

19 - Теплофизика и теплотехника. Процессы тепломассобмена

Гареев Тимур Ильясович, 5 курс

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Получение композитов титан-графен и олово-графен методом магнетронного распыления

Смовж Дмитрий Владимирович, д.ф.-м.н.

e-mail: t.gareev@g.nsu.ru

стр. 324

Деринг Екатерина Даниловна, магистрант 1 года обучения

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Метод определения поступательной температуры частиц сверхзвукового газового потока по поперечному распределению приведенной плотности в молекулярном пучке

Кирилл Алексеевич Дубровин

e-mail: e.dering@g.nsu.ru

стр. 325

Зайцев Олег Валерьевич, 4 курс

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Синтез тонких титаносодержащих плёнок методом магнетронного напыления с дополнительным анодом

Сахапов Салават Зинфирович, к.ф.-м.н.

e-mail: o.zaitsev@g.nsu.ru

стр. 326

Каргина Анастасия Максимовна, 2 курс

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Влияние электрического поля на поведение капли наножидкости диоксида титана, полученной методом наносекундной импульсной лазерной абляции

Старинский Сергей Викторович, д.ф.-м.н.

e-mail: a.kargina@g.nsu.ru

стр. 328

Скорюпин Александр Игоревич, 2 курс

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Численное исследование эффекта резкого увеличения обратного потока при сверхзвуковом истечении газа из двух соосных кольцевых сопел в камеру низкого давления

Морозов Алексей Анатольевич, д.ф.-м.н.

e-mail: a.skoryupin@g.nsu.ru

стр. 329

Тинтулова Мария Вячеславовна, магистрант 1 года обучения

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Экспериментальное исследование структуры вихревого течения в газовихревом биореакторе с плавающей шайбой

Наумов Игорь Владимирович, д.т.н.

e-mail: m.tintulova@g.nsu.ru

стр. 330

Хайрулин Андрей Рашидович, аспирант 3 года обучения

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

Термические свойства сплава LiK3Pb4 в жидком состоянии

Станкус Сергей Всеволодович, д.ф.-м.н.

e-mail: rainjke95@yandex.ru

стр. 332

Чемичев Даниил Геннадьевич, 4 курс

Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, факультет летательных аппаратов

Исследование переходных режимов теплообмена при кипении HFE-7100 от тонких слоев к большому объёму

Жуков Владимир Иванович, к.т.н.

e-mail: danchemichev@yandex.ru

стр. 333

Получение композитов титан-графен и олово-графен методом магнетронного распыления

Гареев Тимур Ильясович

Новосибирский государственный университет, Институт теплофизики СО РАН

Смоуж Дмитрий Владимирович, д.ф.-м.н.

t.gareev@g.nsu.ru

Значительный интерес представляет изучение наноструктур различной размерности, поскольку наноразмерные материалы проявляют свойства, отличительные от свойств макроскопических аналогов. В последнее время активно исследуются материалы, созданные на основе структур различной размерности, а также способы их получения. Подобные материалы обладают свойствами, определяемыми выбранными структурами, а их применение возможно в различных устройствах, таких как накопители [1], газовые и биосенсоры [2], электрокатализаторы [3], солнечные батареи [4]. Уникальность графена в применениях заключается в его свойствах – низком уровне флуктуаций сигнала и малым сопротивлением [5]. Оксиды титана и олова активно используются в сенсорных устройствах, чем и обусловлена актуальность изучения нанокompозитов с ними. Согласно некоторым работам, получение наночастиц возможно методом магнетронного распыления. Размер частиц и свойства покрытий зависят от параметров формирования: длительности синтеза, давления рабочего газа, мощности и типа источника. Предпочтительным выбором схемы питания системы является высокомощный импульсный источник, поскольку позволяет варьировать размер частиц, не изменяя мощности [6] в отличие от источника постоянного тока (DC).

Работа посвящена исследованию процесса получения наночастиц титана и олова на графене методом магнетронного распыления. Графен был получен методом CVD на медной пластине и переносился на подложки оксида кремния и Si. Для синтеза частиц на графене был использован HiPIMS (высокомощное импульсное магнетронное распыление). Схема напыления представлена на рис.1. В камере с магнетроном 1, предварительно откачанной до давления 10^{-4} Па, пробивается и поддерживается разряд между мишенью-катодом 2 и анодом 3 при рабочем давлении. Среднее отрицательное смещение на катоде составляло около 500 В. Анод, стенки камеры и подложкодержатель 4 заземлены. Рабочий газ (Ar) 5 ионизуется и выбивает целевое вещество из мишени. Частицы 6 распыляются и летят в сторону подложки 7 с графеном 8. Для определения сопротивления образцов предварительно были нанесены медные контакты 9 на графен. Параметры наночастиц варьировались путем изменения времени напыления (5-30 секунд). Другие параметры синтеза: давление в камере $p = 0,35$ Па, ток источника $I = 100$ мА, длительность импульса $\tau = 30$ мкс, скважность $\beta = 111$ – не изменялись. Напряжение на мишени и мощность подбирались такими, чтобы поддерживался разряд.

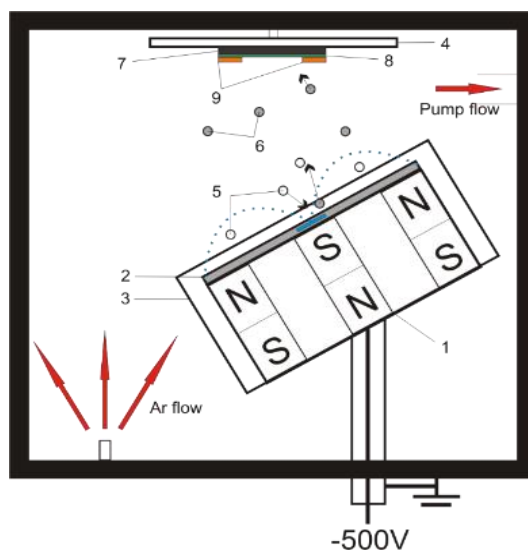


рис.1. Схема напыления металлических наночастиц методом магнетронного распыления
1 – магнетрон, 2 – мишень-катод, 3 – анод, 4 – подложкодержатель, 5 – ионы Ar, 6 – частицы целевого вещества, 7 – подложка Si/SiO₂, 8 – графен, 9 – медные контакты
Синий пунктир – линии магнитной индукции магнитной системы магнетрона

По результатам серии экспериментов были получены композиты титан-графен и олово-графен при разном времени синтеза. Было определено сопротивление образцов. Так, для композитов титан-графен для времени синтеза 5 секунд относительное уменьшение сопротивления составило 4,5%. Для 10 и 30 секунд синтеза относительное увеличение сопротивления составило 18% и 7% соответственно. Для олова относительное изменение сопротивления для образцов составило 46%, 75% и 53% для времен 5, 10 и 30 секунд.

