = \Delta P_0/K_{i,G}$.

Для изображенного на рис. 1 теплообменника $K_{i,G} = 0.9$. Если каждый из пяти каналов с помощью перегородок толщиной 0,001 м и длиной 0,3 м разделить на 50 мини-каналов, то $K_{i,G} = 0.4$. Результаты расчетов приведены на рис. 8, 9. Сравнение результатов расчетов коэффициента гидравлических потерь для теплообменника с пятью прямоугольными каналами, образованными теплопередающими поверхностями (см. рис. 1), по формуле (24) без учета местных потерь и расчетом по «мембранный» концепции (26) показывает количественное совпадение (рис. 8). Здесь рассеиваемая мощность $P = 100$ Вт.

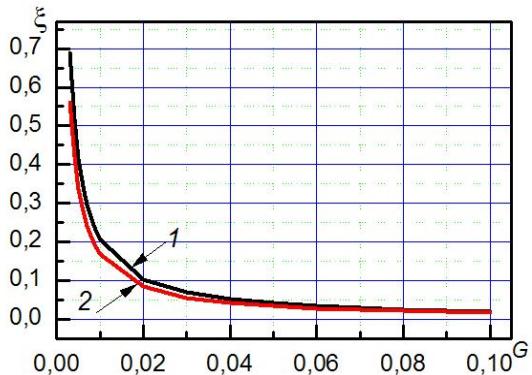


Рис. 8. Коэффициент гидравлического сопротивления: 1 – расчет по (24); 2 – по (26). $P = 100$ Вт; $K_{i,G} = 0.9$

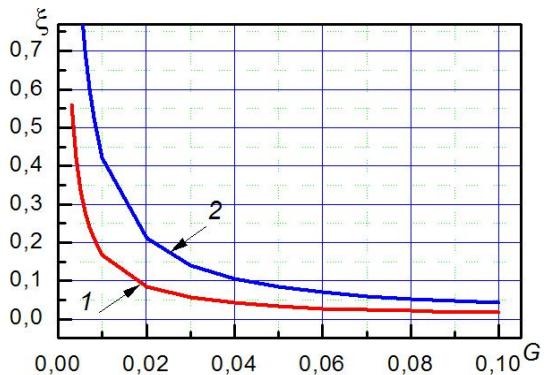


Рис. 9. Коэффициент гидравлического сопротивления по (26): 1 – $K_{i,G} = 0.9$; 2 – 0.4

Разбиение проходных сечений прямоугольных каналов тонкими плоскими пластинами (50 мини-каналов) приводит к значительному росту коэффициента гидравлических потерь по сравнению с таковым для теплообменного устройства с пятью прямоугольными каналами, образованными теплопередающими поверхностями, без дополнительных перегородок.

Заключение. Расширение сферы применения методики, основанной на решении аналитических уравнений с экспериментально установленными коэффициентами [1, 2] для прогнозирования оптимального термогидродинамического режима работы теплообменника проточного типа, показало, что данный способ представляет собой удобный инструмент на этапе разработки технических условий и последующего уточнения конструкции теплообменника. По результатам моделирования возможно принятие решения о применении или дальнейшем усовершенствовании выбранного способа охлаждения и проведении экспериментальных исследований с использованием опытного образца изделия для охлаждения микроэлектронной техники.

Литература

1. Дульнев, Г. Н. Методы расчета теплового режима приборов / Г. Н. Дульнев, В. Г. Парfenov, А. В. Сигалов. – М. : Радио и связь, 1990. – 312 с.
2. Роткоп, Л. Л. Обеспечение тепловых режимов при конструировании радиоэлектронной аппаратуры / Л. Л. Роткоп, Ю. Е. Спокойный. – М. : Сов. Радио, 1976. – 232 с.
3. Петухов, Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах / Б. С. Петухов. – М. : Энергия, 1967. – 412 с.
4. Кутателадзе, С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справ. пособие / С. С. Кутателадзе. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
5. Дытнерский, Ю. И. Мембранные разделения газов / Ю. И. Дытнерский, В. П. Брыков, Г. Г. Каграманов. – М. : Химия, 1991. – 344 с.

А. А. Сушкевич

РАСЧЕТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ЕЕ УВЛЕЧЕНИИ ДВИЖУЩИМИСЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Введение. Пленочные течения вязких жидкостей широко распространены в различных процессах химической технологии, энергетике, строительстве, медицине, нефтедобыче. Довольно часто для нанесения лакокрасочных, полимерных покрытий на поверхности используют методы окуривания, макания, полива. Толщина остающегося на поверхности слоя и другие качественные и количественные характеристики покрытия во многом определяются особенностями процессов переноса импульса, тепла и массы в подвижных пленках, в частности, устойчивостью течения. Очевидна важность моделирования и прогнозирования течения пленок возле поверхностей.

В работе [1] предложена одна из первых математических моделей для расчета толщины слоя вязкой жидкости, образующегося на плоской твердой поверхности при извлечении ее из жидкого объема. Проведен теоретический анализ увлечения жидкости движущейся наклонной поверхностью [2], приведена общая постановка задачи для неньютоновской жидкости, рассмотрен случай увлечения вязкопластической жидкости, обладающей конечным пределом текучести. В работе [3] решена задача определения толщины слоя вязкой жидкости на поверхности вертикальной пластины и скорости стекания жидкости при наличии сил поверхностного натяжения, инерционных сил и явления проскальзывания. В [4] рассмотрена теория тонкого слоя для пластических жидкостей Бингама, стекающих вниз по наклонной плоскости. Показано, как модель Бингама непосредственно приводит к самосогласованной теории тонких слоев.

Также течение пленок вязкой жидкости часто рассматривают с точки зрения волновых течений. В [5] исследовано поверхностное натяжение тонкого слоя вязкопластической жидкости. Используя стандартную теорию смазки, выведено уравнение для течения пленки, которое включает эффекты поверхностного натяжения и предела текучести. Получены решения бегущей волны для моделирования продвижения постоянно распространяющегося фронта. В [6] теоретически исследована устойчивость слоя жидкости в задаче Ландау–Левича. В рамках длинноволнового приближения в системе уравнений Навье–Стокса изучена устойчивость такой системы относительно возмущений. В [7] экспериментально исследована первичная неустойчивость течения вязкопластической пленки по наклонной плоскости. Экспериментальная установка представляет собой канал с переменным углом наклона, в котором устанавливается постоянное течение жидкости Гершеля–Балкли (карбопола или каолина). Управляемые возмущения накладываются на входе в канал для генерации поверхностных волн, а их эволюция вниз по течению наблюдается с помощью системы лазерных датчиков, измеряющих локальную толщину жидкости. Скорости роста и частоты среза найдены после обработки значений толщины жидкости, выведены экспериментальные критические числа Рейнольдса и Бингама. Экспериментальная карта стабильности хорошо описывается моделью, полученной после пренебрежения толщиной пленки по сравнению с ее длиной.

Ряд работ посвящен исследованию влияния рельефа поверхности на течения вязких жидкостей. В [8] рассматривается задача о стекании пленки нелинейно-вязкой жидкости по наклонной поверхности, имеющей локальные микрорельефы. Получены численные и приближенные аналитические решения для стационарных течений пленок степенных жидкостей вдоль наклонных профилированных поверхностей. В качестве локальных рельефов рассмотрены ступеньки, горки, а также периодические структуры. Выявлены основные свойства течений.

Сбор нефти с поверхности водоемов основан на процессе течения тонких пленок на вращающемся барабане. В работе [9] рассматривается математическое моделирование барабанного нефтесборщика с различной рифленой поверхностью: синусоидная, пиловидная, с п-образными выступами. Получены аналитические выражения для безразмерного параметра, определяющего эффективность рифленой поверхности барабана.

В настоящей работе проведен теоретический анализ увлечения вязкопластической жидкости движущейся наклонной пластины и цилиндром, радиус которого во много раз больше толщины пленки, на основе постановки задачи [2], справедливой как для ньютоновских, так и для неニュтоновских жидкостей. Найдены характерные параметры рассматриваемых физических процессов для выработки практических рекомендаций по использованию результатов в организации технологических процессов, связанных с нанесением покрытий на поверхности.

Физико-математическая модель увлечения жидкости. Пусть пластина извлекается под некоторым углом β к поверхности жидкости, изначально покоящейся в открытой ванне. Толщина слоя, уносимого пластиной, уменьшается с удалением от горизонтальной поверхности жидкости, стремясь к постоянной величине h_0 . Из-за действия силы тяжести извлекаемая поверхность захватывает с собой лишь часть приводимой ею в движение жидкости, поэтому на свободной поверхности жидкости существует линия застоя h_s (перпендикулярная плоскости чертежа), где скорость движения равна нулю. В результате скорость свободной поверхности пленки жидкости, уносимой плоской поверхностью, возрастает от нуля на линии застоя до максимальной величины в области постоянной толщины пленки h_0 . Линия застоя отделяет пристеночную зону уносимой жидкости от зоны жидкости, остающейся в ванне [2]. Схема увлечения представлена на рис. 1.

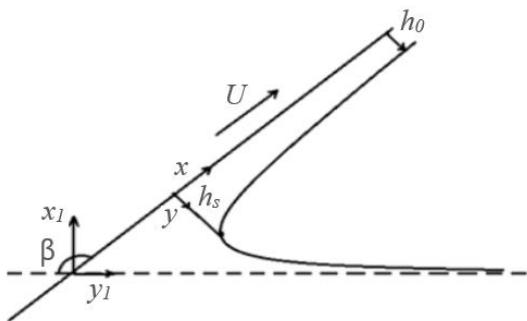


Рис. 1. Схема увлечения жидкости наклонной пластиной

Примем линию застоя за начало отсчета и направим ось x вдоль плоской поверхности в направлении ее движения, а ось y – перпендикулярно поверхности. Над линией застоя толщина пленки h определяется соотношением сил внутреннего трения, поверхностного натяжения, гравитации и инерции. Эта зона называется зоной динамического мениска движущейся жидкости.

Для этой зоны интегрирование уравнений неразрывности и движения, дополненных краевыми условиями (плоская поверхность не проницаема и на ней выполняется условие прилипания; на свободной поверхности пленки кинематическое условие – отсутствие потока жидкости, динамическое условие – равенство нормальных и касательных напряжений, действующих со стороны жидкости и окружающего газа), дает в приближении тонкой пленки [2] систему уравнений для определения толщины пленки:

$$\sigma h \frac{d^3 h}{dx^3} - \rho g \sin \beta - \rho g \cos \beta h \frac{dh}{dx} - \tau_{xy}(x, 0) = 0, \quad (1)$$

$$P - P_0 = \sigma \frac{d^2 h}{dx^2} + \tau_{yy}(x, y) \text{ при } y = h, \quad (2)$$

$$\tau_{xy} = (\tau_{xx} - \tau_{yy}) \frac{dh}{dx} \text{ при } y = h, \quad (3)$$

где P – давление, τ_{xy} – касательное напряжение, σ – коэффициент поверхностного напряжения, ρ – плотность жидкости.

Система уравнений (1)–(3) получена без каких-либо предположений о реологическом состоянии увлекаемой жидкости и, таким образом, справедлива как для ньютоновских, так и для неニュтоновских жидкостей, увлекаемых движущейся наклонной поверхностью.

Модель Шведова–Бингама для вязкопластической жидкости. Дальнейшее упрощение уравнений возможно при задании конкретного реологического уравнения состояния жидкости. Рассмотрим вязкопластическую жидкость, для которой наибольшее распространение получила линейная модель Шведова–Бингама:

$$\tau = \tau_0 \operatorname{sign} \frac{du}{dy} + \mu_p \frac{du}{dy} \text{ при } |\tau| > \tau_0,$$

$$\frac{du}{dy} = 0 \text{ при } |\tau| \leq \tau_0,$$

где τ_0 – предел текучести, μ_p – пластическая вязкость.

Для расхода жидкости в зоне динамического мениска справедливо уравнение

$$Q = \int_0^{\delta(x)} u(x, y) dy + \int_{\delta(x)}^{h(x)} u_0(x) dy = Uh(x) + \frac{\tau_0 h^2(x)}{2\mu_p} - \frac{a(x)h(x)}{3} - \frac{\tau_0^3 h^4(x)}{6\mu_p^3 a^2(x)}, \quad (4)$$

где Q находится для участка постоянной толщины пленки h_s . Уравнение (4) позволяет найти вид функции $a(x)$. Уравнение (1) динамического мениска, справедливое в пределах изменения толщины пленки от h_0 в зоне постоянной толщины до h_s на линии застоя, имеет вид [2]

$$\sigma \frac{d^3 h}{dx^3} - \rho g \sin \beta - \rho g \frac{dh}{dx} \cos \beta + \mu_p \frac{a(x)}{h^2} = 0. \quad (5)$$

Положение линии застоя h_s может быть найдено согласно следующему соотношению:

$$h_s = 3 \frac{Q}{U} \left(1 + \frac{3Q\tau_0}{2U^2 \mu_p} \right). \quad (6)$$

Рассмотрим область течения жидкости, находящейся ниже линии застоя и остающейся в ванне. Здесь характерная скорость движения жидкости значительно меньше скорости извлечения пластины U , а характерный масштаб движения жидкости для широкой и глубокой ванны намного больше толщины h_0 увлекаемой пленки жидкости. Поэтому пространственные производные скоростей и напряжений значительно меньше, чем в области динамического мениска, и ими в уравнениях движения (2), (3) можно пренебречь по сравнению с силами тяжести и поверхностного натяжения. Тогда можно получить уравнение равновесной формы поверхности жидкости в поле силы тяжести:

$$\frac{\partial^2 h_1}{\partial x_1^2} \left(1 + \left(\frac{\partial h_1}{\partial x_1} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} = \frac{\rho g}{\sigma} x_1. \quad (7)$$

Зону ниже линии застоя назвали областью статического мениска [2]. Из формы поверхности жидкости в области статического мениска следует формула поверхности жидкости ниже линии застоя:

$$h_1 \left(\frac{\rho g}{\sigma} \right)^{1/2} = \sqrt{2} \left(\sqrt{1+\cos\beta} - \frac{\sqrt{1-\cos\beta}}{\operatorname{tg}\beta} \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + \sqrt{1+\cos\beta}}{\sqrt{2} - \sqrt{1+\cos\beta}} \right) - \sqrt{4 - \frac{\rho g x_1^2}{\sigma}} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 + \sqrt{4 - \frac{\rho g x_1^2}{\sigma}}}{2 - \sqrt{4 - \frac{\rho g x_1^2}{\sigma}}} \right). \quad (8)$$

Толщина h_0 наносимой пленки жидкости определяется срашиванием решения для зоны статического мениска с решением уравнения динамического мениска и принимает вид

$$\frac{d^2 h}{dx^2} = \frac{\rho g}{\sigma} x_1 \text{ при } h = h_s. \quad (9)$$

Увлечение жидкости вращающимся барабаном. Рассмотрим барабан, который частично погружен в ванну с вязкопластической жидкостью и вращается вокруг своей оси, как показано на рис. 2.

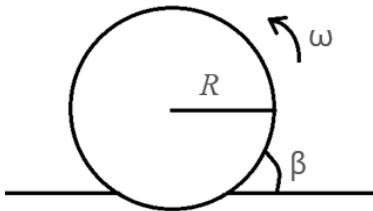


Рис. 2. Схема увлечения жидкости вращающимся барабаном

Полагаем, что радиус R барабана во много раз больше толщины h извлеченной пленки ($R \gg h$). Тогда поверхность барабана в зоне выхода из жидкости можно аппроксимировать плоской поверхностью, которая под некоторым углом β (угол погружения барабана) извлекается из жидкости. Толщина слоя, уносимая плоской поверхностью, уменьшается с удалением от горизонтальной поверхности жидкости, стремясь к постоянной величине h_0 . Из-за действия силы тяжести извлекаемая поверхность захватывает

с собой лишь часть приводимой ей в движение жидкости. Поэтому на свободной поверхности жидкости существует линия застоя h_s , где скорость равна нулю. В результате скорость свободной поверхности пленки жидкости, уносимой стенкой, возрастает от нуля на линии застоя до максимальной величины в области постоянной толщины пленки h_0 . Линия застоя отделяет пристеночную зону жидкости, уносимой плоской поверхностью, от жидкости, остающейся в ванне. Тогда процесс увлечения жидкости вращающимся барабаном аналогичен процессу отвода жидкости наклонной пластиной, и они описываются одними и теми же уравнениями.

Решение уравнений увлечения наклонной поверхностью вязкопластической жидкости. Система уравнений (4)–(9) для случая увлечения наклонной поверхностью вязкопластической жидкости Шведова–Бингама, обладающей конечным пределом текучести, позволяет найти решение в диапазоне скоростей извлечения, реализуемом на практике. Для ее решения введены безразмерные величины:

$$\xi_1 = \frac{x_1}{h_0}; \quad \xi = \frac{x}{h_0}; \quad H = \frac{h}{h_0}; \quad H_s = \frac{h_s}{h_0}; \quad D = h_0 \sqrt{\frac{\rho g \sin \beta}{\sigma}}; \quad B = \frac{\tau_0}{\sqrt{\rho g \sigma}}; \quad Ca = \frac{\mu_c U}{\sigma}, \quad (10)$$

где μ_c – характеристическая вязкость, τ_0 – предел текучести, h_s – поперечная толщина пленки на статическом мениске. В безразмерных переменных математическая модель представляет собой набор соотношений, аналогичных приведенным в [2]:

$$Q = 1 - \frac{D^2}{3Ca} \left(1 - \frac{3B}{2D} + \frac{B^3}{2D^3} \right), \quad (11)$$

$$Hs = 3Q \left(1 + \frac{3BDQ}{2Ca} \right), \quad (12)$$

$$A^3 - 3 \left(1 + \frac{BDH}{2Ca} - \frac{Q}{H} \right) A^2 + \frac{B^3 D^3 H^3}{2Ca^3} = 0 \text{ для } 1 \leq H \leq Hs, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \xi_1 \cos \beta + \frac{(\sin \beta)^{3/2}}{D} & \left[\sqrt{2} \left(\sqrt{1+\cos \beta} - \frac{\sqrt{1-\cos \beta}}{\tan \beta} \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + \sqrt{1+\cos \beta}}{\sqrt{2} - \sqrt{1+\cos \beta}} \right) - \right. \\ & \left. - \sqrt{4 - \frac{D^2 \xi_1^2}{\sin \beta}} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 + \sqrt{4 - \frac{D^2 \xi_1^2}{\sin \beta}}}{2 - \sqrt{4 - \frac{D^2 \xi_1^2}{\sin \beta}}} \right) \right] = Hs, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{d^3 H}{d\xi^3} = \frac{Ca}{H^2} \left(\frac{D^2}{Ca} \frac{dH}{d\xi} \operatorname{ctg} \beta + \frac{D^2 H^2}{Ca} - A \right), \quad (15)$$

$$\frac{d^2 H}{d\xi^2} = \frac{D^2}{\sin \beta} \xi_1 \text{ при } H = Hs. \quad (16)$$

Система (11)–(16) является нелинейной, поэтому для ее решения использовались численные методы: решалось кубическое уравнение с помощью тригонометрической формулы Виета, остальные уравнения – с помощью метода Рунге–Кутты 4-го порядка точности, метода Ньютона и метода пристрелки.

Смоделировано три случая извлечения пластины: под углом в 60° , 90° и 120° . Рассмотрен диапазон скоростей Ca от 0,005 до 1. Результаты вычислений представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, безразмерные скорость Ca и безразмерная толщина пленки D связаны нелинейно: с ростом Ca увеличивается и D .

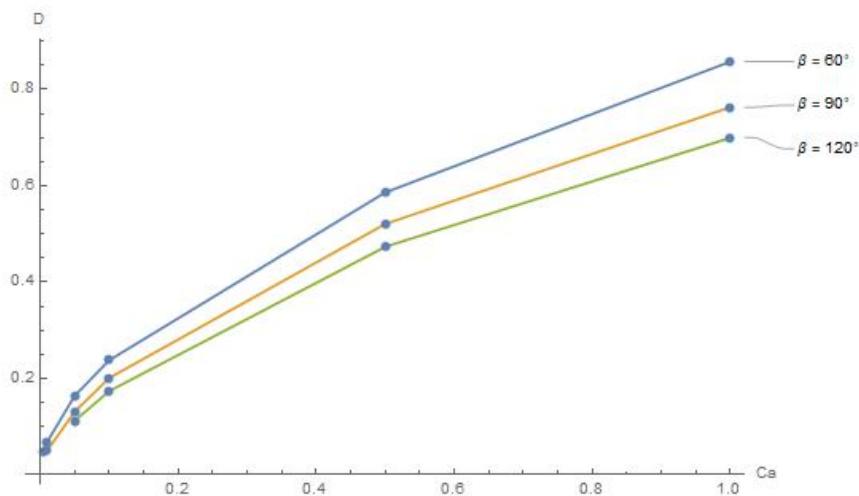


Рис. 3. График зависимости толщины пленки от скорости извлечения

Для наглядности также был построен график зависимости безразмерной толщины D от угла наклона β , в качестве примера построен график для $B = 0,04$ и $Ca = 0,5$. Из рис. 4 видно, что при увеличении угла наклона толщина плёнки уменьшается.

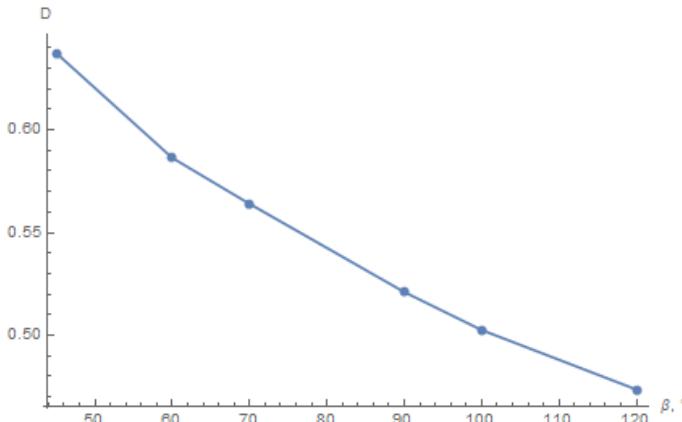


Рис. 4. График зависимости безразмерной толщины D от угла наклона β

Решение представлено в безразмерном виде, вернуться к размерным величинам можно с помощью соотношений (10). Рассмотрим значение безразмерных параметров на примере глицерина. Глицерин имеет плотность $\rho = 1261 \text{ кг}/\text{м}^3$, вязкость $\mu_c = 1,48 \text{ Па}\cdot\text{с}$, поверхностное натяжение $\sigma = 59,4 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$ и предел текучести $\tau_0 = 0,011 \text{ Па}$. Пластина извлекается со скоростью $U = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}/\text{с}$. Тогда из соотношений (10)

$$B = \frac{\tau_0}{\sqrt{\rho g \sigma}} = \frac{0,011}{\sqrt{1261 \cdot 10 \cdot 59,4 \cdot 10^{-3}}} = 0,261,$$

$$Ca = \frac{\mu_c U}{\sigma} = \frac{1,48 \cdot 2 \cdot 10^{-4}}{59,4 \cdot 10^{-3}} = 0,005.$$

Рассмотрена также задача, связанная с нахождением предельной безразмерной скорости $Ca_{\text{пр}}$, когда $D = B$. Алгоритм решения данной задачи аналогичен решению, предложенному выше. Исследован случай $D = B = 0,04$. На рис. 5 приведены результаты для таких случаев. Как видно, при увеличении угла наклона и пластического фактора B предельная скорость $Ca_{\text{пр}}$ растет. Зависимость предельной скорости $Ca_{\text{пр}}$ от угла наклона β нелинейна, при приближении угла наклона к значению 90° она начинает резко возрастать.

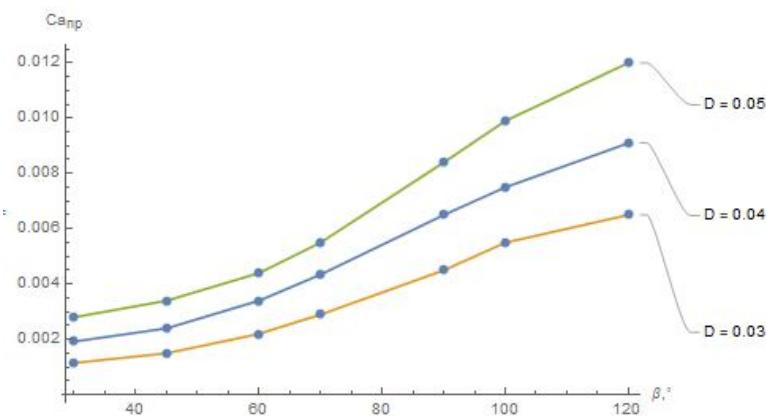


Рис. 5. График зависимости предельной скорости $Ca_{\text{пр}}$ от угла наклона β

Заключение. Рассмотрен процесс увлечения жидкости движущимися поверхностями: движущейся наклонной пластины и вращающимся барабаном. Исследовалась вязкопластическая жидкость с реологической моделью Шведова–Бингама. Для рассматриваемых физических процессов были найдены безразмерная толщина пленки и безразмерная предельная скорость извлечения поверхности.

Решения получены с применением аналитических и численных методов вычислительной математики: численного метода Ньютона, численного метода Рунге–Кутты четвертого порядка точности, тригонометрической формулы Виета для решения кубического уравнения. Безразмерная толщина плёнки найдена для углов наклона пластины и погружения барабана относительно жидкости 60° , 90° и 120° . Рассмотрен диапазон скоростей Ca от 0,005 до 1. Показано, что безразмерные скорость Ca и толщина пленки D связаны нелинейно, а также что с повышением скорости Ca растет и толщина пленки D . Также показано, что при увеличении угла наклона безразмерная толщина плёнки уменьшается, а при росте пластического фактора B предельная скорость Ca увеличивается. Зависимость предельной скорости Ca от угла наклона β нелинейна.

