УДК 536.423:536.4.033

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ УПРАВЛЯЕМОГО РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ПРИ СОЗДАНИИ МЭМС-АКТУАТОРОВ

Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Работа выполнена при частичной поддержке интеграционного проекта №74 Сибирского отделения РАН.

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены закономерности образования и распада метастабильных состояний при импульсном нагреве жидкости и их применение для повышения эффективности устройств микросистемной техники, включая MEMS-актуаторы на основе управляемого распада метастабильной жидкости. При высокой плотности потока энергии фазовый переход жидкость-пар происходит в условиях высокой интенсивности потоков тепла и массы, приводящих к спонтанной генерации новой фазы в виде фазового взрыва или взрывного кипения. Теоретически и экспериментально установлены закономерности развития фазового взрыва и взрывного кипения воды и спиртов на микронагревателях, предложены методы управления распадом метастабильных состояний жидкости. Обсуждены теплофизические проблемы использования управляемого распада метастабильной жидкости в МЭМС-актуаторах.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования поведения вещества в термодинамически неравновесном состоянии необходимы для обоснования систем безопасности современных энергетических комплексов, методов подавления парового взрыва, критических и переходных процессов в трактах энергетических устройств. Другим приложением этих исследований является создание микроэлектронно-механических систем (МЭМС), основанных на неравновесных процессах в метастабильной жидкости, в том числе на управляемом распаде жидкости. МЭМС изготавливают с помощью технологии, идентичной технологии изготовления однокристальных интегральных микросхем, и типичные размеры микромеханических элементов лежат в диапазоне от 1 микрона до 100 микрон. К ним относятся оптические переключатели и затворы, метатели капель в технологии струйной печати [1]. Управляемый распад метастабильной жидкости используют также при паровой лазерной очистке поверхности и лазерной хирургии. Для успешного применения таких систем необходимо развитие основ распада жидкости с изменением ее фазового состава на микромасштабе в условиях экстремально высокой внешней плотности энергии.

Известно, что критерием перехода к фазовому взрыву является достижение при нагреве жидкости температуры термодинамической спинодали $T_{sp}/T_c = 0.923 + 0.077 \cdot (T_s/T_c)^9$, где T_s - температура бинодали и T_c - критическая температура [2]. Проблемой достижения этой температуры является экспоненциальный рост тепловых флуктуаций и резкое уменьшение времени ожидания вскипания в окрестности термодинамической спинодали. Это показывает, что для перехода к фазовому взрыву необходимо использовать быстрый нагрев и свободные от готовых центров кипения очень малые объемы жидкости, что можно реализовать при использовании микросистем.

Взрывное кипение жидкости на плоских микро нагревателях рассмотрено в работах [3,4]. Высокую эффективность при исследовании распада жидкости на микронагревателях показал оптический метод, предложенный в [5]. Хотя эти исследования были направлены

на различные аспекты взрывного вскипания, начальная стадия фазового перехода жидкость-пар и характеристики пузырькового распада остаются слабо изучены. В значительной степени это связано с тем, что время фазового перехода не превышает сотен наносекунд.

В данной работе теплофизические проблемы управляемого распада метастабильной жидкости рассмотрены в рамках комплексного подхода, который включает математическое моделирование и экспериментальное исследование динамики высокоинтенсивного фазового перехода жидкость-пар. Получены и обсуждены закономерности распада воды и спиртов в неоднородном поле температур при импульсном нагреве на поверхности плоского микронагревателя для различной топологии поверхности нагрева, включая сверхгладкую поверхность и наноструктурную танталовую поверхность. Детально рассмотрена начальная стадия фазового перехода жидкость-пар и получены характеристики пузырькового распада жидкости при высоких скоростях наброса тепловой мощности.

МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

При изобарном нагреве жидкость после достижения бинодали попадает в метастабильную область, и ее нагрев продолжается до появления зародышей пара. Паровые зародыши возникают в окрестности термодинамической спинодали как результат экспоненциального роста тепловых флуктуаций плотности и резкого уменьшения времени ожидания появления зародыша, что приводит к фазовому взрыву жидкости. Другой причиной появления зародышей пара является активирование гетерогенных центров кипения на поверхности нагревателя, что приводит к взрывному кипению. Рассмотрим модель фазового взрыва жидкости при импульсном нагреве жидкости. Классическая теория гомогенного зародышеобразования показывает, что частота флуктуационного зародышеобразования зависит от числа Гиббса G, определяемого работой образования критического зародыша W_*:

$$J = N_1 B \exp(-G)$$
$$W_* = 16\pi\sigma^3 / 3(P_s - P_l)^2 (1 - \rho_v / \rho_l) \quad (1)$$

