

УДК 536.4

## ОБ УСЛОВИЯХ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ ЖИДКОСТИ НА ИМПУЛЬСНО НАГРЕВАЕМОЙ ПОДЛОЖКЕ

С. Н. Андреев, А. А. Самохин

*Анализируются условия взрывного вскипания перегретой прозрачной жидкости на металлической подложке, нагреваемой наносекундным лазерным импульсом. Сопоставление этих условий с имеющимся экспериментом указывает на возможность существенного уменьшения величины поверхностного натяжения перегретой метастабильной жидкости на спинодали.*

Одним из характерных проявлений неравновесности фазовых превращений первого рода является возникновение перегретых или переохлажденных состояний. Процесс фазового превращения перегретой метастабильной жидкости в пар сопровождается резким повышением давления за счет бурного развития гетерогенных флуктуаций плотности и по этой причине называется взрывным вскипанием [1]. Взрывное вскипание реализуется при достаточно глубоком заходе в метастабильную область, например, при повышении температуры при постоянном или мало меняющемся давлении (см., например, [2] и цитированную там литературу). Поскольку нижняя и верхняя границы метастабильности (бинодаль и спинодаль) зависят от давления, то заход в метастабильную область может осуществляться также при резком понижении давления при относительно постоянной температуре [3, 4]. Так как быстрый нагрев жидкости неизбежно связан с повышением давления, то при импульсном лазерном воздействии взрывное вскипание может инициироваться как повышением температуры, так и уменьшением давления, которое происходит после его первоначального увеличения [5]. Различные режимы взрывного вскипания в широком диапазоне интенсивности и длительности лазерного воздействия обсуждались во многих работах [6 – 15]. В то же время, насколько нам известно, необходимый анализ процесса взрывного вскипания прозрачной жидкости на поглощающей лазерное излучение подложке до сих пор не проводился, хотя подобный процесс являлся предметом многих экспериментальных исследований. Например, в работе [8], посвященной экспериментальному исследованию вскипания ртути в оптоакустической

ячейке при лазерном облучении ее поверхности, упоминаются перегретые метастабильные состояния, но при этом фактически предполагается, что процесс вскипания ртути, контактирующей с поверхностью стекла, происходит на бинодали. В работе [10] вопрос о возможности возникновения метастабильного перегретого состояния прозрачной жидкости вблизи поверхности импульсно нагреваемой подложки не обсуждается и не упоминается.

В настоящей работе рассматриваются условия реализации процесса взрывного вскипания жидкости на облучаемой подложке в зависимости от интенсивности и длительности лазерного импульса.

Мы будем предполагать, что толщины подложки  $l_1$  и контактирующего с ней слоя прозрачной жидкости  $l_2$ , являются достаточно большими по сравнению с пространственной протяженностью генерируемых акустических импульсов. В этом случае поведение температуры и давления в системе жидкость – подложка может быть найдено из полной гидродинамической системы уравнений для подложки и жидкости, занимающих, соответственно, правое  $z > 0$  и левое  $z < 0$  полупространства. С целью получения аналитических выражений для сигналов давления воспользуемся линейным приближением одномерных уравнений неразрывности, Эйлера и энергии [7]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \alpha I, \quad (2)$$

где  $P$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $s$  и  $v$  обозначают возмущения давления, плотности, температуры, энтропии и скорости относительно их невозмущенных значений  $P_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$ ,  $s_0$ ;  $v_0 = 0$ , а  $\kappa$ ,  $\alpha$  и  $I$  обозначают соответственно коэффициенты теплопроводности, поглощения и интенсивность поглощаемого излучения  $I = I_0(t)e^{-\alpha z}$ .