Литература

1. Ландау, Л. Д. Увлечение жидкости движущейся пластиинкой / Л. Д. Ландау, В. Г. Левич // Собр. тр. / А. А. Абрикосов [и др.] ; под ред. Е. М. Лифшица. – М., 1969. – Т. 1. – С. 412–423.
2. Байков, В. И. Увлечение неньютоновской жидкости движущейся наклонной пластииной / В. И. Байков, А. Д. Чорный // Докл. НАН Беларуси. – 2019. – Т. 63, № 6. – С. 761–768.
3. Особенности течения тонких пленок жидкости в условиях проскальзывания на обтекаемой поверхности [Электронный ресурс] / В. В. Пеленко, В. А. Ареф, К. Э. Дайнеко [и др.] // Научный журнал НИУ ИТМО. Сер. Процессы и аппараты пищевых производств. – 2012. – № 2. – Режим доступа: <https://cyberleninka.ru/article/n/osobennosti-techeniya-tonkih-plenok-zhidkosti-v-usloviyah-proskalzvaniya-na-obtekayemoy-poverhnosti>. – Дата доступа: 23.09.2022.
4. Balmforth, N. J. A consistent thin-layer theory for Bingham plastics / N. J. Balmforth, R. V. Craster // J. of Non-Newtonian Fluid Mechanics. – 1999. – Vol. 84, iss. 1. – P. 65–81.
5. Balmforth, N. J. Surface tension driven fingering of a viscoplastic film / N. J. Balmforth, Shilpa Ghadgeb, Tim Myers J. // Non-Newtonian Fluid Mech. – 2007. – No. 142. – P. 143–149.
6. Люшнин, А. В. Исследование устойчивости тонкого слоя жидкости в задаче Ландау–Левича / А. В. Люшнин, К. А. Пермякова // Вестн. Пермского ун-та. – 2020. – № 3. – С. 48–55.
7. Primary instability of a visco-plastic film down an inclined plane: experimental study [Электронный ресурс] / D. Mounkaila Noma, S. Dagois-Bohy, Séverine Millet [et al.] // J. of Fluid Mechanics. – 2021. – Vol. 922. – Режим доступа: <https://doi.org/10.1017/jfm.2021.528>. – Дата доступа: 23.09.2022.
8. Могилевский, Е. И. Влияние рельефа подложки на течение пленки неньютоновской жидкости по наклонной плоскости / Е. И. Могилевский, В. Я. Шкадов // Вестн. Московского ун-та. Сер. 1. Матем., мех. – 2007. – № 3. – С. 49–56.
9. Хусаинова, Г. Я. Математическое моделирование барабанного нефтесборщика с рифленой поверхностью [Электронный ресурс] / Г. Я. Хусаинова // NovaInfo.Ru. – 2017. – № 60. – Режим доступа: <http://novainfo.ru/article/11455>. – Дата доступа: 23.09.2022.

Ю. С. Теплицкий, Е. А. Пицуха, Э. К. Бучилко, А. Р. Рослик

О СОПРОТИВЛЕНИИ ЗЕРНИСТЫХ СЛОЁВ С ОСОБЫМИ СВОЙСТВАМИ

Введение. Изучению гидродинамики, теплообмена и других процессов в зернистых слоях посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ [1–5]. Это связано с чрезвычайно широкой областью использования зернистых слоёв на практике. Интерес представляет характер поведения продуваемых зернистых слоёв с особыми свойствами, в частности слоёв с распределёнными по высоте размерами зерен, слоёв, составленных из элементов со сквозными отверстиями, анизотропных пористых структур.

В настоящей работе рассматриваются особенности гидродинамики слоёв с переменным диаметром частиц по высоте, с «пористыми» элементами (на примере колец Рашига).

Зернистый слой с распределёнными размерами элементов. Для повышения эффективности фильтрующих порошковых материалов слои формируют путём последовательной укладки частиц по размерам [6]. Пример такого слоя показан на рис. 1. Для расчёта сопротивления этого слоя зададим величину $d(x)$ в виде степенной функции:

$$d(x) = d_0 - (d_0 - d_H) \left(\frac{x}{H} \right)^n. \quad (1)$$

На рис. 2 распределение $d(\xi)/d_H$ показано для $d_0/d_H = 10$. Распределение давления в таком слое описывается уравнением Эргана [2]:

$$-\frac{dP}{dx} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f u}{d^2(x)} + 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f u^2}{d(x)}. \quad (2)$$

Результат интегрирования (2) для получения сопротивления слоя $\Delta P = P_0 - P_{\text{атм}}$ зависит от структуры выражения для плотности газа ρ_f . Рассмотрим два характерных случая:

I. $\rho_f = \rho_{\text{атм}}$ (малые перепады давления).

Интегрирование (2) приводит к выражению

$$\Delta P = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f u H}{d_H^2} I_1 + 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f u^2 H}{d_H} I_2, \quad (3)$$

где

$$I_1 = \int_0^1 \frac{d\xi}{\left(\frac{d_0}{d_H} - \left(\frac{d_0}{d_H} - 1 \right) \xi^n \right)^2}, \quad I_2 = \int_0^1 \frac{d\xi}{\frac{d_0}{d_H} - \left(\frac{d_0}{d_H} - 1 \right) \xi^n}.$$

Заметим, что принятие постоянства порозности в (3) объясняется экспериментальным фактом практической независимости порозности от диаметра сферических частиц [2].

II. $\rho_f = \frac{P}{P_{\text{атм}}} \rho_{\text{атм}}$.

Уравнение (2) примет вид

$$-P \frac{dP}{dx} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f J_f P_{\text{атм}}}{d^2(x) \rho_{\text{атм}}} + 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{J_f^2 P_{\text{атм}}}{d(x) \rho_{\text{атм}}}. \quad (4)$$

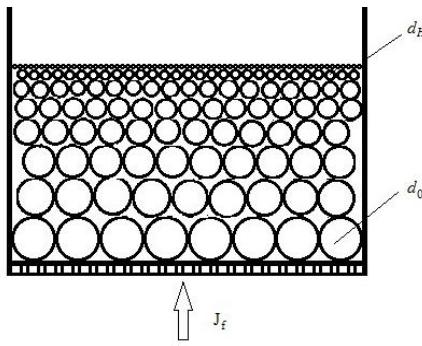


Рис. 1. Зернистый слой с частицами переменного размера

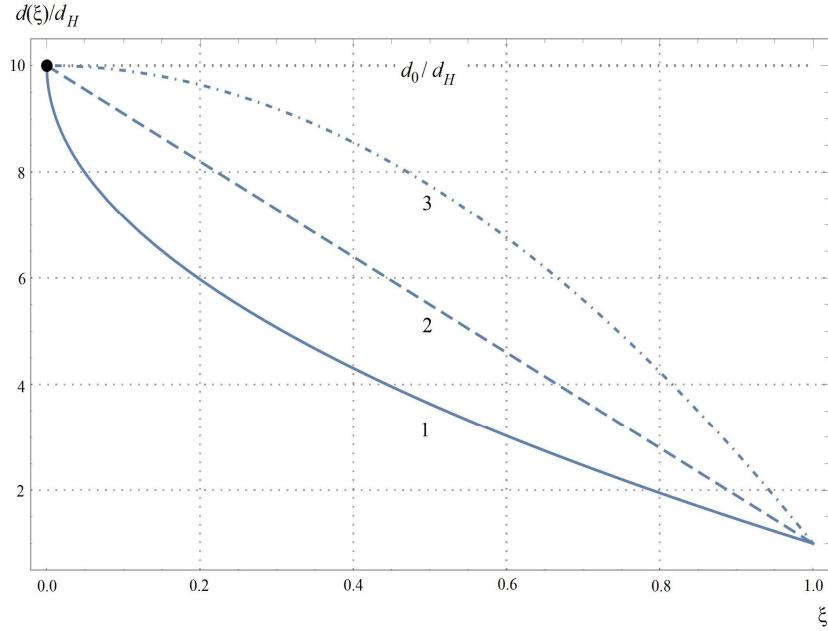


Рис. 2. Распределение $d(\xi)/d_H$ для $d_0/d_H = 10$ при разных значениях n : 1 – $n = 0.5$; 2 – 1.0; 3 – 2.0

После интегрирования (4) получим

$$\Delta P = \left(\sqrt{1 + 300 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f J_f H}{\rho_{atm} P_{atm} d_H^2} I_1 + 3.5 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{J_f^2 H}{\rho_{atm} P_{atm} d_H} I_2} - 1 \right) P_{atm}. \quad (5)$$

Легко видеть, что при малых расходах газа J_f выражение (5) с учётом $\rho_f \approx \rho_{atm}$ и $\lim_{A \rightarrow 0} (\sqrt{1+A} - 1) = A/2$ переходит в (3).

На рис. 3 показана зависимость величины $\Delta P/H$ от массового расхода J_f . Как видно, с ростом доли крупных фракций при увеличении показателя степени n в (1) (рис. 2) сопротивление слоя, естественно, падает.

Рассмотрим величину, характеризующую коэффициент вариации размеров частиц в зернистом слое:

$$W = \frac{\sqrt{\int_0^1 \left(\frac{d_0}{d_H} - \left(\frac{d_0}{d_H} - 1 \right) \xi^n - \frac{\langle d \rangle}{d_H} \right)^2 d\xi}}{\langle d \rangle / d_H}, \quad (6)$$

где $\frac{\langle d \rangle}{d_H} = \int_0^1 \left(\frac{d_0}{d_H} - \left(\frac{d_0}{d_H} - 1 \right) \xi^n \right) d\xi$ – среднее значение $d(x)$.

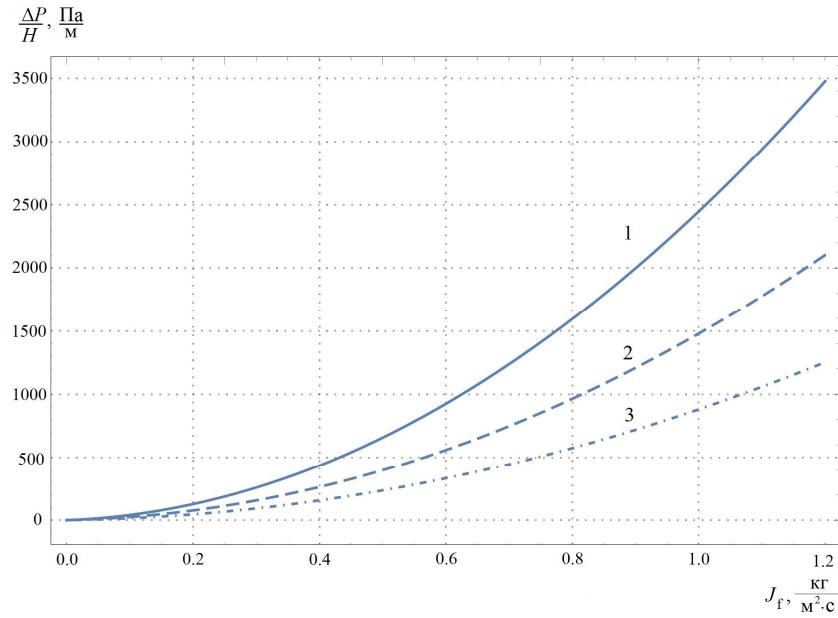


Рис. 3. Зависимость $\Delta P/H$ от массового расхода газа J_f при разных значениях n : 1 – $n = 0.5$; 2 – 1.0; 3 – 2.0

Интегрирование в (6) привело к следующему выражению:

$$W = \frac{\left(\frac{d_0}{d_H} - 1\right)n}{\left(1 + \frac{d_0}{d_H}n\right)\sqrt{1+2n}}. \quad (7)$$

Представляется, что для обеспечения хороших свойств фильтрующих материалов величина W должна быть максимальной. Как следует из рис. 4, $W_{\max} = f(n, d_0/d_H)$ и соответствует условию $dW(n)/dn = 0$. Величина n , определяющая W_{\max} , рассчитывается по зависимости

$$n = \frac{1}{2(d_0/d_H)} \left(1 + \sqrt{1 + 4(d_0/d_H)}\right). \quad (8)$$

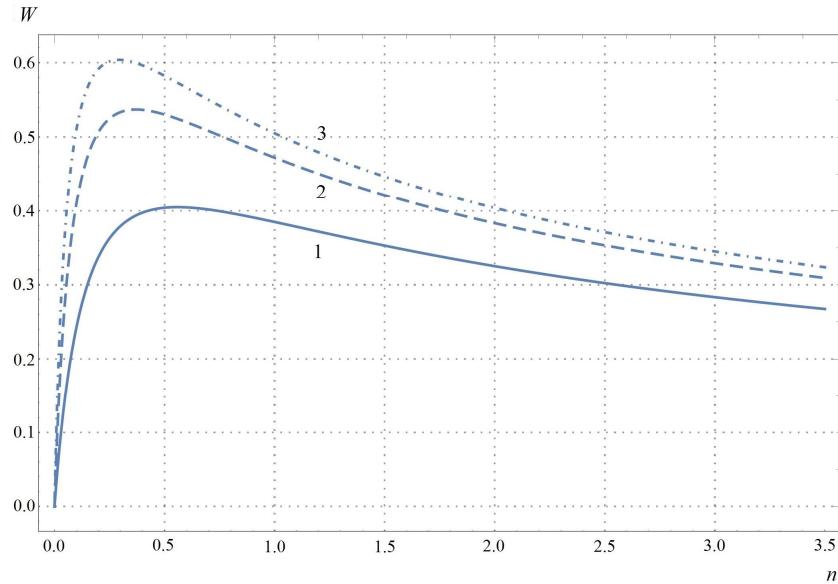


Рис. 4. Зависимость W от n при разных значениях d_0/d_H

Следует отметить, что условие $dW(n)/dn = 0$ выполняется при $n < 1$, что приводит к повышенным величинам сопротивления слоя (см. рис. 3).

Слой из пористых элементов. В этом случае также справедливо уравнение (4), но вместо $d(x)$ в него будет входить некий эквивалентный диаметр частиц d_e и после интегрирования получим

$$d_e = 1.75 \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{J_f^2 P_{atm} H}{\rho_{atm} (P_0^2 - P_{atm}^2)} + \sqrt{\left(1.75 \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{J_f^2 P_{atm} H}{\rho_{atm} (P_0^2 - P_{atm}^2)} \right)^2 + 300 \cdot \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f J_f P_{atm} H}{\rho_{atm} (P_0^2 - P_{atm}^2)}}. \quad (9)$$

При малых расходах газа $\rho_f = \rho_{atm}$, $\frac{P_0^2 - P_{atm}^2}{P_{atm}} \approx 2\Delta P$ и (9) примет вид

$$d_e = 0.875 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f u^2 H}{\Delta P} + \sqrt{\left(0.875 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f u^2 H}{\Delta P} \right)^2 + 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f u H}{\Delta P}}. \quad (10)$$

Как следует из (10), для определения d_e необходимо использовать экспериментальные данные по зависимости сопротивления слоя от скорости фильтрации газа.

Нами были проведены опыты в установке диаметром 172 мм по продувке засыпки колец Рашига высотой 170 мм. Внешний диаметр фарфоровых колец и высота составляли 25 мм, внутренний диаметр – 16 мм. Кольца Рашига – традиционно используемая в химической промышленности при проведении процессов абсорбции и ректификации насадка из элементов со сквозными отверстиями [7]. Зависимость $\Delta P(J_f)$ показана на рис. 5. Продувка осуществлялась воздухом комнатной температуры.

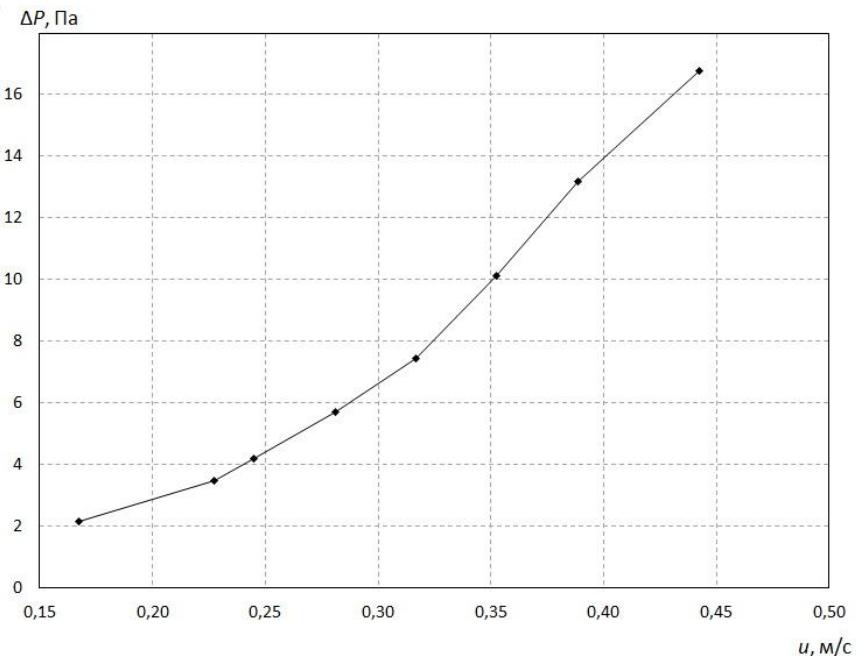


Рис. 5. Перепад давления в слое колец Рашига при $H = 0,17$ м

С использованием полученных опытных данных расчёты по (10) дали усредненное значение $d_e \approx 0,012$ м. Эквивалентный диаметр сплошного цилиндра $d_s \approx 0,029$ м. Порозность рассчитывалась по формуле

$$\varepsilon_e = \varepsilon_s + \varepsilon_p (1 - \varepsilon_s), \quad (11)$$

где ε_s – порозность слоя сплошных цилиндров, ε_p – пористость кольца ($\varepsilon_p \approx 0.27$). Для $\varepsilon_s = 0.42$ из (11) получим $\varepsilon_e \approx 0.58$. Отметим, что в [2] для колец Рашига диаметром 8 мм приводится величина $\varepsilon_e \cong 0.57$.

С учётом полученных значений ε_e и d_e установлена простая связь указанных характеристик с параметрами слоя сплошных цилиндров (d_s , ε_s):

$$\frac{d_s}{d_e} = \left(\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_s} \right)^3, \quad (12)$$

которая позволяет по величине порозности слоя пористых элементов (измеряется экспериментально) определить их эквивалентный диаметр и рассчитать по уравнению Эргана сопротивление такого слоя. Представляется, что установленная зависимость выходит за рамки конкретного исследования и может быть использована для расчета величины d_e элементов другой формы и размера.

Заключение. Установлены закономерности механики зернистого слоя с распределенными (переменными) размерами частиц. Показана связь коэффициента вариации размеров частиц с сопротивлением слоя.

Разработана методика расчёта эквивалентного диаметра пористого элемента на основе величины порозности засыпки из пористых элементов.

Обозначения

d – диаметр частиц, м; H – высота зернистого слоя, м; J_f – массовый поток газа, кг/(м²·с); n – показатель степени в (1); P – давление, Па; P_{atm} – атмосферное давление, Па; P_0 – давление при $x = 0$, Па; u – скорость фильтрации газа, м/с; x – продольная координата, м; ε – порозность; μ_f – динамическая вязкость газа, кг/(м·с); $\xi = x/H$; ρ_f – плотность газа, кг/м³; ρ_{atm} – плотность газа при $x = 0$, кг/м³; ρ_0 – плотность газа при атмосферном давлении, кг/м³.

Литература

- Гольдштик, М. А. Процессы переноса в зернистом слое / М. А. Гольдштик. – Новосибирск : Институт теплофизики СО АН СССР, 1984. – 164 с.
- Аэров, М. Э. Аппараты со стационарным зернистым слоем / М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. – Л. : Химия, 1979. – 176 с.
- Нигматулин, Р. И. Основы механики гетерогенных сред / Р. И. Нигматулин. – М. : Наука, 1978. – 336 с.
- Теплицкий, Ю. С. Процессы переноса в тепловыделяющем зернистом слое / Ю. С. Теплицкий, В. И. Ковенский. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2009. – 149 с.
- Мирошниченко, Т. П. Исследование режимов фильтрации газа из подземного резервуара при большом начальном перепаде давления / Т. П. Мирошниченко, Н. А. Луценко, В. А. Левин // Прикладная механика и теоретическая физика. – 2015. – Т. 56, № 5. – С. 149–155.
- Капцевич В. М., Галкин А. Е., Сорокина А. Н., Теплицкий Ю. С., Иванютенко В. И. Способ изготовления фильтрующих изделий. А. С. № 1594799. 1990.
- Дытнерский, Ю. С. Процессы и аппараты химической технологии. Ч. 2. Массообменные процессы и аппараты / Ю. С. Дытнерский. – М. : Химия, 2002. – 368 с.

Ю. С. Теплицкий, Е. А. Пицуха, А. Р. Рослик

ОБ ОПИСАНИИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ТЕПЛООБМЕННИКАХ С ПУЧКОМ ТРУБ НА ОСНОВЕ АНАЛОГИИ С АНИЗОТРОПНОЙ ВЫСОКОПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

Введение. Впервые идея об использовании модели анизотропного пористого тела для теплогидравлических расчетов реакторов и теплообменников была предложена в [1]. Задача рассматривалась для пучка вертикальных стержней в однотемпературном приближении. В [2] такая же идея была сформулирована независимо и использована для расчета конденсационного газотрубного теплообменника в двухтемпературной постановке. Дальнейшее развитие эта идея получила в [3] для расчета теплообмена в активной зоне реактора ВВЭР-1000 в рамках нестационарной двухмерной модели.

В настоящей работе при наличии некоторых упрощений сформулирована достаточно универсальная модель расчета теплопереноса в тепловыделяющих и рекуперативных теплообменниках с трубным пучком различной геометрии (горизонтальные и вертикальные трубы), а также в заторможенном пучке горизонтальных труб кипящем слое топки кипящего слоя (рекуперативным теплообменником с внутренним источником энергии).

За основу была взята хорошо разработанная модель теплопереноса в тепловыделяющих зернистых (пористых) слоях [4, 5]. В одномерном изобарическом приближении используется следующая двухтемпературная модель [4]:

$$C_f J_f \frac{dT_f}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\varepsilon \lambda_f^x \frac{dT_f}{dx} \right) + \frac{6(1-\varepsilon)\alpha}{d} (T_s - T_f), \quad (1)$$

$$0 = \frac{d}{dx} \left((1-\varepsilon) \lambda_s^x \frac{dT_s}{dx} \right) + \frac{6(1-\varepsilon)\alpha}{d} (T_f - T_s) + Q_s (1-\varepsilon). \quad (2)$$

Следует отметить, что модель (1), (2) обобщается на случай заторможенного шаровой насадкой кипящего слоя мелкодисперсного материала, который используется в технике [6]. Для трансформации (1) и (2) на случай анизотропного высокопористого тела в них следует пре-небречь теплопроводностью λ_s^x в (2) и ввести горизонтальную теплопроводность λ_f^y в (1) для описания теплопереноса в теплообменниках с пучком горизонтальных труб. Случай заторможенного кипящего слоя («топка кипящего слоя») описывается добавлением в уравнение (1) слагаемого, учитывающего тепловыделение. Полученная таким образом система имеет вид

$$C_{fl} J_{fl} \frac{\partial T_{fl}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \lambda_{fl}^x \frac{\partial T_{fl}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \lambda_{fl}^y \frac{\partial T_{fl}}{\partial y} \right) U_{II} + \frac{4(1-\varepsilon)K}{d} (T_{f2} - T_{fl}) + Q_f \varepsilon U_1 U_{II} U_{III}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \pm C_{f2} J_{f2}^x \frac{\partial T_{f2}}{\partial x} U_1 (1 - U_{II}) + C_{f2} J_{f2}^y \frac{\partial T_{f2}}{\partial y} U_{II} = \\ & = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d} (T_{fl} - T_{f2}) + Q_s (1-\varepsilon) (1 - U_1) (1 - U_{II}) (1 - U_{III}). \end{aligned} \quad (4)$$

В случае одного теплоносителя вместо T_{f2} и K используются T_s и α_{fl} . Важно отметить вхождение коэффициента 4 в обменном члене уравнений (3), (4) вместо 6 в (1), (2), что связано с геометрической анизотропностью теплообменника с трубным пучком. При записи (1) и (3) предполагалось одномерное движение теплоносителя. Учет поперечного движения сделан в

[3]. Вариация величины функции Хэвисайда U_i позволяет описать следующие теплообменные устройства:

- теплообменник с внутренним источником энергии (продольное и поперечное обтекание трубного пучка, один теплоноситель) при $U_I = U_{II} = U_{III} = 0$;
- рекуперативный теплообменник (продольное обтекание пучка, два теплоносителя) при $U_I = 1; U_{II} = U_{III} = 0$;
- рекуперативный теплообменник (поперечное обтекание пучка, два теплоносителя) при $U_I = U_{II} = 1; U_{III} = 0$;
- тепловыделяющий кипящий слой мелкодисперсного материала, заторможенный горизонтальным трубным пучком («топка кипящего слоя») при $U_I = U_{II} = U_{III} = 1$.

Теплофизические характеристики $\lambda_{fl}^x, \lambda_{fl}^y$ и K рассчитываются по известным зависимостям для газа (жидкости) и кипящего слоя [7–9].

Зависимость, связывающая порозность пучка с его шагом ($S_v = S_h = S_t$), имеет вид

$$S_t - d_t = \left(\sqrt{\frac{\pi}{4(1-\varepsilon)}} - 1 \right) d_t. \quad (5)$$

Отсутствие контакта между трубами приводит к возможности существенного варьирования величины ε ($\varepsilon \approx 0.45 - 1$):

$$\varepsilon = 1 - \frac{\pi}{4 \left(\frac{S_t - d_t}{d_t} + 1 \right)^2}. \quad (6)$$

Отметим, что в зернистом слое, напротив, наличие контакта обеспечивает довольно узкий диапазон изменения $\varepsilon \approx 0.32 - 0.45$ [7] и вызывает необходимость учета коэффициента теплопроводности λ_s^x по твердой фазе в (2).

Примеры использования (3), (4).

Пример 1. $U_I = U_{II} = U_{III} = 0$, продольное обтекание тепловыделяющего трубного пучка. Система (3), (4) примет вид

$$C_{fl} J_{fl} \frac{dT_{fl}}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\varepsilon \lambda_{fl}^x \frac{dT_{fl}}{dx} \right) + \frac{4(1-\varepsilon)\alpha_{fl}}{d_t} (T_s - T_{fl}), \quad (7)$$

$$0 = \frac{4(1-\varepsilon)\alpha_{fl}}{d_t} (T_{fl} - T_s) + Q_s (1-\varepsilon); \quad (8)$$

граничные условия:

$$x = 0, \quad C_{fl} J_{fl} (T_{fl} - T_0) = \varepsilon \lambda_{fl}^x \frac{dT_{fl}}{dx}, \quad (9)$$

$$x = H, \quad \frac{dT_{fl}}{dx} = 0. \quad (10)$$

Коэффициент теплообмена [8]

$$Nu_x = \frac{\alpha_{fl} x}{\lambda_{fl}^x} = 0.029 \cdot Re_x^{0.8} Pr^{0.43}. \quad (11)$$

На рис. 1 показаны распределения T_{fl} и T_s по высоте теплообменника при разных величинах тепловыделения Q_s при условии малости кондуктивного переноса тепла в теплоносителе.

