УДК 536.423:536.4.033

ДИНАМИКА РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЫСОКОЙ ВНЕШНЕЙ И ЗАПАСЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ

Кузнецов В.В.

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

Работа выполнена при частичной поддержке интеграционного проекта №74 СО РАН

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена динамика неравновесных фазовых переходов со скачкообразным изменением плотности вещества при индуцированном пузырьковом и поверхностном распаде метастабильной жидкости. Получены закономерности зародышевого разделения фаз при высокоэнергетическом воздействии тепловыми импульсами на воду и изопропанол микронагревателем МЭМС. Установлены закономерности поверхностного разделения фаз при высокой запасенной плотности энергии, вызванного быстрым сбросом давления и переводом хладона R-11 со свободной поверхностью в метастабильное состояние. Выявлены механизмы возникновения пульсирующей волны спонтанной конденсации пара, истекающего с межфазной поверхности при поверхностном разделении фаз. Полученные результаты могут быть использованы при разработке МЭМС, основанных на управляемом распаде метастабильной жидкости, и систем безопасности энергетических комплексов.

ВВЕДЕНИЕ

Метастабильное состояние возникает при переводе жидкости в термодинамически неравновесное состояние в результате нагрева или сброса давления в условиях подавления зародышей новой фазы. Исследования распада метастабильной жидкости необходимы для обоснования систем безопасности современных энергетических комплексов, методов подавления парового взрыва, критических и переходных процессов в трактах энергетических устройств. Другим направлением приложений этих исследований является развитие МЭМС, основанных на управляемом распаде жидкости, лазерная абляция материалов, паровая очистка поверхности.

При высокой внешней и запасенной плотности энергии фазовые переходы со скачкообразным изменением плотности фаз происходят в условиях высокой интенсивности потоков тепла и массы, приводящих к спонтанной генерации волны пузырькового распада жидкости или поверхностного разделения фаз. Существует два основных механизма пузырькового распада метастабильной жидкости при ее быстром нагреве. Один из них обусловлен гетерогенным зародышеобразованием, которое происходит на центрах с низкой энергией активации, например во впадинах поверхности. Другой механизм определяется гомогенным зародышеобразованием при экспоненциальном росте тепловых флуктуаций в окрестности спинодали и реализуется в виде фазового взрыва. Обычно для пузырькового распада жидкости оба механизма важны, но степень их проявления зависит от многих факторов.

Фазовый взрыв или взрывное кипение воды при импульсном нагреве на плоских микронагревателях исследовано в [1-3] и сопровождается излучением волны давления [1,2]. При подавлении парообразования на стенках и очистке жидкости, сброс давления и быстрый перевод жидкости со свободной поверхностью в метастабильное состояние приводит к возникновению локализованной на поверхности волны фазового перехода [4]. Распространение волны фазового перехода при разгерметизации цилиндрического канала исследовано в работах [5,6].

Рассмотренные работы направлены на исследования различных аспектов пузырькового и поверхностного распада жидкости, но механизмы зарождения волны фазового перехода и характеристики распада метастабильной жидкости остаются слабо изученными. Это связано с тем, что времена процесса не превышают сотен наносекунд и традиционные методы исследования кипения жидкости здесь не применимы. В данной работе с использованием современных методов диагностики быстропротекающих процессов и математического моделирования получены закономерности динамики неравновесного фазового перехода при пузырьковом и поверхностном распаде метастабильной жидкости. Пузырьковый распад мик-

© Кузнецов В.В.

рообъемов воды и изопропанола изучен при изобарном переводе жидкости в метастабильное состояние при скорости роста температуры до 400 МК/с. Поверхностный распад легкокипящего хладона R-11 под действием высокоинтенсивных волн разрежения изучен в прозрачном цилиндрическом канале в условиях подавления гетерогенного зародышеобразования на стенках.

ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ВЗРЫВА ЖИДКОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ТЕПЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Экспериментальное изучение динамики пузырькового распада воды и спиртов при импульсном нагреве проводилось с использованием микрообъемов жидкости, что позволило получить сверхвысокие скорости нагрева и исследовать динамику распада жидкости в окрестности термодинамической спинодали. При отсутствии гетерогенных зародышей, жидкость в результате импульсного теплового воздействия пересекает бинодаль и попадает в метастабильное состояние. Фазовая диаграмма в координатах давление - удельный объем показана на рис. 1. При изобарном нагреве жидкость из точки А, движется вдоль прямой АС и ее удельный объем возрастает. После достижения бинодали (точка В) жидкость попадает в метастабильную область, и нагрев продолжается до начала зародышеобразования. Зародыши появляются в результате экспоненциального роста тепловых флуктуаций плотности, что приводит к фазовому взрыву жидкости. Критерием перехода к фазовому взрыву является достижение температуры предельного перегрева, достаточно близкой к температуре термодинамической спинодали, показанной на рис. 1 пунктирной линией (точка С). В окрестности спинодали возникает резкое уменьшение времени ожидания появления зародыша.

Методика проведения экспериментов детально описана в [2]. Нагрев жидкости проводится многослойным микронагревателем МЭМС при эффективной плотности теплового потока до 2 ГВт/м^2, что обеспечивает скорость роста температуры до 400 МК/с. Эффективная плотность теплового потока определена как количество выделенного тепла в единицу времени, деленное на площадь нагревателя.

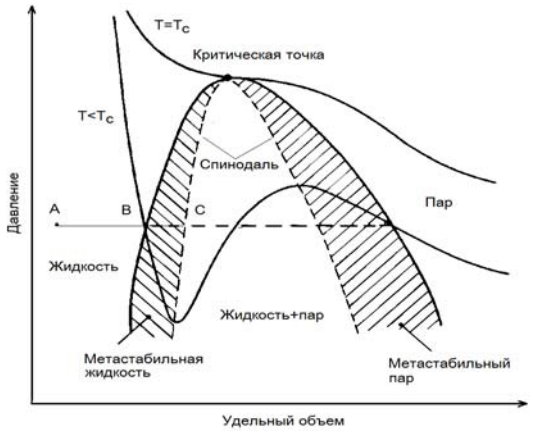
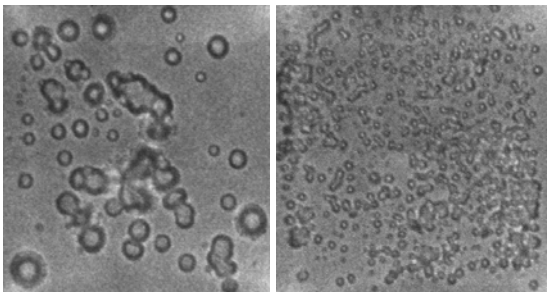


Рис. 1 Фазовая диаграмма жидкость-пар.

В качестве микронагревателя использован многослойный тонкоплёночный резистор, изготовленный методом PECVD на подложке из стекла. Тепловыделяющий элемент размером 100x110 мкм^2 и 50x60 мкм^2 представляет собой тонкую плёнку сплава TaAl толщиной 500 нм, который имеет слабую зависимость электрической проводимости от температуры. Нагреватель изолирован от нагреваемой жидкости тонкими слоями Si_3N_4 и SiC. Сэндвичевая структура нагревателя обеспечивает возможность получения экстремально высоких скоростей роста температуры слоя жидкости.

Одиночные прямоугольные импульсы тока подавались на нагревающий слой и время нагрева воды до температуры начала фазового взрыва при максимальном энерговыделении было меньше 1.4 мкс. Диагностика динамики развития фазового взрыва проводилась с использованием оригинальной оптической методики. Она основана на измерении интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от поверхности нагревателя. Для фотографирования различных стадий процесса использовался импульсный твердотельный лазер с длительностью светового импульса 8 нс и фотокамера, сопряженная с микроскопом. Тепловой поток от нагревателя и температура жидкости определялись численным решением уравнения теплопроводности для многослойного нагревателя.