Увеличение сопротивления, вероятно, связано с деформацией и повреждением графена. Фоточувствительность композитов проявляется только на образцах, полученных на кремниевой подложке. Вероятной причиной отсутствия эффекта на образцах на оксиде кремния является способность электронов переходить из подложки в графен. Значения относительного фотоиндуцированного уменьшения сопротивления для Ti-G равны 3%, 12% и 31%. В результате проделанной работы апробирован режим напыления наночастиц на графен, позволяющий получать фоточувствительные композиты.

Список публикаций:

- [1] Li X., Wang J. *One-dimensional and two-dimensional synergized nanostructures for high-performing energy storage and conversion* //InfoMat. – 2020. – Т. 2. – №. 1. – С. 3-32.
- [2] Sharma A., Tomar M., Gupta V. *WO₃ nanoclusters–SnO₂ film gas sensor heterostructure with enhanced response for NO₂* //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2013. – Т. 176. – С. 675-684.
- [3] Chen S. et al. *Design of a graphene nitrene two-dimensional catalyst heterostructure providing a well-defined site accommodating one to three metals, with application to CO₂ reduction electrocatalysis for the two-metal case* //The Journal of Physical Chemistry Letters. – 2020. – Т. 11. – №. 7. – С. 2541-2549.
- [4] Low F. W. et al. *Enhance of TiO₂ dopants incorporated reduced graphene oxide via RF magnetron sputtering for efficient dye-sensitized solar cells* //Rare Metals. – 2018. – Т. 37. – №. 11. – С. 919-928.
- [5] Neto A. H. C. et al. *The electronic properties of graphene* //Reviews of modern physics. – 2009. – Т. 81. – №. 1. – С. 109.
- [6] Pilch I. et al. *The use of highly ionized pulsed plasmas for the synthesis of advanced thin films and nanoparticles* //KONA Powder and Particle Journal. – 2014. – Т. 31. – С. 171-180.

Метод определения поступательной температуры частиц сверхзвукового газового потока по поперечному распределению приведенной плотности в молекулярном пучке

Деринг Екатерина Даниловна

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

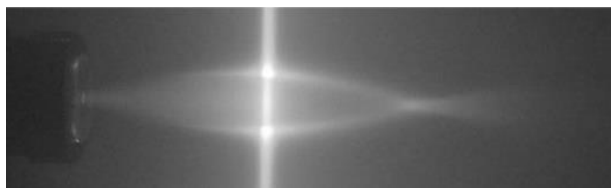
Зарвин Александр Евгеньевич, к.ф.-м.н., Дубровин Кирилл Алексеевич

e.dering@g.nsu.ru

Исследование сверхзвуковых кластированных потоков в настоящее время является одной из актуальных задач динамики разреженных газов. Во-первых, Ван-дер-Ваальсовы кластеры нашли широкий спектр различных практических применений [1]: модификация различных поверхностей и их химических свойств, сверхгладкая полировка и имплантация легирующих примесей на небольшую глубину и т.д. Во-вторых, фундаментальное изучение кластированных потоков интересно с точки зрения физической природы газовых кластеров, что может помочь расширить существующую область прикладных применений.

Кластер представляет собой систему нескольких связанных слабыми силами частиц, рассматриваемую как промежуточное состояние между изолированными одиночными частицами и конденсированным веществом в объемной фазе. Несмотря на детальное изучение кластированных струй с середины прошлого столетия [2-3], до сих пор остаются неизученными вопросы излучения, ионизации, фрагментации кластеров, их взаимодействия с атомами или молекулами фонового пространства (в том числе рассеяния) и др. В том числе остается открытым вопрос влияния процесса конденсации на параметры сверхзвукового потока.

Известно, что развитие конденсации в потоке приводит к искажению изоэнтропичности течения, к наблюдаемому экспериментально уширению протока [4] и формированию так называемого “кластерного следа” [5] (рис. 1б). Одним из факторов, предположительно оказывающих влияние на данный процесс, является выделение в поток скрытой теплоты конденсации. Для детального изучения этого эффекта необходимо иметь достоверные экспериментальные методы, позволяющие определять температуру в сверхзвуковом неравновесном потоке. В данной работе проведена адаптация и верификация метода определения поступательной температуры частиц, основанная на регистрации поперечных профилей плотности молекулярного пучка, на универсальном экспериментальном газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [6].



а



б

рис.1. Визуализация сверхзвуковой струи аргона, истекающей из сверхзвукового сопла в условиях пренебрежимо малой (а) и развитой (б) конденсации в потоке.

Молекулярный пучок представляет собой поток частиц, не взаимодействующих ни друг с другом, ни с частицами фонового окружения. Для формирования молекулярного пучка традиционно используется метод, предложенный в 1951 году А. Канторовицем и Д. Греем [7]: на оси потока устанавливается конусообразная диафрагма (скиммер) с малым диаметром входного отверстия. При условии свободномолекулярного истечения газа за скиммером, в гиперзвуковом приближении, можно показать, что нормированная на максимум плотность пучка \bar{n}_b зависит от угла θ между осью молекулярно-пучковой системы и детектором как:

$$\bar{n}_b(\theta) = \frac{1}{t^5} \frac{2S_{\parallel}^2 + t^2}{2S_{\parallel}^2 + 1} e^{\left(\frac{S_{\parallel}^2}{t^2} - S_{\parallel}^2\right)}, \text{ где } t = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta \frac{S_{\parallel}^2}{S_{\perp}^2}}, \quad (1)$$

где S – скоростное отношение (отношение направленной скорости потока W к наиболее вероятной тепловой скорости частиц, $S_{\perp} = \frac{W}{\sqrt{2kT_{\perp}/m}}$), а T_{\perp} и T_{\parallel} – поперечная и продольная поступательная температура соответственно. В условиях равновесия по поступательным степеням свободы ($T_{\perp} = T_{\parallel}$), если угол θ мал, то соотношение (1) можно упростить до формулы, легко применимой для расчета перпендикулярной поступательной температуры из полученных экспериментально поперечных профилей плотности молекулярного пучка (рис. 2):

$$S_{\perp}^2 = \frac{1}{t g^2 \theta} \ln \frac{1}{\bar{n}(\theta)}. \quad (2)$$

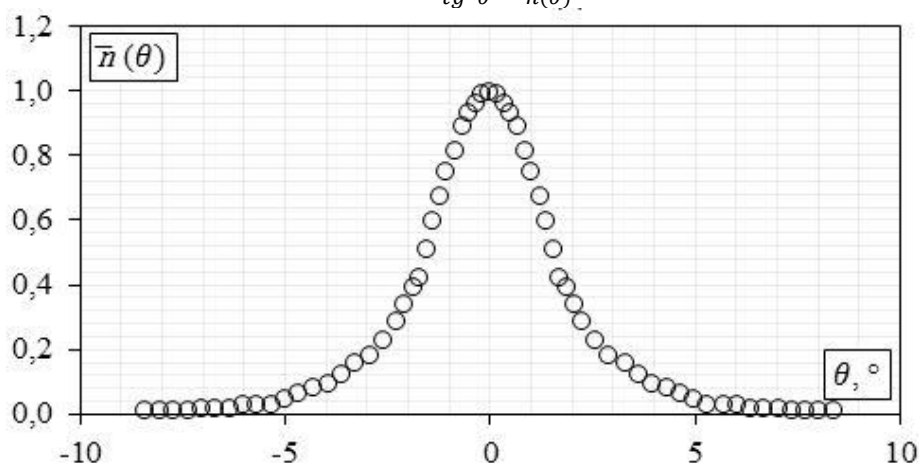


рис.2. Поперечный профиль приведенной плотности частиц в молекулярном пучке, сформированного из осевой области сверхзвукового неконденсирующегося потока гелия.