Из (1) и (2) непосредственно следует

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{\epsilon}{c_p} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left( \kappa \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) \right) + \alpha \frac{\partial I}{\partial t} \right\}, \quad (3)$$

поскольку, в соответствии с уравнением состояния  $\rho = \rho(P, s)$  и формулой (2),

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_P \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{\epsilon}{c_p} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left( \kappa \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) \right) + \alpha \frac{\partial I}{\partial t} \right\}, \quad (4)$$

где  $v_s$  – скорость звука в среде:  $v_s^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s$ ,  $c_p$  – теплоемкость при постоянном объеме, а  $\varepsilon = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P$  – коэффициент теплового расширения вещества. При выводе формулы (4) было учтено, что

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial s}\right)_P = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_P = -\rho_0 \varepsilon \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_P = -\rho_0 \varepsilon \frac{T_0}{c_p}. \quad (5)$$

Если глубина прогрева подложки  $z_1$  за время действия лазерного импульса  $\tau$ , определяемая длиной поглощения  $1/\alpha$  или температурного влияния  $\sqrt{\chi\tau}$  как  $z_1 = \max(1/\alpha, \sqrt{\chi\tau})$ , где  $\chi$  – коэффициент температуропроводности, оказывается малой по сравнению с характерной длиной волны  $z_2 = v_s\tau$  возбуждаемого акустического импульса, то изменением плотности вещества в области прогрева под действием давления (членом  $\frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$  в уравнении (3)) можно пренебречь. В этом пределе из уравнения (3) следует выражение для давления  $P(z, t)$  в области  $z_1 \leq z^* \leq z_2$ :

$$P(z^*, t) = P(0, t) + \int_0^{z^*} dz \int_{z^*}^z \left(\frac{\partial^2 P}{\partial z'^2}\right) dz' = P(0, t) + \frac{\varepsilon}{c_p} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{z=0} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \right). \quad (6)$$

При выводе (6) предполагается, что в области  $z_1 \leq z^* \leq z_2$  поглощаемую интенсивность лазерного импульса, температурные возмущения и связанные с ними возмущения давления можно считать равными нулю.

Поскольку давление  $P(z^*, t) = P(t)$  в (6) не зависит от  $z^*$ , то его можно рассматривать в качестве граничного условия для акустической волны, распространяющейся в глубину подложки.

Если поверхность подложки  $z = 0$  не является свободной, то величина  $P(0, t) \neq 0$  должна определяться из решения полной гидродинамической задачи в левом и правом полупространствах с условием равенства давлений и скоростей на поверхности раздела. Скорость смещения поверхности раздела определяется тепловым расширением двух сред  $v_1 = \varepsilon_1 \int_{-z^*}^0 \frac{\partial T_1}{\partial t} dz$  и  $v_2 = -\varepsilon_2 \int_0^{z^*} \frac{\partial T_2}{\partial t} dz$ , а также акустическим давлением  $P_1(-z^*, t)$  и  $P_2(z^*, t)$ , соответственно слева (индекс "1") и справа (индекс "2") от поверхности раздела. С учетом связи между давлением и скоростью в звуковой волне  $P_1(z + v_{s1}t) = -(\rho_{01} \cdot v_{s1})v$  и  $P_2(z - v_{s2}t) = (\rho_{02} \cdot v_{s2})v$  для левого и правого полупространств, условия равенства скоростей и давлений на границе раздела записываются в виде:

$$v_1 - \frac{P_1(-z^*, t)}{a_1} = v_2 + \frac{P_2(z^*, t)}{a_2}, \quad P_1(0, t) = P_2(0, t) = P(0, t), \quad (7)$$

где введены обозначения  $a_1 = \rho_{01} \cdot v_{s1}$ ;  $a_2 = \rho_{02} \cdot v_{s2}$ ;  $P_1(-z^*, t) = P_1(0, t) + P_1^T$ ;  $P_2(z^*, t) = P_2(0, t) + P_2^T$ ,

$$P_1^T = \frac{\varepsilon_1 \kappa_1}{c_{p1}} \frac{\partial T_1}{\partial t} \Big|_{z=0}, \quad P_2^T = \frac{\varepsilon_2}{c_{p2}} \left( \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_{z=0} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \right).$$