где $G = \psi W_* / kT$, N_1 - число молекул в единице объема, k - постоянная Больцмана [6]. Для определения кинетического коэффициента B используем подход Кагана, учитывающий кинетику роста зародышей. Неполное смачивание твёрдой поверхности уменьшает работу образования критического зародыша, что учтено введением фактора 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. При высоких тепловых потоках толщина теплового слоя много меньше размера нагревателя, и можно считать, 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:

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

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 R_b - объем и радиус пузырька, который возник в момент времени t. Динамика пузырькового распада жидкости определяется решением интегральных уравнений (2)–(3).

В уравнениях (2)–(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 была использована акустическая модель движения эффективного поршня в жидкости [7]. В рамках этой модели накопленный объем пара распределяется по поверхности нагрева, формируя эффективный поршень. Ускорение поршня определяется второй производной от накопленного объема пара, деленной на поверхность нагревателя.

Пусть $z_v(\tau)$ есть смещение жидкости на внешней границе пузырькового слоя и $V_v(\tau)$ - полный объём пара, накопленный к моменту времени τ, связанные уравнением:

$$z_v(\tau) = V_v(\tau) \cdot (1 - \rho_v/\rho_l)/S_0 . \quad (4)$$

Тогда давление в жидкости при движении поршня определяется его присоединенной массой [7]:

$$m_p d^2 z_v / d\tau^2 = S_0 (p_l - p_\infty), \; m_p = 8\rho_l l^3 / 3\pi^{3/2} . \quad (5)$$

Данная модель является незамкнутой и требует задания уравнений для расчета роста микропузырька в экстремальных условиях. Для замыкания модели использовано уравнение Херринга-Триллинга для роста пузырька в сжимаемой жидкости:

$$\left(1 - \frac{2\omega_{l,b}}{c_s}\right) R_b \frac{d\omega_{l,b}}{dt} + \left(1 - \frac{4\omega_{l,b}}{c_s}\right) \frac{3\omega_{l,b}^2}{2} = \frac{p_{l,b} - p_\infty}{\rho_l} + \frac{R_b}{\rho_l c_s} \frac{d(p_{l,b} - p_\infty)}{dt} . \quad (6)$$

Здесь ω_{lb} – скорость жидкости на границе пузырька, c_s – скорость звука, p_{lb} – давление на границе пузырька, p_∞ - внешнее давление. Для расчета давления пара, которое определяет давление жидкости на границе пузыря, уравнение (6) было дополнено моделью переноса тепла в жидкости и паре, которая включает уравнения теплопроводности для жидкости и пара в пузырьке, уравнение переноса тепла через микрослой с учетом возможности появления сухого пятна под пузырем. Учитывая сложности решения полной системы уравнений пузырькового распада жидкости, решение уравнения (6) было аппроксимировано в виде Релеевского закона с поправкой в виде экспоненциальной зависимости от времени, учитывающей уменьшение скорости роста из-за охлаждения стенок пузырька. Такой подход существенно упрощает численное решение уравнений пузырькового распада жидкости. Для определения параметров экспоненциальной зависимости были проведены расчеты скорости роста одиночного пузырька в перегретой воде и спирте. Уравнения переноса тепла дополнены уравнением теплового баланса пузыря, учитывающего испарение жидкости, поток тепла через границу пузыря Q_{cs} и микрослой Q_{ml} в виде:

$$2\pi R_b^2 L \rho_v \frac{dR_b}{d\tau} = Q_{ml} + Q_{cs} . \quad (7)$$

Система интегро-дифференциальных уравнений (1)–(7) была решена численно для пузырькового распада воды и изопропилового спирта на карбидо-кремниевой поверхности МЭМС-актуатора, описанного в следующем разделе. Поверхность карбида кремния является сверхгладкой, и преобладающим механизмом генерации пузырьков является гомогенное зародышеобразование. Численно получена динамика заполнения поверхности нагревателя пузырьками пара, давление на поверхности нагревателя, динамика температуры жидкости, максимальный объем пара, образовавшийся при фазовом взрыве. На рис.1 приведена зависимость числа пузырьков от времени при фазовом взрыве воды для нагревателя 100x110 мкм для трех тепловых потоков на границе нагреватель-жидкость. Рост давления ограничивает поток зародышей, и количество пузырьков при фазовом взрыве воды не превышает 170. При фазовом взрыве этанола число пузырьков значительно возрастает и достигает 6000.