Типичные фотографии пузырькового распада воды и изопропанола на микронагревателе 50x60 мкм показаны на рис. 2. На рисунке 2 (а) приведена фотография поверхности нагревателя, погруженного в воду, после 2.24 мкс от начала нагрева.



(а) (б)

Рис. 2 Структура пузырькового слоя в воде при q_w = 31 КВт/см^2 (а) и изопропаноле q_w= 21 КВт/см^2 (б).

Пузырьковый распад воды имеет взрывной характер и происходит за время меньше 350 нс. На начальной стадии распада пузырьки неравномерно распределены по поверхности нагревателя, их число мало и в момент зарождения пузырьков наблюдается излучение расходящихся волн давления. По мере роста температуры нагревателя число пузырьков растет, они объединяются и формируют сплошную паровую пленку. Вскипание изопропилового спирта происходит при меньших тепловых потоках, чем для воды. Число пузырьков для спирта существенно больше, и их размер существенно меньше, чем для воды, что показывает определяющее влияние физических свойств жидкостей за закономерности зародышевого разделения фаз.

Термоакустическая двухзонная модель фазового взрыва микрообъемов жидкости при импульсном нагреве, учитывающая физические свойства жидкости и включающая модель роста пузырька в неоднородном поле температур предложена в [2] и развита в [7,8]. Она основана на гомогенном зародышеобразовании в неоднородном поле температуры жидкости, когда частота флуктуационного зародышеобразования паровой фазы определяется работой образования критического зародыша W_*:

$$J = N_1 B \exp(-G)$$
$$W_* = 16\pi\sigma^3 / 3(P_s - P_l)^2 (1 - \rho_{gas} / \rho_{liq}) \quad (1)$$

где $G = \psi W_* / kT$ – число Гиббса, N_1 – число молекул в единице объема, k – постоянная Больцмана. Для определения кинетического коэффициента B использован подход Кагана, учитывающий кинетику роста зародышей. Неполное смачивание твёрдой поверхности уменьшает работу образования критического зародыша, что учтено фактором ψ, величина которого определяется краевым углом смачивания.

При импульсном нагреве жидкости ее температура изменяется в тепловом слое от температуры поверхности нагревателя до начальной температуры жидкости и можно положить, что температура меняется только вдоль координаты z, нормальной к поверхности нагревателя. Тогда число пузырьков, зарождённых в объёме жидкости к моменту времени τ, определяется интегралом по времени t и координате z от частоты зародышеобразования, и равно:

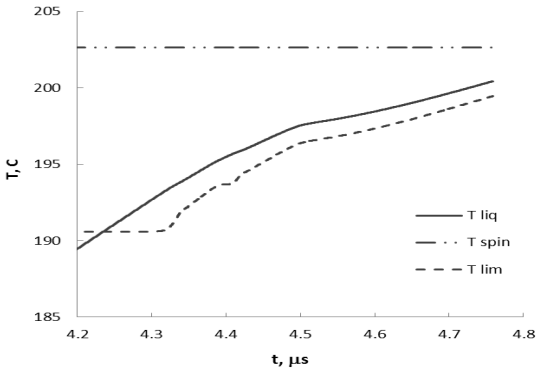
$$n(\tau) = S_0 \int_0^{\infty} P(t)(1 - \tilde{s}_v(t))dt, \quad \mathrm{P}(t) = \int_0^{\infty} J_{\hom}\left[T_l(z,t), p_l\right]dz \quad (2)$$

Здесь $P(t)$ – вероятность образования пузырька при гомогенном зародышеобразовании, S_o - площадь поверхности нагревателя, $s_v(t)$ – доля поверхности нагревателя, занятая пузырьками пара, p_l и T_l давление и температура жидкости. В рамках данной модели, объем пара и занимаемая им поверхность в момент времени τ определяются интегралами:

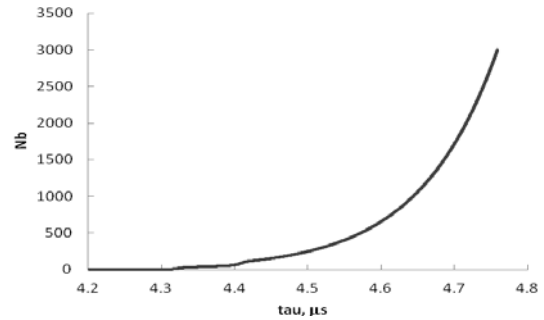
$$V_v(\tau) = S_0 \int_0^{\tau} P(t)(1 - \tilde{s}_v(t))V_b(\tau - t)dt,$$
$$S_v(\tau) = S_0 \int_0^{\tau} P(t)\left(1 - \tilde{s}_v(t)\right)S_b(\tau - t)dt, \quad (3)$$

где V_b и S_b – объем и сечение пузырька на поверхности нагревателя, который возник в момент времени t. Динамика пузырькового распада жидкости определяется решением интегральных уравнений (2)–(3).

В уравнениях (2) и (3) поток зародышей определяется не только температурой жидкости, но и давлением на поверхности нагревателя, которое возрастает при оттеснении жидкости в процессе роста пузырьков. Учитывая малые времена пузырькового распада, для расчета давления в [2,7] была использована акустическая модель движения эффективного поршня в жидкости. В рамках этой модели накопленный объем пара распределяется по поверхности нагрева, формируя эффективный поршень, ускорение границы которого дается второй производной от накопленного объема пара, деленной на площадь поверхности нагревателя.



(а)



(б)

Рис. 3 Динамика температуры жидкости (а) и числа пузырьков (б) для изопропанола при dT/dt=32.3 МК/с.

Вместе с уравнениями роста полусферического пузырька и переноса тепла для жидкости и пара, уравнения термоакустической модели позволяют проводить расчёты пузырькового распада воды и спиртов при импульсном нагреве, включая динамику роста числа пузырьков, температуры и давления в жидкости. На рис. 3 (а) приведено изменение температуры жидкости и температуры предельного перегрева [9] во времени для изопропилового спирта при начальной скорости роста температуры dT/dt=32.3 МК/s и подводимом к жидкости тепловом потоке q_w = 50 МВт/м^2. Штрих-пунктирная линия на рис. 3 (а) показывает температуру спинодали. Как видно, температура жидкости при разделении фаз, рассчитанная с учетом тепла, затрачиваемого на рост пузырьков, остается существенно ниже спинодали и выше температуры предельного перегрева. Это способствует постоянному притоку новых пузырьков и небольшому превышению количества тепла, подводимого к жидкости, по отношению к теплу, затрачиваемому на парообразование. Динамика числа пузырьков для указанной начальной скорости роста температуры приведена на рис. 3 (б). Как видно, число пузырьков для изопропилового спирта достигает 3000, что значительно больше, чем было получено в расчетах для воды [8]. Это хорошо соответствует экспериментальным данным по влиянию свойств жидкости на динамику числа пузырьков, приведенным на рис. 2.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ РАСПАД МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ БЫСТРОМ СБРОСЕ ДАВЛЕНИЯ

Динамика поверхностного разделения фаз при наличии свободной поверхности значительно отличается от рассмотренной выше. Основное отличие заключается в значительно меньших перегревах, необходимых для инициализации неравновесного фазового перехода на уже существующей межфазной поверхности.

Экспериментальное изучение динамики неравновесного фазового перехода при поверхностном распаде легколетучего хладона R-11 было проведено при переводе жидкости в метастабильное состояние быстрым сбросом давления. Экспериментальный стенд, детально описанный в [10], включал камеру низкого давления объёмом 60 литров и рабочий участок с перегретой жидкостью под давлением, разделённые мембраной. Мембрана разрывалась пробойником по заданной программе. В качестве рабочего участка использован цилиндрический стеклянный канал с внутренним диаметром 18 мм и длиной 400 мм с конической выходной секцией.