Из (7) для давления на поверхности  $P(0, t)$  и импульса давления в подложке  $P_2(t)$  следует:

$$P(0, t) = P_0 + \frac{a_1 \cdot a_2}{a_1 + a_2} (v_1 - v_2) - \frac{a_1}{a_1 + a_2} P_2^T - \frac{a_2}{a_1 + a_2} P_1^T, \quad (8)$$

$$P_2(t) = P(0, t) + P_2^T = P_0 + \frac{a_1 \cdot a_2}{a_1 + a_2} (v_1 - v_2) + \frac{a_2(P_2^T - P_1^T)}{a_1 + a_2}, \quad (9)$$

где

$$v_1 - v_2 = \left( Q(t) \left( \frac{\varepsilon_1}{\rho_{01} \cdot c_{p1}} - \frac{\varepsilon_2}{\rho_{02} \cdot c_{p2}} \right) + \frac{\varepsilon_2}{\rho_{02} \cdot c_{p2}} I_0(t) \right), \quad (10)$$

$Q(t) = \kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0}$  – поток тепла через границу раздела двух сред, а  $P_0 = 1 \text{ Бар}$  – невозмущенное значение давления. Отметим, что при равенстве теплофизических параметров двух сред явная зависимость от температуры в формулах (8) – (10) выпадает.

Если контактным нагревом прозрачной среды можно пренебречь ( $\kappa_1 \rightarrow 0$ ), формулы (8) и (9) упрощаются:

$$P(0, t) = P_0 + \frac{a_1}{a_1 + a_2} \frac{v_{s2} \cdot \varepsilon_2}{c_{p2}} I_0(t) - \frac{a_1}{a_1 + a_2} \frac{\varepsilon_2}{c_{p2}} \left( \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_{z=0} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \right), \quad (11)$$

$$P_2(t) = P_0 + \frac{a_1}{a_1 + a_2} \frac{v_{s2} \cdot \varepsilon_2}{c_{p2}} I_0(t) + \frac{a_2}{a_1 + a_2} \frac{\varepsilon_2}{c_{p2}} \left( \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_{z=0} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \right). \quad (12)$$

В общем случае температурный профиль в двухслойной среде определяется уравнением энергии (2) с условием непрерывности на границе раздела для температуры  $T_1(0, t) = T_2(0, t) = T_0(t)$  и потока тепла  $Q(t)$ .

Численные расчеты проводились для алюминиевой подложки, на поверхности которой находится слой воды, прозрачный для лазерного излучения. Для алюминиевой



подложки значения теплофизических параметров брались равными  $c_p = 0.9 \text{ Дж}/(\text{гК})$ ,  $\chi = 1.16 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $v_s = 6260 \text{ м/с}$ ,  $\rho = 2.7 \text{ г/см}^3$ ,  $\varepsilon = 2.75 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ ,  $\alpha = 10^6 \text{ см}^{-1}$ , а для слоя воды, соответственно,  $v_s = 14970 \text{ м/с}$ ,  $c_p = 5.2 \text{ Дж}/(\text{гК})$ ,  $\chi = 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ .

В интересующем нас диапазоне температур от  $T = 300 \text{ К}$  до  $T_c = 647 \text{ К}$  теплофизические параметры воды не остаются постоянными. Наиболее значительно на интервале  $0.85T_c - T_c$  изменяется коэффициент теплового расширения воды  $\varepsilon_{H_2O}$ , увеличиваясь более чем на порядок [18]. По этой причине при использовании линейного приближения полученные численные результаты не могут претендовать на количественную адекватность. Мы надеемся, тем не менее, что некоторые качественные особенности исследуемого процесса могут проявиться и при использовании такого весьма грубого приближения, в котором входящая в уравнения (8)–(10) величина  $\varepsilon_{H_2O}$  предполагается зависящей от температуры в соответствии с данными [18].