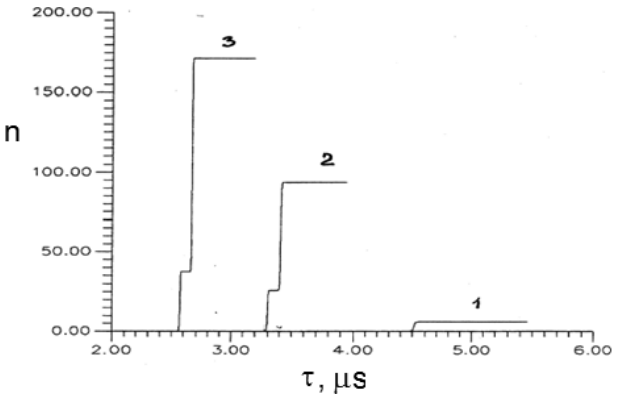

Рис.1 Динамика числа пузырьков в воде, кривые 1–3 соответствуют тепловому потоку от 220 до 360 МВт/м^2.

Приведенные данные показывают возможность управления пузырьковым распадом жидкости при изменении плотности теплового потока и свойств жидкости. Другим методом управления распадом метастабильной жидкости является изменение механизма пузырькового распада. Это может быть достигнуто при переходе к взрывному кипению при гетерогенном механизме зарождения пузырей на наноструктурированном нагревателе. В этом случае поток зародышей в (1) - (3) будет определяться распределением размеров нанокаверн d_c:

$$P(t) = \frac{N_{ct}}{\sqrt{2\pi}\,\Sigma_c} \exp\left(-\left(\frac{d_c - 13}{\Sigma_c} \right)^2 \right) \frac{d}{dt}(d_c) \qquad (8)$$

которые будут активированы при достижении температуры, при которой нарушается условие равновесия для вершины пузыря:

$$P_s\left(T_s - \frac{q_w d_c}{2\lambda_l} \right) - P_l = \frac{4\sigma}{d_c}. \qquad (9)$$

Рассмотрим взрывное кипение воды для МЭМС-актуатора, внешняя поверхность которого напылена тонким слоем тантала методом PECVD. Напыление сопровождается ростом колонн тантала, и распределение размеров каверн может изменяться в зависимости от режима напыления. На рис.2 приведены результаты численного расчета динамики давления на поверхности нагревателя для гомогенного механизма зародышеобразования (кривая 4) и гетерогенного механизма зародышеобразования (кривые 1–3 соответствуют различной дисперсии распределения каверн по размерам) при среднем размере нанопор, равном 20 нанометров. В расчетах учитывалось снижение работы зародышеобразования в (1) из-за плохого смачивания водой поверхности карбида кремния. На рис. 2 видно, что давление для гладкой и наноструктурной поверхности изменяется мало, но время вскипания и, соответственно, предельная температура поверхности могут быть значительно уменьшены при напылении внешнего наноструктурного слоя тантала. Это показывает возможность управления пузырьковым распадом жидкости при изменении свойств поверхности нагревателя.

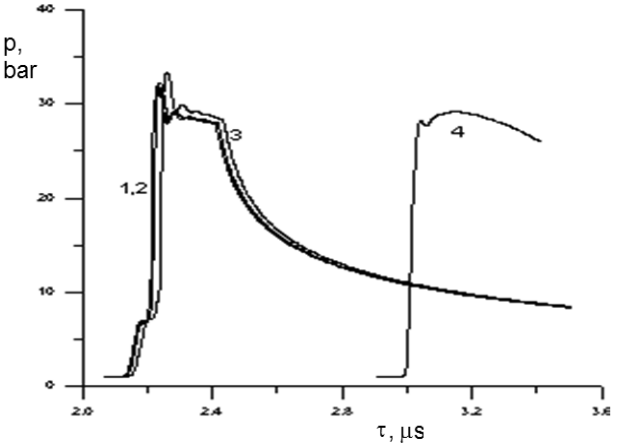

Рис.2 Динамика давления при распаде воды: кривые 1–3 наноструктурная и 4 – гладкая поверхности.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВОГО РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