В данной работе представлено детальное теоретическое обоснование описанного экспериментального метода. Показано, что результаты, полученные в неконденсирующихся потоках, хорошо согласуются с известными литературными данными. Кроме того, в докладе представлены первые результаты, полученные в сверхзвуковых кластированных струях аргона.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Прикладная физика» НГУ при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (грант FSUS-2020-0039).

Список публикаций:

- [1] Ieshkin A. E. et al. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2022. V. 192. №. 7. P. 722-753..
- [2] Hagena O.F. // *The Physics of Fluids*. 1974. V. 17. №. 5. P. 894-896
- [3] Buck U., Krohne R. // *The Journal of chemical physics*. 1996. V. 105. №. 13. P. 5408-5415.
- [4] Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. *Газодинамика процессов истечения*. Новосибирск: Наука, 1984, 235 с.
- [5] Dubrovin K. A. et al. // *Vacuum*. 2023. V. 218. P. 112652.
- [6] Zarvin A. E. et al. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2017. V. 45. №. 5. P. 819-827.
- [7] Kantrowitz A., Grey J. // *Review of Scientific Instruments*. 1951. V. 22. №. 5. P. 328-332

Синтез тонких титаносодержащих плёнок методом магнетронного напыления с дополнительным анодом

Зайцев Олег Валерьевич

Новосибирский государственный университет

Институт Теплофизики им. С.С. Кутателадзе

Саханов Салават Зинфирович

o.zaitsev@g.nsu.ru

Цель данной работы состоит в исследовании влияния малого анода на магнетронный разряд и свойства плёнок нитрида титана, синтезированных методом реактивного магнетронного распыления титановой мишени в атмосфере Ar и N₂. Плёнки нитрида титана применимы как защитный и декоративный слой для режущих поверхностей и бижутерии, для легирования контактов в интегральных микросхемах [1] и в качестве коллектора заряда в сенсibilизированных красителем солнечных элементах [2]. Малый анод в данной системе является дополнительным источником электронов, что увеличивает ионный ток к подложке, и является одним из ключевых параметров, влияющих на свойства получаемых покрытий [3]. Расширение возможностей управления параметрами напыления является актуальной задачей для исследования.

В работе приведены: схема эксперимента и методы исследования полученных плёнок. Приведены результаты измерений – ВАХ магнетронного разряда в различных режимах. Плёнки проанализированы методами оптической спектрометрии, рентгенофазового анализа, сканирующей электронной микроскопии, резистометрии.

Экспериментальная установка состоит из вакуумной камеры объёмом 100 литров, оснащённой магнетроном с кольцевым анодом, подложкодержателем, дополнительным малым анодом. Источник питания магнетрона работает в режиме высокоомощной импульсной генерации. На малый анод подавалось положительное, относительно стенок, напряжение. Вакуумная камера оснащена насосной и газовой системой, получение плёнок происходит при давлении в 0,3 Па.

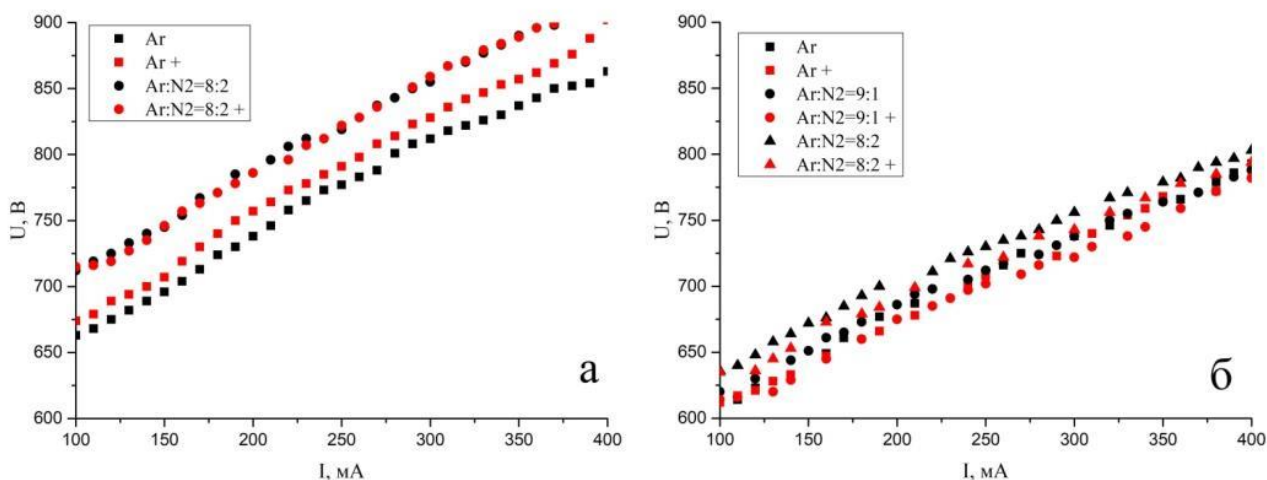


рис. 1. Вольтамперная характеристика магнетрона в режиме импульсного магнетронного распыления в аргоне и смеси аргона и азота при давлениях 0,3 Па (а), 0,4 Па (б). Знаком + отмечены характеристики совместной горения разряда магнетрона и малого электрода при токе 20 мА.

Синтез плёнок происходит в результате распыления верхнего катодного слоя магнетрона в аномальном тлеющем разряде. Распылённые в разряде частицы взаимодействуют с атмосферой камеры и в дальнейшем осаждаются на поверхности подложки. При этом, помимо основного разряда магнетрона, появляется дополнительный разряд малого анода, который повышает степень ионизации разряда, увеличивающий ионный ток к подложке. В предыдущих работах исследовались свойства плазмы, создаваемой тлеющим разрядом одиночного анода и совместного разряда точечного электрода и магнетрона [4-5].