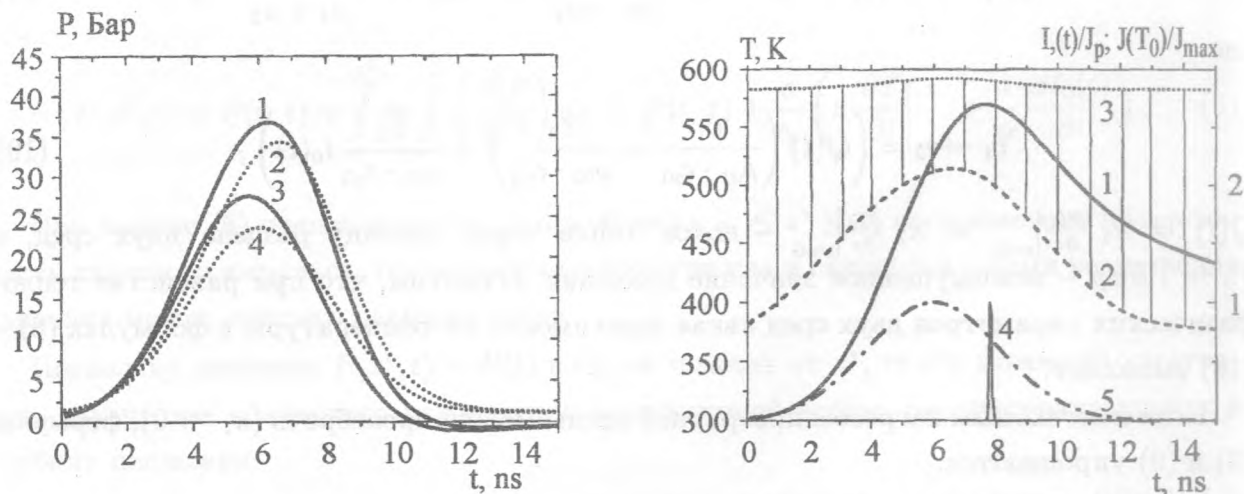


Рис. 1. Зависимость от времени фотоакустического сигнала в подложке  $P_2(t)$  (кривые 1, 3) и давления на поверхности подложки  $P(0, t)$  (кривые 2, 4), с учетом (кривые 1, 2) и без учета (кривые 3, 4) теплового расширения воды при  $I_p = 1.5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ .

Рис. 2. Температура поверхности мишени  $T_0(t)$  (кривая 1), температура насыщенного пара  $T_s(P(0, t))$  (кривая 2), спинодаль  $T_{sp}(P(0, t))$  (кривая 3), нормированные на максимальное значение средняя скорость зародышеобразования  $J(T_0)/J_{max}$  (кривая 4) и поглощаемая интенсивность  $I_0(t)/I_p$  (кривая 5) в зависимости от времени  $t$  при  $I_p = 15 \text{ МВт/см}^2$  и  $t_0 = 3 \text{ нс}$ .

На рис. 1 приводится зависимость от времени фотоакустического давления  $P_2(t)$

в подложке (кривые 1, 3) и на поверхности раздела  $P(0, t)$  (кривые 2, 4), соответственно, с учетом (кривые 1, 2) и без учета (кривые 3, 4) теплового расширения воды ( $\varepsilon_{H_2O} = 0$ ). Поглощаемая на поверхности подложки интенсивность лазерного излучения задавалась в виде гауссовского импульса  $I_0(t) = I_p \exp(-(t - 2t_0)^2/t_0^2)$ , где  $t_0 = 3$  нс и  $I_p = 15$  МВт/см<sup>2</sup>. Из рисунка видно, что учет теплового расширения воды приводит к увеличению максимума фотоакустического сигнала  $P_2(t)$  с  $P_{max} = 27.6$  Бар до величины  $P_{max} = 36.8$  Бар. При этом давление на поверхности  $P(0, t)$  незначительно отличается от фотоакустического сигнала  $P_2(t)$  в подложке и составляет в максимуме  $P_{max} = 23.7$  Бар при  $\varepsilon_{H_2O} = 0$  и  $P_{max} = 34.3$  Бар при учете теплового расширения воды.

В результате контактного теплообмена с нагреваемой лазерным излучением подложкой температура тонкого слоя воды вблизи поверхности раздела может оказаться выше температуры равновесного фазового перехода  $T_s(P(0, t))$  (бинодали), соответствующей действующему давлению  $P(0, t)$ . Такое перегретое метастабильное состояние имеет конечное время жизни, которое очень сильно зависит от степени перегрева [1, 2, 16, 17].