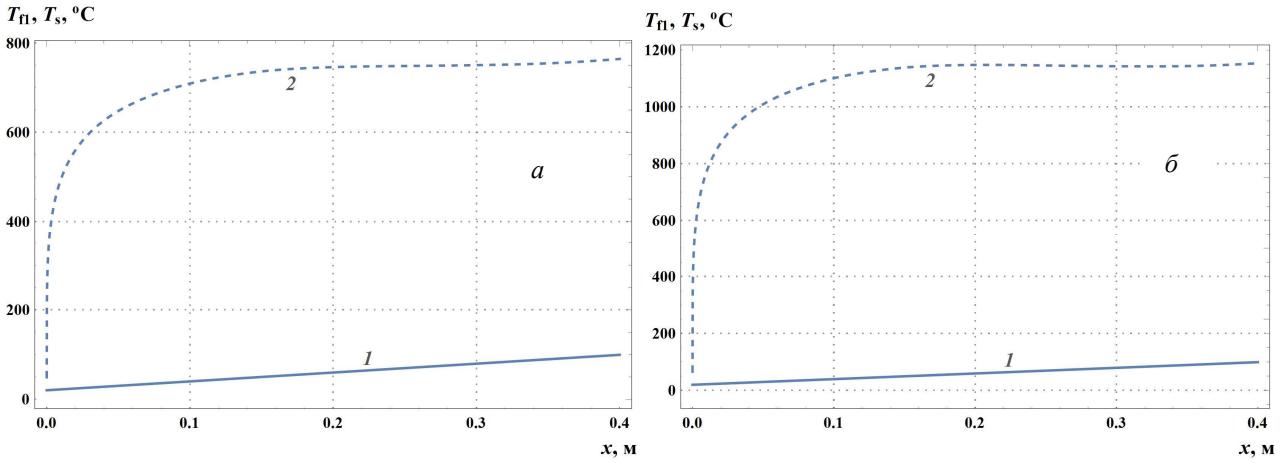


Рис. 1. Распределение температур T_{fl} (1) и T_s (2) в теплообменнике с внутренним источником энергии (теплоноситель – вода) для $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $d_t = 0.028 \text{ м}$, $H = 0.4 \text{ м}$, $\varepsilon = 0.5$ при $J_{\text{fl}} = 6 \text{ кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$, $Q_s = 10^7 \text{ Дж}/(\text{м}^3\cdot\text{с})$ (а) и $J_{\text{fl}} = 60 \text{ кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$, $Q_s = 10^8 \text{ Дж}/(\text{м}^3\cdot\text{с})$ (б)

Пример 2. $U_I = 1$, $U_{II} = U_{III} = 0$, продольное обтекание газотрубного пучка. Система (3), (4) примет вид

$$C_{\text{fl}} J_{\text{fl}} \frac{dT_{\text{fl}}}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\varepsilon \lambda_{\text{fl}}^x \frac{dT_{\text{fl}}}{dx} \right) + \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_t} (T_{\text{f2}} - T_{\text{fl}}), \quad (12)$$

$$\pm C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} \frac{dT_{\text{f2}}}{dx} = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_t} (T_{\text{fl}} - T_{\text{f2}}), \quad (13)$$

граничные условия:

$$x = 0 : \quad C_{\text{fl}} J_{\text{fl}} (T_{\text{fl}} - T_{01}) = \varepsilon \lambda_{\text{fl}}^x \frac{dT_{\text{fl}}}{dx}, \quad (14)$$

$$T_{\text{f2}} = T_{02} \text{ (прямоток);} \quad (15)$$

$$x = H : \quad \frac{dT_{\text{fl}}}{dx} = 0, \quad (16)$$

$$T_{\text{f2}} = T_{02} \text{ (противоток).} \quad (17)$$

Коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{f2}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{fl}}} + \frac{\delta_t}{\lambda_s^*}}, \quad (18)$$

$Nu_{\text{f2}} = 0.021 \cdot Re_{\text{f2}}^{0.8} Pr^{0.43}$ [8], Nu_{fl} определяется из (11).

На рис. 2 показаны зависимости T_{fl} (вода) и T_{f2} (дымовые газы) для прямотока и противотока в случае малости кондуктивного переноса в теплоносителе.

Пример 3. $U_I = U_{II} = U_{III} = 1$, обтекание пучка горизонтальных труб в топке кипящего слоя. Система (3), (4) примет вид

$$C_{\text{fl}} J_{\text{fl}} \frac{\partial T_{\text{fl}}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \lambda_{\text{fl}}^x \frac{\partial T_{\text{fl}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \lambda_{\text{fl}}^y \frac{\partial T_{\text{fl}}}{\partial y} \right) + \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_t} (T_{\text{f2}} - T_{\text{fl}}) + Q_f \varepsilon, \quad (19)$$

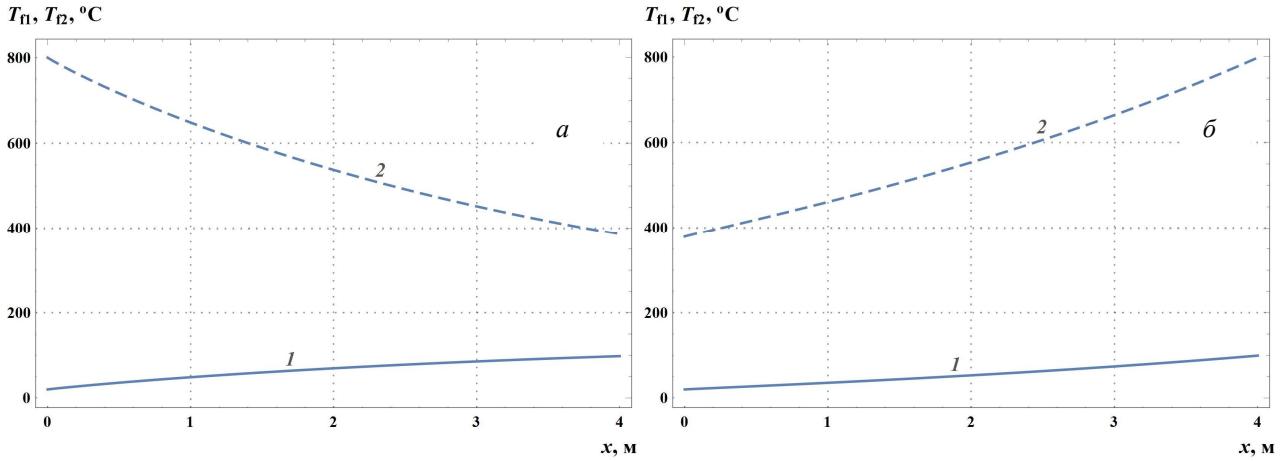


Рис. 2. Распределение температур $T_{\text{f}1}$ (1) и $T_{\text{f}2}$ (2) в прямоточном (α) и противоточном (δ) теплообменниках при $T_{01} = 20^{\circ}\text{C}$, $T_{02} = 800^{\circ}\text{C}$, $d_t = 0.028 \text{ м}$, $H = 4 \text{ м}$, $\varepsilon = 0.5$, $J_{\text{f}1} = 12.6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $J_{\text{f}2} = 10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

$$C_{\text{f}2} J_{\text{f}2} \frac{\partial T_{\text{f}2}}{\partial y} = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_t} (T_{\text{f}1} - T_{\text{f}2}); \quad (20)$$

граничные условия:

$$x = 0, \quad C_{\text{f}1} J_{\text{f}1} (T_{\text{f}1} - T_{01}) = \varepsilon \lambda_{\text{f}1}^x \frac{\partial T_{\text{f}1}}{\partial x}, \quad (21)$$

$$x = H, \quad \frac{\partial T_{\text{f}1}}{\partial x} = 0, \quad (22)$$

$$y = 0, \quad T_{\text{f}2} = T_{02}, \quad \frac{\partial T_{\text{f}2}}{\partial y} = 0, \quad (23)$$

$$y = L, \quad \frac{\partial T_{\text{f}1}}{\partial y} = 0. \quad (24)$$

Величины $\lambda_{\text{f}1}^x$ и $\lambda_{\text{f}1}^y$ рассчитываются по зависимостям, приведенным в [9]. Следует отметить достаточную сложность системы (19)–(24). Однако учет специфики кипящего слоя, заключающейся в интенсивном перемешивании мелкодисперсных частиц, обеспечивающем практическую изотермичность слоя [9], позволяет существенно упростить уравнения, преобразовав (19)–(24) к виду

$$C_{\text{f}1} J_{\text{f}1} \frac{(T_{\text{f}1} - T_{01})}{H} = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_t} (T_{\text{f}2} - T_{\text{f}1}) + Q_f \varepsilon, \quad (25)$$

$$C_{\text{f}2} J_{\text{f}2} \frac{dT_{\text{f}2}}{dy} = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_t} (T_{\text{f}1} - T_{\text{f}2}), \quad (26)$$

$$y = 0, \quad T_{\text{f}2} = T_{02}. \quad (27)$$

При $T_{\text{f}1} = \text{const}$ уравнение (26) легко интегрируется:

$$T_{\text{f}2} - T_{\text{f}1} = (T_{02} - T_{\text{f}1}) \exp \left[-\frac{4(1-\varepsilon)K}{C_{\text{f}2} J_{\text{f}2} d_t} y \right]. \quad (28)$$

Для определения $T_{\text{f}1}$ воспользуемся уравнением теплового баланса:

$$C_{\text{fl}} J_{\text{fl}} \frac{(T_{\text{fl}} - T_{01})}{H} + C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} \frac{(T_{\text{f2}}(L) - T_{02})}{L} = Q_{\text{f}} \varepsilon, \quad (29)$$

которое с учетом $T_{\text{f2}}(L)$ из (28)

$$T_{\text{f2}}(L) - T_{\text{fl}} = (T_{02} - T_{\text{fl}}) \exp \left[-\frac{4(1-\varepsilon)K}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} d_{\text{t}}} L \right] \quad (30)$$

дает уравнение для определения T_{fl} :

$$T_{\text{fl}} + (T_{02} - T_{\text{fl}}) \exp \left[-\frac{4(1-\varepsilon)K}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} d_{\text{t}}} L \right] - T_{02} = \frac{Q_{\text{f}} \varepsilon L}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}}} - \frac{C_{\text{fl}} J_{\text{fl}}}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}}} \frac{L}{H} (T_{\text{fl}} - T_{01}). \quad (31)$$

Отсюда для T_{fl} получаем

$$T_{\text{fl}} = \frac{T_{02} \left(1 - \exp \left[-\frac{4(1-\varepsilon)K}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} d_{\text{t}}} L \right] \right) + \frac{Q_{\text{f}} \varepsilon L}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}}} + \frac{C_{\text{fl}} J_{\text{fl}}}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}}} \frac{L}{H} T_{01}}{1 - \exp \left[-\frac{4(1-\varepsilon)K}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} d_{\text{t}}} L \right] + \frac{C_{\text{fl}} J_{\text{fl}}}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}}} \frac{L}{H}}. \quad (32)$$

Уравнения (28) и (32) позволяют рассчитать величину T_{fl} и получить функцию $T_{\text{f2}}(y)$. Следует отметить, что по условиям оптимальной работы топки с кипящим слоем величину T_{fl} рекомендуется поддерживать на уровне 800–850 °C [10]. Это накладывает, естественно, дополнительные ограничения на параметры теплообменника, входящие в (32). В компактном виде их можно объединить в комплексы, следующие из обезразмеривания (32):

$$\frac{4(1-\varepsilon)K}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} d_{\text{t}}} L, \quad \frac{Q_{\text{f}} \varepsilon L}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}} T_{02}}, \quad \frac{C_{\text{fl}} J_{\text{fl}}}{C_{\text{f2}} J_{\text{f2}}} \frac{L}{H}, \quad \frac{T_{01}}{T_{02}}. \quad (33)$$

На рис. 3 и 4 показаны результаты расчета зависимости $T_{\text{f2}}(y)$ для нагрева воды и пара.

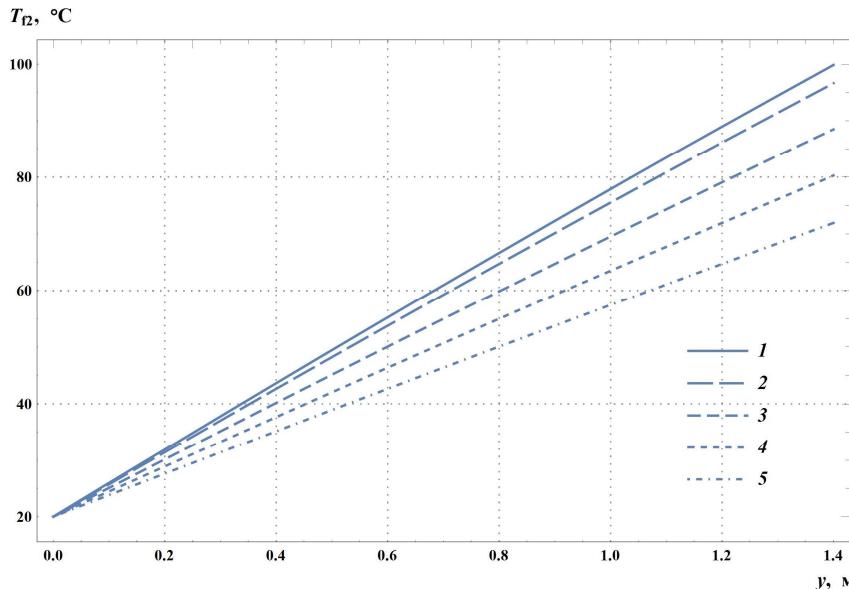


Рис. 3. Зависимость температуры воды $T_{\text{f2}}(y)$ при нагреве в тепловыделяющем кипящем слое с температурой $T_{\text{fl}} = 850$ °C для разных ε и соответствующих им Q_{f} при следующих условиях: $T_{01} = 20$ °C; $T_{02} = 20$ °C; $J_{\text{fl}} = 1.5$ кг/(м²·с); $J_{\text{f2}} = 10$ кг/(м²·с); $d_{\text{t}} = 0.028$ м; $H = 0.5$ м; $L = 1.4$ м; $K = 45$ Вт/(м²·К); $\varepsilon = 0.53$ и $Q_{\text{f}} = 9.20 \cdot 10^6$ Вт/м³ (1); $\varepsilon = 0.55$ и $Q_{\text{f}} = 8.69 \cdot 10^6$ Вт/м³ (2); $\varepsilon = 0.60$ и $Q_{\text{f}} = 7.156 \cdot 10^6$ Вт/м³ (3); $\varepsilon = 0.65$ и $Q_{\text{f}} = 6.60 \cdot 10^6$ Вт/м³ (4); $\varepsilon = 0.70$ и $Q_{\text{f}} = 5.77 \cdot 10^6$ Вт/м³ (5)

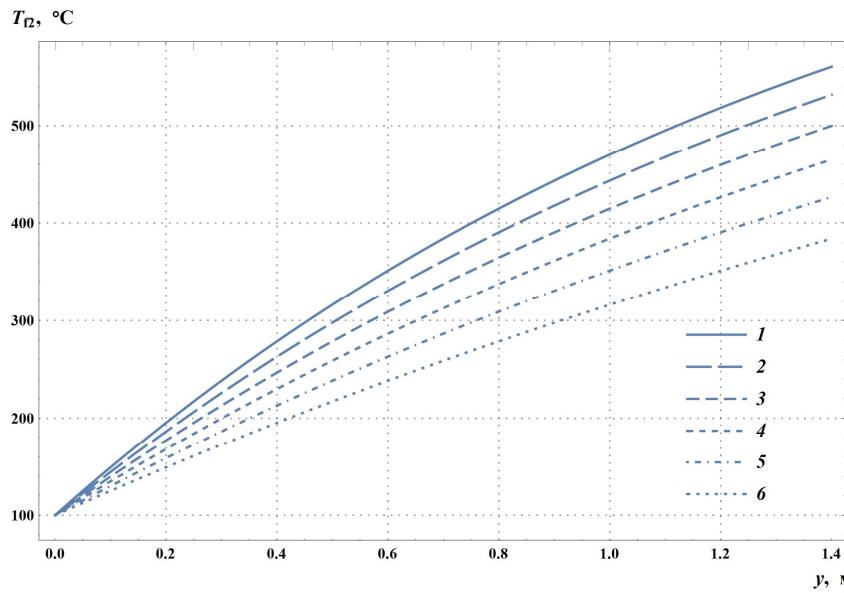


Рис. 4. Зависимость температуры пара $T_{f2}(y)$ при нагреве в тепловыделяющем кипящем слое с температурой $T_{f1} = 850$ °C для разных ε и соответствующих им Q_f при следующих условиях: $T_{01} = 20$ °C; $T_{02} = 100$ °C; $J_{f1} = 5$ кг/(м²·с); $J_{f2} = 1$ кг/(м²·с); $d_t = 0.028$ м; $H = 0.5$ м; $L = 1.4$ м; $K = 20$ Вт/(м²·К); $\varepsilon = 0.5$ и $Q_f = 1.80 \cdot 10^7$ Вт/м³ (I); $\varepsilon = 0.55$ и $Q_f = 1.63 \cdot 10^7$ Вт/м³ (2); $\varepsilon = 0.6$ и $Q_f = 1.48 \cdot 10^7$ Вт/м³ (3); $\varepsilon = 0.65$ и $Q_f = 1.36 \cdot 10^7$ Вт/м³ (4); $\varepsilon = 0.7$ и $Q_f = 1.26 \cdot 10^7$ Вт/м³ (5); $\varepsilon = 0.75$ и $Q_f = 1.16 \cdot 10^7$ Вт/м³ (6)

Выводы. На основе аналогии трубчатого теплообменника с тепловыделяющим зернистым слоем получена система уравнений теплопроводности (3), (4), позволяющая описать теплоперенос в теплообменниках с пучком труб разного типа и конструкции.

Обозначения

C_{f1}, C_{f2} – удельная теплоемкость теплоносителей при постоянном давлении, Дж/(кг·К); d – диаметр частиц, м; d_t и d_t^* – наружный и внутренний диаметр трубы, м; H – высота теплообменника, м; J_{f1}, J_{f2} – массовые расходы теплоносителей, кг/(м²·с); L – длина трубы, м; $Nu_x = \alpha_{f1}x/\lambda_{f1}$, $Nu_{f1} = <Nu_x>$, $Nu_{f2} = \alpha_{f2}d_t^*/\lambda_{f2}$ – числа Нуссельта; Pr – число Прандтля; T_f, T_{f1}, T_{f2}, T_s – температуры, К; T_{01}, T_{02} – начальные температуры, К; Q_f, Q_s – мощности тепловыделения, Вт/м³; $Re_{f2} = J_{f2}d_t^*/\mu_{f2}$, $Re_x = J_{f1}x/\mu_{f1}$ – числа Рейнольдса; x, y – вертикальная и горизонтальная координаты, м; $\alpha, \alpha_{f1}, \alpha_{f2}$ – коэффициенты теплообмена, Вт/(м²·К); δ_t – толщина трубы м; ε – порозность пучка труб; $\lambda_{f1}, \lambda_{f2}, \lambda_s^*$ – коэффициенты теплопроводности, Вт/(м·К); μ_{f1}, μ_{f2} – динамические вязкости теплоносителей, кг/(м·с).

Литература

1. Применение модели пористого слоя к теплогидравлическим расчетам реакторов и теплообменников / М. К. Горчаков, В. М. Кащеев, А. П. Колмаков, Ю. С. Юрьев // ТВТ. – 1976. – Т. 14, № 4. – С. 866–871.
2. О тепловом состоянии конденсационного теплообменника / Ю. С. Теплицкий, Е. А. Пицуха, А. Р. Рослик, Э. К. Бучилко // ИФЖ. – 2021. – Т. 94, № 3. – С. 590–598.
3. Павлюкевич, Н. В. Моделирование теплообмена в активной зоне энергетического ядерного реактора при наличии возмущений гидродинамических и энергетических параметров / Н. В. Павлюкевич, А. И. Шнип // ИФЖ. – 2022. – Т. 95, № 1. – С. 31–38.
4. Теплицкий, Ю. С. Процессы переноса в тепловыделяющем зернистом слое / Ю. С. Теплицкий, В. И. Ковенский. – Минск, 2009. – 149 с.

5. Гольдштик, М. А. Процессы переноса в зернистом слое / М. А. Гольдштик. – Новосибирск, 1984. – 163 с.
6. Ковенский, Г. И. Управляемое псевдоожижение / Г. И. Ковенский. – Минск, 1999. – 145 с.
7. Аэров, М. Э. Аппараты со стационарным зернистым слоем / М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. – Л. : Химия, 1976. – 175 с.
8. Исаченко, В. П. Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – М. : Энергоиздат, 1981. – 417 с.
9. Гидродинамика и тепломассоперенос в свободном и заторможенном псевдоожиженных слоях / Ю. С. Теплицкий. Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – Новосибирск, 1990. – 37 с.
10. Баскаков, А. П. Котлы и топки с кипящим слоем / А. П. Баскаков, В. В. Мацнев, И. В. Распопов. – М. : Энергоиздат, 1995. – 347 с.

С. П. Фисенко

СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭПИДЕМИИ

Введение. Анализ общедоступных в последнее время первичных статистических данных из многих стран о распространении пандемии COVID-19 показывает, что классическая математическая модель [1] для описания распространения эпидемии имеет принципиальный недостаток. С теоретической точки зрения этот недостаток заключается в том, что она не описывает наблюдаемый эффект – ежедневные флуктуации в числе заболевших людей. Как исправить этот недостаток логистической модели распространения эпидемии?

Вывод и анализ уравнения стохастической модели. В приближении случайных процессов логистическое уравнение, описывающее процесс заражения людей, можно обобщить, введя случайный источник $I(t)$ [2–4]:

$$\frac{dy}{dt} = kyb \left(1 - \frac{y}{N}\right) + I(t).$$

При этом можно считать, что случайная величина $I(t)$ является дельта-коррелированной величиной с нулевым значением средней величины, а для ее корреляционной функции справедливо равенство

$$\langle I(t)I(t') \rangle = A(t)\delta(t-t'),$$

где $\langle \dots \rangle$ – усреднение по ансамблю случайных реализаций. С введением стохастического источника в логистическое уравнение число зараженных людей становится случайной величиной и может, как минимум, флуктуировать относительно средних значений. Однако нелинейный характер логистического уравнения препятствует проведению корректной процедуры осреднения.

Поэтому удобно перейти к эквивалентному описанию случайных процессов. Введем функцию плотности вероятности $f(y,t)$ числа зараженных людей y в момент времени t . Какое кинетическое уравнение управляет эволюцией функции плотности вероятности?

Как известно, для $f(y, t)$ полную производную по времени можно записать как

$$\frac{\partial f(y,t)}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial y} \dot{y} = J, \quad (1)$$

где

$$\dot{y} = ykb \left(1 - \frac{y}{N}\right). \quad (2)$$

Отметим, что в научной литературе произведение kb часто обозначается как R_0 и называется коэффициентом распространения [5].

Используя аналогию с кинетической теорией газов, можно считать J интегралом столкновений. В диффузионном приближении для J [2] получаем линейное кинетическое уравнение для плотности вероятности

$$\frac{\partial f(y,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} [f(y,t)\dot{y}] + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} [f(y,t)D]. \quad (3)$$

Здесь D – аналог коэффициента диффузии с размерностью с^{-1} , обеспечивающий броуновское блуждание числа заболевших людей в популяции.

Границные условия для функции распределения $f(y, t)$ при исследовании развития эпидемии имеют вид

$$\frac{\partial f(0,t)}{\partial y} = 0 \text{ и } \frac{\partial f(N,t)}{\partial y} = 0,$$

где N – размер популяции.

Соответственно уравнение для эволюции первого момента функции распределения $\langle f \rangle$ имеет вид

$$\frac{d \langle f \rangle}{dt} = \int f y dy,$$

где

$$\langle f \rangle = \int f y dy.$$

Заметим, что записанные выше граничные условия обеспечивают сохранение нормировки функции распределения во все моменты времени. Для удобства мы используем следующую нормировку (считая переменную y непрерывной величиной):

$$\int_0^N f(y, t) dy = 1.$$

На рис. 1 показан результат численного расчета функции распределения $f(y, t)$ во время эпидемии с помощью линейного кинетического уравнения. Расчет проведен при таких параметрах R_0 , что популяция полностью заражается за 8 дней. Для удобства численного моделирования переменная y нормирована таким образом, что новая переменная $\hat{y} = y / N$, и в дальнейшем «крышка» над переменной y опускается.

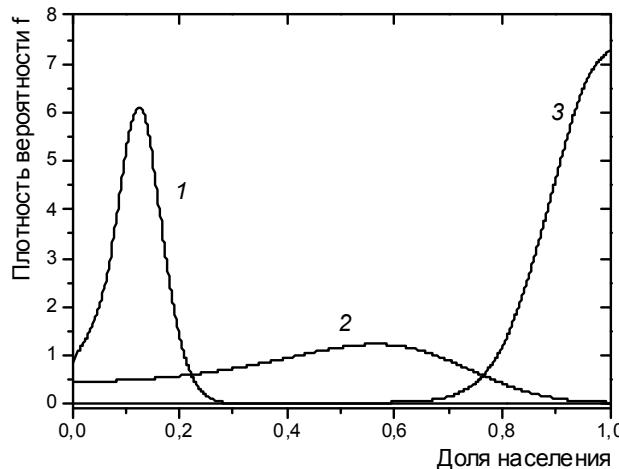


Рис. 1. Распределение плотности вероятности $f(y, t)$ в разные моменты эпидемии: 1 – в начале эпидемии (первый день), 2 – после двух дней, 3 – в конце эпидемии (после семи дней). Коэффициент диффузии $D = 0.01$ [день $^{-1}$], $R_0 = 1$

Начальные условия к уравнению (3) имеют вид

$$f(y, 0) = \delta(y - y_0) \quad \text{и} \quad y_0 = 0.1.$$

Напомним, что согласно классической модели эпидемия в популяции заканчивается за 8 дней. Как видно на рис. 1, к концу эпидемии ширина функции распределения заметно сужается по сравнению с ее шириной в середине длительности эпидемии, что принципиально отличается от результатов работы [6].