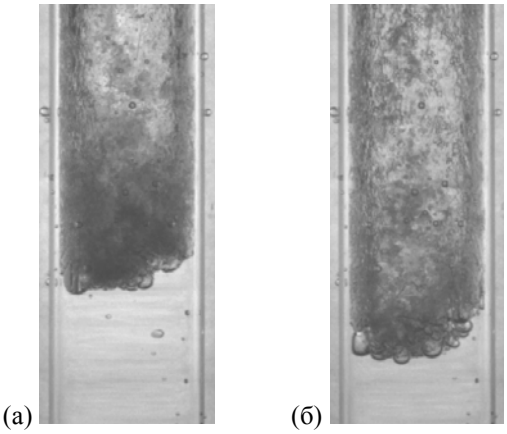


Рис. 4 Микроструктура фронта распада R-11 при T_0 = 60.1 ^{0}C, P_{res} = 0.043 бар, (а) и (б) соответствуют Δt = 38 мсек.

Выходная секция служила для подавления критических явлений при истечении парожидкостного потока из цилиндрического канала в камеру низкого давления. Диапазон начальных температур хладона в рабочем участке составлял 18-70 ^{0}C.

Визуализация формирования волны фазового перехода, проведенная с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры, показала, что в исследованном диапазоне начальных температур разрушение жидкости инициируется волной зарождения центров кипения, возникающих в приповерхностном слое в области межфазного мениска. На рисунке 4 (а) и (б) приведены последовательные фотографии сформировавшейся волны поверхностного распада R-11 при T_0 = 60.1 ^{0}C, P_{res} = 0.043 бар, которые соответствуют промежутку времени Δt = 38 мсек. Съемка проведена в проходящем свете с использованием высокоскоростной видеокамеры.

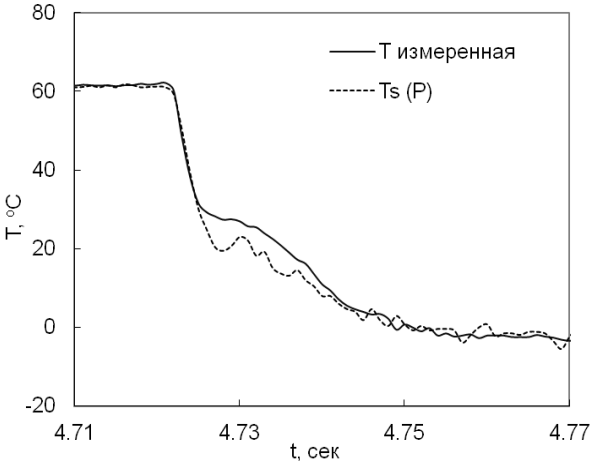


Рис. 5 Изменение температуры потока и температуры насыщения при T_0 = 61.4 ^{0}C, P_{res} = 0.001 бар.

Как видно, поверхность фазового перехода имеет пузырчатую структуру и за ней наблюдается паро-конденсатный поток в виде тумана, при этом размер капель возрастает вниз по потоку из-за их слияния. Движение волны поверхностного распада жидкости имеет пульсирующий характер и быстрое перемещение фронта волны чередуется с его остановками.

На рис. 5 приведена динамика изменения температуры потока и температуры насыщенных паров, определенной по измеренному давлению, в верхней части канала при начальных параметрах T_0= 61.4 ^{0}C и P_{res} =0.001. Граница раздела жидкость-пар в начальный момент времени была расположена на расстоянии 0.5 см ниже измерительного входа датчика. Температура насыщенных паров была определенная с использованием табличных данных. Сравнение температур показывает, что на достаточном удалении от фронта фазового перехода паро-капельный поток близок к термодинамическому равновесию, что соответствует данным [6], полученным в близких условиях, но при отсутствии конической выходной секции. При использовании конической секции, колебания температуры не превышают по амплитуде 3 ^{0}C.

Наиболее интересна динамика изменения давления и температуры на малых расстояниях от фронта фазового перехода. Как видно на рис. 5, при падении волны разрежения на поверхность жидкости давление и температура в паровой фазе быстро снижаются, затем темп снижения уменьшается, и давление достигает установившегося значения через промежуток времени, соответствующий расстоянию 1.4 см от фронта фазового перехода. На рис. 4 этому расстоянию соответствует область тумана, в которой происходит спонтанная конденсация пересыщенного пара и возникает рост температуры и давления. Конденсация пересыщенного пара происходит в пульсирующем режиме и вызывает значительные колебания давления в потоке, что является одной из причин пульсирующего движения фронта волны фазового перехода.