На рис. 2 приводятся зависимости температуры поверхности раздела  $T_0(t)$  (кривая 1), температуры насыщения  $T_s(P(0, t))$  (кривая 2), спинодали  $T_{sp}(P(0, t))$  (кривая 3), а также поглощаемой интенсивности  $I_p$ , нормированной на ее максимальное значение,  $I_0(t)/I_p$  (кривая 5) от времени  $t$  при  $I_p = 15$  МВт/см<sup>2</sup> и  $t_0 = 3$  нс. Для построения кривой 2 использовалась табулированная зависимость температуры насыщенного пара от давления  $T_s(P)$  для воды [18], а спинодаль  $T_{sp}(P(0, t))$  определялась по формуле [1]:

$$T_{sp}(P(0, t)) = 0.9T_c + 0.1(P(0, t)/P_c)T_c, \quad (13)$$

где  $T_c = 647$  К и  $P_c = 220$  Бар – критические температура и давление воды. Заштрихованная область между бинодалью и спинодалью является областью метастабильности.

Как следует из рис. 2, жидкость оказывается в метастабильном состоянии, начиная с момента  $t = 5.7$  нс. В дальнейшем величина перегрева  $\Delta T = T_0(t) - T_s(P(0, t))$  увеличивается, проходя через максимум  $\Delta T = 79$  К в момент  $t = 10$  нс, т.е. спустя 4 нс после максимума интенсивности лазерного импульса (см. кривую 5 на рис.2), а затем начинает уменьшаться, составляя  $\Delta T = 56$  К к моменту фактического окончания лазерного импульса  $t = 15$  нс.

В отличие от температуры, давление на поверхности  $P(0, t)$ , начиная с  $t = 5.7$  нс, становится меньше давления насыщения  $P_s(T_0(t))$  при температуре поверхности  $T_0(t)$ , т.е. метастабильная жидкость оказывается в "растянутом" состоянии. Максимальное

значение величины  $\Delta P = P_s(T_0(t)) - P(0,t) = 55 \text{ Бар}$  достигается в момент времени  $t = 8 \text{ нс}$ .

Необходимо отметить, что в рассматриваемом случае величина перегрева может оказаться ограниченной из-за влияния контактной границы вода – подложка, препятствующего глубокому вторжению в метастабильную область. В предельном случае это влияние может приводить к вскипанию жидкости вблизи бинодали, как это фактически предполагалось в [8]. В противоположном предельном случае, когда влияние контактной поверхности мало, глубина вторжения в метастабильную область определяется объемными свойствами жидкости. О возможности реализации такого режима свидетельствуют, по-видимому, результаты расчетов [15] процесса отрыва тонкой водяной пленки от импульсно нагреваемой золотой подложки, на поверхности которой при этом оставался мономолекулярный слой воды.

Характеристикой глубины вторжения в метастабильную область может служить среднее время ожидания возникновения в перегретой жидкости пузырьков пара критических размеров, которое можно оценить по формуле для средней скорости гомогенного зародышеобразования [1]:

$$J(T_0) = J_0 \exp(-W_{cr}/kT_0), \quad W_{cr} = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma^3(T_0)}{(P'' - P')^2}, \quad (14)$$

$$P'' - P' = (P_s(T_0) - P(0,t)) \left( 1 - \frac{v'_s(T_0)}{v''_s(T_0)} \right),$$

где величина  $J_0 \approx 10^{31} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  относительно слабо зависит от температуры и давления [1],  $W_{cr}$  – работа по образованию критического зародыша,  $\sigma(T)$  – коэффициент поверхностного натяжения на линии насыщения [18],  $P''$  и  $P'$  – давления в паровой и жидкой фазах, соответственно,  $v'_s$  и  $v''_s$  – удельные объемы жидкости и пара на линии насыщения при температуре поверхности  $T_0$ .

На рис. 2 зависимость нормированной на максимальное значение величины  $J(T_0)/J_{max}$  от времени изображается кривой 4. Как видно из рисунка, эта зависимость имеет очень узкий пик (с полушириной  $\Delta t < 0.1 \text{ нс}$ ) в момент времени  $t_{max} = 7.8 \text{ нс}$ .