Хорошо известно из кинетической теории, что чем шире функция распределения (плотности вероятности), тем больше роль флуктуаций. Из нашего расчета следует вывод, что в конце эпидемии вклад флуктуаций падает.

На рис. 2 показан максимум кривой 2 с рис. 1 в координатах, нормированных на положение максимума функции распределения ($y = 0.567$, $f(y) = 1.236$). При этом $\langle y \rangle = 0.47$. Видно, что функция распределения вблизи максимума не является симметричной относительно его положения.

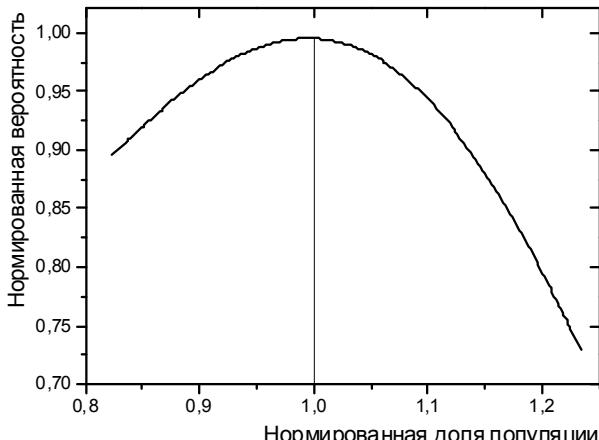


Рис. 2. Функция распределения в новых координатах

Из данных на рис. 2 видно, что в соответствии со стохастической картиной распространения эпидемии доля заболевшего населения может быть как больше, так и меньше наиболее вероятного значения.

Значения эффективного коэффициента диффузии и коэффициента распространения в настоящее время могут быть определены только на основе анализа достоверных первичных данных о статистике заражения среди популяции.

Заключение. Естественные флуктуации числа ежедневных контактов среди людей вызывают флуктуации в числе заболевших людей. Для теоретического описания этого эффекта выведено уравнение для функции распределения числа заболевших людей. В диффузионном приближении получено линейное кинетическое уравнение для функции распределения числа заболевших людей и граничные условия к нему. Проанализировано численное решение диффузионного кинетического уравнения. Показано, что значительные флуктуации имеют место в середине распространения эпидемии, в конце эпидемии они ослабевают.

Кроме того, мощным источником флуктуаций в числе ежедневных контактов являются выходные дни, вызывающие периодические возмущения в значении параметра R_0 .

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проекты Т21КОВИД-033 и Т22УЗБ-066.

Литература

1. Нахушев, А. М. Уравнения математической биологии / А. М. Нахушев. – М. : Высшая школа, 1995.
2. Кляцкин, В. И. Стохастические уравнения глазами физика / В. И. Кляцкин. – М. : Физматлит, 2001.
3. Чигарев, А. В. Детерминированные и стохастические модели распространения инфекции и тестирование в изолированном контингенте / А. В. Чигарев, М. А. Журавков, В. А. Чигарев // Журн. Бел. гос. ун-та. Математика. Информатика. – 2021. – Т. 3. – С. 57–67.
4. Markovian random walk model of epidemic spreading / M. Bestehorn, A. P. Riascos, Th. M. Michelitsch, B. A. Collet // Continuum Mech. – 2021. – Vol. 33. – P. 1207–1221.

5. Гринчук. П. С. Физическая кинетика и моделирование распространения эпидемии / П. С. Гринчук, С. П. Фисенко // ИФЖ. – 2021. – Т. 94, № 1. – С. 3–6.

6. Epidemic processes in complex networks / R. Pastor-Satorras, C. Castellano, P. Van Mieghem, A. Vespignani // Rev. Mod. Phys. – 2015. – Vol. 87. – P. 925–979.

А. И. Шнип, С. А. Тригер^{*}

О ВЛИЯНИИ РЕЖИМА УСТАНОВЛЕНИЯ КАРАНТИННЫХ МЕРОПРИЯТИЙ НА ДИНАМИКУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭПИДЕМИЙ

Введение. Большинство существующих моделей распространения инфекции моделируют спонтанное развитие эпидемии и описывают все ее стадии. Есть три базовых типа таких моделей: модели SIS (“восприимчивый–заразный–восприимчивый”), модели SIR (“восприимчивый–заразный–удаленный”) и SEIR (“восприимчивый–зараженный–заразный–удаленный”). Первые восходят к пионерской работе [1] и используются в математической эпидемиологии [2]. Они используют предположение, что выздоровевшие люди могут немедленно снова заразиться. Модели SIR построены на предположении, что выздоровевшие имеют иммунитет и не могут заразиться повторно (см., например, [3]). Обзор развития перечисленных моделей приведен в [4] (см. также приведенную там библиографию). Баланс между восприимчивыми к инфекции и инфицированными членами популяции при различных условиях передачи инфекции является предметом исследования в [5]. В настоящее время эти базовые модели развиваются также с учетом процесса вакцинации [6–8].

В рассматриваемой здесь модели, как и в моделях SIR и SEIR, предполагается иммунитет выздоровевших людей ([9, 10] и библиография в них). В ней учтены некоторые особенности COVID-19, учтенные в недавно независимо предложенных дискретных моделях эпидемии [11, 12]. Важной особенностью используемой здесь модели является запаздывание (см. [9, 11, 12] и цитируемую там литературу), учитывающее подтвержденное клиническими данными длительное вирусоносительство. В отличие от запаздывания, рассматриваемого в [13], данная модель предполагает, что переболевший является иммунным и в этом отношении соответствует модели SIR, а не SIS. В то же время рассматриваемая модель не предполагает выделения отдельной категории скрытых вирусоносителей (см., например, SEIR-модель с запаздыванием в [14]). Она также не учитывает в явном виде возникновение новых штаммов, которые могут иметь большую контагиозность и способны вытеснить доминирующий в популяции штамм [15, 16]. Однако в рамках данной модели этот процесс в принципе также может быть учтен через специфическое изменение параметра, отвечающего за темп заражений. Нужно также подчеркнуть, что в [11, 17] дискретная по времени модель не была дискретизирована по числу вовлеченных людей, которое рассматривалось как непрерывная переменная. Такая последовательная дискретизация проведена в настоящей работе.

Цель данной работы – изучить влияние изменяющихся во времени карантинных мероприятий на течение эпидемического процесса. Усиление и ослабление карантинных мероприятий регулируется государственными органами централизованно (или в отдельных районах и городах) с целью недопущения неприемлемого уровня заболеваемости и нагрузки на медицинские учреждения, с одной стороны, и поддержания экономической и социальной жизни на необходимом уровне – с другой стороны. Действия, направленные на поддержание баланса между этими двумя необходимостями, приводят, как показано далее, к возникновению волн эпидемического процесса в популяции. Такие волны, согласно статистическим данным по пандемии COVID-19, вызванной появлением нового вируса SARS-CoV-2, наблюдались практически повсеместно [18].

Математическая модель. В модели используются предположения о том, что численный состав населения за время развития эпидемии изменяется незначительно (в том числе и за счет смертности от эпидемии). Также принимается, что миграция зараженных вирусом в страну и из страны, а в некоторых странах и между регионами, пренебрежимо мала (что

* Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва.

было реализовано на практике за счет введения карантинных мер уже на ранней стадии пандемии COVID-19). Поскольку минимальным отрезком времени, на котором фиксируются изменения в ходе эпидемии, является один день, то время t будем рассматривать как дискретную целочисленную переменную, обозначающую номер дня от начала эпидемии.

Приведем последовательный вывод основных уравнений дискретной модели эпидемического процесса. Пусть y_t – число заразившихся к текущему моменту t (вовлеченные), u_t – число неболевших, т. е. не имеющих иммунитета (восприимчивые), z_t – число инфицированных или болеющих, т. е. та часть заразившихся, которые еще не выздоровели, x_t – полное число выздоровевших к моменту t , т. е. приобретших иммунитет (невосприимчивые), N_p – численность популяции (например, населения страны или региона); k – вероятность передачи инфекции при однократном контакте от больного к здоровому (и неболевшему), т. е. не имеющему иммунитета, человеку, b – среднее по популяции число отличающихся (т. е. без учета повторных, или в терминологии [11] опасных) контактов в день.

Для введенных величин очевидны следующие соотношения баланса:

$$\begin{aligned} y_t &= z_t + x_t, \\ u_t &= N_p - y_t. \end{aligned} \quad (1)$$

Вероятность w_t отдельному неболевшему человеку быть зараженным в течение дня t равна произведению вероятности заражения при однократном контакте k умноженной на число его контактов в день b и на вероятность того, что имеет место контакт с болеющим z_t/N_p :

$$w_t = kb \frac{z_t}{N_p}. \quad (2)$$

Тогда число заражений в день D_t (или скорость роста заразившихся) равно числу неболевших, умноженному на эту вероятность:

$$D_t \equiv y_{t+1} - y_t = \langle u_t w_t \rangle. \quad (3)$$

Здесь в правой части используется операция округления вниз, обозначенная как $\langle \cdot \rangle$, поскольку в ней присутствует выражаящаяся вещественным числом вероятность w_t , для сохранения целочисленного значения результата (число людей) необходимо отбрасывать дробную часть выражения.

Подставляя в (3) уравнения (1) и (2), получаем

$$y_{t+1} = y_t + \left\lfloor kbz_t \left(1 - \frac{y_t}{N_p} \right) \right\rfloor. \quad (4)$$

Заметим также, что параметры k и b в модели присутствуют только в виде произведения, поэтому это произведение можно рассматривать как один параметр, для которого введем обозначение

$$\lambda_{kb} := kb \quad (5)$$

и будем использовать для него термин *индикатор роста* (ИР).

Рассматриваемая модель основывается на положении о конечном времени инфицированного состояния заразившегося человека, согласно которому после заражения и небольшого латентного периода человек становится инфицированным и при контактах с другими может передавать инфекцию в течение некоторого периода τ , называемого средней продолжи-

тельностью инфицированного состояния. Соответственно под числом инфицированных z_t понимается число людей, находящихся в этом состоянии в момент времени t .

Для начальной фазы эпидемии $t \in [0, 1, \dots, \tau]$, когда еще никто не выздоровел, число инфицированных равно числу заразившихся, т. е.

$$z_t = y_t . \quad (6)$$

Тогда из (4) с учетом (5) и (6) для этой стадии получаем дискретную форму стандартной SIR модели [10, 11, 19]:

$$y_{t+1} = y_t + \left\langle \lambda_{kb} y_t \left(1 - \frac{y_t}{N_p} \right) \right\rangle \quad \text{для } t \in [0, 2, \dots, \tau] . \quad (7)$$

Для развитой фазы эпидемии ($t > \tau$) число инфицированных в данный момент z_t равно числу заразившихся к этому моменту минус число тех, кто был заражен до момента $t - \tau$ и, следовательно, к текущему моменту времени уже выздоровели:

$$z_t = y_t - y_{t-\tau} . \quad (8)$$

Для этой стадии развития эпидемии с помощью замены в соотношении (5) величины z_t с помощью выражения (8) получаем уравнение в целых числах по времени t (дни) и полному числу заразившихся y_t ко дню t :

$$y_{t+1} = y_t + \left\langle \lambda_{kb} (y_t - y_{t-\tau}) \left(1 - \frac{y_t}{N_p} \right) \right\rangle \quad \text{для } t > \tau . \quad (9)$$

Таким образом, динамика развития эпидемии в данной модели разбивается на две фазы и описывается уравнениями (7) и (9) для начальной и развитой фаз эпидемии соответственно. Отметим, что уравнение (9) относится к типу разностных уравнений с запаздывающим аргументом [20], для которых характерны некоторые элементы памяти и колебательного поведения. Его можно также рассматривать как некоторый аналог уравнения Колмогорова–Петровского–Пискунова с запаздыванием и без учета диффузии [21].

Отметим, что для масштабов эпидемии, затрагивающих пренебрежимо малую по сравнению с общим числом долю населения ($y_t \ll N_p$), в уравнении (9) последнее выражение в круглых скобках можно заменить единицей. В результате получим уравнение, для которого существует следующее однопараметрическое семейство решений: для любого ненулевого

целого m_D и значениях ИР в интервале $\lambda_{kb} \in \left[\frac{1}{\tau}, \frac{1}{\tau} + \frac{1}{tm_D} \right]$ зависимость

$$y_t = m_D t \quad (10)$$

является решением уравнения (9) при $N_0 \rightarrow \infty$. Эти решения описывают режимы малой интенсивности эпидемии, в которых количество инфицированных z_t согласно (8), (10) остается постоянным

$$z_t = y_t - y_{t-\tau} = m_D \tau$$

за счет баланса постоянного и равного количества выздоровлений и заражений в день m_D . Такие режимы будем называть квазистационарными или спящими режимами. Поэтому в фазе малой интенсивности эпидемии при величине λ_{kb} , лежащей в окрестностях значения $1/\tau$,

довольно долго может существовать спящий режим эпидемии, который при отклонении λ_{kb} из этой окрестности вверх превратится в новую нарастающую волну, а при отклонении вниз – к прекращению эпидемии или к переходу на спящий режим меньшей интенсивности.

Очевидно, что ИР λ_{kb} может меняться по мере развития эпидемии, так как на начальном этапе действуют значения его составляющих k и b , характерные для ее нерегулируемого карантинными мерами этапа. В дальнейшем, по мере введения карантинных мер, среднее число контактов b уменьшается. Кроме того, расширение практики употребления санитарных средств (маски, перчатки, дезинфекция, вакцинация и др.) уменьшает вероятность заражения k при контакте. Оба эти фактора приводят к уменьшению величины λ_{kb} . В дальнейшем по мере улучшения ситуации карантинные и санитарные меры могут ослабляться (ниже для краткости будем употреблять термин «карантинные меры»), что приведет к некоторому увеличению этого параметра.

Таким образом, на изменение λ_{kb} влияют два фактора: первый – это ограничения, вводимые административно для борьбы с распространением эпидемии, а второй – это самоограничения и карантинные меры, принимаемые самим населением из-за опасений заболеть. Последний фактор очень сильно зависит от величины темпа заражений и числа болеющих в популяции: чем выше эти параметры, тем больше самоограничений принимает население и наоборот. Примерно по такой же логике вводятся или ослабляются административные ограничения. Таким образом, в популяции существует обратная связь между темпом распространения эпидемии и величиной ИР λ_{kb} . Наличие этой связи включено в представленную выше модель путем учета зависимости λ_{kb} от темпа роста числа заражений (т. е. от числа заражений в день D_t , см. (3)) согласно следующему алгоритму. На начальной стадии эпидемии задается фиксированное («мирное») значение $\lambda_{kb} = \lambda_{kb(0)}$. Если в некоторый день t_d темп роста заражений D_t достигает определенного критического значения D_u , то вводятся карантинные меры, которые моделируются уменьшением величины λ_{kb} в течение определенного периода времени T_d дней до нижнего (карантинного) предела $\lambda_{kb(d)}$ по следующей сглаженной кривой:

$$\lambda_{kb}(t) = (\lambda_{kb(0)} - \lambda_{kb(d)}) \cos^2\left(\frac{\pi(t-t_d)}{2T_d}\right) + \lambda_{kb(d)}. \quad (11)$$

Это новое значение $\lambda_{kb(d)}$ удерживается до тех пор, пока в день t_u темп роста заражений D_t станет меньше заданного нижнего значения D_d , после чего начинается отмена карантинных ограничений и ослабление самоограничений граждан, что моделируется постепенным ростом величины λ_{kb} в течение заданного периода времени T_u дней до верхнего (посткарантинного) предела $\lambda_{kb(u)}$ по следующей кривой:

$$\lambda_{kb}(t) = (\lambda_{kb(u)} - \lambda_{kb(d)}) \sin^2\left(\frac{\pi(t-t_u)}{2T_u}\right) + \lambda_{kb(d)}. \quad (12)$$

Это новое значение λ_{kb} удерживается постоянным, если темп роста заражений D_t не превышает верхнего предела D_u . Если верхний предел снова превышается, то процесс повторяется с той разницей, что в формуле (11) вместо $\lambda_{kb(0)}$ используется $\lambda_{kb(u)}$.

Описанный алгоритм с помощью булевыхских операторов был встроен в программу, численно реализующую модель (9), так что сценарии усиления или ослабления карантинных ограничений, а также темпа роста числа заражений формируются автоматически и определяются только параметрами алгоритма: $\lambda_{kb(0)}$, $\lambda_{kb(d)}$, $\lambda_{kb(u)}$, T_d , T_u , D_d , D_u .

Результаты моделирования. Представленные ниже результаты моделирования получены для популяции численностью $N_p = 10\ 000\ 000$ при фиксированных значениях параметров $\lambda_{kb(0)} = 0,18$, $\lambda_{kb(u)} = 0,08$, $\lambda_{kb(d)} = 0,015$, $T_d = 7$, $D_d = 4000$, $D_u = 100$. Начальное условие ставилось как появление в нулевой день 30 инфицированных граждан, т. е. $y_0 = 30$.

На рис. 1 представлены результаты моделирования для периода выхода из карантина (см. (12)) $T_u = 20$ дней. На врезке показан этот же график за десятикратно больший период. Как видим, в этом случае динамика эпидемии представляется как череда повторяющихся волн с постепенно увеличивающимся периодом с продолжительностью около года. Эта картина остается практически неизменной до тех пор, пока количество переболевших достигнет заметной доли от числа населения.

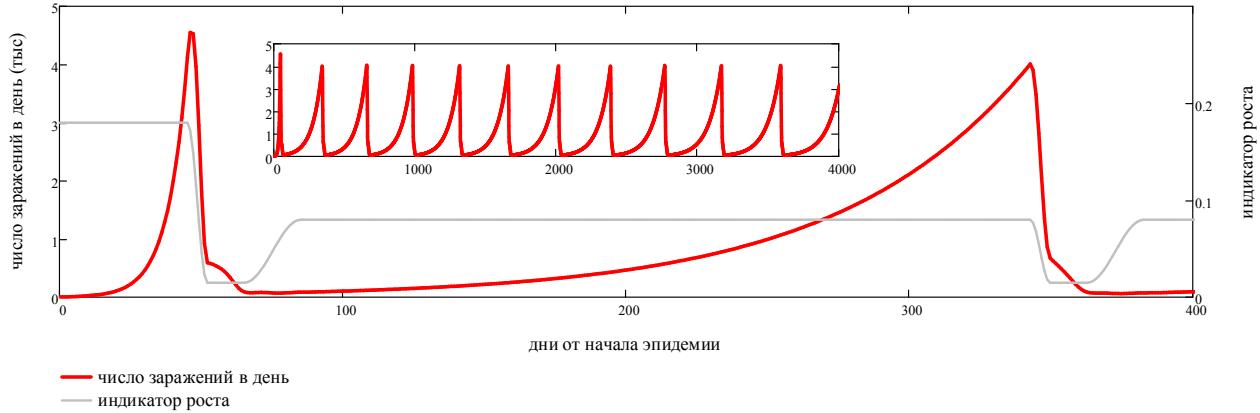


Рис. 1. Течение эпидемии для периода выхода из карантина $T_u = 20$ дней

Если увеличить период выхода из карантина до $T_u = 45$ дней, картина эпидемии заметно меняется: вместо огромной череды повторных волн их становится только 6 (рис. 2). Однако это не означает, что эпидемия закончилась. Кривая на рис. 2 после последней волны не выходит на нуль, а продолжается на постоянном уровне $D_t = 10$ в течение времени, превышающего продолжительность человеческой жизни. Это уже описанный выше режим спящей эпидемии, когда число заражений в день равно числу выздоровлений, в результате чего число инфицированных остается постоянным.

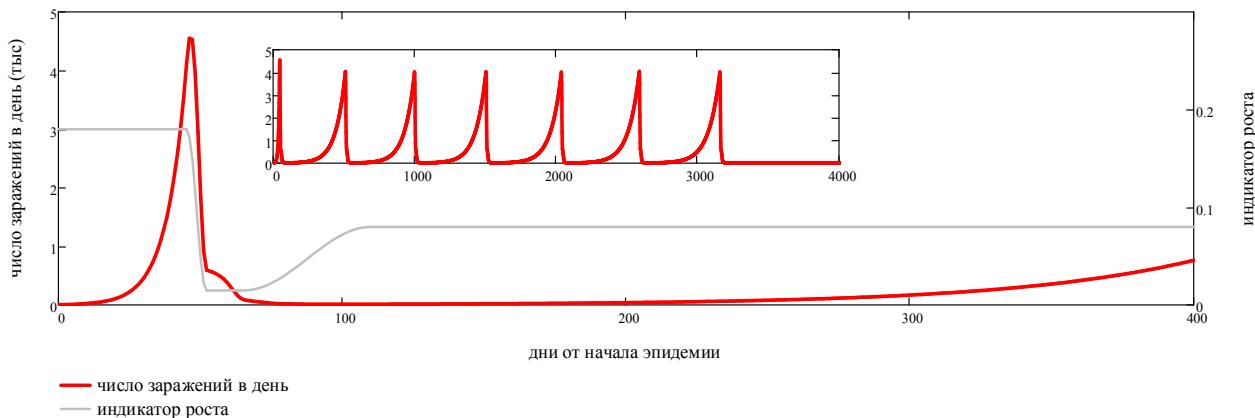


Рис. 2. Течение эпидемии для периода выхода из карантина $T_u = 45$ дней

Результаты моделирования при увеличении периода выхода из карантина до $T_u = 51$ дня показаны на рис. 3. На врезке здесь показана та же кривая, что и на основном графике, но в логарифмическом масштабе по оси Y. В этом случае повторные волны эпидемии отсутствуют, но она не заканчивается, а выходит на спящий режим на постоянном уровне $D_t = 8$.

И наконец, полное прекращение эпидемии наступает при увеличении периода выхода из карантина до $T_u = 71$ дня, как показано на рис. 4. Здесь на врезке для наглядности эта же кривая показана крупномасштабно в логарифмическом масштабе. Видно, что после непродолжительной финальной стадии, состоящей из последовательности кратковременных квазистационарных режимов, на 119 дне от ее начала эпидемия прекращается.

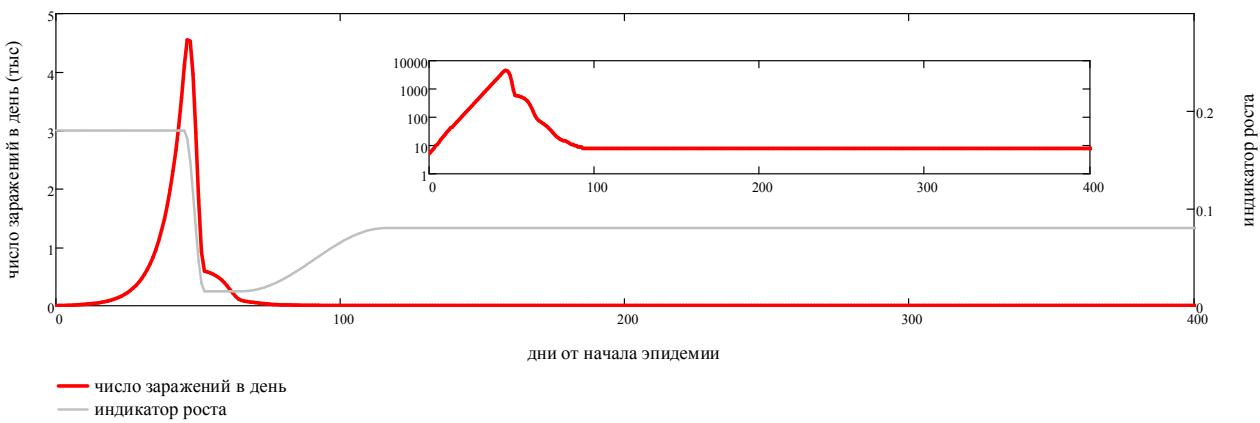


Рис. 3. Течение эпидемии для периода выхода из карантина $T_u = 51$ день

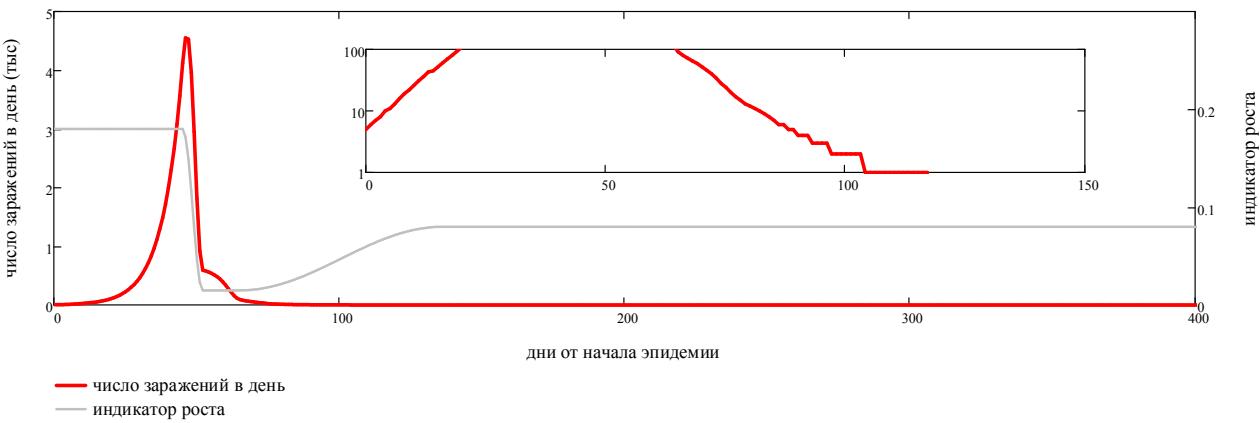


Рис. 4. Течение эпидемии для периода выхода из карантина $T_u = 71$ день

Следует отметить, что квазистационарный режим, на который выходит эпидемия в случае, показанном на рис. 4, формально продолжается в течение времени, многократно превышающего продолжительность человеческой жизни. Однако в действительности оказывается, что этот режим является метастабильным и даже небольшие изменения ИР на ограниченном промежутке времени приводят к его перестройке. На рис. 5 показан случай, когда в данном режиме на 300-м дне от начала эпидемии возникает небольшое увеличение λ_{kb} (на 0,05% от его текущего значения $\lambda_{kb(u)}$). На кривой изменения ИР этот участок выделен синим цветом. В течение 7 дней данное возмущение растет до своего максимального значения $\lambda_{kb} = 1,0005 \lambda_{kb(u)}$, затем остается постоянным в течение 30 дней, после чего в течение 7 дней возвращается к своему исходному значению. Как следует из рисунка, это возмущение вызывает новую волну эпидемии, более продолжительную, чем первая, а затем в результате принятия карантинных мер опять возвращающуюся в квазистационарный режим. Возмущения такого рода вполне могут возникать вследствие сезонных изменений погодных условий, увеличения количества контактов между людьми в популяции в периоды проведения больших соревнований или мероприятий и т. п.