При экспериментальном исследовании распада метастабильной жидкости важнейшее значение имеет выбор объекта и метода исследования. Трудности, которые возникают при получении экспериментальных данных, обусловлены необходимостью достижения температуры термодинамической спинодали (324.47 ^{0}C для воды [6]) за времена меньше 2–3 микросекунд. Это обуславливает выбор полупроводниковой технологии изготовления нагревателя и его многослойная структура, которая должна обеспечить быстрое отключение тепловыделения и отвод тепла после начала фазового взрыва. Схема экспериментальной установки показана на рис.3. В качестве микронагревателя 1 использован многослойный тонкопленочный резистор печатающей головки струйного принтера Hewlett Packard ThinkJet [8]. Резистор с размером 100x110 мкм^2 представляет собой четырехслойную пленку, последовательно напыленную методом PECVD на плоской подложке из стекла. Первый слой толщиной 1.1 мкм выполнен из окиси кремния, затем расположен тепловыделяющий слой сплава TaAl, который имеет слабую зависимость электрической проводимости от температуры, слой Si_3N_4 толщиной 0.5 мкм и слой SiC толщиной 0.25 мкм. Сэндвичевая структура нагревателя обеспечивает высокие скорости роста температуры жидкости при импульсном нагреве. Микрочип с нагревателем погружался в кювету (2) с рабочей жидкостью. Одиночные прямоугольные импульсы тока подавались на микронагреватель для нагрева жидкости. Плотность теплового потока достигала 400 МВт/м^2, что дает время нагрева до температуры распада воды меньше 1.4 мкс. Соответствующая скорость роста температуры поверхности микронагревателя достигала 180 МК/с. Опыты проводились при атмосферном давлении.

Для изучения управляемого распада жидкости была развита оптическая методика регистрации зародышеобразования, вскипания и динамики образующейся паровой полости, предложенная в [5]. Она основана на измере-

нии интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от поверхности нагревателя.

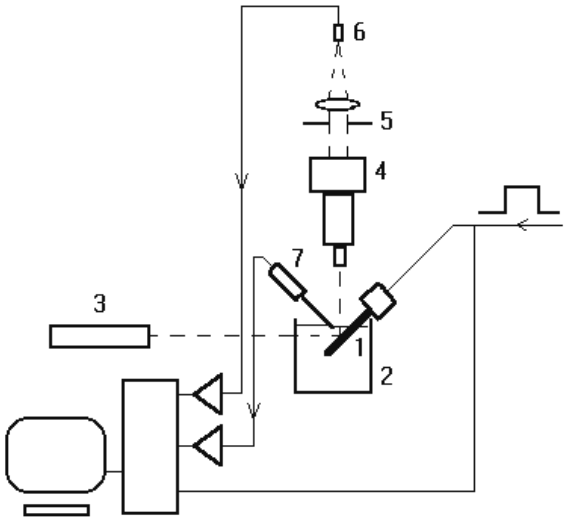

Рис.3 Схема установки для исследования фазового взрыва жидкости.

При возникновении микропузырьков интегральный коэффициент зеркального отражения начинает падать и инвертированный сигнал с фотоприёмника дает динамику заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками. Микроскоп с фото-насадкой (4) создаёт изображение микрогревателя в свете гелий-неонового лазера (3), отражённого от поверхности нагревателя. Прямоугольная диафрагма (5), находящаяся в плоскости изображения, вырезает необходимую область изображения резистора, которая затем проецируется на фотоприемник (6) и обрабатывается быстрым АЦП.

Для фотографирования стадий распада был применен импульсный твердотельный лазер с характерной длительностью светового импульса 8 нс и фотокамера, сопряженная с микроскопом.

Тепловой поток от нагревателя в жидкость определялся при численном решении уравнения теплопроводности для многослойного нагревателя [8] с учетом выделения тепла в слое TaAl. В расчетах, в зависимости от выделяемой в нагревающем слое тепловой мощности, определялась скорость роста температуры жидкости на нагревателе, достигнутая температура и передаваемый в жидкость тепловой поток.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВОГО ВЗРЫВА ЖИДКОСТИ

При подводе тепла от нагревателя температура жидкости возрастает, и максимальная температура имеет место на поверхности нагревателя. Эксперименты показали, что перед распадом температура на поверхности значительно превышает температуру кипения и жидкость находится в глубоко метастабильном состоянии. При достижении температуры распада наблюдается образование микропузырьков и переход к фазовому взрыву жидкости. На рисунке 4 приведена осциллограмма оптического сигнала, диафрагмированного точно по изображению резистора, с параллельной записью сигнала с пьезоэлектрического датчика давления (нижняя кривая) при фазовом взрыве воды (q_w=247 МВт/м^2). Плоский пьедестал в начале акустического сигнала показывает длительность импульса нагрева. Оптический сигнал показывает динамику заполнения поверхности паровыми пузырьками: максимальный уровень сигнала соответствует свободной от пузырьков поверхности, а минимальный – полному заполнению поверхности паровыми пузырьками, либо их объединению в паровую полость.