Приведены результаты исследования влияния малого анода на свойства магнетронного разряда и, полученных плёнок TiN, такие как прозрачность, сопротивление и ширина запрещённой зоны. По значениям данных величин были выявлены различия между плёнками, синтезированными с током на аноде от 0 до 20 мА. Ширина запрещённой зоны для плёнок, синтезированных с током анода 0 мА, составила 0,93 эВ и сопротивление 74 Ом/см², а для плёнок, синтезированных с током анода 20 мА, ширина запрещённой зоны составила 0,74 эВ и сопротивление 88 Ом/см². После отжига плёнок в атмосфере воздуха, плёнки,

синтезированные с током 0 мА показали средний коэффициент пропускания 0,732 в диапазоне 390-520 нм, а плёнки, синтезированные с током 20 мА на аноде, показали средний коэффициент пропускания 0,705 в том же диапазоне. Ширина запрещённой зоны для обоих типов плёнок составила 3,22 эВ. После отжига в атмосфере азота ширина запрещённой зоны для обоих типов плёнок составила 2,62 эВ. Данные результаты показывают, что введение дополнительного анода позволяет изменять оптические и электрические свойства тонких плёнок.

Список публикаций:

- [1] M. Tao, D. Udeshi, S. Agarwal, E. Maldonado, W.P. Kirk. Negative Schottky barrier between titanium and n-type Si(001) for low-resistance ohmic contacts // *Solid-State Electronics Volume 48, Issue 2, February 2004, Pages 335-338.*
- [2] Beomjin Yoo, Kang-Jin Kim, Yong Hyun Kim, Kyungkon Kim, Min Jae Ko, Won Mok Kim, Nam-Gyu Park. Titanium nitride thin film as a novel charge collector in TCO-less dye-sensitized solar cell // *Journal of Materials Chemistry, 2011, 21, 3077-3084*
- [3] J. E. Greene, J.E. Sundgren, L. Hultman, I. Petrov, D. B. Bergstrom. Development of preferred orientation in polycrystalline TiN layers grown by ultrahigh vacuum reactive magnetron sputtering // *Applied Physics Letters 67 (20), 13 November 1995*
- [4] S. Z. Sakhapov, A. V. Fedoseev, G. I. Sukhinin. Influence of magnetron sputtering on composition of spherical gas discharge plasma // *OP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1105 (2018) 012111*
- [5] S. Z. Sakhapov. Parameters of magnetron sputtering gas discharge plasma with a small anode // *Journal of Physics: Conference Series 1382 (2019) 012168*

Влияние электрического поля на поведение капли наножидкости диоксида титана, полученной методом наносекундной импульсной лазерной абляции

Каргина Анастасия Максимовна

Новосибирский государственный университет

Старинский С.В., д.ф.-м.н.

Kargina.dr@mail.ru

Фотокаталитические процессы привлекают все больший интерес. Одним из наиболее широко используемых фотокатализаторов является диоксид титана, что обусловлено его высокой фотокаталитической активностью, химической стабильностью и относительно низкой стоимостью. В настоящее время актуальным направлением исследований является изучение влияния внешнего электрического поля на поведение капель жидкости. Это вызвано тем, что электрические поля способны оказывать существенное воздействие на свойства и поведение жидкостей, включая их поверхностное натяжение, форму, размер, а также на возникновение дополнительных сил внутри капель, включая капиллярные [1]. Таким образом, целью данной работы являлось изучение влияния внешнего электрического поля на поведение коллоидных растворов диоксида титана, синтезированных методом импульсной наносекундной лазерной абляции в жидкости.

Синтез коллоидных растворов диоксида титана осуществлялся методом импульсной наносекундной лазерной абляции (ИЛА) титана в жидкости. Одним из главных преимуществ ИЛА в жидкости является простота создания экспериментальной установки и высокая чистота синтезируемых растворов. Лазерное воздействие осуществлялось основной гармоникой твердотельного Nd:YAG лазера (рис.1).

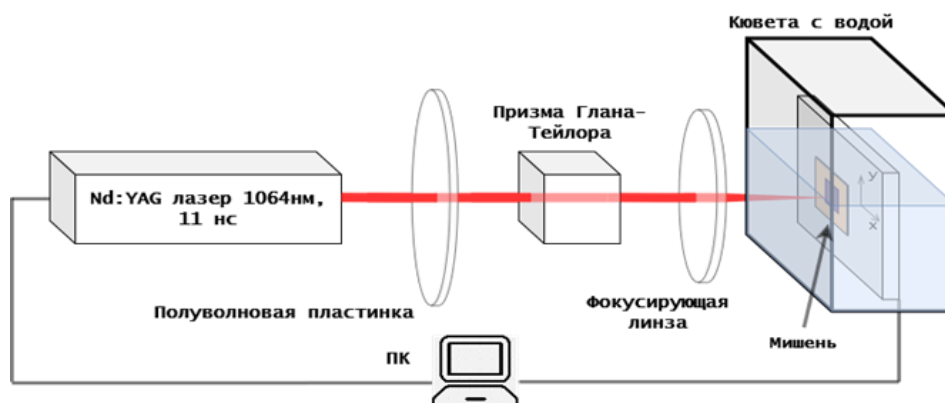


рис.1. Схема экспериментального стенда для синтеза коллоидного раствора

Для исследования поведения капель в электрическом поле был использован экспериментальный стенд, состоящий из обкладок конденсатора, высоковольтного источника постоянного напряжения и высокоскоростной камеры (рис.2). Для фиксации положения капли была использована бифильная поверхность.

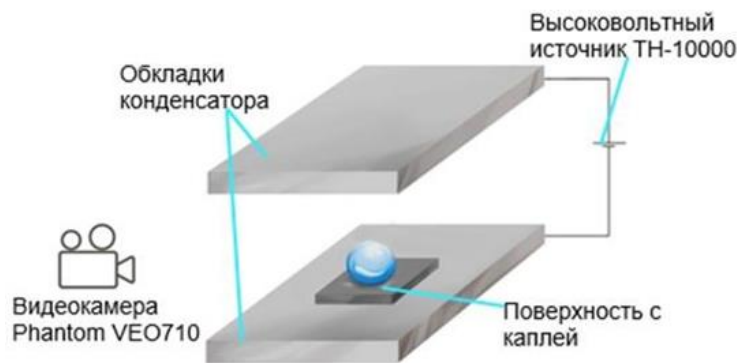


рис.2. Схема экспериментального стенда

Исследовано поведение раствора диоксида титана в электрическом поле. При подачи напряжения на электроды капля вытягивалась вдоль поля, увеличивая вертикальный размер. Это увеличение приведено на рис. 3 в виде отношения изменяющегося h в зависимости от увеличения напряжения к начальной высоте капли h_0 . При достижении напряжения в 9,5 кВ происходил электрический пробой воздушного промежутка. Определена величина напряженности поля, при которой происходит пробой. Было проведено сопоставление результатов чистой жидкости с коллоидным раствором. Полученные результаты свидетельствуют о влиянии наночастиц оксида титана на поляризацию капли жидкости.