Похожая ситуация имеет место, если возмущение ИР направлено в сторону уменьшения. Однако в этом случае для того чтобы оно вызвало перестройку режима амплитуда возмущения λ_{kb} должна быть значительно большей (свыше 30%). Из рис. 6 следует, что при амплитуде возмущения ИР $\Delta\lambda_{kb}/\lambda_{kb} = -0.329$ квазистационарный режим эпидемии в течение месяца сходит на нет и эпидемия заканчивается.

На рис. 7, *a* приведено сравнение параметров развития эпидемии для карантинного режима, показанного на рис. 4, со случаем, когда карантинные меры не принимаются и ИР сохраняет свое начальное значение $\lambda_{kb(0)} = 0.18$ (рис. 7, *б*). Видно, что введение данного режима принятия карантинных мер позволяет примерно на два порядка снизить максимальное количе-

ство заражений в день и соответственно уменьшить максимальную нагрузку на систему здравоохранения по сравнению со свободным течением эпидемии (без карантинных мер). Примерно в такой же пропорции уменьшается и доля населения, затронутого эпидемией – с 90% до 0,5%.

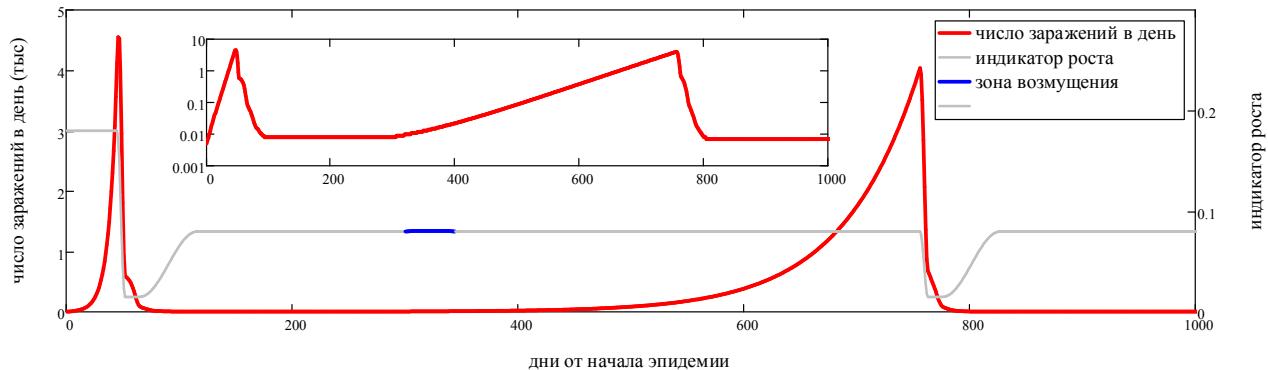


Рис. 5. Влияние кратковременного возмущения вверх ИР на перестройку течения эпидемии. Синим цветом на кривой ИР роста выделена зона возмущения

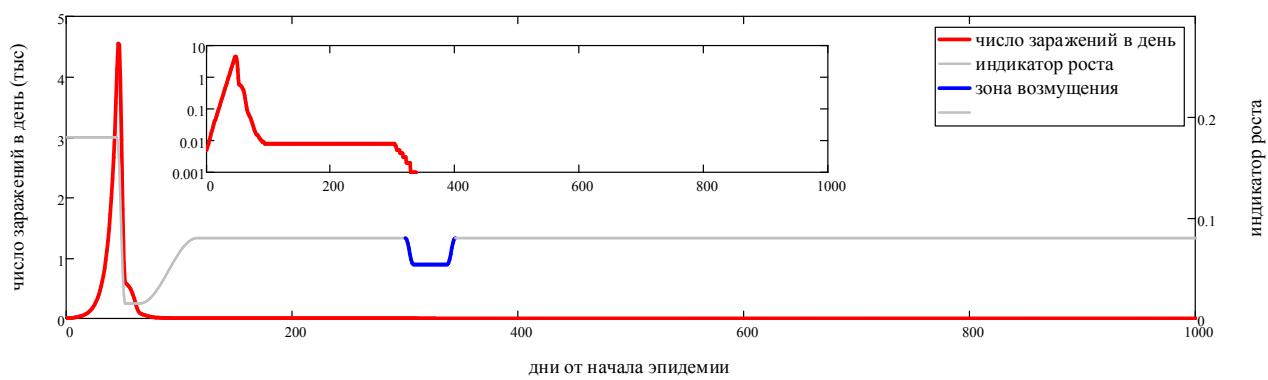


Рис. 6. Влияние возмущения вниз ИР на перестройку течения эпидемии. Синим цветом на кривой ИР выделена зона возмущения

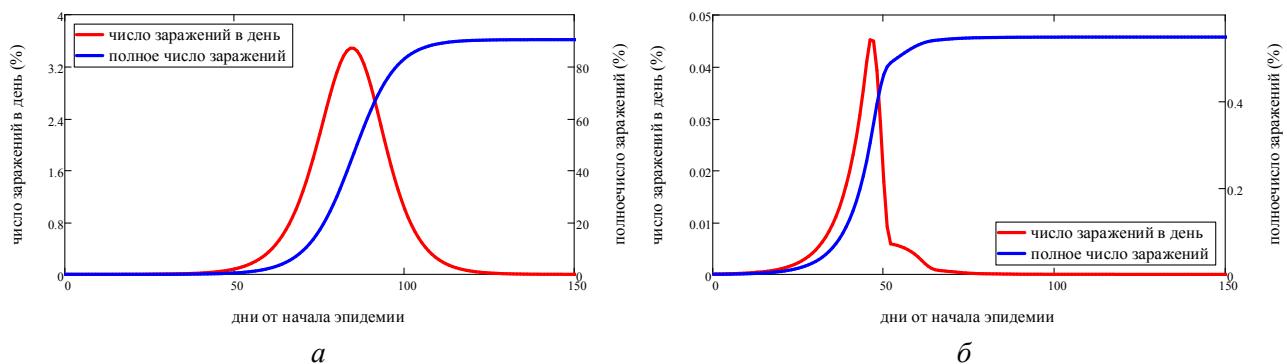


Рис. 7. Динамика распространения эпидемии при наличии карантинных мер (a) и без них (б)

Заключение. На основе дискретной модели распространения инфекции в замкнутой популяции исследовано влияние обратной связи между темпом распространения эпидемии и изменением ИР, обусловленным усилением или ослаблением карантинных мероприятий. Эта обратная связь приводит к принципиальному изменению течения эпидемии так, что она, не доходя до режима насыщения, переходит в режим волнообразного течения. Выявленна зависимость возникновения волн эпидемии от характерных времен ослабления карантинных ограничений и, в рамках рассматриваемой модели, показана возможность полного прекращения эпидемии при длительном соблюдении ограниченных карантинных мероприятий.

Обнаружена возможность существования так называемого спящего режима эпидемии т. е. квазистационарного ее течения малой интенсивности. В этом режиме количество вирусоносителей остается постоянным на низком уровне в течение длительного времени за счет баланса количества заражений и выздоровлений в день. Показано, что в спящем режиме даже небольшое возрастание ИР на ограниченном отрезке времени может привести к выходу из него и возникновению новой волны эпидемии, т. е. спящий режим является неустойчивым.

Полученные результаты могут быть обобщены на более общую ситуацию с явным учетом возникновения новых штаммов и применением вакцинации как важного карантинного фактора. Рассмотренная модель призвана расширить наше понимание закономерностей распространения эпидемий. Она может найти применение в планировании карантинных и других противоэпидемических мер. Полученные результаты расширяют наше понимание закономерностей распространения эпидемий и могут найти применение в планировании карантинных и других противоэпидемических мер.

Работа частично выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проект Т22УЗБ-066.

Литература

1. Kermack, W. O. A contribution to the mathematical theory of epidemics / W. O. Kermack, A. G. McKendrick // Proc. Royal Soc. Ser. A. – 1927. – Vol. 115. – P. 700.
2. Ball, F. Stochastic and Deterministic Models for SIS Epidemics Among a Population Partitioned into Households / F. Ball // Math. Biosci. – 1999. – Vol. 156. – P. 41.
3. Brauer, F. Mathematical Models in Population Biology and Epidemiology / F. Brauer, C. Castillo-Chavez. – Berlin : Springer, 2000.
4. A new twenty-first century science for effective epidemic Response / J. Bedford, J. Farrar, C. Ihekweazu [et. al.] // Nature. – 2019. – Vol. 575. – P. 130.
5. Frey, F. Stochastic dynamics of nanoparticle and virus uptake / F. Frey, F. Ziebert, U. Schwarz // Phys. Rev. Lett. – 2019. Vol. 122. – P. 088102.
6. Rates of SARS-CoV-2 transmission and vaccination impact the fate vaccine-resistant strains / S. A. Rella, Y. A. Kulikova, E. T. Dermitzakis [et al.] // Sci. Rep. – 2021. – Vol. 11. – P. 15729.
7. Гринчук, П. С. Физическая кинетика и моделирование распространения эпидемий / П. С. Гринчук, С. П. Фисенко // ИФЖ. – 2021. – Т. 94, № 1. – С. 3–6.
8. Гринчук, П. С. Математическое моделирование влияния вакцинации на распространение эпидемии COVID-19 / П. С. Гринчук, С. П. Фисенко, А. И. Шнип // Докл. НАН Беларуси. – 2022. – Т. 66, № 3. – С. 274.
9. Murray, J. D. Mathematical Biology I. An Introduction / J. D. Murray. – Berlin : Springer, 1998.
10. Sander, L. M. Epidemics, disorder, and percolation / L. M. Sander, C. P. Warren, I. M. Sokolov // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. – 2003. – Vol. 325, No. 1. – P. 3–8.
11. Trigger, S. A. Equation for epidemic spread with the quarantine measures: application to COVID-19 / S. A. Trigger, E. B. Czerniawski // Physica Scripta. – 2020. – Vol. 95. – P. 105001.
12. Шнип, А. И. Кинетическая модель динамики эпидемий и ее тестирование на данных распространения эпидемии COVID-19 / А. И Шнип // ИФЖ. – 2021. – Т. 94, № 1. – С. 9–21.
13. Arino, J. Time Delays in Epidemic Models / J. Arino, P. van-den-Driessche // Delay Differential Equations and Applications; eds. O. Arino [et al]. – Springer, 2006. – P. 539.
14. Wanjun Xial. Dynamics of a delayed SEIQ epidemic model / Wanjun Xial, Soumen Kundu, Sarit Maitra // Advances in Difference Equations. – 2018. – Vol. 336. – P. 22.
15. Callaway, E. Beyond Omicron: What's next for SARS-CoV-2 Evolution / E. Callaway // Nature. – 2021. – Vol. 600. – P. 204.
16. Trigger, S. A. Two viruses competition in the SIR model of epidemic spread: application to COVID-19 / S. A. Trigger, A. M. Ignatov // Research Gate Preprint. January 2022.

17. Игнатов, А. М. Влияние запаздывания на эволюцию эпидемий / А. М. Игнатов, С. А. Тригер, Е. Б. Чернявский // ТВТ. – 2021. – Т. 59, № 6. – С. 960–963.
18. Worldometer counter. <https://www.worldometers.info/coronavirus/2020>.
19. Нахушев, А. М. Уравнения математической биологии / А. М. Нахушев. – М. : Наука, 1995.
20. Мышкис, А. Д. Общая теория дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом / А. Д. Мышкис // УМН. – 1949. – Т. 4, вып. 5 (33). – С. 99–141.
21. Колмогоров, А. Н. Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием вещества, и его применение к одной биологической проблеме / А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов // Бюллетень МГУ. Серия А. Математика и механика. – 1937. – Т. 1, вып. 6. – С. 1–26.

Э. М. Шпилевский, С. А. Филатов

СВОЙСТВА И НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФУЛЛЕРЕНСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Введение. В последнее десятилетие в научной литературе уделяется много внимания проблеме создания фуллеренсодержащих материалов на основе различных матриц: металлов, полимеров, керамик. Целью практически всех исследований является соединение уникальных свойств фуллерена C_{60} с полезными свойствами широко используемых веществ и материалов, чтобы суммарно превзойти их полезные характеристики [1–3].

Фуллерены – углеродные кластеры-молекулы с чётным, более 20, количеством атомов углерода, которые расположены на поверхности сфероида в вершинах гексагонов и пентагонов. Фуллерены обладают электроноакцепторными свойствами, за счет которых с молекулярными соединениями образуют нековалентные соединения донорно-акцепторного типа. Свою комплексообразующую способность они сохраняют при взаимодействии с веществами различного строения и структурной организации [3].

Молекула фуллерена C_{60} обладает наиболее высокой симметрией и наибольшей стабильностью среди всех фуллеренов. Радиус молекулы C_{60} составляет 0,357 нм. Фуллерены имеют высокую химическую инертность к процессу молекулярного распада. Например, молекула C_{60} сохраняет стабильность в инертной среде до 1700 К. При окислении одна молекула C_{60} может присоединять 12 атомов кислорода. Молекулы фуллеренов могут образовывать кристаллические фазы – фуллериты, а также эндоэдральные и экзоэдральные структуры [4, 5].

В настоящей работе приведены важнейшие результаты исследований авторами за последнее десятилетие процессов получения и изучения свойств материалов, содержащих фуллерены и комплексы других атомов и молекул, возможности применения этих материалов в различных областях техники, медицины и науки.

1. Фуллерены, фуллериты и фуллереноподобные частицы. Фуллерены и фуллерено-подобные частицы – это особый многочисленный и многообразный вид наноразмерных кластеров с устойчивой электронной связью между атомами, обладающих значительно большей устойчивостью в сравнении с обычными кластерами-конгломератами атомов. К фуллерено-подобным частицам относятся углеродные нанотрубки, ультрадисперсные агрегаты углерода («луковичные» структуры, терморасширенный графен,nanoалмазы). Ультрадисперсные агрегаты углерода (УДАУ) – ассоциаты углеродных кластеров. Кластеры могут иметь различное строение: цепочечное, однослойное, многослойное («луковичное») и др. На рис. 1 представлены модели фуллеренов и многослойных углеродных кластеров.

В наших исследованиях молекулы фуллеренов, ультрадисперсные агрегаты углерода, углеродные нанотрубки получали на автоматизированном технологическом комплексе, разработанном с участием одного из авторов [4, 5].

Оптимизация технологии получения фуллеренов, основанной на деструкции графита, обеспечивается выбором и автоматической стабилизацией режима дугового разряда: расстояния между электродами, давления инертного газа и режима его циркуляции. Получаемый деструкцией графита продукт содержит большое разнообразие УДАУ и молекул фуллеренов, как адсорбированных на углеродных агрегатах, так и в виде мельчайших агрегатов и кристаллов фуллереновых молекул. Этот продукт называют фуллеренсодержащей сажей (или фуллеренсодержащей чернью) и используют как наполнитель, модифицирующий различные материалы.

Способность фуллеренов растворяться в неполярных растворителях используется для выделения их из фуллеренсодержащей черни путём экстракции (в наших работах использовался толуол или бензол) [6]. Однако в растворе содержатся фуллерены с различным числом

атомов углерода. При электродуговом способе получения фуллеренов экспериментально установлены примерные соотношения $C_{60}:C_{70}:C_{78}:C_{84} = 1:0,1:0,01:0,001$ при массовой доле фуллеренов C_{60} в фуллеренсодержащей саже от 10 до 20%. Смеси фуллеренов, как обычно, разделяли хроматографическим методом, изменяя состав наполнителя, тип элюента, способ введения смеси.

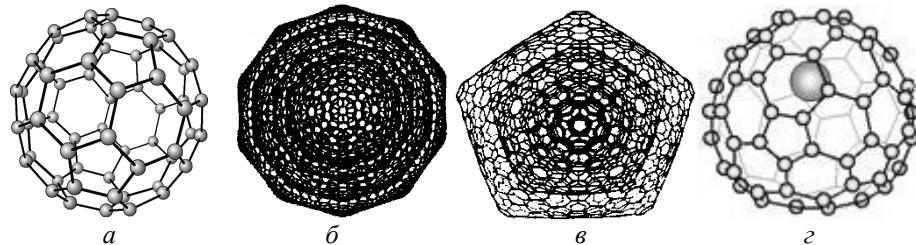


Рис. 1. Модели фуллеренов и многослойных углеродных кластеров: *а* – фуллерен C_{60} , *б*, *в* – ультрадисперсные агрегаты углерода многослойного типа, *г* – эндофуллерен

Установлено [3], что выход фуллеренов зависит в первую очередь от давления газовой среды, которое диктует частоту столкновений малых углеродных кластеров и условия охлаждения синтезированных молекул. На рис. 2 представлены зависимости массовой доли фуллеренов от давления гелия в реакторной камере при разных значениях тока электрической дуги.

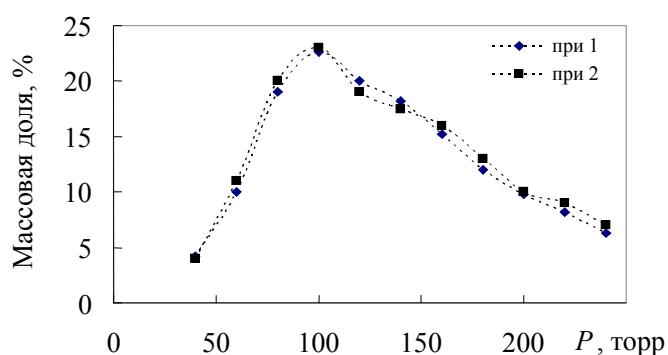


Рис. 2. Зависимость массовой доли фуллеренов от давления гелия в реакторной камере ($I_1 = 30$ А и $I_2 = 40$ А)

После выпаривания растворителей получают порошки фуллеритов с соответствующим количеством атомов углерода (C_{60} , C_{70} , C_{80} , C_{84} , C_{96}). После экстракции, хроматографического разделения и испарения растворителя порошок фуллерита C_{60} содержит кристаллы размером 5–20 мкм. На рис. 3 представлен типичный вид кристаллов порошка фуллерита C_{60} , а на рис. 4 – рентгеновская дифрактограмма, отражающая (ГЦК) структуру кристаллов C_{60} .

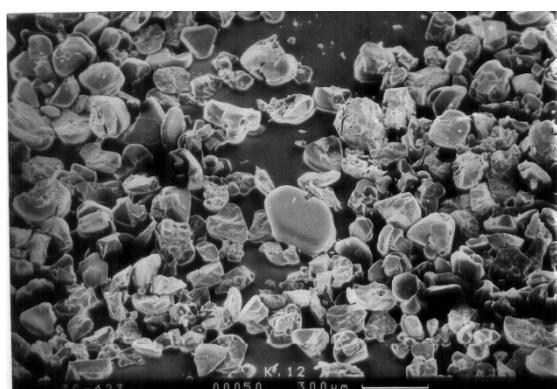


Рис. 3. Порошок фуллерита, полученного из фуллеренсодержащей черни (растворитель – толуол)

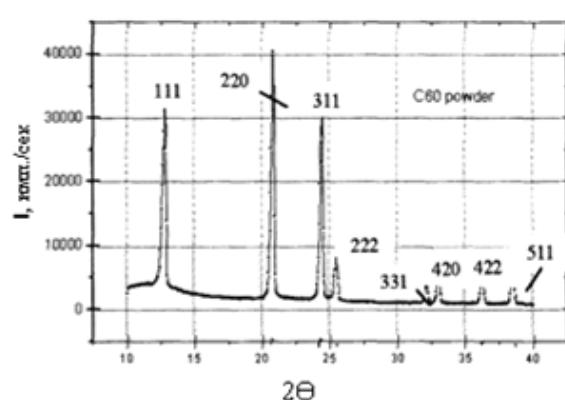


Рис. 4. Рентгеновская дифрактограмма порошка C_{60}

Фуллеренсодержащая сажа, порошки фуллерита, а также остаточный продукт после экстракции фуллеренов – «фуллереновая чернь» или УДАУ, могут служить добавками для модификации металлов, полимеров, керамик [7, 8]. Кроме того, порошок фуллерита используется в химических реакциях фуллеренов с атомами металлов при получении растворов.

2. Металл-фуллереновые материалы. Наиболее простым способом получения материалов на основе металлов и фуллеренов является испарение и совместная их конденсация на подложке в вакууме. Этот способ обеспечивает высокую чистоту материалов, управление структурой и концентрацией конденсаторов, легко осуществим на стандартном вакуумном оборудовании, не требует больших количеств исходных материалов. Показано, что механические, трибологические, оптические, сорбционные свойства композиционных материалов на основе молекул фуллеренов и атомов металлов напрямую связаны с поверхностным взаимодействием контактирующих фаз [8–11].

2.1. Электрические и трибологические свойства металл-фуллереновых пленок.

Электрические свойства металл-фуллереновых пленок в зависимости от соотношения компонентов меняются в широких пределах [8, 10, 12]. На рис. 5 представлены зависимости удельного сопротивления пленок Cu–C₆₀ от концентрации меди. Выявляется локальный минимум, соответствующий $n_{\text{Cu}}:n_{\text{C}_60} = 12$, что, вероятно, связано с образованием фазы Cu₁₂C₆₀.

Температурные коэффициенты электрического сопротивления сильно зависят от долевого состава компонентов и отличаются для разных составов не только значением, но и знаком. Для пленок, содержащих небольшие доли атомов металлов ($n_{\text{Me}}/n_{\text{C}_60} \leq 12$), температурный коэффициент электросопротивления отрицательный. При малых концентрациях металла получали пленки с электрическими свойствами, характерными для полупроводников.

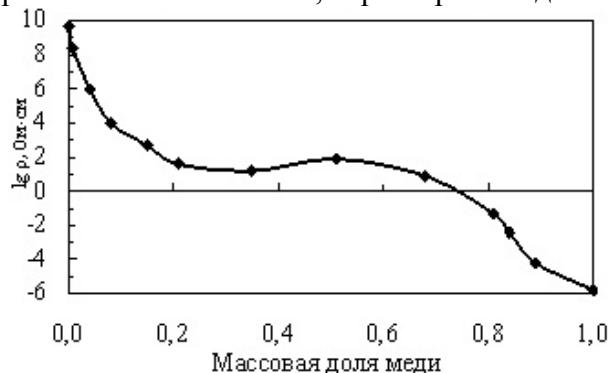


Рис. 5. Зависимость электросопротивления пленок Cu–C₆₀ от массовой доли меди

Объём молекулы C₆₀ превышает атомный объём металлов в 12–14 раз. С другой стороны, размеры октаэдрических и тетраэдрических пор в решётке фуллерита соизмеримы с диаметром атомов металлов, поэтому атомы металлов могут располагаться в этих порах, не деформируя исходную матрицу C₆₀. В металл-фуллереновых пленках с малой концентрацией фуллеренов решающую роль играют концентрационные напряжения, вызванные существенным различием размеров атомов металла и молекул фуллерена [5, 12, 13].

Во всех исследованных системах металл-фуллерен C₆₀ наблюдается снижение коэффициентов трения и некоторое возрастание удельного электрического сопротивления. Для многих применений важно сочетание низкого коэффициента трения с высоким электрическим сопротивлением.

Для выявления подходящих композиционных материалов вакуумной технологией были приготовлены 40 вариантов композиционных материалов с различными долевыми составами компонентов систем Ti–C₆₀, Cu–C₆₀, Sn–C₆₀, Al–C₆₀, Ni–C₆₀, Fe–C₆₀ и их смесей. Оптимизация составов композиционных материалов проходила по двум критериям: композиционный материал должен иметь наиболее высокую электрическую проводимость и сочетать ее с низким коэффициентом трения. Из рассмотренных вариантов лучшие электрические и

трибологические характеристики показал состав $60\%Al + 30\%Cu + 9\%Fe + 1\%C_{60}$, который имеет удельное электросопротивление $60 \cdot 10^{-4}$ Ом·м и коэффициент сухого трения 0,22.

В табл. 1 приведены концентрационные и температурные интервалы и пределы значений некоторых характеристик исследованных металлофуллереновых пленок.

Таблица 1

Исследованные системы, температурные интервалы и пределы значений некоторых характеристик металлофуллереновых пленок

| Система | Составы $n_{Me}/n_{C_{60}}$ | R_{\square} , Ом/ \square | $\rho \cdot 10^3$, Ом·см | Коэффициент трения, μ | Интервалы температур, К |
|-----------------------|--------------------------------|-------------------------------|------------------------------|------------------------------|----------------------------|
| Ti-C ₆₀ | 2–200 | 3,5–260 | 200–3,0 | 0,32 | 293–593 |
| Fe-C ₆₀ | 10–100 | 9,0–210 | 180–2,0 | 0,22 | 293–593 |
| Cu-C ₆₀ | 2–150 | 3,0–220 | 150–1,5 | 0,37 | 293–493 |
| Sn-C ₆₀ | 2–150 | 5,0–360 | 200–3,0 | 0,25 | 293–493 |
| Ga-Ag-C ₆₀ | 1:1:1 | 5,0 | $5,0 \cdot 10^{-5}$ | 0,35 | 273–393 |
| Ag-C ₆₀ | 0,01 | 5,5 | $5,4 \cdot 10^{-5}$ | 0,28 | 293–493 |
| Al-C ₆₀ | 0,01 | 6,2 | $6,0 \cdot 10^{-5}$ | 0,24 | 293–493 |

Электрическое сопротивление сплавов при измерении на переменном токе зависит от частоты, что указывает на наличие ёмкостной и (или) индукционной составляющих электросопротивления. Увеличение доли фуллеритовых наночастиц в металлофуллереновой структуре для переменного тока влечет за собой рост значений как ёмкостной, так и резистивной составляющих полного электрического сопротивления.