Поскольку вскипание перегретой жидкости наиболее вероятно в момент  $t_{max}$ , будем считать, что момент вскипания жидкости  $t_b$  (если оно происходит) совпадает с  $t_{max}$ . Максимально возможный скачок давления в результате вскипания жидкости в этом случае будет определяться разностью  $\Delta P = P_s(T_0(t_b)) - P(0, t_b)$ , где  $P_s(T_0(t_b))$  – давление насыщенного пара при температуре поверхности  $T_0(t_b)$ , а  $P(0, t_b)$  – давление на

поверхности подложки в момент вскипания  $t_b$ . Эволюция давления в паровой полости после вскипания, которая может быть описана по аналогии с [19], в данной работе не рассматривается.

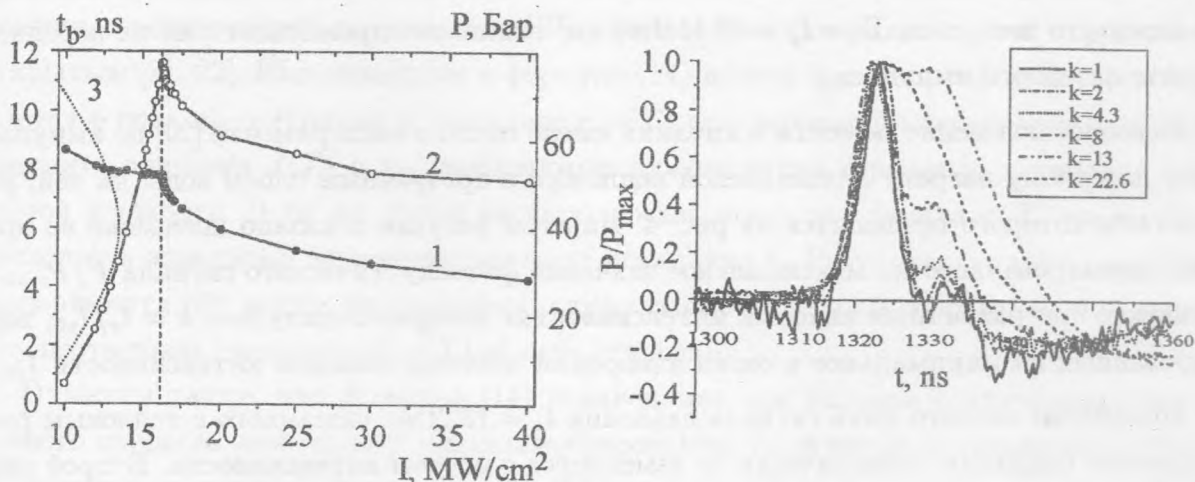


Рис. 3. Поведение момента вскипания  $t_b$  (кривая 1) и скачка давления  $\Delta P = P_s(T_0(t_b)) - P(0, t_b)$  (кривая 2) в зависимости от пиковой интенсивности  $I_p$ , а также зависимость интенсивности лазерного импульса в относительных единицах (кривая 3) от времени  $t$ .

Рис. 4. Экспериментальная зависимость [20] от времени нормированного на максимальное значение фотоакустического сигнала  $P/P_{max}$  в алюминиевой подложке с прозрачным слоем воды на ее поверхности при облучении лазерными импульсами длительностью  $\tau = 6$  нс с различными интенсивностями  $k = I_p/I_{p0}$ .

Поведение момента вскипания  $t_b$ , определяемого из условия  $t_b = t_{max}$  (кривая 1), а также максимально возможного скачка давления  $\Delta P = P_s(T_0(t_b)) - P(0, t_b)$  (кривая 2) в зависимости от пикового значения интенсивности  $I_p$  приводится на рис. 3. Для сравнения с  $t_b$  на рисунке показана также зависимость интенсивности лазерного импульса (в относительных единицах) от времени (кривая 3). Вертикальной пунктирной линией отмечена интенсивность  $I_{th} = 16.3$  МВт/см<sup>2</sup>, при которой перегретая метастабильная жидкость на поверхности раздела достигает спинодали.