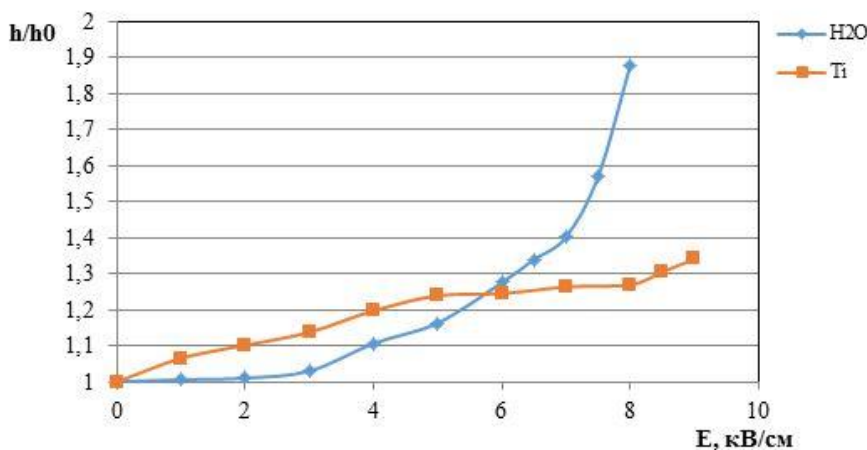


рис.3. Зависимость высоты капли воды и коллоидного раствора диоксид титана от напряженности поля конденсатора

Список публикаций:

[1]. H. Almoammadi, A. Amirfazli, *Sessile drop evaporation under an electric field*, *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.* 555 (2018) 580–585.

Численное исследование эффекта резкого увеличения обратного потока при сверхзвуковом истечении газа из двух соосных кольцевых сопел в камеру низкого давления

Скорюпин Александр Игоревич

Новосибирский государственный университет

Алексей Анатольевич Морозов, д.ф.-м.н.

a.skoryupin@g.nsu.ru

Применение сверхзвуковых течений актуально для различных аэрокосмических приложений и вакуумных технологий. Так в последнее время активно развивается газоструйный плазмохимический метод с использованием электронного пучка, проходящего через осевой канал с откачкой газа [1, 2]. В данном методе подача газа в реактор осуществляется через два соосных кольцевых сопла: через внешнее сопло подается рабочий газ, тогда как через внутреннее сопло подается защитный газ, который обеспечивает защиту осевого канала электронного пучка от действия фонового газа. Оптимизация параметров работы кольцевых сопел

является сложной многопараметрической задачей, актуальной для многих практических приложений. В данной работе исследуется эффект резкого увеличения обратного потока аргона через осевой канал при увеличении расхода через внешнее сопло.

Для расчета сверхзвукового истечения в камеру с низким давлением использовалось решение уравнений сплошной среды в рамках пакета ANSYS Fluent. Рабочий объем задается в виде цилиндра длиной 170 мм и диаметром 40 мм. На одном из торцов расположены два кольцевых сопла с высотой критического сечения 0,1 мм. Соосно соплам расположен обратно направленный осевой канал электронной пушки диаметром 9 мм. Через внутреннее сопло задавался фиксированный расход аргона ($1 \text{ м}^3/\text{ч}$). Тогда как через внешнее сопло расход варьировался в диапазоне от 0 до $30 \text{ м}^3/\text{ч}$. Рассматривалось два случая: с открытым (рис. 1.) и закрытым (рис. 2.) осевым каналом.

Проведен анализ влияния расхода газа на обратный поток в осевой канал электронной пучка. При заданном фиксированном расходе через внутреннее сопло при изменении расхода через внешнее сопло от 0 до $15 \text{ м}^3/\text{ч}$ обратный поток является постоянным. При дальнейшем увеличении расхода через внешнее сопло ($> 15 \text{ м}^3/\text{ч}$) наблюдается резкое увеличение обратного потока (рис. 1). Аналогичный эффект наблюдается при течении с закрытым осевым каналом: при повышении расхода наблюдается резкое увеличение давления в осевом канале электронной пучка (рис. 2).

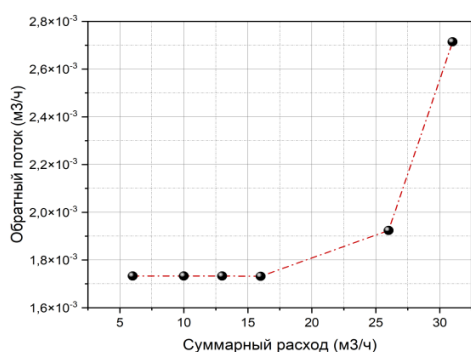


рис. 1. Зависимость обратного потока в осевой канал электронной пушки от суммарного расхода через сопловой блок

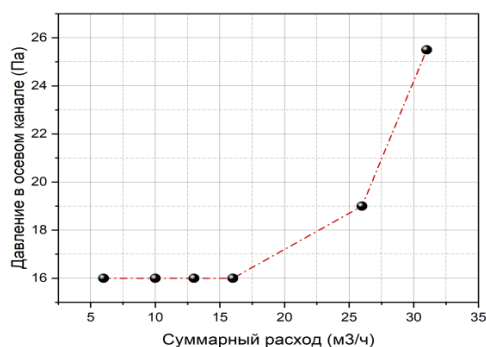


рис. 2. Зависимость давления в осевом канале электронной пушки от суммарного расхода через сопловой блок

Величина обратного потока напрямую влияет на параметры работы электронной пушки. Полученные результаты позволяют проводить исследования эффекта резкого увеличения давления с закрытым осевым каналом, что значительно упрощает задачу.

Список публикаций:

- [1]. Шарафутдинов Р. Г., Сквородко П. А., Шукин В. Г., Константинов В. О. Осаждение пленок кремния с использованием газоструйного плазмохимического метода: эксперимент и газодинамическое моделирование // ПМТФ. 2018. Т. 59, № 5. С. 22 - 30.
- [2]. Шарафутдинов Р. Г., Константинов В. О., Федосеев В. И., Шукин В. Г. Конверсия природного и попутного нефтяного газов в холодной электронно-пучковой плазме // Прикладная физика. 2017. № 2. С. 13 - 18.

Экспериментальное исследование структуры вихревого течения в газовихревом биореакторе с плавающей шайбой

Тинтулова Мария Вячеславовна

Шарифуллин Булат Руфкатович

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Наумов Игорь Владимирович, д.т.н.

m.tintulova@g.nsu.ru

Исследование структуры течения в газовихревом биореакторе актуально для развития методов выращивания клеточных культур [1, 2]. Особенно это важно в том случае, когда при росте культуры в биореакторе могут существенно изменяться такие параметры среды как плотность и вязкость культуральной среды, что соответственно приводит к изменению характерных режимов течения. Так как выращиваемая культура в большинстве случаев не прозрачна, определить режим течения визуально невозможно. Возникает

проблема установки оптимальных режимов течения без высокотурбулентных пульсаций и застойных зон. Поэтому детальное исследование закономерностей режимов течения в газовихревом реакторе имеет большой фундаментальный и прикладной интерес.