Число Якоба $Ja = c_{pf}\left(T_0 - T_m\right)/h_{fg}$ в экспериментах изменялось от 0.24 до 0.36. Это показывает, что запасенного в жидкости тепла недостаточно для полного испарения жидкости в условиях термодинамического равновесия. Здесь T_0 - начальная температура жидкости, T_m – температура парожидкостного потока, c_{pf} - теплоемкость жидкости и h_{fg} – скрытая теплота фазового перехода. Наиболее достоверным механизмом фазового перехода в этих условиях является неравновесное испарение сильно пересыщенного пара с последующей спонтанной конденсацией вниз по потоку. На рис. 6 ромбами приведена зависимость массовой скорости потока за фронтом волны фазового перехода, определенной как измеренная скорость волны, умноженная на начальную плотность жидкости, от начальной температуры жидкости. Сплошная линия показывает результаты расчета по уравнению Герца-Кнудсена, при коэффициентах конденсации и испарения, равных единице.

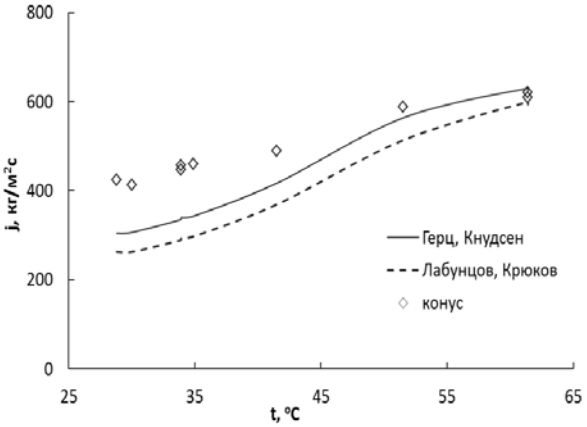


Рис. 6 Массовая скорость в зависимости от начальной температуры жидкости: ромбы – эксперимент, сплошная линия – расчет по уравнению Герца-Кнудсена, пунктирная линия – расчет по модели [11].

Пунктирная линия показывает результаты расчета по модели Лабунцова и Крюкова [11]. При расчетах были использованы экспериментальные данные по величине давления в области спонтанной конденсации пара. Превышение экспериментальных данных над расчетом можно объяснить наличием ячеистой структурой фронта фазового перехода, которая становится более развитой при уменьшении начальной температуры. Отметим, что расчеты неравновесного испарения были проведены для плоской поверхности. Таким образом, поверхностный распад метастабильной жидкости, индуцированный падением волны разрежения, происходит в виде волны неравновесного испарения пересыщенного пара на развитой поверхности жидкости с последующей пульсирующей конденсацией вниз по потоку.

ВЫВОДЫ

Полученные закономерности индуцированного пузырькового и поверхностного распада метастабильной жидкости в условиях высокой внешней и запасенной плотности энергии показывают определяющее влияние динамических и тепловых процессов в области неравновесного фазового перехода на характеристики разделения фаз. Установлено, что при пузырьковом распаде воды и спирта в окрестности термодинамической спинодали, вызванном высокоэнергетическим воздействием тепловыми импуль-