Мы предполагаем, что при достижении спинодали перегретая жидкость теряет термодинамическую устойчивость, поэтому для интенсивностей  $I_p > I_{th}$  момент вскипания жидкости  $t_b$  определяется из условия  $t_b = t_s$ , где  $t_s$  – момент достижения спинодали.

Как следует из рис. 3, в диапазоне интенсивности от  $I_p = 10$  МВт/см<sup>2</sup> до  $I_{th} = 16.3$  МВт/см<sup>2</sup> величина  $\Delta P$  увеличивается от 4.5 до 77 Бар, в то время как момент



вскипания  $t_b \approx 8$  нс слабо зависит от  $I_p$ . Вскипание жидкости в этом случае происходит на заднем фронте лазерного импульса, спустя примерно 2 нс после максимума лазерного импульса (см. кривую 3 на рис. 3). После превышения порога  $I_{th}$  величина  $\Delta P$  начинает уменьшаться, а момент вскипания  $t_b$  смещается в направлении максимума лазерного импульса. При  $I_p > 20$  МВт/см<sup>2</sup> вскипание происходит уже на переднем фронте лазерного импульса.

Подобное поведение момента вскипания имело место в эксперименте [20] по импульсному лазерному нагреву алюминиевой подложки с прозрачным слоем воды на ней, результаты которого приводятся на рис. 4. На этом рисунке показано поведение во времени нормированного на максимальное значение фотоакустического сигнала  $P/P_{max}$  в подложке при различных пиковых интенсивностях лазерного импульса  $k = I_p/I_{p0}$ , нормированных на минимальное в серии измерений значение пиковой интенсивности  $I_{p0}$ .

Положение первого пика сигнала давления  $t_1 = 1322$  нс, связанного с тепловым расширением подложки, практически не изменяется с ростом интенсивности. Второй пик, который мы связываем со вскипанием перегретой жидкости, при увеличении интенсивности растет относительно первого пика, однако его положение  $t_2 = 1331$  нс вплоть до интенсивностей  $k = I_p/I_{p0} = 13$  остается неизменным. Дальнейшее увеличение интенсивности приводит к смещению испарительного пика в направлении первого пика и их слиянию (см. кривую при  $k = 22.6$  на рис. 4). Такое поведение пика вскипания качественно согласуется с расчетами, представленными на рис. 3.

Обратим внимание, однако, на то, что рассчитанные по формуле (14) величины скорости зародышеобразования  $J(T)$  оказываются значительно меньше необходимых для развития взрывного вскипания на временах порядка длительности лазерного импульса. Например, при максимальной скорости зародышеобразования  $J_{max} = 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>, достигаемой при интенсивностях  $I_p > I_{th} = 16.3$  МВт/см<sup>2</sup>, вероятность образования критического зародыша на одном квадратном сантиметре перегретого слоя воды толщиной  $h = 10^{-6}$  см за одну наносекунду составляет всего лишь  $w = 10^{-3}$ . Предполагая далее, что для развития взрывного вскипания перегретой жидкости с образованием плоской паровой полости требуется, вообще говоря, возникновение критического зародыша в объеме  $V \sim h^3$ , получим при этих условиях исчезающе малое значение вероятности вскипания  $w = 10^{-15}$ . Поскольку в эксперименте [20] взрывное вскипание такого типа, по-видимому, наблюдается, то имеет смысл дополнительно проанализировать поведение вблизи спинодали физических параметров, входящих в формулу (14).

При расчете скорости зародышеобразования  $J(T)$  по формуле (14) использовались

значения поверхностного натяжения  $\sigma(T)$  на линии насыщения, что, вообще говоря, допустимо лишь при незначительных перегревах жидкости. При больших перегревах вблизи спинодали значения различных теплофизических параметров жидкости могут существенно отличаться от своих равновесных значений. В частности, вопрос о поведении поверхностного натяжения  $\sigma(T)$  жидкости на спинодали до сих пор остается открытым [21, 22]. Использование в формуле (14) другой функции  $\sigma_1(T)$ , которая обращается в ноль на спинодали и совпадает с  $\sigma(T)$  при небольших перегревах, позволяет получить значения  $J(T)$  и  $w$ , необходимые для развития взрывного вскипания перегретой жидкости. В то же время расчеты показывают, что замена  $\sigma(T)$  на  $\sigma_1(T)$  не приводит к заметному изменению момента вскипания  $t_b$ . Результаты таких расчетов и эксперимента [20] могут, по-видимому, служить определенным основанием для вывода о существенном уменьшении  $\sigma(T)$  вблизи спинодали.