Экспериментальные исследования вихревого течения проводились в стеклянном универсальном газовихревом биореакторе объемом 8.5 литров, со стабилизирующей движение рабочей жидкости шайбой, свободно плавающей на поверхности рабочей жидкости (рис. 1).

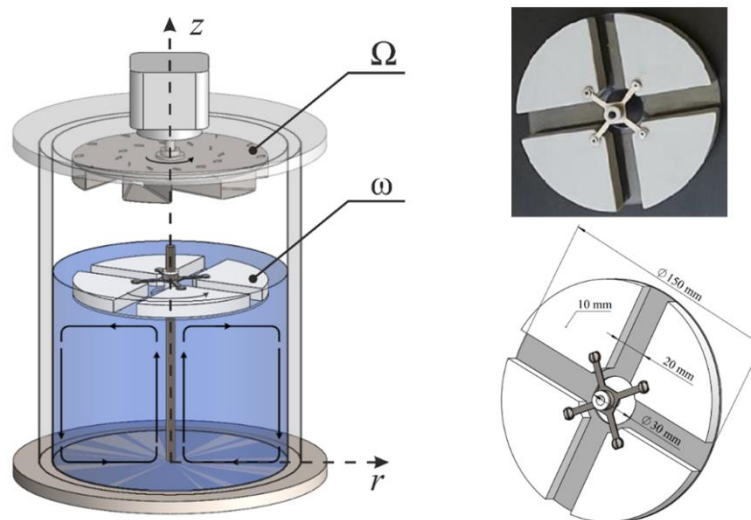


рис.1. Схема газовихревого биореактора в конфигурации с плавающей шайбой (слева), вид сверху и схема плоской шайбы (справа)

В качестве рабочих жидкостей, перекрывающих основные классы культур клеток, тканей и микроорганизмов по параметрам плотности и вязкости, использовались дистиллированная вода и 65% водно-глицериновый раствор. Для наблюдения картины вихревого движения применялся метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Исследования проводились в вертикальном сечении, проходящем через ось реактора, и в горизонтальном сечении под плавающей шайбой и вблизи дна на расстоянии 2 мм.

Были определены закономерности вихревого движения культуральной среды в зависимости от ее объема и интенсивности вращения активатора, генерирующего вихревое движение в воздухе. Воздушный вихрь, генерируемый лопаточным колесом (активатором) над поверхностью жидкости, раскручивает рабочую жидкость со свободно плавающей шайбой. Экспериментально показано, что при вращении активатора под шайбой возникает центробежная меридиональная циркуляция, вблизи оси биореактора формируется восходящая закрученная струя, а при увеличении угловой скорости вращения активатора формируется пузыревидный распад вихря в приосевой области биореактора. На рис. 2 представлены векторные поля скорости в жидкости под шайбой и скалярное поле осевой компоненты скорости, при заполнении реактора водно-глицериновой смесью на 50%.

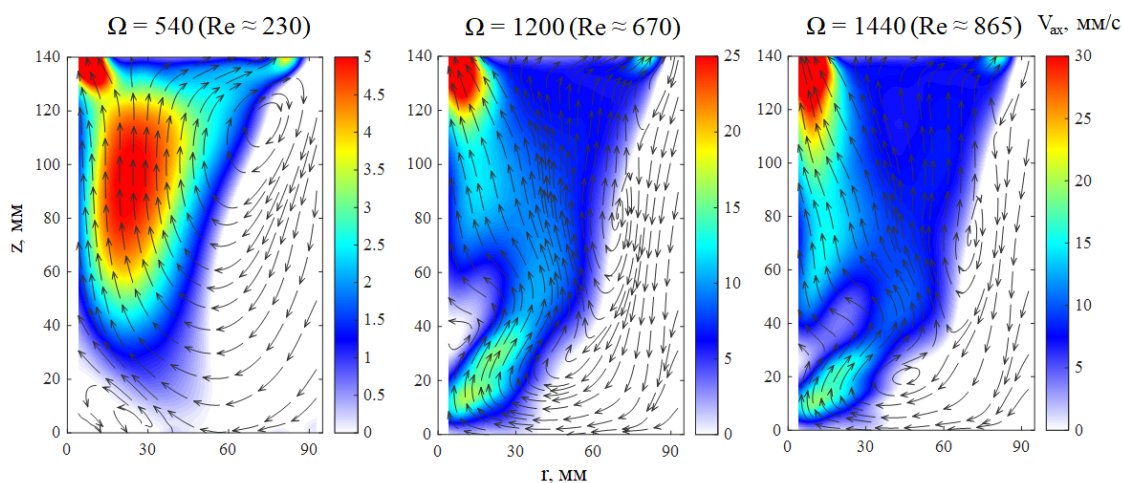


рис.2. Распределение скорости в вертикальном сечении биореактора и эволюция распада вихря при увеличении Ω

Установлено, что, несмотря сложную конфигурацию стабилизирующего поток устройства – свободно плавающей шайбы, наблюдаемая вихревая структура и ее динамика при увеличении интенсивности закрутки потока совпадает со структурой ограниченного вихревого потока в цилиндрическом контейнере как для одножидкостных, так и несмешиваемых двухжидкостных конфигураций.

Список публикаций:

- [1] Мертвцов Н., Рамазанов Ю., Репков А., Дударев А.Н., Кислых В. Газовихревые биореакторы "Биок": Использование в современной биотехнологии // Новосибирск: Новосибирское отделение издательства "Наука" (2002). С.118.
 [2] Naumov, I. V., Gevorgiz, R. G., Skripkin, S. G., & Sharifullin, B. R. Experimental investigation of vortex structure formation in a gas-vortex bioreactor // *Thermophysics and Aeromechanics* (2022). 29(5). С.719-724.