Фотосъёмка в свете импульсного лазера, приведенная на рис.5 показывает основные стадии развития фазового взрыва: зародышеобразование и быстрый рост паровых пузырьков – A; слияние пузырьков в сплошную паровую плёнку – B; рост объединённой паровой полости – C, и её дальнейшее схлопывание с последующим повторным расширением – D. Соответствующие моменты времени отмечены на оптическом сигнале рис.4. Крутой передний фронт оптического сигнала соответствует зародышеобразованию и фазовому взрыву воды. Решение одномерной задачи теплопроводности для многослойного нагревателя в полубесконечной жидкости позволяет определить температуру его поверхности в момент начала распада. Для воды, в зависимости от скорости роста температуры, она изменялась от 290 до 308^{0}C (при dT_w/dt=65.8 МК/сек), что близко к температуре термодинамической спинодали 324.47 ^{0}C [6]. При малых скоростях нагрева температура начала фазового перехода была существенно ниже, чем температура спинодали, из-за наличия слабых мест на островках

плохого смачивания поверхности, что согласуется с данными [6].

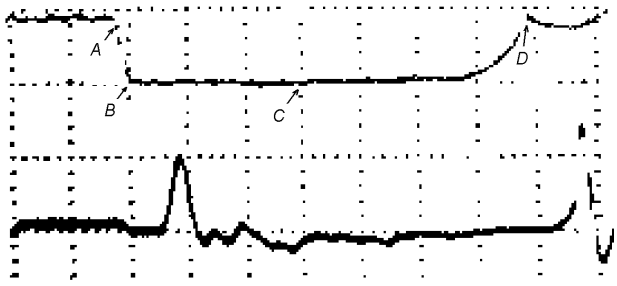

Рис.4 Осциллограмма распада воды: сверху – оптический сигнал; снизу – сигнал датчика давления. Масштаб: 2 мкс/дел; и 50 kПа/дел (для давления).

Фазовый воды имеет взрывной характер и происходит за время меньше 350 нс. На начальной стадии фазового взрыва пузырьки неравномерно распределены по поверхности нагревателя, их число мало, и в момент зарождения пузырьков наблюдается излучение расходящихся ударных волн.

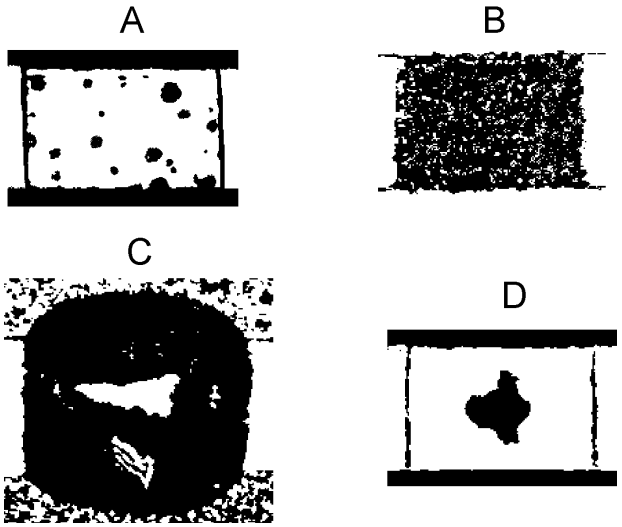

Рис.5 Фотографии различных стадий взрывного вскипания в воде.

По мере роста температуры нагревателя число пузырьков растет, и на заключительной стадии пузырькового распада поверхность нагревателя равномерно покрыта облаком пузырьков, которые в дальнейшем объединяются, формируя паровую пленку и переход к пленочному кипению. На этой стадии теплообмен между нагревателем и жидкостью ухудшается и возникает кризис теплоотдачи. Для исключения термического разрушения микронагревателя тепловыделение в нагревателе должно быть отключено до момента достижения кризиса, что увеличивает ресурс работы МЭМС-актуаторов на основе управляемого распада жидкости. Это показывает, что для эффективной работы таких устройств необходимо точно определить момент начала пузырькового распада и его длительность.