Отметим также, что формула (14) справедлива при условии стационарности случайного процесса гомогенного зародышеобразования. Если время установления  $\tau_j$  такого процесса сравнимо с шириной пика  $J(T)$  (см. кривую 4 на рис. 2), то формула (14) будет давать, вообще говоря, завышенные значения скорости зародышеобразования. Вопрос о времени установления стационарной скорости зародышеобразования оказывается достаточно сложным [21], так что количественную информацию о кинетике зародышеобразования вблизи спинодали получают обычно моделируя поведение системы методом молекулярной динамики и Монте-Карло [17, 23].

Таким образом, несмотря на ряд упрощений и предположений, описанное здесь качественное сходство поведения момента вскипания  $t_b$  с экспериментальными данными [20] позволяет надеяться на то, что используемая нами модель взрывного вскипания жидкости на импульсно нагреваемой подложке адекватно отражает некоторые существенные особенности данного процесса.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 04-02-16452-а.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М., Наука, 1972.
- [2] Ермаков Г. В., Липнягов Е. В., Перминов С. А. Теплофизика высоких температур, **39**, 954 (2001).
- [3] Кумзерова Е. Ю., Шмидт А. А. Журнал технической физики, **72**, 36 (2002).

- [4] Накорчевский А. И. Теплофизика высоких температур, **40**, 986 (2002).
- [5] Luthy D., Affolter K., Fuhner M. Phys. Lett., **A72**, 60 (1979).
- [6] Алексеев В. Н., Егерев С. В., Наугольных К. А. и др. Акустический журнал, **33**, 961 (1987).
- [7] Самохин А. А. Труды ИОФАН, **13**, 3 (1988).
- [8] Карабутов А. А., Кубышкин А. П., Панченко В. Я., Подымова Н. Б. Квантовая электроника, **22**, 820 (1995).
- [9] Park H., Kim D., Grigoriopoulos C., et al. Appl. Phys. Lett., **68**, 596 (1996).
- [10] Park H., Kim D., Grigoriopoulos C., Tam A. J. Appl. Phys., **80**, 4072 (1996).
- [11] Kim D., Ye M., Grigoriopoulos C. Appl. Phys. A: Materials Science and Processing, **67**, 169 (1998).
- [12] Xu X., Song K. Appl. Phys. A, **69**, 869 (1999).
- [13] Yoo J. H., Jeong S. H., Greif R., Russo R.E. J. Appl. Phys., **88**, N 3, 1638 (2000); Yoo J. H., Jeong S. H., Mao X. L., et al. Appl. Phys. Lett., **76**, N 6, 783 (2000).
- [14] Craciun V. et al. Appl. Surface Science, **186**, 288 (2002).
- [15] Dou Y., Zhigilei L. V., Winograd N., Garrison B.J. J. Chem. Phys., **A105**, 2748 (2001).
- [16] Байдаков В. Г., Проценко С. Я. Теплофизика высоких температур, **41**, 231 (2003).
- [17] Garrison B., Itina T., Zhigilei L. Phys. Rev. E, **68**, 041501 (2003).
- [18] Ривкин С. Л., Александров А. А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. М., Энергия, 1980.
- [19] Авдеев А. А., Зудин Ю. Б. Теплофизика высоких температур, **40**, 971 (2002).
- [20] Андреев С. Н., Вовченко В. И., Самохин А. А. Труды ИОФАН, **30** (в печати).
- [21] Скрипов В. П., Скрипов А. В. УФН, **128**, 193 (1979).
- [22] Kashchiev D. J. Chem. Phys., **118**, 1837 (2003).
- [23] Байдаков В. Г., Проценко С. П. Доклады Академии наук, **394**, 752 (2004).