Получен новый титан-фуллереновый материал, который на переменном токе проявляет свойства R–C–L-цепочек. На основе этого материала разработан фильтр верхних частот, для которого положение минимума электрического сопротивления на частотной зависимости определяется долевым соотношением титана и фуллерита [14].

Диапазон с малым содержанием фуллерена в пленке металла имеет долевое отношение $n_{Ti}/n_{C_{60}} = 680–110$. Графики зависимости полного электрического сопротивления и угла сдвига фазы от частоты для образцов с долевым соотношением Ti/C₆₀, равным $n_{Ti}/n_{C_{60}} = 680$, 270 и 140, приведены на рис. 6.

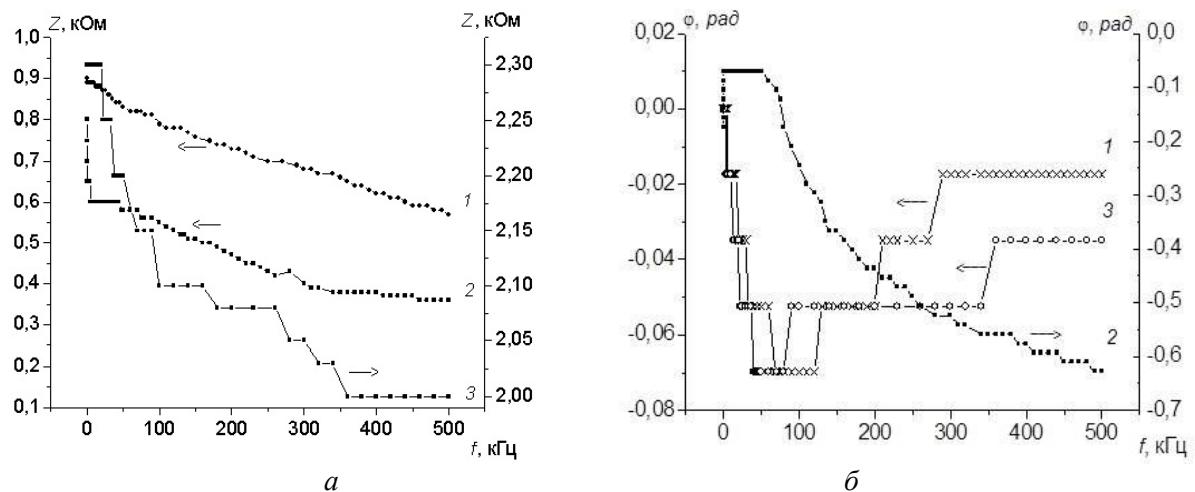


Рис. 6. Зависимость изменения сопротивления пленок (а) и фазы (б) от частоты при различных концентрациях Ti/C₆₀: 1 – $n_{Ti}/n_{C_{60}} = 680$, 2 – $n_{Ti}/n_{C_{60}} = 270$, 3 – $n_{Ti}/n_{C_{60}} = 140$

Рост концентрации молекул C₆₀ в пленке титана приводит к увеличению удельного электрического сопротивления пленки на постоянном токе [12]. В то же время на переменном токе при повышении концентрации молекул C₆₀ в пленке титана идет монотонное умень-

шение полного электросопротивления и изменение угла сдвига фазы с увеличением частоты. Так, сопротивление плёнки Ti-C₆₀ с долевым отношением $n_{\text{Ti}}/n_{\text{C}_60} = 680$ (кривая 1, рис. 6, а) изменяется с 900 до 600 Ом в 1,5 раза, а с $n_{\text{Ti}}/n_{\text{C}_60} = 270$ (кривая 2 на рис. 6, б) с 800 до 400 Ом в 2 раза. Сдвиг фаз между выходным и входным сигналом имеет отрицательное значение, что подтверждает наличие емкостной составляющей при протекании тока через образец. Это приводит к уменьшению полного сопротивления при увеличении частоты сигнала.

Повышение доли фуллерена приводит не только к росту емкостной составляющей тока через плёнку, но и к увеличению электросопротивления как самих зерен, так и межзеренных границ. Суммарное взаимодействие даёт эффект уменьшения емкости при повышении концентрации фуллеренов. При долевых отношениях $n_{\text{Ti}}/n_{\text{C}_60} > 200$, когда влияние ёмкости практически полностью заблокировано резким ростом активных сопротивлений, причем реактивное электрическое сопротивление увеличивается. Это приводит к уменьшению полного электрического сопротивления при увеличении частоты.

2.2. Поверхностный плазмонный резонанс в островковых Me-C₆₀ пленках. Исследованы спектры пропускания металл-фуллеритовых наноструктур с различной поверхностной плотностью металлических и фуллереновых компонентов [15–17]. Вид островковых металл-фуллереновых структур представлен на рис. 7.

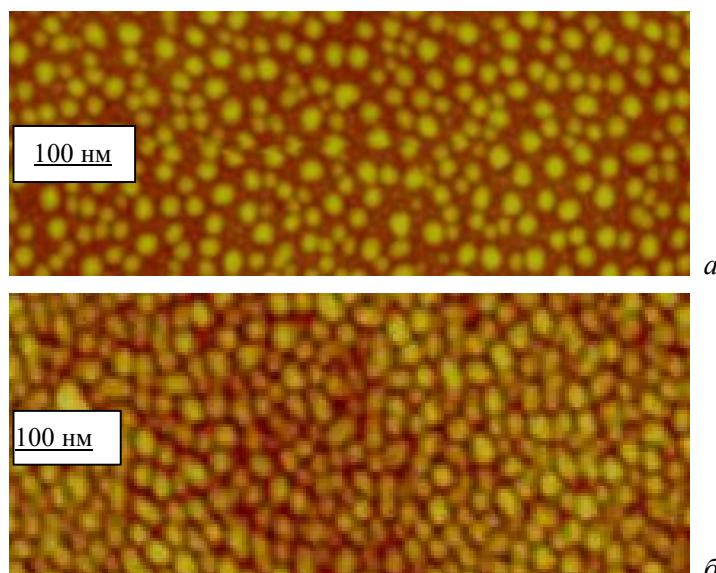


Рис. 7. АСМ изображение островковых металл-фуллереновых структур: а – Au-C₆₀ ($3,92 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻² Au, $1,52 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻² C₆₀); б – Cu-C₆₀ ($4,40 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻² Cu, $3,12 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻² C₆₀)

Установлены изменения в оптических спектрах при возрастании массовой доли металлического компонента. На рис. 8 приведены оптические спектры пропускания наноструктур C₆₀-Cu с различными объёмными долями металлов.

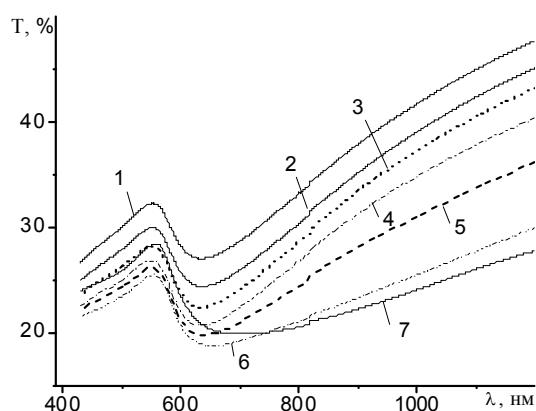


Рис. 8. Спектры пропускания наноструктур C₆₀-Cu с различными объёмными долями меди: 1 – 20%, 2 – 23%, 3 – 25%, 4 – 32%, 5 – 35%, 6 – 40%, 7 – 50%

Для всех рассмотренных наноструктур $\text{Me}-\text{C}_{60}$ полосы плазмонного резонанса расположены в видимой области спектра на длинах волн, больших 500 нм. В коротковолновом диапазоне определяющее влияние на оптические спектры оказывает суммарное поглощение в металле и фуллерите, обусловленное межзонными переходами. Кроме того, в данном диапазоне длин волн при прохождении электромагнитного излучения через наноструктуры разного состава возможно изменение вклада рассеяния [15].

Для наноструктур, содержащих разные металлы, но имеющих близкие значения поверхностных плотностей островков, наблюдаются существенные различия спектрального положения и формы полос плазмонного резонанса (ППР), что связано с различным влиянием на оптические характеристики рассматриваемых металлов межзонного поглощения и различными значениями для них частоты Фрелиха [17]. Показано, что оптические спектры для наноструктур, содержащих разные металлы, а также для одного металла с разной поверхностной плотностью, различаются положением максимума и шириной полосы резонансного плазмонного поглощения, что связано с изменением условий для электронного ограничения.

Полосы ППР наноструктур $\text{Me}-\text{C}_{60}$ отличаются по форме от полос ППР для структур из чистых металлов. Для наноструктур $\text{Me}-\text{C}_{60}$, в которых массовая доля C_{60} превышает 10%, резонансное плазмонное поглощение ослабляется. Ослабление полос ППР в наноструктурах $\text{Me}-\text{C}_{60}$ частично может быть связано с отличием от нуля для C_{60} мнимой части диэлектрической проницаемости. В координатах спектральное положение максимума полосы плазмонного поглощения наноструктур – эффективная толщина пленки (рис. 9) получаем четкую последовательность без значимых отклонений, что указывает на функциональную зависимость выбранных величин.

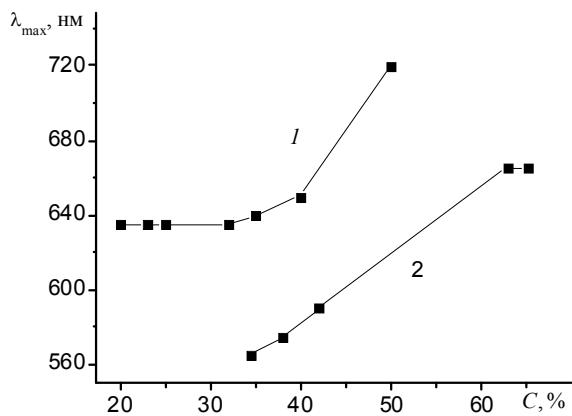


Рис. 9. Зависимости спектрального положения максимума полосы ППР наноструктур $\text{Cu}-\text{C}_{60}$ с суммарной толщиной ~23 нм (1) и $\text{Au}-\text{C}_{60}$ с суммарной толщиной ~6 нм (2) от объемного содержания металлической компоненты

Таким образом, металл-фуллереновые наноструктуры позволяют получать плазмонное резонансное поглощение с управляемыми характеристиками (местоположение максимума, форма и ширина полосы плазмонного поглощения), что существенно расширяет возможности практических применений.

3. Фуллериды. Для некоторых составов металл-фуллереновых слоёв ($\text{Cu}-\text{C}_{60}$, $\text{Sn}-\text{C}_{60}$) установлено образование химических соединений (Cu_6C_{60} , Sn_xC_{60}) [3, 15]. Отметим, что медь и олово с атомарным углеродом не образуют химических соединений, а их взаимная растворимость ничтожно мала. Получение химических соединений фуллеренов с внешним расположением атомов чужеродных элементов осуществляется по обычной схеме химических реакций: сближение до необходимого расстояния и обеспечение необходимого температурного режима, позволяющего не только занять, но и не уйти с определенного геометрического и энергетического положения.

Обнаружены сверхпроводящие свойства фуллеридов; установлено, что температура сверхпроводящего перехода фуллеридов щелочных металлов линейно зависит от постоянной решётки [3]. Для фуллерида меди температура сверхпроводящего перехода равна 120 К [15]. Получено новое вещество Cu_6C_{60} [5], показавшее высокие эмиссионные свойства [18].

Представляют большой интерес эндоэдральные фуллериды. Для образования эндофуллеридов чужеродным атомам необходимо преодолеть более высокий энергетический барьер и проникнуть во внутрь каркаса фуллереновой молекулы. Это может быть достигнуто двумя различными способами: 1) создание таких условий, когда уже в процессе синтеза фуллеренов некоторая доля молекул оказывается заполненной атомами или молекулами вещества, присутствующего в зоне синтеза; 2) внедрение атомов или молекул внутрь углеродного каркаса уже готовых молекул фуллерена.

Физико-химические свойства эндофуллеридов определяются особенностями их электронной структуры. Поскольку внутренний диаметр фуллереновой оболочки значительно больше диаметра инкапсулированного атома, при передаче валентных электронов на внешнюю поверхность фуллереновой оболочки происходит смещение равновесного положения инкапсулированного атома относительно геометрического центра фуллереновой оболочки. Этим определяется наличие у таких молекул довольно значительного постоянного дипольного момента, что должно придавать им парамагнитные свойства и обеспечивать интересные применения в электронных устройствах.

Перестройка электронной структуры эндоэдрального комплекса приводит к тому, что атомы металла передают, частично или полностью, свои валентные электроны на внешнюю часть фуллереновой оболочки, практически теряя свою химическую индивидуальность. Переход валентных электронов металла на внешнюю оболочку отражается на таких электронных характеристиках молекул как ее потенциал ионизации и сродство к электрону (табл. 2).

Таблица 2

Потенциал ионизации IP, сродство к электрону Ea фуллеренов и эндофуллеридов

| Параметры | Тип молекулы | | | | | |
|-----------|-----------------|-----------------|-----------------|--------------------|-------------------|--------------------|
| | C ₆₀ | C ₇₀ | C ₈₂ | Sc@C ₈₂ | Y@C ₈₂ | La@C ₈₂ |
| IP, эВ | 7,78 | 7,64 | 6,96 | 6,45 | 6,22 | 6,19 |
| Ea, эВ | 2,57 | 2,69 | 2,37 | 3,08 | 3,20 | 3,22 |

Эндофуллериды, как правило, обладают сильно выраженным анизотропными свойствами, многие из них являются сегнетоэлектриками.

4. Фуллерены в полимерах. Полученные в последние годы фуллеренсодержащие полимеры можно разделить условно на четыре типа: звездообразные (у таких полимеров молекула фуллерена выполняет роль ядра, к которому присоединены линейные цепочки матрицы); «жемчужное ожерелье» (содержат молекулы фуллерена в основной цепи); «браслет с подвесками» (содержат молекулы фуллерена в боковых заместителях и являются разновидностью гребнеобразных полимеров); «нерегулярная сетка» (содержащие молекулы фуллерена цепочки замкнуты) [3, 15, 16].

Физико-механические свойства композитов, сформированных из растворов, определяли на разрывной машине «Инстрон» при скорости движения подвижных захватов 60 мм/мин. Изменением состава композиционного материала на основе полимера и фуллеренов можно управлять его свойствами. При этом все получаемые материалы имеют низкую плотность и повышенную температурную устойчивость. Допирение полимерного материала фуллеренами и фуллереноподобными частицами приводит к значительному повышению прочности материала, снижению коэффициента трения, изменению упругих характеристик и других свойств материала [11]. Деформационно-прочностные характеристики наполненных фуллеренами образцов полиэтилена высокого давления (ПЭВД) приведены в табл. 3.

В табл. 4 приведены значения коэффициентов трения ПЭВД, модифицированного методом пропитки и электролитического осаждения.

Таблица 3

Физико-механические свойства композита ПЭВД+С₆₀

| Массовая доля С ₆₀ , % | Предел упругости при растяжении, σ _y , МПа | Прочность при разрыве, σ _p , МПа | Относительное удлинение при пределе упругости, ε _y , % | Модуль упругости, E, МПа |
|-----------------------------------|---|---|---|--------------------------|
| 0,0 | 5,2 | 8,8 | 4,1 | 131 |
| 0,01 | 7,4 | 10,1 | 5,0 | 147 |
| 0,05 | 6,6 | 10,6 | 4,1 | 166 |
| 0,1 | 5,2 | 9,0 | 3,6 | 147 |
| 0,25 | 6,0 | 9,4 | 5,6 | 113 |

Таблица 4

Значения коэффициентов трения ПЭВД, модифицированного различными методами (нагрузка – 13 кПа, путь трения – 120–130 м)

| Метод модификации и наполнитель | Время процесса, ч | Коэффициент трения | |
|---------------------------------|-------------------|--------------------|-----------|
| | | без отжига | с отжигом |
| Исходный ПЭВД | – | 0,66 | 0,55 |
| Пропитка С ₆₀ | 0,5 | 0,55 | 0,44 |
| Пропитка С ₆₀ | 1 | 0,42 | 0,40 |
| Пропитка С ₆₀ | 24 | 0,57 | 0,44 |
| Электролитическое осаждение | 0,25 | 0,59 | 0,53 |

Свойства полимеров в большой степени зависят от долевого содержания фуллеренов. В области невысоких концентраций взаимодействие поверхности фуллеренов с полимерными молекулами происходит повышение эффективной плотности полимера. Связи макромолекул с поверхностью частиц можно рассматривать как дополнительные узлы пространственной структуры.

Наполнитель влияет на условия надмолекулярного структурообразования матрицы, изменяя состояние полимера на поверхности наполнителя. Кроме того, фуллереновые кластеры проявляют способность самим структурироваться в полимерной матрице.

5. Фуллерены в керамиках. Модификация керамик фуллеренами приводит к увеличению износостойкости и снижению коэффициента трения [3, 15]. Согласно данным атомно-силовой микроскопии фуллеритовая фаза в покрытии скапливается в порах, на их склонах, вдоль границ зерен. На рис. 10 приведены зависимости износа стали 65 Г от пути трения по оксидокерамике с различной концентрацией в ней фуллеренов. Повышение концентрации фуллеренов до 0,45 мг/см² приводит к дальнейшему снижению коэффициента трения (до 2 раз), более интенсивному выглаживанию контактирующих поверхностей. При этом менее выражен эффект повышения износостойкости стали (в 3 раза). При включении в оксидокерамику фуллеренов наблюдается значительное снижение износа стали (в ~8 раз при концентрации С₆₀ 0,15 мг/см² и в 3 раза для 0,45 мг/см²). При этом среднее значение интенсивности изнашивания на установившейся стадии в первом случае составляет $I = 2,0 \cdot 10^{-5}$ мг/м, во втором – $3,7 \cdot 10^{-5}$ мг/м. Следует при этом отметить, что при исследованных режимах испытаний износ оксидокерамики не зарегистрирован. Включение фуллеренов в керамику с концентрацией 0,15 мг/см² сопровождается уменьшением коэффициента трения в 1,5 раза, износа стали – в 8 раз и существенной интенсификацией стадии приработки. Кроме того, происходит коренное изменение характера изнашивания: увеличивается несущая способность более чем в четыре раза, износ покрытий уменьшается многократно [8].

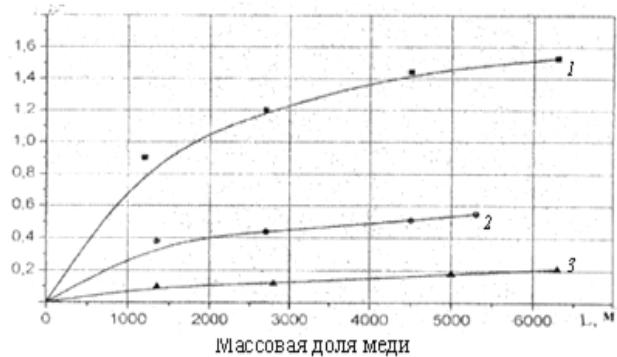


Рис. 10. Зависимость износа стали 65 Г от пути трения по оксидокерамике с различной концентрацией в ней фуллеренов: 1 – без наполнения фуллереном C_{60} , 2 – 0,45 мг/см², 3 – 0,15 мг/см²

На рис. 11 представлена микроструктура поверхностей пары трения оксидокерамического покрытия и контртела из стали (*а*) и аналогичной пары трения, в покрытии которой поверхностная концентрация фуллеренов C_{60} составляет 0,15 мг/см² (*б*, *г*).

Улучшение триботехнических свойств керамик, включающих C_{60} , объясняется формированием на поверхности покрытия тонкой плёнки с дисперсной структурой, которая предотвращает перенос материала контртела на испытываемую поверхность.

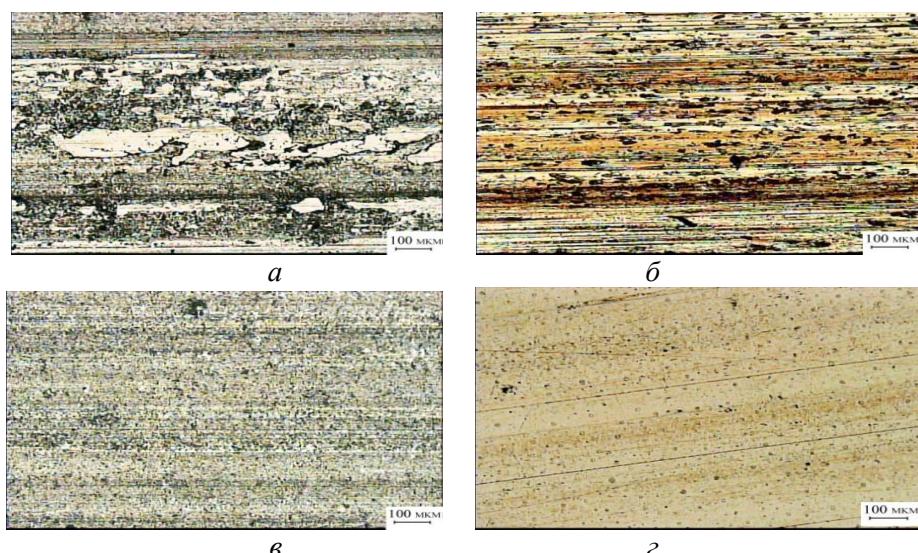


Рис. 11. Микроструктура поверхностей пар трения покрытие–сталь: *а* – немодифицированное покрытие; *в* – покрытие, модифицированное C_{60} , *б*, *г* – контртела из стали

Таким образом, полученные данные показывают, что фуллерены C_{60} , включенные в керамику, приводят к значительному повышению ее триботехнических характеристик. При этом воздействие этих углеродных наночастиц на коэффициент трения в паре сталь–керамика и изнашивание определяются концентрацией фуллеренов в керамической матрице.

Среди многообразия видов керамик особый интерес представляют слои анодного оксида на алюминии (АОА), получаемые электрохимическим анодированием в растворах различных органических и неорганических кислот [19]. Размещение в порах этих слоев фуллеренов и их комплексов с другими атомами и молекулами обеспечивает широкие возможности для их применения вnano- и оптоэлектронике.

На рис. 12 показаны снимки слоев АОА до и после заполнения, на которых хорошо видны геометрические параметры углеродных наноструктур.

На рис. 13 приведены температурные зависимости электросопротивления пористой АОА структуры, заполненной фуллеренами, в среде различных газов. Отклик сенсорной структуры к CO , H_2 , CO_2 снимали при потребляемой мощности 26 мВт.

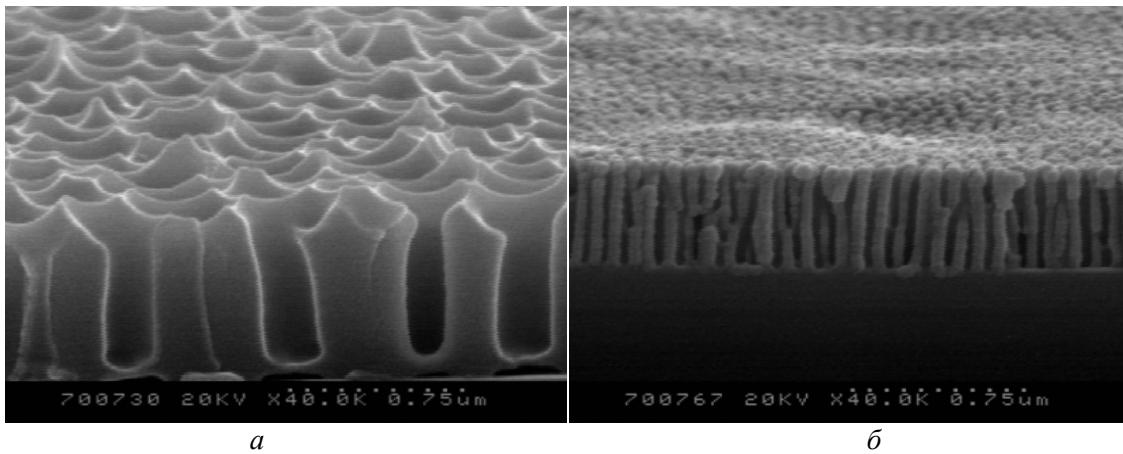


Рис. 12. Микрофотографии ячеистых структур АОА: *а* – незаполненные, *б* – заполненные металл-фуллереновыми кластерами

Величину сенсорного отклика определяли как разность между сопротивлением сенсора при воздействии активного газа (R_G) и сопротивлением сенсора в воздухе (R_B). Чувствительность сенсора рассчитывалась как отношение R_G и R_B : $S = [(R_B - R_G)/R_B] \cdot 100\%$.

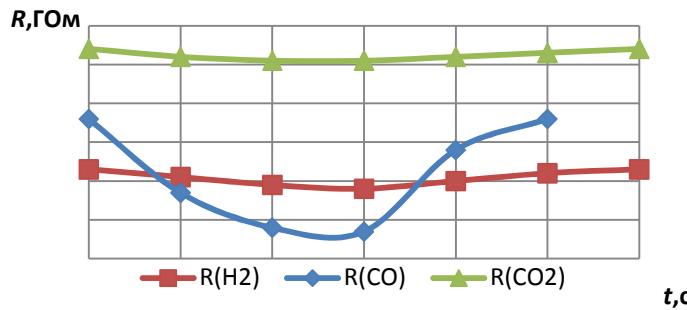


Рис. 13. Сенсорный отклик к H₂, CO и CO₂ при мощности $W = 26$ мВт

6. Применение фуллеренсодержащих материалов. Для выявления возможных применений композиционных материалов вакуумной технологией были приготовлены по 20 вариантов долевых составов компонентов для каждой из исследованных систем: Ti-C₆₀, Ni-C₆₀, Sn-C₆₀, Cu-C₆₀, Al-C₆₀, Fe-C₆₀, (Al-Cu-Fe)-C₆₀, и их смесей [3, 5, 8, 14, 15, 20].