Термические свойства сплава LiK_3Pb_4 в жидком состоянии

Хайрулин Андрей Рашидович

Агажанов Алибек Шахметович, Хайрулин Рашид Амирович, Станкус Сергей Всеволодович

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Станкус Сергей Всеволодович, д.ф.-м.н.

rainjke95@yandex.ru

Жидкие сплавы щелочных металлов (ЩМ) со свинцом относятся к уникальному классу веществ, так называемых ионных расплавов, в которых помимо металлического типа межатомного взаимодействия в значительной степени проявляется ионная (или ионно-ковалентная) связь [1]. Отличительной особенностью этих расплавов является существенное отклонение концентрационных зависимостей различных структурно-чувствительных свойств от поведения, характерного для типичных жидкометаллических систем [2–4]. Данное явление объясняется тенденцией к формированию в этих расплавах химического ближнего порядка в виде ассоциированных комплексов, в которых оказывается запертой значительная часть валентных электронов. По мнению авторов [1], это обусловлено тем, что разница в электроотрицательности между ЩМ и Pb оказывается достаточной для частичного смещения валентных электронов щелочных металлов к атомам Pb. Предполагается, что в жидких сплавах свинца с легкими щелочными металлами (Li и Na) преобладают «октетные» ионные комплексы вида $\text{ЩМ}_4^+\text{Pb}^{4-}$. В жидких сплавах свинца с тяжелыми щелочными металлами (K, Rb и Cs) формируются полианионные тетраэдрические кластеры $[\text{Pb}]^{4-}$ с общим зарядом -4 , вокруг которых кулоновскими силами удерживаются четыре катиона ЩМ⁺. Если для бинарных расплавов ЩМ–Pb имеется обширная экспериментальная информация по многим теплофизическим свойствам, то для трёхкомпонентных жидких систем типа А–В–Pb (где А и В – соответственно легкий и тяжелый ЩМ) практически отсутствуют какие-либо сведения. Особый интерес представляет тройная система Li–K–Pb, в которой могут образовываться как октетные комплексы $\text{Li}_4^+\text{Pb}^{4-}$, так и полианионные структуры $\text{K}_4^+[\text{Pb}_4]^{4-}$. При этом известно, что литий и калий практически нерастворимы друг в друге как в твердом, так и в жидком состояниях (вплоть до 1200 К) [5]. К настоящему моменту экспериментальное изучение тройной системы Li–K–Pb ограничивается структурным исследованием [6] твердого сплава LiK_3Pb_4 , который является интерметаллическим соединением.

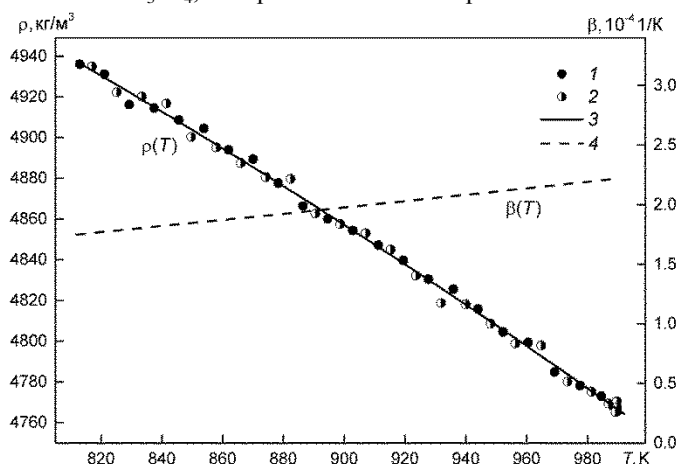


рис.1. Плотность ρ и объемный коэффициент термического расширения β расплава LiK_3Pb_4 .
 1, 2 – данные 1-ого и 2-ого измерения ρ , 3 – аппроксимация ρ , 4 – β .

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование плотности (ρ) и объемного коэффициента термического расширения (β) сплава LiK_3Pb_4 в жидком состоянии. Основные сложности при

работе с расплавами щелочных металлов заключаются в их высокой химической активности и высоком давлении паров. Данные ограничения были успешно преодолены бесконтактным методом просвечивания образцов узким пучком гамма-излучения (гамма-метод [2]) с использованием герметичной измерительной ампулы, заполненной инертным газом. Приготовление сплава LiK_3Pb_4 осуществлялось в атмосфере высокочистого аргона (99,999 об.%) внутри перчаточного бокса, оснащенного электронными аналитическими весами, имеющими погрешность 2 мг, и сварочным аппаратом. На рис. 1 представлены результаты по ρ и $\beta = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T}$, полученные в интервале от температуры ликвидуса $T_L = 812$ К до 990 К с общей неопределенностью

0,6–0,8% и 4–7% соответственно. Сканирование пучком гамма-излучения показало, что исследуемый сплав в жидком состоянии является практически однородным по составу. При проведении термического анализа, помимо начала кристаллизации расплава, был обнаружен второй тепловой эффект при температуре $T_p = 789,0 \pm 1,0$ К, предположительно связанный с перитектической реакцией. Также было обнаружено, что для трёхкомпонентного расплава LiK_3Pb_4 наблюдается эффект «химического сжатия» [2]: рассчитанное значение относительного избыточного мольного объема составило –25...–26% в интервале от T_L до 1000 К. Это косвенно указывает на наличие в исследуемом расплаве химического ближнего упорядочивания, характеризующего уменьшением межатомных расстояний [2].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10095, <https://rscf.ru/project/23-79-10095/>.

Список публикаций:

[1] van der Lugt W. // *J. Phys. Condens. Mat.* 1996. Vol. 8. No. 34. P. 6115.

[2] Хайрулин Р. А., Станкус С. В., Абдуллаев Р. Н. // *Теплофизика и аэромеханика.* 2015. Т. 22. № 3. С. 359.

[3] Meijer J. A. Geertsma W., van der Lugt W. // *J. Phys. F Met. Phys.* 1985. Vol. 15. No. 4. P. 899.

[4] Agazhanov A. Sh., Abdullaev R. N., Stankus S. V., Khairulin A. R. // *Phys. Chem. Liq.* 2023. Vol. 61. No. 4. P. 253.

[5] Хайрулин Р. А., Абдуллаев Р. Н., Станкус С. В. // *Теплофизика и аэромеханика.* 2021. Т. 28. № 1. С. 157.

[6] Bobev S., Sevov S. C. // *Polyhedron.* 2002. Vol. 21. No. 5–6. P. 641.

Исследование переходных режимов теплообмена при кипении HFE-7100 от тонких слоев к большому объёму

Чемичев Даниил Геннадьевич

Жуков Владимир Иванович, Швецов Дмитрий Анатольевич

*Институт теплофизики имени С.С. Кутателадзе СО РАН
Новосибирский государственный технический университет*

Жуков Владимир Иванович, к.т.н.

danchemichev@yandex.ru

В настоящее время применение иммерсионного охлаждения с помощью диэлектрических жидкостей в сферах электрооборудования, энергетики стало наиболее актуальным. В большинстве работ изучается иммерсионное охлаждение при кипении в большом объеме. Кипение в тонком слое жидкости изучено недостаточно. Изучение характерных переходов от теплообмена при кипении в большом объеме жидкости к теплообмену при кипении в тонких слоях представляет важную задачу для исследований. Тонкие слои позволяют существенно уменьшить массогабаритные характеристики установок, сократить расходы дорогостоящих теплоносителей.

В работе экспериментально исследовался теплообмен и критические тепловые потоки при кипении на гладкой горизонтальной поверхности в широком диапазоне изменения высоты слоя диэлектрической жидкости HFE-7100 и давления.