Пузырьковый распад жидкости наблюдается при высокой плотности теплового потока на границе жидкость-нагреватель, что обеспечивает подвод тепла, необходимый для полного испарения пристенного слоя жидкости. Он характеризуется временем пузырькового распада, временем жизни основного парового пузыря, получаемого при расширении паровой пленки, и временем жизни пузыря-сателлита, образующегося после схлопывания основного парового пузыря. Все эти стадии хорошо видны на рис. 4 и 5.

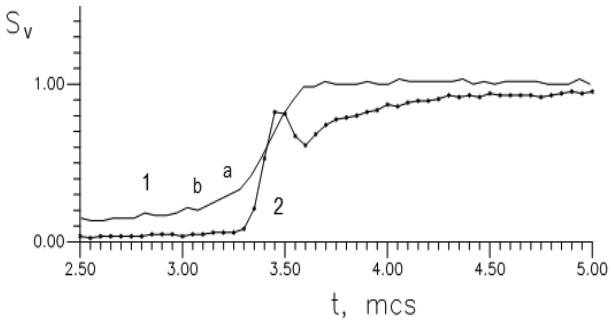

Рис.6 Доля поверхности нагревателя, занятая паром для воды (кривая 1) и изопропилового спирта (кривая 2).

Экспериментально получено, что время начала пузырькового распада изопропилового спирта существенно меньше, чем для воды, при одинаковой плотности тепловыделения из-за меньшей температуры начала фазового перехода. Динамика заполнения поверхности пузырями, приведенная на рис. 6, показывает, что время распада для воды больше, чем для спирта из-за меньшего числа пузырьков. Расчет температуры жидкости для измеренного времени начала фазового перехода показывает, что для спирта пузырь-

ковый распад возникает при температуре, близкой к температуре термодинамической спинодали жидкости. Это подтверждает, что пузырьковый распад воды и спирта на карбидокремниевой поверхности происходит в виде фазового взрыва метастабильной жидкости. Приведенные экспериментальные данные хорошо соответствуют основным положениям и выводам теории распада метастабильной жидкости, приведенным выше. Они показывают важность учета роста давления в области пузырькового распада и значительное влияние физических свойств на динамику пузырькового распада жидкости.

ВЫВОДЫ

Представленные результаты показывают высокую эффективность управления пузырьковым распадом микрообъемов метастабильной жидкости при изменении физических свойств, внешней плотности теплового потока и свойств поверхности нагрева. При распаде жидкости, находящейся в окрестности термодинамической спинодали, интенсивность фазового перехода возрастает на порядки по сравнению с обычным кипением. Частота зародышеобразования в значительной степени определяется свойствами жидкости и при пузырьковом распаде спирта на порядок превосходит частоту зародышеобразования при пузырьковом распаде воды. Представлена модель самосогласованного зародышеобразования и роста паровых пузырей в наведённом ими поле давления. На её основе построена теория пузырькового распада жидкости в зоне глубокой метастабильности. Численно получено, что взаимодействие пузырьков в зоне кипения, приводящее к росту давления, радикально влияет на динамику фазового взрыва при гомогенном зародышеобразовании и взрывного кипения на наноструктурной поверхности, и его учёт имеет принципиальное значение при расчете распада жидкости. Приведенные результаты вскрывают основные закономерности распада метастабильной жидкости при импульсном нагреве. Их использование позволит создать более совершенные МЭМС-актуаторы для различных устройств микросистемной техники с широким диапазоном регулирования, в том числе они необходимы для развития технологии струйной печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hue P. Le. Progress and Trends in Ink-jet Printing Technology // Journal of Imaging Science and Technology. – 1998. – Vol. 42. –N 1. – P. 49 – 62.
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. Skripov V.P., Sinitsyn E.N., Pavlov P.A., Ermakov G.V., Muratov G.N., Bulanov N.V., Baidakov V.G. Thermophysical properties of liquids in the metastable (superheated) state. – New York: Gordon and Breach Science Publishers, 1988. – 299 P.
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. Bhaskar E.V. and Aden J.S. Development of the thin-film structure for the ThinkJet printhead // Hewlett-Packard Journal. – 1985. – Vol. 36. – N5. – P. 27 – 33.