сами, интенсивность фазового перехода возрастает на порядки по сравнению с обычным кипением и наблюдается переход к фазовому взрыву. Время разделения фаз для воды не превышает 350 нс и существенно уменьшается для изопропилового спирта. В значительной степени это связано с увеличением числа пузырьков, зарождающихся в процессе разделения фаз, что показывает определяющее влияние физических свойств на закономерности пузырькового распада жидкости. Численные расчеты пузырькового распада изопропанола на основе термоакустической модели показывают, что температура жидкости, рассчитанная с учетом тепла, затрачиваемого на рост пузырьков, остается существенно ниже спинодали и несколько выше температуры предельного перегрева. Это способствует постоянному притоку новых пузырьков в процессе фазового взрыва. Полученное в расчетах число пузырьков для изопропанола значительно превышает число пузырьков, ранее полученное для воды, что хорошо соответствует экспериментальным данным. Установлено, что в процессе поверхностного распада жидкости, вызванного быстрым сбросом давления и переводом хладона R-11 со свободной поверхностью в метастабильное состояние, разделение фаз происходит в виде пульсирующей волны неравновесного фазового перехода. Полученные данные о динамике температуры и давления за фронтом волны позволили доказать существование и определить свойства присоединенного скачка конденсации пересыщенного пара. Конденсация пара происходит в пульсирующем режиме и вызывает значительные колебания давления, что является одной из причин пульсирующего движения волны поверхностного распада жидкости. Полученные результаты могут быть использованы при разработке МЭМС, основанных на управляемом распаде метастабильной жидкости, и систем безопасности энергетических комплексов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhao Z., Glod S. and Poulikakos D. Pressure and Power Generation during Explosive Vaporization on a Thin-Film Microheater // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2000. – Vol. 43. – P. 281 – 296.
2. Kuznetsov V.V., Vasserman E.S. Explosive vaporization dynamics on a flat microheater // Proc. 3-rd International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation. – 2004. – Pisa. – Paper ven 04.
3. Hong Y., Ashgriz N., and Andrews J. Experimental study of bubble dynamics on a micro heater induced by pulse heating // Journal of heat transfer. – 2004. – Vol. 126. – N 2. – P. 259 – 271.
4. Hill L.G., Sturtevant B. An Experimental Study of Evaporation Waves in a Superheated Liquid // Adiabatic Waves in Liquid-Vapor System / G.E.A. Meier and P.A.Thomson (ed). – Berlin: Springer, 1990. – P. 25 – 37.
5. Simoez-Moreira J.R., Shepherd J.E. Evaporation waves in superheated dodecane // J. Fluid Mech. 1999. – Vol. 382. – P. 63 – 86.
6. Kuznetsov V.V., Kozulin I.A., Vitovsky O.V. Experimental investigation of adiabatic evaporation waves in superheated refrigerants // Journal of Engineering Thermophysics. – 2012. – Vol. 21, N. 2. – P. 136-143.
7. Kuznetsov V.V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proc. Int. Heat Transfer Conf. IHTC14. – Washington DC: ASME, 2010. – Keynote IHTC14-22570.
8. Кузнецов В.В. Теплофизические проблемы управляемого распада метастабильной жидкости и его использования при создании МЭМС актуаторов // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. - Днепропетровск: «НПВК Триакон». – 2013. – Т. 12, №1. – С. 396 – 402.

   Kuznetsov V.V. Teplofizicheskie problemy upravlyaemogo raspada metastabilnoy zhidkosti i ego ispolzovaniya pri sozdanii MEMS aktuatorov // Sovremennaya nauka: issledovaniya, idei, rezultaty, tekhnologii. - Dnepropetrovsk: «NPVK Triakon». – 2013. – T. 12, №1. – S. 396 – 402.
9. Lienhard J.H., Shamsundar N. and Biney P.O. Spinodal Lines and Equations of State-a review // Nucl. Engng. Des. – 1986. – Vol. 95. – P. 297 – 314.
10. Кузнецов В.В., Козулин И.А. Экспериментальное исследование динамики распада метастабильного состояния жидкости при сбросе давления // Тепловые процессы в технике. – 2014. – Т. 6. – №3. – С. 115 – 121.

    Kuznetsov V.V., Kozulin I.A. Eksperimentalnoe issledovanie dinamiki raspada metastabilnogo sostoyaniya zhidkosti pri sbrose davleniya // Teplovye protsessy v tekhnike. – 2014. – T. 6. – №3. – C. 115 – 121.
11. Labuntsov D.A., Kryukov A.P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1979. – Vol. 22. – P. 989 –1002.