Исследование было проведено на экспериментальном стенде, детальное описание которого приведено в работе [1]. Плотность теплового потока q рассчитывалась по уравнению Фурье из температурного градиента, измеренного вдоль центральной вертикальной линии верхней части дна, с использованием линейной аппроксимации выходного сигнала пяти термопар, расположенных на различной высоте в днище рабочей камеры установки. В качестве рабочей жидкости использовался метоксинонафторбутан (HFE-7100) $\text{C}_4\text{F}_9\text{OCH}_3$. Эксперименты проводились при высотах слоя (мм): 1.5; 2.5; 6.0; 25. Кривые кипения получены при приведенных давлениях 0.022 (50 кПа); 0.045 (100 кПа); 0.067 (150 кПа). Диапазон изменения плотности теплового потока (0.5–320) кВт/м². Одновременно с измерениями эффективности теплообмена и критического теплового потока проводились визуальные наблюдения и высокоскоростная видеосъемка.

Экспериментальные значения критического теплового потока сравнивались с расчётными значениями по известным моделям кризиса кипения в большом объеме жидкости. Модели гидродинамического кризиса Кутателадзе [2] и модели сухих пятен Ягова [3] соответственно.

$$q_{cr} = 0.16 \cdot h \cdot \sqrt{\rho_v} \cdot \sqrt[4]{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}_{lg} \quad (1)$$

$$q_{cr} = (q_{cr,l}^3 + q_{cr,h}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

$$q_{cr,l} = 0.5 \frac{h_{lg}^{81} \cdot \sigma^{9/11} \cdot \rho_v^{13/10} \cdot \lambda^{7/10} \cdot f(Pr) \cdot g^{21/55}}{v^{1/2} \cdot c_p^{3/10} \cdot R_l^{79/110} \cdot T_s^{21/22}}$$

$$f(Pr) = \left(\frac{Pr^{9/8}}{1 + 2 \cdot Pr^{1/4} + 0.6 \cdot Pr^{19/24}} \right)^{4/11}$$

$$q_{cr,h} = 0.06 \cdot h_{lg} \cdot p_v^{0.6} \cdot \sigma^{0.4} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\mu} \right]^{0.2}$$

На рис. 1 представлено сравнение экспериментальных данных, полученных в слоях жидкости различной высоты при давлениях 100 кПа и 50 кПа, с расчетными зависимостями Кутателадзе (1) и Ягова (2). Из рис. 1(а) видно, что значения критических тепловых потоков, полученные в слоях высотой 10 мм, 16 мм, 25 мм и 35 мм, находятся между расчетных значений по формулам Кутателадзе (1) и Ягова (2). В тонких слоях жидкости высотой 1.5 мм, 2.5 мм и 6.0 мм кризис осушения поверхности возникал до достижения расчетных значений критического теплового потока по формулам Кутателадзе (1) и Ягова (2).

При давлении 50 кПа в тонких слоях жидкости высотой 1.5 мм, 2.5 мм и 6.0 мм кризис осушения поверхности возникал до достижения расчетных значений критического теплового потока по формулам Кутателадзе (1) и Ягова (2) (см. рис. 1(б)). Значения критических тепловых потоков, полученные в слоях жидкости высотой 10 мм, 16 мм, 25 мм и 35 мм, находятся между расчетных значений по формулам Кутателадзе (1) и Ягова (2). Наиболее высокое значение критического теплового потока было получено в слое высотой 16 мм.

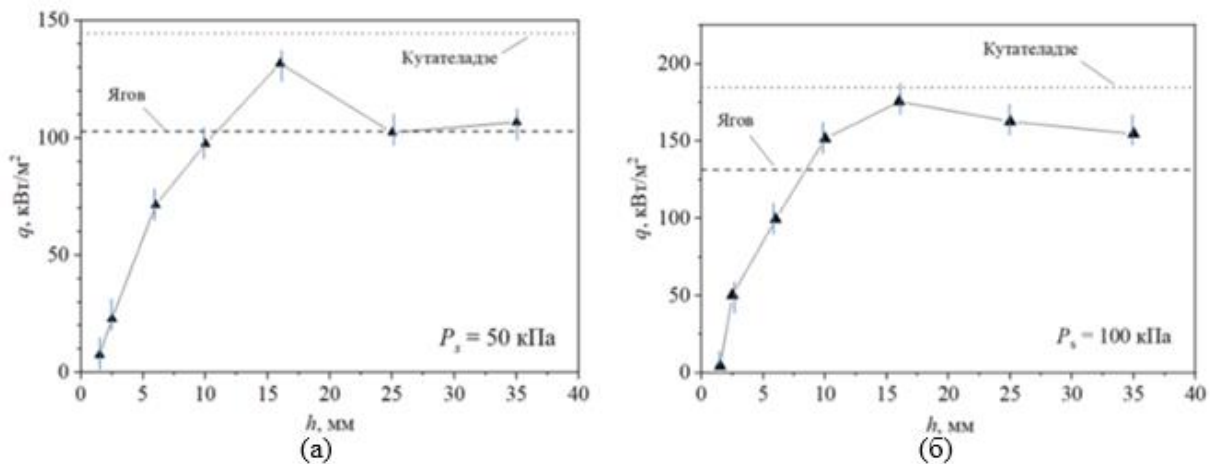


рис.1. Влияние высоты слоя на величину критических тепловых потоков на гладкой поверхности при различных давлениях: (а) – 100 кПа, (б) – 50 кПа.

Из сравнения данных по величине критических тепловых потоков в слоях жидкости различной высоты следует, что на гладкой поверхности нагрева переход от режимов теплообмена при кипении в тонких слоях жидкости к кипению в большом объеме для HFE–7100 происходит при высоте слоя более 6 мм (более семи капиллярных постоянных). Установлено, что в слоях жидкости высотой 10 мм, 16 мм, 25 мм и 35 мм величину критических тепловых потоков можно оценить по расчетным моделям Кутателадзе (1) и Ягова (2), разработанным для условий кипения в большом объеме жидкости.

Исследования выполнены за счёт средств гранта Российского научного фонда (проект № 23-19-00245).

Авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН Павленко А. Н. за вклад в постановку задачи исследования и обсуждение полученных результатов.

Список публикаций:

- [1] Zhukov V.I., Pavlenko A.N., Shvetsov D.A. The effect of pressure on heat transfer at evaporation/boiling in horizontal liquid layers of various heights on a microstructured surface produced by 3D laser printing // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2023. Vol. 163. P. 120488.
- [2] Кутателадзе С.С. Гидродинамическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // *Журн. техн. физики*. 1950. Т. 20, № 11. С. 1389–1392.
- [3] Yagov V.V. Is a crisis in pool boiling actually a hydrodynamic phenomenon? // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 73. – P. 265–273.