6.1. Электротехнический материал. Металл-фуллереновые пленки при некоторых долевых соотношениях атомов металла и молекул C₆₀ структурно представляют собой систему электропроводящих частиц металла, разделенных небольшими промежутками из диэлектрических наночастиц фуллерита. Электрически такие структуры эквивалентны серии подключенных конденсаторов и, следовательно, их полное сопротивление должно уменьшаться при увеличении частоты переменного тока. Увеличение доли фуллеритовых наночастиц в металл-фуллереновой структуре для переменного тока влечёт за собой изменение значения как емкостной, так и резистивной составляющих электросопротивления. Это изменение приводит к сдвигу минимума сопротивления в область более низких частот. Таким образом, металл-фуллереновые структуры на переменном токе проявляют свойства R-C-L-цепочек [14] и могут использоваться как материал электротехнического назначения.

6.2. Припои. Модификация структуры бессвинцовых припоев Sn-3Ag-0,5Cu и Sn-0,7Cu осуществлялась при воздействии УЗ колебаний в течение 3–5 мин на частоте 44 кГц и введении фуллеренов при инфракрасном нагреве слитка до температур, на 40–50 °С превышающих температуру плавления припоев. Прочность паяных соединений проверялась на разрывной машине РП-100 при скорости нагружения 1,5 кН/мин. Микротвёрдость исследованных припоев возросла в среднем в 1,2–1,3 раза и в 1,4–1,5 раза при введении в структуру припоев порошка фуллерита [21].

6.3. Покрытия для подвижных электрических контактов. Разработка покрытий для подвижных электрических контактов осуществлялась с использованием вакуумной и гальванической технологий [22, 23]. Оптимизация составов композиционных материалов проходила по двум критериям: композиционный материал должен иметь наиболее высокую электрическую проводимость, высокую проводимость сочетать с низким коэффициентом трения.

6.4. Тензочувствительные элементы. Используя тензоэлектрический эффект, могут быть построены тензодатчики на металл-фуллереновых пленках. Металл-фуллереновые пленки имеют высокий коэффициент тензочувствительности (более 10, в то время как самый высокий коэффициент тензочувствительности из всех металлов – у платины он 1,6) [24, 25]. Коэффициент тензочувствительности α и характеристики металл-фуллереновых плёнок приведены в табл. 5.

Таблица 5

Диаметр зерна (d), электросопротивление (R_{\square}) и коэффициент тензочувствительности (α) металл-фуллереновых плёнок

| Система | Массовая доля C_{60} , % | d , нм | R_{\square} , Ом/ \square | α |
|--------------------|----------------------------|----------|-------------------------------|----------|
| Cu-C ₆₀ | 3,0 | 20 | 6,60 | 6,9 |
| | 6,0 | 15 | 112 | 10,2 |
| Sn-C ₆₀ | 3,0 | 30 | 39,4 | 7,3 |
| | 6,0 | 20 | 319 | 9,9 |
| Ti-C ₆₀ | 6,0 | 25 | 52,0 | 6,2 |
| | 12,0 | 10 | 418 | 9,1 |

Показана возможность управлять чувствительностью тензодатчиков металл-фуллереновых систем изменением концентрации фуллеренов, вводимых в металл. Уникальные электрофизические и трибологические характеристики пленочных структур открывают перспективы их использования в качестве активных элементов сенсоров.

6.5. Покрытие для диска алмазного режущего. Пленки никель-фуллерен и титан-фуллерен имеют низкие значения коэффициента трения, который нелинейно зависит от концентрации C_{60} . Так, для поверхности титана, модифицированной C_{60} , коэффициенты трения (при скорости скольжения $0,12 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ и нагрузке на остриё, равной $5,0\cdot10^6 \text{ Н}\cdot\text{м}^2$) составили 0,12–0,17, для поверхности никеля 0,16–0,21 [8].

6.6. Покрытие для эндопротезов. Высокая биохимическая стойкость [26] и сравнительно невысокое удельное электрическое сопротивление [25] позволяют использовать титан-фуллереновые пленки в качестве покрытий для электродов кардиостимулятора. Титан-фуллереновые покрытия обладают важными для биомедицины свойствами, сочетая в одном материале трудносовместимые характеристики: высокую адгезию и низкий коэффициент трения, высокие прочность и пластичность. Полученные результаты показывают, что нанесение фуллеренов на поверхность различных материалов существенно изменяет процессы их взаимодействия с иммуноцитами. Титан-фуллереновые покрытия обеспечивают хорошее сцепление с титановой основой и уменьшают площадь взаимодействия металла с биологической тканью. Титан-фуллереновые покрытия могут применяться в биомедицине.

6.7. Оптические устройства. При исследовании спектров пропускания сверхтонких слоев фуллерита золота, меди, серебра, олова (Au-C₆₀, Ag-C₆₀, C₆₀-Cu и Sn-C₆₀) в видимом и ближнем ИК диапазонах установлено, что спектральное положение и интенсивность полосы резонансного плазмонного поглощения зависят от параметровnanoструктур, условий их получения и длительности хранения на воздухе [27, 28]. Тип металла, долевые соотношения металлического и фуллеренового компонентов, размер наночастиц определяют спектральное положение максимума резонансного плазмонного поглощения, ширину и интенсивность поглощения. Варьирование толщины nanoструктур может позволить и при одинаковых доле-

вых соотношениях компонентов получать дополнительные возможности по управлению характеристиками полос резонансного плазмонного поглощения, что обеспечивает создание оптических устройств с разным диапазоном характеристик.

6.8. Датчики силовых полей. Внешние электрическое и магнитное поля, взаимодействуя с электронами металл-фуллереновой пленки, изменяют её электрические свойства [28]. Это позволяет использовать такие пленки в качестве датчиков не только для определения величин внешнего воздействия, но и для фиксации положений, значений деформаций и др. Вкрапленные в металлическую матрицу фуллерены могут служить датчиками слабых электронных и электромагнитных потоков, деформаций, силовых полей, дополняя другие используемые материалы, расширяя диапазон возможных подходов и решений.

7. Апробация покрытий на конкретных изделиях. Апробация покрытий на конкретных изделиях показала для Ni-C₆₀ увеличение ресурса работы диска алмазного режущего на 20–25% (КБТМ-ОМО), а для покрытия Al₂O₃-C₆₀ пуансона пресс-формы пластмассовых изделий – в 14 раз (МЗХ «Атлант»). На рис. 14 представлены некоторые изделия с фуллеренсодержащими покрытиями.

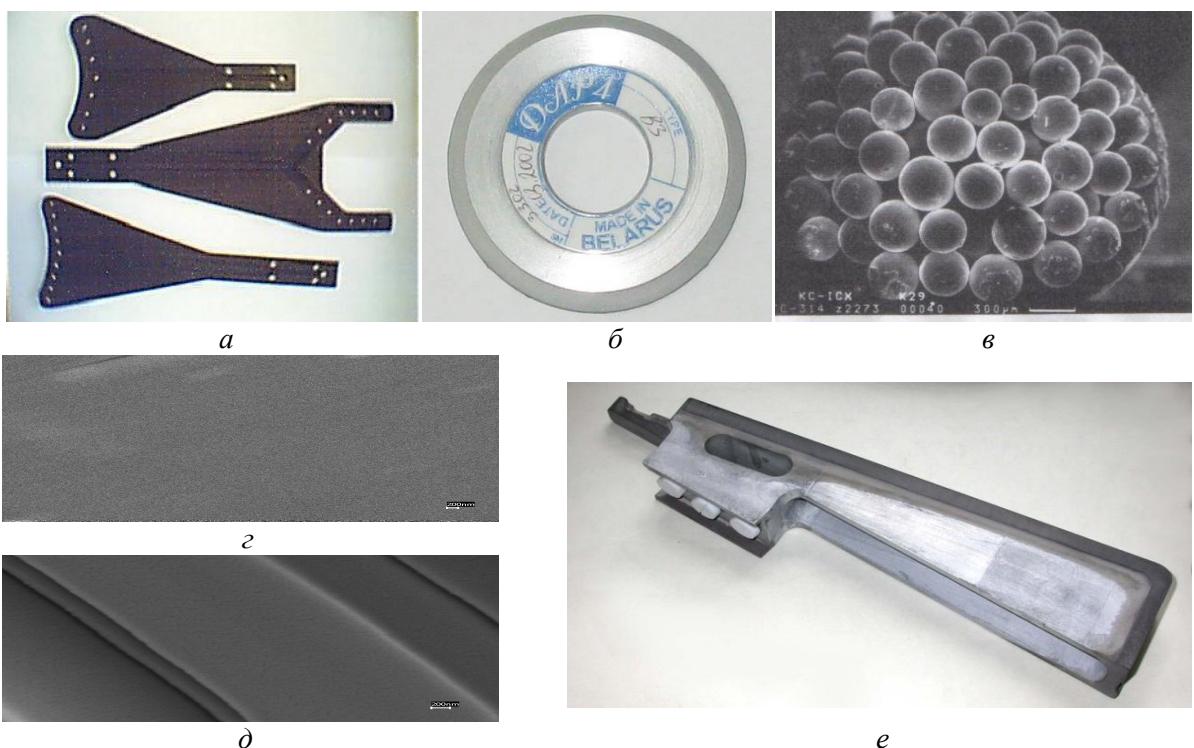


Рис. 14. Примеры практических приложений металл-фуллереновых покрытий: *а* – детали механизма загрузки-выгрузки кремниевых пластин, *б* – диск для резки кремниевых пластин с Ni-C₆₀ покрытием, *в* – электрод кардиостимулятора с покрытием Ti-C₆₀; *г* и *д* – поверхности титан-фуллереновых пленок на гладкой и на рельефной кремниевых подложках; *е* – дюралевый пуансон с фуллеренсодержащим оксидокерамическим покрытием для прессовки пластмассовых изделий

Заключение. Научное направление, связанное с получением новых веществ и материалов на основе фуллеренов и других углеродных наноструктур, успешно развивается. Разработаны эффективные методы, позволяющие получать наноструктурированные материалы, содержащие фуллерены и их комплексы с другими атомами и молекулами. Исследованы их строение, механические, трибологические, электрические, тензоэлектрические, оптические свойства, показана возможность практического использования.

Введение фуллеренов в вещества и материалы даже в небольших долях (до 1–2 мас.%) существенно (в некоторых случаях в разы) изменяет их физические и физико-химические свойства.

Фуллерены, комплексы фуллеренов с другими атомами и молекулами являются перспективными компонентами для формирования оптоэлектронных систем и элементов, обладающих уникальными электрическими и оптическими свойствами. Такие структуры не только повышают быстродействие, плотность записи информации, уменьшают габариты приборов, снижая потребляемую мощность, но и позволяют решить ряд принципиальных проблем (например, высокая устойчивость фуллеренов и фуллереноподобных образований решит проблему деградации свойств структур со временем).

К настоящему времени предложено много идей по созданию запоминающих устройств с высокой плотностью записи информации. Активно разрабатываются новые типы устройств, основанных на принципах квантовой механики (например, одноэлектронные транзисторы). Возможно нелитографическое построение ячеистых упорядоченных структур нанометровых размеров на основе островковых плёнок или кластеров фуллеренов в матрицах липидов. Пористые окислы (например, Al_2O_3) также могут служить основой для формирования фуллеренсодержащих наноразмерных ячеек, обладающих новыми оптическими и электронными свойствами.

Уникальные свойства углеродных фуллеренов и материалов, их содержащих, указывают на перспективы использования этих материалов в электронике, оптоэлектронике, биомедицине, значительно увеличивая возможности приборов и механизмов.

Обозначения

C – концентрация, %; d – диаметр зерна, нм; E – модуль упругости (модуль Юнга), МПа; E_a – сродство к электрону, эВ; IP – потенциал ионизации, эВ; n_{Me}/n_{C_60} – долевое соотношение атомов металлов и молекул C_{60} ; P – давление, торр; R_B – сопротивление сенсора в воздухе; R_G – сопротивление сенсора при воздействии активного газа; R_{\square} – электросопротивление квадрата пленки, Ом/□; T – оптическое пропускание, %; Z – полное электрическое сопротивление; α – коэффициент тензочувствительности; ε_y – относительное удлинение при пределе упругости, %; λ – длина волны электромагнитного излучения, нм; σ_p – прочность при разрыве, МПа; σ_y – предел упругости при растяжении, МПа; ϕ – угол сдвига фазы, рад.

Литература

1. Витязь, П. А. Наноматериаловедение / П. А. Витязь, Н. А. Свидунович, Д. В. Куис. – Минск : Высшая школа, 2015. – 511 с.
2. Dielectric properties of metallofullerene nanostructures / A. D. Zamkovets, A. N. Ponyavina, E. E. Tselesh [et al.] // Nanomechanics Sci. Technol. Int. J. – 2013. – Vol. 4, No. 4. – P. 267–280.
3. Шпилевский, Э. М. Композиционные материалы на основе металлов и фуллеренов // Э. М. Шпилевский // Актуальные проблемы прочности. Витебск : ВГТУ, 2018. – Т. 2. – С. 428–454.
4. Shpilevsky, M. É. Fullerenes and fullerene-like structures: the basis for promising materials / M. É. Shpilevsky, É. M. Shpilevsky, V. F. Stel'makh // J. of Engineering Physics and Thermophysics. – 2001. – Vol. 74, No. 6. – P. 1499–1508.
5. Баран, Л. В. Фазовый состав и структура пленок Cu- C_{60} , подвергнутых ионному и термическому воздействию / Л. В. Баран, Э. М. Шпилевский, Г. П. Окатова // Перспективные материалы. – 2004. – № 4. – С. 76–81.
6. Дрозд, А. С. Дуговая установка для производства фуллеренсодержащего продукта / А. С. Дрозд, В. Е. Матюшков, Э. М. Шпилевский // Фуллерены и фуллеренсодержащие материалы. Минск : УП «Технопринт», 2001. – С. 143–149.

7. Shpilevsky, E. M. Containing carbon nanoparticles materials in hydrogen energy / E. M. Shpilevsky, S. A. Zhdanok, D. V. Schur // Hydrogen Carbon Nanomaterials in Clean Energy Hydrogen Systems – II. Dordrecht : Springer Sci., 2011. – P. 23–39.
8. Vityaz, P. A. Fullerenes in matrices of different substances / P. A. Vityaz, E. M. Shpilevsky // J. of Engineering Physics and Thermophysics. – 2012. – Vol. 85, No. 4. – P. 780–787.
9. Шпилевский, Э. М. Конструирование металл-фуллереновых материалов / Э. М. Шпилевский, С. А. Жданок, М. Э. Шпилевский // Тонкие пленки в электронике. М. : ОАО ЦНИТИ “ТЕХНОМАШ“, 2007. – С. 114–120.
10. Шпилевский, Э. М. Наноматериалы и нанотехнологии: успехи, надежды и опасения / Э. М. Шпилевский // Современные методы и технологии создания и обработки материалов.– Минск : ФТИ НАН Беларуси, 2010. – Т. 3. – С. 301–308.
11. Пенязьков, О. Г. Полимеры, модифицированные фуллеренами / О. Г. Пенязьков, Э. М. Шпилевский, Г. Шилагарди // Наночастицы в конденсированных средах: сб. науч. ст. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2015. – С. 14–29.
12. Structure and properties of C₆₀ fullerene films with titanium atoms / E. M. Shpilevsky, Y. I. Prylutskyy [et al.] // Mat.-Wiss.Werkstofftech. – 2011. – Vol. 42, No. 1. – P. 59–63.
13. Шпилевский, Э. М. Структура и физические свойства металл-фуллереновых тонких пленок / Э. М. Шпилевский // Вакуумная наука и технология. – 2014. – Т. 23, № 1. – С. 73–77.
14. Структура и электрические свойства на переменном токе титан-фуллереновых пленок / Э. М. Шпилевский, С. А. Филатов, О. С. Филатова [и др.] // Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах. – 2020. – № 4. – С. 21–28.
15. Fullerenes, fullerides and metal-fullerene compositions / P. Tuvshintur, E. M. Shpilevsky, Zh. Davaasabuu [et al.]. – Ulan-Baator : Mongolian state university, 2020. – 52 p.
16. Optical property of contained fullerene polymers / P. Tuvshintur, E. M. Shpilevsky, S. A. Filatov [et al.] // Solid State Phenomena. – 2021. – Vol. 323, No. 8. – P. 42–47.
17. Концентрационная зависимость полосы плазмонного поверхностного резонанса поглощенияnanoструктур золота в углеродсодержащих матрицах / Р. А. Дынич, А. Д. Замковец, Э. М. Шпилевский [и др.] // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2019. – Т. 55, № 2. – С. 232–241.
18. Шпилевский, Э. М. Получение и свойства фуллеренов, фуллеритов, фуллеридов, металл-фуллереновых композитов – Минск, 2017. – 43 с. – (Препринт / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, № 2).
19. Плиговка, А. Н. Столбиково-матричные nanoструктуры из анодных оксидов алюминия и титана / А. Н. Плиговка, Г. Г. Горох, Э. М. Шпилевский // Наночастицы в конденсированных средах: сб. науч. статей. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2015. – С. 120–140.
20. Dmitrenko, O. P. Component hydridization in thin granulated C₆₀-Cu nanocomposite films / O. P. Dmitrenko, O. N. Pavlenko, E. M. Shpilevsky [et al.] // Ukr. J. Phys. – 2011. – Vol. 56. – P. 828–837.
21. Модификация структуры бессвинцовых припоев // Электроника / В. Л. Ланин, Э. М. Шпилевский // Наука. Технология. Бизнес. – 2012. – № 7. – С. 166–170.
22. Shpilevsky, E. M. Metal-fullerenon materials for electronics / E. M. Shpilevsky, P. Tuvshintur, S. A. Filatov // Nanoscience and Technology, 2019. – No. 4. – P. 303–309.
23. Фуллеренсодержащие пленки и покрытия / Э. М. Шпилевский, С. А. Филатов // Сб. «Машиностроение и техносфера XXI века». – Донецк, 2021. – С. 591–595.
24. Шпилевский, Э. М. Термоэлектрические свойства металлфуллереновых пленок / Э. М. Шпилевский, С. А. Филатов, А. Д. Замковец [и др.] // Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах: сб. науч. статей. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2021. – С. 317–324.
25. Шпилевский, Э. М. Структура и физические свойства металл-фуллереновых тонких пленок / Э. М. Шпилевский // Вакуумная наука и технология. – 2014. – Т. 23, № 1. – С. 73–77.

26. Зорин, В. П. Модификация фуллереном C₆₀ процессов адгезии иммунных клеток на поверхности материалов / В. П. Зорин, И. Е. Кравченко, Э. М. Шпилевский // Низкоразмерные системы. Вып. 4. – Гродно : ГрГУ, 2005. – С. 50–54.
27. Shpilevsky, E. M. Modification of materials by carbon nanoparticles / E. M. Shpilevsky, O. G. Penyazkov, S. A. Filatov // Solid State Phenomena Shweizarland. – 2018. – Vol. 271. – P. 70–75.
28. Шпилевский, Э. М. Влияние поглощения на резонансные взаимодействия в металлофуллереновых нанокомпозитах / Э. М. Шпилевский, А. Д. Замковец // Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах: сб. науч. статей. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2021. – С. 309–316.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| К итогам работы Государственного научного учреждения «Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь» в 2021 году..... | 3 |
| Асташинский В. М., Дзагнидзе Г. М., Иванов А. И., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Пенязьков О. Г., Шоронов П. Н. Тяговые характеристики миниатюрного торцевого эрозионного плазменного ускорителя..... | 11 |
| Баранышин Е. А., Кузьмицкий В. В., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. Самовоспламенение ацетилена при высоких температурах за отраженными ударными волнами..... | 16 |
| Баранышин Е. А., Лещевич В. В., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. Становление прямоточных воздушно-реактивных двигательных систем для гиперзвуковых летательных аппаратов..... | 26 |
| Васильев Л. Л., Журавлёв А. С., Кузьмич А. М., Садченко Д. И. Двухфазные теплобменные устройства для пассивного охлаждения бортового оборудования электрических и гибридных летательных аппаратов..... | 37 |
| Генарова Т. Н., Степанюк А. В., Савчин В. В., Леончик А. И., Чернова Т. А. Анализ продуктов пиролиза опилок хвойных пород..... | 50 |
| Горбачев Н. М., Футько С. И., Власов А. В., Русакевич М. И., Козначеев И. А., Стетюкевич Н. И. Исследование газификации низкокачественного твердого топлива в режиме сверхдиабатического фильтрационного горения..... | 54 |
| Давидович П. А., Моргун Э. В., Приходько Е. М., Плевако Ф. В., Шушков С. В. Исследование тепловых потерь электромагнита бетатрона на энергии 7,5 МэВ..... | 62 |
| Долголенко Г. В., Курбанов Н. М., Леончик А. И., Оленович А. С., Савчин В. В., Скавыш В. С., Хведчина И. В. Анализ методов увеличения ресурса электродов в электродуговых плазмотронах..... | 67 |
| Кияшко М. В., Гринчук П. С., Соловей Д. В., Акулич А. В., Степкин М. О., Углов В. В., Кузнецова Т. А., Хабарова А. В. Силицирование C/SiC в технологии реакционного связывания карбида кремния. 1. Особенности микроструктуры и состава силицированной керамики..... | 72 |
| Кияшко М. В. Силицирование C/SiC в технологии реакционного связывания карбида кремния. 2. Анализ основных физико-химических процессов силицирования..... | 86 |
| Кияшко М. В., Рабинович О. С., Малиновский А. И., Хина Б. Б. Силицирование C/SiC в технологии реакционного связывания карбида кремния. 3. Оценка характерных времен основных процессов..... | 99 |

| | |
|--|-----|
| Колпащиков В. Л. Флуктуационно-диссипационный анализ процессов тепломассопереноса в химически активных средах..... | 113 |
| Конева Е. С. Технологии трехмерного online-моделирования тепловых насосов на сайте..... | 121 |
| Коробко Е. В., Ещенко Л. С., Журавский Н. А., Радкевич Л. В., Новикова З. А. Колебания оболочкового элемента с электроуправляемым материалом..... | 124 |
| Кот В. А. Решение задачи о динамическом пограничном слое методом Кармана–Польгаузена: новые приближения..... | 134 |
| Кот В. А. Решение задачи о тепловом пограничном слое методом Кармана–Польгаузена: новые приближения..... | 147 |
| Кузьмич М. А., Артюх А. А. Сравнение методов модификации поверхности испарителя термосифона для повышения интенсивности теплообмена при кипении..... | 162 |
| Куликовский В. К. Модифицированные поверхности для усиления теплоотдачи при кипении в современных устройствах охлаждения электроники..... | 169 |
| Куликовский В. К. Исследование повышения теплоотдачи при кипении на поверхности, модифицированной пескоструйной и лазерной обработкой с дальнейшей активацией гидроксидами алюминия..... | 175 |
| Кухарчук И. Г., Жданов В. Л. Влияние высоты тонкой пластины в турбулентном пограничном слое и числа Рейнольдса на поле скорости и напряжение сдвига на стенке..... | 180 |
| Макарова О. Д., Худолей А. Л., Халивкина Н. Е. Магнитореологическая обработка: особенности формирования рабочего инструмента..... | 186 |
| Маршалова Г. С., Лири М. С., Данильчик Е. С. Численное исследование влияния поперечного шага на теплоотдачу оребренных трубных пучков аппаратов воздушного охлаждения в режиме свободной конвекции..... | 194 |
| Минкина В. Г., Шабуня С. И., Калинин В. И., Мартыненко В. В. Гидролиз концентрированных водных растворов NaBH_4 в адиабатических условиях..... | 200 |
| Рошин Л. Ю., Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В., Ковалчук Е. В., Быкова Е. П., Бондаренко А. В. Анализ современного состояния исследований по управлению смачиваемостью наноструктурированных поверхностей..... | 209 |
| Сидорович Т. В., Чорный А. Д. Прогнозирование термогидродинамического режима работы теплообменника проточного типа..... | 232 |
| Сушкевич А. А. Расчет толщины пленки вязкопластической жидкости при ее увлечении движущимися поверхностями..... | 241 |
| Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А., Бучилко Э. К., Рослик А. Р. О сопротивлении зернистых слоёв с особыми свойствами..... | 248 |
| Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А., Рослик А. Р. Об описании теплопереноса в теплообменниках с пучком труб на основе аналогии с анизотропной высокопористой средой..... | 253 |
| Фисенко С. П. Стохастическая модель распространения эпидемии..... | 260 |
| Шнип А. И., Тригер С. А. О влиянии режима установления карантинных мероприятий на динамику распространения эпидемий..... | 264 |
| Шпилевский Э. М., Филатов С. А. Свойства и некоторые применения фуллеренсодержащих материалов..... | 273 |

РЕФЕРАТЫ

УДК 533.9.07

Асташинский В. М., Дзагнидзе Г. М., Иванов А. И., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Пенязьков О. Г., Шоронов П. Н. ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИНИАТЮРНОГО ТОРЦЕВОГО ЭРОЗИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 11–15.

Представлены результаты исследований тяговых характеристик миниатюрного эрозионного торцевого плазменного ускорителя (мини-ТЭУ). Исследования проведены двумя независимыми методами: с помощью баллистического маятника и оптического датчика давления. Показано, что значения среднемассовой тяги для мини-ТЭУ меняются от $\sim 10^2$ до $\sim 10^3$ Н, а удельный импульс тяги составляет 9–18 км/с.

Ил. 7. Библиогр. 8 назв.

УДК 544.4

Баранышин Е. А., Кузьмицкий В. В., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ АЦЕТИЛЕНА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ЗА ОТРАЖЕННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 16–25.

Работа посвящена изучению кинетики самовоспламенения ацетилен-кислородных смесей с разбавлением 25–72,9% азотом и 70% аргоном за отражёнными ударными волнами, определены значения времени индукции в температурном диапазоне газа 800–1400 К. Самовоспламенение реакционных смесей инициировалось в ударной трубе длиной 8 м круглого сечения диаметром 50 мм. С применением датчиков давления находились положение ударной волны и момент её отражения от прозрачного торца трубы. Возникновение и положение очагов самовоспламенения определялись путём регистрации свечения хемиллюминесценции брутто-радикалов CH и C₂. Свечение регистрировалось с помощью пары фотоэлектронных умножителей и высокоскоростной камеры. Визуализация внутреннего объёма трубы позволила локализовать очаги самовоспламенения вблизи боковой стенки. Представлены измеренные значения задержки воспламенения ацетиленовых смесей, проведено сравнение результатов по способам регистрации свечения. Выполнен качественный корреляционный анализ

значений времени индукции для реакционных смесей в температурном диапазоне 950–1400 К согласно функции зависимости времени индукции от концентрации компонентов реакционной смеси и её температуры. Рассчитанное значение энергии активации ацетилена составляет 113,2 кДж. Работа выполнялась с целью обогащения имеющейся базы значений задержек самовоспламенения ацетиленовых смесей, результаты направлены на совершенствование математического аппарата моделирования процессов горения и детонации ацетилена.

Ил. 5. Библиогр. 11 назв.

УДК 621.431.75

Баранышин Е. А., Лещевич В. В., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. СТАНОВЛЕНИЕ ПРЯМОТОЧНЫХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 26–36.

Приведены основные понятия для описания и перечислены типы существующих прямоточных воздушно-реактивных двигательных (ПВРД) систем. Указаны их преимущества и недостатки, а также перспективы применения на летательных аппаратах, развивающих гиперзвуковые скорости. Приведены основные этапы развития и реализации ПВРД систем для осуществления летательными аппаратами сверхзвукового и гиперзвукового движения.

Ил. 15. Библиогр. 25 назв.

УДК 536.24; 629.33.03-83

Васильев Л. Л., Журавлёв А. С., Кузьмич А. М., Садченко Д. И. ДВУХФАЗНЫЕ ТЕПЛООБМЕННЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПАССИВНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ БОРТОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ГИБРИДНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 37–49.

Проанализированы возможности использования автономных двухфазных теплопроводов (тепловых труб, термосифонов) и пассивных систем на их основе для терморегулирования оборудования электрических и гибридных летательных аппаратов. Рассмотрены конструкции тепловых труб и термосифонов, показаны варианты их использования в электрических и гибридных летательных аппаратах. Представлены конструкция и результаты экспериментальных исследований кольцевого термосифона киловаттного класса с горизонтальными испарителем и конденсатором. Этот термосифон имеет подходящие характеристики для использования в системах терморегулирования: высокая мощность теплопередачи (до 1,5 кВт), короткое время запуска.

Ил. 17. Библиогр. 26 назв.

УДК 542.61

Генарова Т. Н., Степанюк А. В., Савчин В. В., Леончик А. И., Чернова Т. А. АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ПИРОЛИЗА ОПИЛОК ХВОЙНЫХ ПОРОД // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 50–53.

Представлен сравнительный анализ жидких продуктов пиролиза опилок хвойных пород при 500 и 550 °С. Показано, что продуктами пиролиза являются представители гомологического ряда фенолов, однако в отдельных случаях наблюдаются представители классов кислот, сложных эфиров и некоторых углеводородных соединений.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр. 5 назв.

УДК 536.46, 536.2, 541.12

Горбачев Н. М., Футько С. И., Власов А. В., Русакевич М. И., Козначеев И. А., Стетюкевич Н. И. ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗИФИКАЦИИ НИЗКОКАЧЕСТВЕННОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В РЕЖИМЕ СВЕРХАДИАБАТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 54–61.

Проведены экспериментальные и теоретические исследования по горению и газификации смесей разных видов твердого топлива (древесные пеллеты, древесная щепа) с инертом (сферы из алюмины, крошка шамотного кирпича) в вертикальном реакторе, работающем по принципу сверхадиабатического фильтрационного горения. Получены экспериментальные данные (температура, скорость волны) для разных концентраций топлива в инерте, видов топлива и расходов воздуха. Для определения локализации зоны реакции и скорости тепловой волны использовались данные тепловизионных измерений. Создана физико-химическая модель фильтрационного горения твердого топлива с инертным наполнителем в режиме сверхадиабатической волны. Проведены расчеты термодинамических характеристик горения и равновесного состава продуктов горения для широкого диапазона смесей древесины с воздухом. Получены расчетные зависимости температурных распределений, скорости фронта горения и тепловой волны для разных концентраций древесины в инерте и расходов воздуха.

Ил. 6. Библиогр. 14 назв.

УДК 621.384.639

Давидович П. А., Моргун Э. В., Приходько Е. М., Плевако Ф. В., Шушков С. В. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТА БЕТАТРОНА НА ЭНЕРГИИ 7,5 МэВ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 62–66.

Представлены результаты экспериментальных исследований тепловых параметров магнитной системы бетатрона на энергии до 7,5 МэВ. Описана методика подготовки и особенности проведения термопарных измерений. Рассматривается расчетная зависимость для оценки тепловых потерь в составных частях электромагнита. Приведены графики изменения температуры вкладышей электромагнита и силовой обмотки в режиме работы на частоте 300 Гц. Результаты измерений представлены в сравнительной таблице, показывающей снижение потерь в силовой обмотке модифицированного электромагнита бетатрона на 35%. Предложена схема жидкостного охлаждения электромагнита перспективного бетатрона.

Табл. 1. Ил. 7. Библиогр. 5 назв.

УДК 533.9.004.14

Долголенко Г. В., Курбанов Н. М., Леончик А. И., Оленович А. С., Савчин В. В., Скавыш В. С., Хведчин И. В. АНАЛИЗ МЕТОДОВ УВЕЛИЧЕНИЯ РЕСУРСА ЭЛЕКТРОДОВ В ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ // Тепло- и массо-перенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 67–71.

Рассмотрены процессы, влияющие на эрозию электродов (электрофизические, аэrodинамические, тепловые и др.). Проанализированы методы, увеличивающие ресурс работы электродов. Установлены наиболее эффективные из них: получение необходимой электрической мощности за счёт снижения силы тока при повышении напряжения; увеличение интенсивности охлаждения электродов; применение алгоритмов для газодинамической и магнитной стабилизации дуги с целью перемещения опорных пятен дуги по максимально возможной площади электродов, а также увеличение скорости вращения дуги.

Библиогр. 13 назв.

УДК 666.3-122; 666.3-127.7; 54.061

Кияшко М. В., Гринчук П. С., Соловей Д. В., Акулич А. В., Степкин М. О., Углов В. В., Кузнецова Т. А., Хабарова А. В. СИЛИЦИРОВАНИЕ C/SiC В ТЕХНОЛОГИИ РЕАКЦИОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ КАРБИДА КРЕМНИЯ. 1. ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И СОСТАВА СИЛИЦИРОВАННОЙ КЕРАМИКИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 72–85.

С помощью сравнительного анализа данных электронной и оптической микроскопии, наноиндентирования, рентгеновской дифракции и комбинационного рассеяния исследованы композиционно-структурные особенности реакционно-связанной керамики на основе карбида кремния. Выявлены и охарактеризованы два типа примесных включений на основе ванадия и железа, а также остаточные поры. Показана взаимосвязь микроструктуры и состава силицированной керамики с характеристиками C/SiC основы и исходных порошков карбида кремния. Исследована и объяснена структура фазы SiC в керамике.

Ил. 13. Табл. 6. Библиогр. 22 назв.

УДК 54.061; 54.116; 53.096

Кияшко М. В. СИЛИЦИРОВАНИЕ C/SiC В ТЕХНОЛОГИИ РЕАКЦИОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ КАРБИДА КРЕМНИЯ. 2. АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ СИЛИЦИРОВАНИЯ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 86–98.

Проведен сравнительный анализ результатов силицирования дисперсного углерода и C/SiC композита в различных температурно-временных режимах, по результатам которого сделан ряд выводов о характере взаимодействия кремниевого расплава с углеродом. Показано, что в данных системах реакция кремния с углеродом не лимитируется диффузией реагентов через разделительный слой образующегося SiC, а происходит по механизму растворения–осаждения. Основной процесс реакционного связывания завершается в течение нескольких

минут, после чего продолжаются более медленные процессы коалесценции вторичного карбида кремния. Полученные результаты демонстрируют потенциальную возможность существенной оптимизации технологического режима силицирования для экономии времени и энергозатрат.

Ил. 12. Табл. 2. Библиогр. 21 назв.

УДК 544.774.4; 538.931; 532.685

Кияшко М. В., Рабинович О. С., Малиновский А. И., Хина Б. Б. СИЛИЦИРОВАНИЕ C/SiC В ТЕХНОЛОГИИ РЕАКЦИОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ КАРБИДА КРЕМНИЯ. З. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН ОСНОВНЫХ ПРОЦЕССОВ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 99–112.

Приведены теоретические результаты модельных оценок процессов реакционной инфильтрации кремниевого расплава в композит C/SiC и коалесценции вторичного карбида кремния, образованного в результате реакции кремния с углеродом. Для данной микроструктуры C/SiC с объемным содержанием первичного SiC 70% и углерода до 10% проникновение кремния на расстояния до 100 мм занимает время менее 0,5 ч и слабо зависит от температуры. После завершения реакционной инфильтрации продолжается процесс коалесценции субмикронных зерен вторичного SiC. Для его завершения требуется выдержка в течение нескольких часов при температурах 2000 К и более. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными и могут использоваться для оптимизации технологических режимов силицирования.

Ил. 10. Табл. 2. Библиогр. 27 назв.

УДК 536;681.514

Колпащиков В. Л. ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СРЕДАХ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 113–120.

На основе обобщенных флуктуационно-диссипационных соотношений построены нелинейные стохастические уравнения Ланжевена для процессов в средах с химическими реакциями и определены характеристики флуктуационных источников. В качестве примера проведен анализ флуктуационных явлений в системе с автокатализической реакцией.

Ил. 4. Библиогр. 8 назв.

УДК 004.92

Конева Е. С. ТЕХНОЛОГИИ ТРЕХМЕРНОГО ONLINE-МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ НАСОСОВ НА САЙТЕ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 121–123.

Приведен обзор технологий, используемых для моделирования различных объектов на сайте. Описаны преимущества и недостатки трехмерного online-моделирования на сайте.

Выявлено, что традиционные технологии используются для проектирования сложных объектов, а технологии моделирования на сайте – исключительно для первичного ознакомления с уже готовой трехмерной моделью теплового насоса и как дополнение к традиционным методам моделирования.

Табл. 1. Библиогр. 9 назв.

УДК 532.135+534.131.2

Коробко Е. В., Ещенко Л. С., Журавский Н. А., Радкевич Л. В., Новикова З. А. **КОЛЕБАНИЯ ОБОЛОЧКОВОГО ЭЛЕМЕНТА С ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМЫМ МАТЕРИАЛОМ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 124–133.**

Разработаны составы электрореологических жидкостей с высокодисперсными наполнителями на основе изотермически термообработанного ортофосфата алюминия, отличающиеся условиями синтеза, и исследована их активность в электрическом поле. Определены амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний цилиндрического оболочкового элемента с электроуправляемым слоем жидкости, находящимся в зазоре между внешней и внутренней оболочками элемента. Показано, что воздействие электрического поля приводит к снижению амплитуды вынужденных колебаний внутренней оболочки элемента в электрическом поле напряженностью 1,5 кВ/мм от 1,5 до 2,5 раз на резонансной частоте.

Табл. 2. Ил. 11. Библиогр. 7 назв.

УДК 517.518.8:519.633:536.2

Кот В. А. **РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ДИНАМИЧЕСКОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МЕТОДОМ КАРМАНА–ПОЛЬГАУЗЕНА: НОВЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 134–146.**

На основе интегрального метода Кармана–Польгаузена представлен ряд новых эффективных вычислительных схем, обеспечивающих достижение минимальных ошибок определения основных параметров динамического пограничного слоя. Полученный новый трехчленный полином для профиля скорости в пограничном слое существенно превосходит по точности известные, аналогичные по форме, приближенные решения. Получено, в частности, полиномиальное решение для профиля скорости, которое практически совпадает с точным решением. Ошибка определения напряжения трения составила 0.0008%. Данное решение дает практически точное значение напряжения трения при очень малых ошибках расчета толщины вытеснения (0.12%) и формпараметра (0.12%).

Табл. 3. Ил. 5. Библиогр. 20 назв.

УДК 517.518.8:519.633:536.2

Кот В. А. **РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ТЕПЛОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МЕТОДОМ КАРМАНА–ПОЛЬГАУЗЕНА: НОВЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 147–161.**

Изучено приближенное аналитическое решение задачи о тепловом пограничном слое на основе интегрального метода Кармана–Польгаузена. Представлен ряд новых эффективных вычислительных схем, обеспечивающих достижение минимальных ошибок определения основных параметров теплового пограничного слоя, в частности, безразмерного коэффициента теплообмена. Новые приближенные решения для теплового пограничного слоя при $\text{Pr} = [0.5, \infty]$ являются гораздо более точными по сравнению с известными подобными решениями; в частности, для профиля скорости $\tilde{u} = 1 - (1 + 1.135\zeta)(1 - \zeta)^3$ имеем следующие относительные ошибки расчета числа Нуссельта в зависимости от числа Прандтля: $\text{Pr} = 0.6$ (0%), 1 (0%), 10 (0.68%), 100 (1.01%), 1000 (0.97%). Полученные простые расчетные формулы для коэффициента теплообмена могут быть с успехом использованы в различных технических приложениях и при расчете теплотехнических систем.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр. 26 назв.

УДК 536.24

Кузьмич М. А., Артюх А. А. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ИСПАРИТЕЛЯ ТЕРМОСИФОНА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 162–168.

Рассмотрено влияние различных методов обработки поверхности кипения в испарителе термосифона на коэффициент теплоотдачи. Приведены результаты экспериментов исследований, рассчитаны коэффициенты теплоотдачи для исследуемых образцов при различных подводимых тепловых нагрузках (от 5 до 150 Вт, соответствуют теплового плотностям потока 10–300 kBt/m^2) при работе с ацетоном в качестве рабочей жидкости. Определены образцы с наибольшими улучшениями коэффициента теплоотдачи вследствие их обработки. Полученные данные можно использовать для дальнейших исследований для улучшения теплообмена на поверхности кипения в испарителе термосифона.

Ил. 5. Библиогр. 15 назв.

УДК 536.24

Куликовский В. К. МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ В СОВРЕМЕННЫХ УСТРОЙСТВАХ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 169–174.

Представлены результаты исследования теплообмена при кипении в объеме на модифицированных поверхностях для повышения теплоотдачи. Получены кривые кипения для образцов с поверхностью, модифицированной пленкой оксида алюминия толщиной 130 и 50 мкм и канавками с плазменным напылением. На образце с канавками отмечено увеличение коэффициента теплоотдачи на 500% по сравнению с поверхностями без модификации.

Ил. 6. Библиогр. 5 назв.

УДК 536.24

Куликовский В. К. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЫШЕНИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ НА ПОВЕРХНОСТИ, МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПЕСКОСТРУЙНОЙ И ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКОЙ С ДАЛЬНЕЙШЕЙ АКТИВАЦИЕЙ ГИДРОКСИДАМИ АЛЮМИНИЯ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 175–179.

Представлены результаты исследования теплообмена при кипении в объеме на поверхностях, модифицированных пескоструйной, лазерной обработкой для повышения теплоотдачи. Поверхность теплообмена дополнительно активировалась гидроксидами алюминия. Коэффициент теплоотдачи образца с поверхностью, обработанной пескоструйной обработкой и активированной гидроксидами алюминия, вырос в 5 раз по сравнению с поверхностями инструментальной обработки, полученными при экструзии, отрезании резцом и т. п.).

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр. 7 назв.

УДК 532.574.7

Кухарчук И. Г., Жданов В. Л. ВЛИЯНИЕ ВЫСОТЫ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА ПОЛЕ СКОРОСТИ И НАПРЯЖЕНИЕ СДВИГА НА СТЕНКЕ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 180–185.

Исследовалось поле скорости турбулентного пограничного слоя за тонкой пластиной с короткой хордой и ограниченным размахом. Измерения поля скорости и напряжения сдвига проводились с помощью PIV метода. Установлено, что след за пластиной генерирует восходящий поток от нижней поверхности канала. Это приводит к уменьшению продольной скорости, ее градиента и напряжения сдвига на поверхности канала. Перемещение пластины от стенки ослабляет воздействие нижнего сдвигового следа пластины, сопровождается уменьшением напряжения сдвига, но протяженность редуцированных напряжений увеличивается. Аналогичный эффект вызывает рост числа Рейнольдса – сопротивление трения уменьшается и увеличивается область редуцированных напряжений. Локальное снижение напряжения сдвига на 47% зафиксировано при $Re = 7750$ и высоте установке пластины 2 мм. Среднее снижение 11% наблюдается на расстоянии 3.9δ. При высоте установки пластины 3,2 мм локальное и среднее снижение трения не такое значительное (35% и 22%), однако проявляется на значительно большем расстоянии ($>12.5\delta$).

Табл.1. Ил. 5. Библиогр. 5 назв.

УДК 621.9.048.7

Макарова О. Д., Худолей А. Л., Халявкина Н. Е. МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА: ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РАБОЧЕГО ИНСТРУМЕНТА // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 186–193.

Выполнен анализ и обобщение литературных источников по магнитореологической обработке оптических деталей, лазерных компонентов и изделий микроэлектроники. Рассмотрены особенности формирования рабочего инструмента из магнитореологической полировальной жидкости под действием магнитного поля. Обсуждено влияние различных

факторов на свойства рабочего инструмента: вида, размеров, количества, твердости абразивных наночастиц, магнитной жесткости магниточувствительных микрочастиц. Определены возможные пути повышения качества поверхности и точности формы изделий.

Библиогр. 28 назв.

УДК 536.25

Маршалова Г. С., Лира М. С., Данильчик Е. С. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ШАГА НА ТЕПЛООТДАЧУ ОРЕБРЕННЫХ ТРУБНЫХ ПУЧКОВ АППАРАТОВ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 194–199.

Проведены численные исследования влияния поперечного шага на теплоотдачу двухрядных трубных пучков шахматной компоновки, состоящих из биметаллических оребренных труб, для режима свободной конвекции, по результатам которого получены критериальные уравнения вида $Nu = f(Gr)$, а также установлено, что теплоотдача пучков повышается при увеличении поперечного шага, что связано с ростом скорости воздуха из-за уменьшения аэродинамического сопротивления.

Ил. 4. Библиогр. 17 назв.

УДК 543.637:546.271-386

Минкина В. Г., Шабуня С. И., Калинин В. И., Мартыненко В. В. ГИДРОЛИЗ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ NaBH_4 В АДИАБАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 200–208.

Исследовано влияние температуры и концентраций NaBH_4 на скорость каталитического гидролиза в изотермических и адиабатических условиях. В качестве модельного катализатора использовался мелкодисперсный порошок кобальта на основе оксида титана. Показано, что стандартный способ определения энергии активации без учета процессов сорбции/десорбции приводит к ее зависимости от состава раствора.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр. 24 назв.

УДК 536.24 :544.72

Рощин Л. Ю., Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В., Ковальчук Е. В., Быкова Е. П., Бондаренко А. В. АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО УПРАВЛЕНИЮ СМАЧИВАЕМОСТЬЮ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 209–231.

Обобщены и систематизированы результаты исследований отечественных и зарубежных ученых по разработке поверхностей с контролируемой смачиваемостью. Основное внимание акцентировано на создании структурированных поверхностей с гидрофобными и

гидрофильтральными свойствами и на применении полученных результатов. Отмечены основные проблемы, включая старение и деградацию, износостойкость, очистку и восстановление модифицированных поверхностей. Данные могут представлять интерес при разработке перспективных и конкурентоспособных модифицированных покрытий.

Табл. 1. Ил. 15. Библиогр. 112 назв.

УДК 536.2:532/533; 532.516

Сидорович Т. В., Чорный А. Д. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННИКА ПРОТОЧНОГО ТИПА // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 232–240.

Показано, что методика, основанная на решении аналитических уравнений с экспериментально установленными коэффициентами, представляет собой удобный инструмент на этапе разработки технических условий и последующего уточнения конструкции воздушного теплообменника проточного типа.

Ил. 9. Библиогр. 5 назв.

УДК 532.516, 532.135

Сушкевич А. А. РАСЧЕТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ЕЕ УВЛЕЧЕНИИ ДВИЖУЩИМИСЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 241–247.

Рассмотрено увлечение вязкой жидкости движущимися поверхностями, в частности, наклонной пластиной и цилиндрической поверхностью с большим радиусом. Приведенная физико-математическая модель справедлива как для ньютоновских, так и неニュтоновских жидкостей. Использовалась вязкопластическая жидкость с реологической моделью Шведова–Бингама. Для рассматриваемых физических процессов были найдены характерные параметры: безразмерная толщина пленки и безразмерная предельная скорость извлечения поверхности. Данные параметры получены с применением аналитических и численных методов вычислительной математики: численного метода Ньютона, численного метода Рунге–Кутты четвертого порядка точности, тригонометрической формулы Виета для решения кубического уравнения. Безразмерная толщина плёнки найдена для углов 60° , 90° и 120° . Рассмотрен диапазон скоростей от 0,005 до 1. Показано, что безразмерные скорость и толщина пленки связаны нелинейно, при увеличении угла наклона безразмерная толщина плёнки уменьшается. Показано, что при увеличении угла наклона и пластического фактора предельная скорость растет.

Ил. 5. Библиогр. 9 назв.

УДК 532.529

Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А., Бучилко Э. К., Рослик А. Р. О СОПРОТИВЛЕНИИ ЗЕРНИСТЫХ СЛОЁВ С ОСОБЫМИ СВОЙСТВАМИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 248–252.

Установлены закономерности механики зернистого слоя с распределенными (переменными) размерами частиц. Показана связь коэффициента вариации размеров частиц с сопротивлением слоя. Разработана методика расчёта эквивалентного диаметра пористого элемента на основе величины порозности засыпки из пористых элементов.

Ил. 5. Библиогр. 7 назв.

УДК 532.5

Теплицкий Ю. С., Пищуха Е. А., Рослик А. Р. ОБ ОПИСАНИИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ТЕПЛООБМЕННИКАХ С ПУЧКОМ ТРУБ НА ОСНОВЕ АНАЛОГИИ С АНИЗОТРОПНОЙ ВЫСОКОПОРИСТОЙ СРЕДОЙ // Тепло- и массо-перенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 253–259.

Показано, что представление теплообменника с пучком труб в виде анизотропного высокопористого тела позволяет с единых методологических позиций анализировать основные закономерности переноса тепла в теплообменниках разного вида и конструкции.

Ил. 4. Библиогр. 10 назв.

УДК 533.72+519.218.23

Фисенко С. П. СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭПИДЕМИИ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 260–263.

Представлены результаты обобщения классической модели распространения эпидемии, позволяющие учесть наблюдаемые флуктуационные явления числа зараженных людей. Введена плотность вероятности $f(y, t)$ числа зараженных людей y в момент времени t в популяции. Для $f(y, t)$ получено и исследовано кинетическое уравнение диффузионного типа. В частности, показано, что значительные флуктуации числа зараженных людей имеют место в середине распространения эпидемии, в конце эпидемии они ослабевают.

Ил. 2. Библиогр. 7 назв.

УДК 533.72+519.218.28

Шнип А. И., Тригер С. А. О ВЛИЯНИИ РЕЖИМА УСТАНОВЛЕНИЯ КАРАНТИННЫХ МЕРОПРИЯТИЙ НА ДИНАМИКУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭПИДЕМИЙ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 264–272.

На основе дискретной модели распространения инфекции в замкнутой популяции исследовано влияние обратной связи между темпом распространения эпидемии и усилением или ослаблением карантинных мероприятий. Эта обратная связь приводит к принципиальному изменению течения эпидемии так, что она, не доходя до режима насыщения, переходит в режим волнообразного течения. Выявленна зависимость возникновения волн эпидемии от характерных времен ослабления карантинных ограничений и в рамках рассматриваемой модели показана возможность полного прекращения эпидемии при длительном соблюдении ограниченных карантинных мероприятий. Обнаружена возможность существования так

называемого спящего режима эпидемии, т. е. квазистационарного ее течения малой интенсивности. В этом режиме количество вирусоносителей остается постоянным на низком уровне в течение длительного времени за счет баланса количества заражений и выздоровлений в день. Показано, что в спящем режиме даже небольшое возрастание индикатора роста на ограниченном отрезке времени может привести к выходу из него и возникновению новой волны эпидемии, т. е. спящий режим является неустойчивым.

Ил. 7. Библиогр. 21 назв.

УДК 538.975+548.736:546.26

Шпилевский Э. М., Филатов С. А. СВОЙСТВА И НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФУЛЛЕРЕНСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 273–287.

Приведены важнейшие результаты исследований авторами за последнее десятилетие процессов получения материалов на основе металлов, полимеров и керамик, содержащих фуллерены, и изучения их свойств. Показано, что введение углеродных фуллеренов в вещества и материалы даже в небольших долях (до 1–2 мас.%) существенно (в некоторых случаях в разы) изменяют их физические и физико-химические свойства. Установлено, что фуллерены, комплексы фуллеренов с другими атомами и молекулами являются перспективными компонентами для формирования оптоэлектронных систем и элементов, обладающих уникальными электрическими и оптическими свойствами.

Рассмотрены возможности применения фуллеренсодержащих материалов в качестве электротехнических материалов, припоев, покрытий для подвижных электрических контактов, тензочувствительных элементов, покрытий для эндопротезов, оптических устройств, датчиков силовых полей. Приведены примеры апробации покрытий на конкретных изделиях (детали механизма загрузки-выгрузки кремниевых пластин, диск для резки кремниевых пластин с Ni-C₆₀ покрытием, электрод кардиостимулятора с покрытием Ti-C₆₀, дюралевый пuhanсон с фуллеренсодержащим оксидокерамическим покрытием для прессовки пластмассовых изделий).

Табл. 5. Ил. 14. Библиогр. 28 назв.

Научное издание

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС – 2021

Сборник научных трудов

Компьютерная верстка Н. В. Гринчук

Ответственный за выпуск: Т. Н. Генарова

Подписано в печать 22.12.2022.

Формат 60×84 1/8. Бумага офисная.

Гарнитура Times New Roman.

Усл. печ. л. 35,11. Уч.-изд. л. 31,56.

Тираж 60 экз. Заказ 36.

Издатель и полиграфическое исполнение:

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларусь.

Свидетельство о государственной регистрации издателя,

изготовителя, распространителя печатных изданий

№ 1/275 от 04.04.2014.

ЛП № 02330/451 от 18.12.2013.

ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск