

УДК 535.21;536.4

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО ВСКИПАНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ ПОГЛОЩАЮЩИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

С. Н. Андреев, И. Н. Карташов, А. А. Самохин

*На основе одномерной тепловой модели, учитывающей возможность появления дополнительных поверхностей раздела, исследуется процесс объемного вскипания поглощающих конденсированных сред, нагреваемых лазерным излучением. В рамках такого подхода при определенных условиях могут наблюдаться периодические взрывные вскипания за время действия наносекундного лазерного импульса. Исследованы зависимости основных особенностей подобного процесса от интенсивности и формы лазерного импульса и кинетики испарительного процесса.*

Лазерное испарение вещества с достаточно большим коэффициентом поглощения  $\alpha > 10^5 \text{ см}^{-1}$ , например, металла, в широком диапазоне интенсивностей может рассматриваться как поверхностный процесс, поскольку максимум температурного профиля  $T_{max}$  в среде при этом практически совпадает с температурой облучаемой поверхности  $T_s$ , с которой происходит испарение. По мере приближения  $T_s$  к критической температуре  $T_c$  фронт фазового перехода становится менее резким. Если температура поверхности  $T_s$  достигает температуры предельного перегрева  $T_{th} > 0.9T_c$  [1], то модель поверхностного испарения с резкой границей становится, вообще говоря, неприменимой из-за потери термодинамической устойчивости в приповерхностном перегретом слое метастабильной жидкой фазы.

При меньших значениях  $\alpha$ , которые у металлов могут иметь место, в частности, при высоких температурах, максимум температурного профиля  $T_{max}$  превышает  $T_s$  и смещается в глубь конденсированной среды на расстояние  $h$ . В этом случае ограничение

$T_s < T_{th}$  уже не является достаточным для применимости модели поверхностного испарения, так как подобное условие прежде всего нарушается в максимуме температурного профиля. Достаточно быстрое развитие взрывного объемного вскипания в этой области может приводить к сбросу ("отколу") менее перегретого тонкого поверхностного слоя с толщиной  $h$ .

Последовательное описание объемного вскипания в условиях лазерного воздействия оказывается весьма сложной задачей, которая пока еще далека от своего окончательного решения, хотя этому вопросу посвящено немалое число экспериментальных и теоретических работ (см., напр., [2 – 15] и цитированную там литературу). В простейшем одномерном подходе объемное вскипание можно рассматривать как возникновение новых плоскостей раздела жидкость–пар, на которых должны быть сформулированы соответствующие испарительные граничные условия. Подобный подход уже использовался ранее [3] для моделирования периодических вскипаний поглощающих жидкостей в миллисекундном диапазоне под действием лазерного импульса с постоянной интенсивностью. Ослабление падающей интенсивности в сбрасываемом слое и влияние этого слоя на режим испарения при этом не рассматривались.

В настоящей работе исследуется зависимость такого процесса от интенсивности и длительности лазерного импульса при различных значениях коэффициента поглощения  $\alpha$  с учетом влияния сбрасываемого слоя на динамику последующего нагрева и испарения.

Температурный профиль внутри мишени, облучаемой лазерным импульсом с интенсивностью  $I(t)$ , в лабораторной системе координат описывается уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c\rho} e^{-\alpha(z-z_s)}, \quad z > z_s, \quad (1)$$

с начальной температурой  $T(z, 0) = T_0$  и граничным условием  $T(\infty, t) = T_0$  в глубине конденсированной среды,  $z_s$  – координата движущейся поверхности испарения, на которой используется граничное условие

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_s} = \frac{L}{c\chi\rho} g_m(T_s), \quad (2)$$

где  $L$  – удельная теплота испарения, а поток массы  $g_m(T_s)$  определяется в рамках модели Кнудсеновского слоя [16], обобщенной на случай произвольного значения коэффициента конденсации  $\beta \leq 1$  [17]. Температуропроводность  $\chi$ , теплоемкость  $c$ , плотность  $\rho$  и

коэффициент поглощения  $\alpha$  среды для простоты предполагаются постоянными, а пар считается идеальным газом. Интенсивность поглощаемого излучения задается в виде гауссовского импульса  $I(t) = I_0 \exp(-(t-2t_0)^2/t_0^2)$  при  $t \geq 0$  с максимальным значением  $I_0$  при  $t = 2t_0$ .

При достижении температуры предельного перегрева  $T_{th}$  в максимуме температурного профиля начинается процесс взрывного объемного вскипания, т.е. быстрого образования в этой области большого числа критических зародышей паровой фазы. Кинетика подобного процесса в данной работе не рассматривается. Предполагается, что за достаточно короткое время  $t < 0.1$  нс рост и слияние этих зародышей приводят к образованию в области первоначального температурного максимума полости с начальной шириной  $H < 0.01$  мкм, ограниченной плоскими поверхностями 1 и 2 с начальными температурами  $T_1 = T_2 = T_{th}$  (рис. 1). Под действием разности давлений внутри полости и на наружной свободной поверхности слоя  $z_s$ , имеющей температуру  $T_s$ , происходит расширение полости и удаление этого слоя от новой границы  $z_2$  облучаемого полупространства.

Уравнение теплопроводности для полупространства  $z > z_2$  с учетом сделанных переобозначений и ослабления излучения из-за конечной толщины пленки  $h = z_1 - z_s$  модифицируется к виду

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c\rho} e^{-\alpha(z-z_2+h)}, \quad z > z_2 \quad (3)$$

с граничным условием на поверхности  $z = z_2$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_2} = \frac{L}{c\chi\rho} \left( g_m(T_2) - g_m(T_1) \left( 1 - \frac{V_f(t)}{U(T_1)} \right) \right), \quad (4)$$

где выражение в круглых скобках в правой части (4) представляет собой суммарный поток массы через границу раздела с учетом скорости движения противоположной стенки полости, которая в рассматриваемом приближении считается совпадающей со скоростью пленки  $V_f$ . Величина  $V_f$  не предполагается пренебрежимо малой по сравнению со скоростью пара  $U(T_1) = g_m(T_1)/\rho_v$ , где  $\rho_v$  – плотность пара.

Температурный профиль в движущейся со скоростью  $V_f(t)$  пленке описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} - V_f(t) \frac{\partial T}{\partial z} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c\rho} e^{-\alpha(z-z_s)}, \quad z_s < z < z_1. \quad (5)$$

Граничные условия для этого уравнения на плоскостях  $z = z_s$  и  $z = z_1$ , записываются в виде, аналогичном (2), (4):

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_s} = \frac{L}{c\chi\rho} g_m(T_s), \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_1} = -\frac{L}{c\chi\rho} \left( g_m(T_1) - g_m(T_2) \left( 1 - \frac{V_f(t)}{U(T_2)} \right) \right). \quad (6)$$

Динамика движения отлетающей пленки определяется разностью потоков импульса  $g_p$  (полных давлений) на ее внутренней и внешней границах:

$$\rho h \frac{dV_f}{dt} = g_p(T_1) - g_p(T_s) + p(T_2) + g_m(T_2)U(T_2) \left( 1 - \frac{V_f(t)}{U(T_2)} \right)^2, \quad (7)$$

где  $g_p(T_s) = p + g_m U$  – поток импульса на свободной поверхности  $z_s$ , вычисленный с учетом возможного отличия от единицы коэффициента конденсации  $\beta$  [17]. В потоках внутри полости отличие коэффициента  $\beta$  от единицы не учитывается. Использование газодинамических выражений для потоков внутри полости, размеры которой, вообще говоря, малы по сравнению с длиной свободного пробега, является упрощающим приближением, облегчающим учет влияния скорости расширения полости.

Заметим, что в квазистатическом приближении при  $T_1 = T_2 = T$  состояние пара внутри полости действительно не зависит от  $\beta$ , и давление пара в полости равно давлению насыщения  $P_s(T) = n_s k_B T$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. В таком приближении потоки частиц через границу можно определить по изменению числа частиц в полости. Поскольку полное число частиц (на единицу площади) в полости  $N = n_s(T)H$  определяется ее шириной  $H$  и температурой поверхностей  $T$ , то

$$dN = n_s dH + H dn_s = n_s V_f dt + H \frac{dn_s}{dT} dT. \quad (8)$$

Граничные условия для уравнения теплопроводности на поверхностях 1 и 2 в этом случае определяются потоком массы через каждую из границ полости  $\frac{m}{2} \frac{dN}{dt}$ , т.е.

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \pm \frac{L}{c\chi\rho} \frac{m}{2} \frac{dN}{dt}, \quad (9)$$

где знак "–" соответствует границе 1, а знак "+" – границе 2. При использовании квазистатического приближения уравнение (7) принимает вид

$$\rho h \frac{dV_f}{dt} = P_s(T) - g_p(T_s). \quad (10)$$

При численном решении уравнения теплопроводности использовалась явно-неявная шеститочечная разностная схема. До момента первого вскипания уравнение теплопроводности (1) решалось в односвязной области  $z > z_s$ . После достижения температуры предельного перегрева  $T_{th}$  на глубине  $h$  возникает паровая полость, разделяющая приповерхностный слой и полупространство. В дальнейшем уравнение теплопроводности решается отдельно в отделившемся слое и оставшемся полупространстве с учетом описанных выше граничных условий и поглощения интенсивности лазерного излучения в образовавшемся слое. В случае второго взрывного вскипания и образования дополнительного слоя, в каждом из этих двух слоев и полупространстве уравнение теплопроводности решается аналогично описанному выше. После образования второго слоя первый слой имеет уже достаточно большую скорость отлета и его влияние на кинетику испарительного процесса существенно уменьшается. По этой причине на внешней стороне вновь образованного слоя используются граничные условия (2) для испарения в вакуум, т.е. роль первого отлетевшего слоя сводится в данном случае только к ослаблению падающего излучения. Заметим, что уменьшение толщины отлетевшего слоя за счет свободного испарения можно приближенно оценить с помощью уравнений энергодоланса

$$\rho L \frac{dh}{dt} = -\alpha I(t)h. \quad (11)$$

В этой оценке не учитывается структура температурного профиля, которая, в частности, может приводить к ненулевому значению  $\frac{dh}{dt}$  при нулевой поглощаемой интенсивности. По этой причине формула (11) будет давать несколько заниженные значения для скорости испарения слоя.

Характер вскипаний существенно зависит от параметра  $\eta = \alpha\chi/V_s$ , т.е. от отношения длины температурного влияния  $\frac{\chi}{V_s}$  в стационарном (или близком к нему) режиме испарения к длине поглощения излучения. На начальной нестационарной стадии нагрева значение этого параметра, вообще говоря, существенно превосходит его стационарное значение из-за малости скорости фронта испарения  $V_s(t) \gg V_{s, st}$ .

Рассмотрим сначала случай относительно больших значений  $\eta$ , который реализуется, например, в процессе облучения мишени с параметрами  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$  и  $\chi = 0.4 \text{ см}^2/\text{с}$ . Теплоемкость  $c = 1.05 \text{ Дж}/\text{г} \cdot \text{К}$ , плотность  $\rho = 2.52 \text{ г}/\text{см}^3$ , температура нормального кипения  $T_b = 3514 \text{ К}$  и удельная теплота парообразования  $L = 13700 \text{ Дж}/\text{г}$  примерно соответствуют теплофизическим параметрам жидкого кремния. Зависимость давления насыщенного пара от температуры аппроксимируется формулой:

$$P_s(T) = P_0 \exp(A(1 - T_b/T)), \quad (12)$$

где нормальное давление  $P_0 = 1 \text{ бар}$ , а константа  $A = 12.7$ .

Для температуры предельного перегрева используется соотношение [1]:

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

где в рассматриваемом случае критическая температура  $T_c = 8000 \text{ К}$ , а критическое давление  $P_c = 1240 \text{ бар}$ .

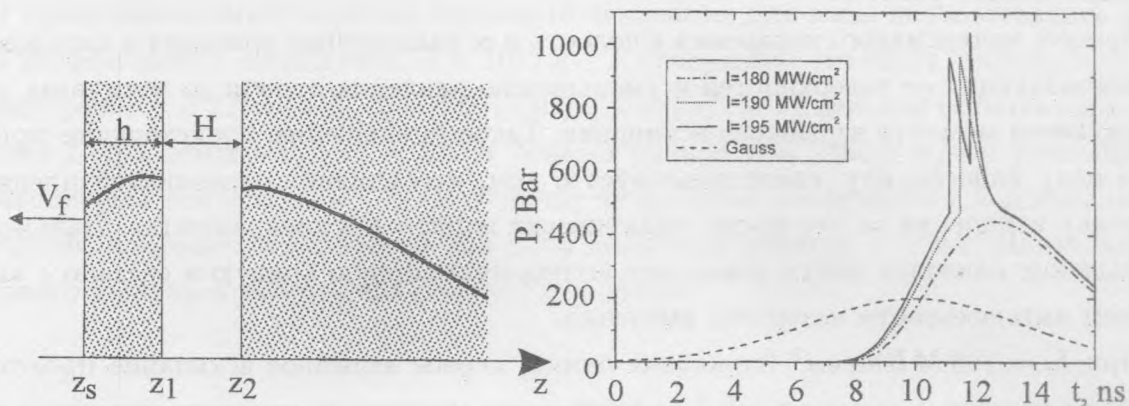


Рис. 1. Температурный профиль в облучаемой мишени в момент начала формирования паровой полости  $H$  и взрывного сброса приповерхностного слоя  $h$ .

Рис. 2. Поведение давления отдачи  $P(t)$  для мишени с коэффициентом поглощения  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$  при различных интенсивностях:  $I_0 = 180 \text{ МВт/см}^2$  (штрих-пунктирная кривая),  $I_0 = 190 \text{ МВт/см}^2$  (пунктирная кривая),  $I_0 = 195 \text{ МВт/см}^2$  (сплошная кривая). Штриховая кривая определяет интенсивность лазерного импульса в условных единицах.

На рис. 2 показано поведение испарительного давления  $P(t)$  на границе полупространства при различных значениях поглощаемой интенсивности  $I_0$  лазерного импульса с длительностью  $2t_0 = 10 \text{ нс}$ . При  $I_0 < 185 \text{ МВт/см}^2$  температура предельного перегрева не достигается. Поведение  $P(t)$  для этого случая ( $I_0 = 180 \text{ МВт/см}^2$ ) изображается штрих-пунктирной кривой. При  $I_0 = 190 \text{ МВт/см}^2$  (штриховая линия), спустя  $1.5 \text{ нс}$  после момента времени  $t = 2t_0$ , максимальная температура достигает значения  $T_{th}$ , на глубине  $h = 0.017 \text{ мкм}$  происходит взрывное вскипание, сопровождаемое резким

ростом давления отдачи от начального значения  $P = 0.56P_s(T_s) = 470$  бар на свободной поверхности до  $P_{max} = P_s(T_{th}) = 960$  бар на внутренней границе образующейся полости. В соответствии с уравнением (7) после этого происходит быстрое увеличение скорости отлета пленки  $V_f$  от ее начального значения  $V_f = 0$  и ширины полости от ее предполагаемого начального значения  $H = 10^{-3}$  мкм.

Как уже отмечалось выше, в рамках используемого подхода не рассматривается начальная кинетическая стадия образования полости, которая определяет скорость нарастания пика давления и его максимальное значение. Эта стадия обусловлена нестационарными процессами нуклеации, спиноподобного распада или фазового расслоения при расширении слабо надкритического состояния вещества, анализ которых выходит за рамки данной работы.

Процесс интенсивного испарения в полость и ее расширение приводит к охлаждению ограничивающих ее поверхностей и уменьшению давления отдачи до величины, предшествующей моменту взрывного вскипания. Такое уменьшение, происходящее примерно за одну наносекунду, свидетельствует о том, что влияние отлетающей пленки на кинетику испарения за это время практически полностью прекращается. Дальнейшее уменьшение давления почти повторяет штрих-пунктирную кривую и связано с уменьшением интенсивности лазерного импульса.

При  $I_0 = 195$  МВт/см<sup>2</sup> (сплошная линия) первое взрывное вскипание происходит на 0.3 нс раньше, а спустя  $\tau = 0.7$  нс после этого момента происходит еще одно взрывное вскипание, когда максимум температурного профиля вновь достигает величины  $T_{th}$  на глубине  $h = 0.03$  мкм от поверхности  $z_2$ . За это время ширина первоначально образовавшейся полости увеличивается от  $H = 10^{-3}$  мкм до  $H = 0.3$  мкм, скорость отлета первого слоя достигает значения  $V_f = 900$  м/с, а толщина отлетающего слоя уменьшается за счет испарения от 0.016 мкм до 0.007 мкм. Такое уменьшение толщины слоя качественно согласуется с оценкой по формуле (11), которая дает несколько большее значение  $h(t)$  из-за неучета начального перегрева пленки. Различие максимальных значений давлений при первом и втором взрывных вскипаниях  $\Delta P = 80$  бар связано с зависимостью (13) температуры предельного перегрева от давления в жидкости.

Фотоакустический сигнал, связанный с тепловым расширением вещества при нагревании, в линейном приближении можно оценить [4] по формуле

$$\Delta p = -k\rho\chi \frac{dT}{dt} + \frac{k\alpha}{c} \frac{dI}{dt}. \quad (14)$$

При коэффициенте теплового расширения  $k \leq 3 \times 10^{-5}$  К<sup>-1</sup> вклад фотоакустического

сигнала составляет несколько процентов от максимального значения давления в момент взрывного вскипания.

Отметим, что ширина пиков  $\delta t$  давления и расстояние между ними  $\Delta t$ , как и ширина сбрасываемого слоя  $h$ , оказываются при  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$  весьма малыми, что может затруднить экспериментальное наблюдение подобного процесса в случае его реализации. Очевидно, что уменьшение  $\alpha$  и увеличение длительности импульса будет способствовать увеличению  $\delta t$ ,  $\Delta t$  и  $h$ . По этой причине целесообразно рассмотреть лазерное испарение неметаллических поглощающих жидкостей, например, воды, для которой хорошо известны теплофизические параметры, а коэффициент поглощения  $\alpha$  может меняться в широких пределах в зависимости от длины волны излучения.

В приводимых ниже расчетах взрывного вскипания для воды использовались величина коэффициента поглощения  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$  и следующие значения теплофизических параметров:  $c = 5.2 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ ,  $\chi = 0.001 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ . Удельная теплота парообразования  $L$  при температуре  $T = 373 \text{ К}$  берется равной  $L = 2300 \text{ Дж/г}$  и уменьшается с повышением температуры [18]. В отличие от кремния коэффициент конденсации на свободной поверхности испарения для воды полагался равным  $\beta = 0.2$ . Длительность лазерного импульса выбиралась равной  $2t_0 = 100 \text{ нс}$ .

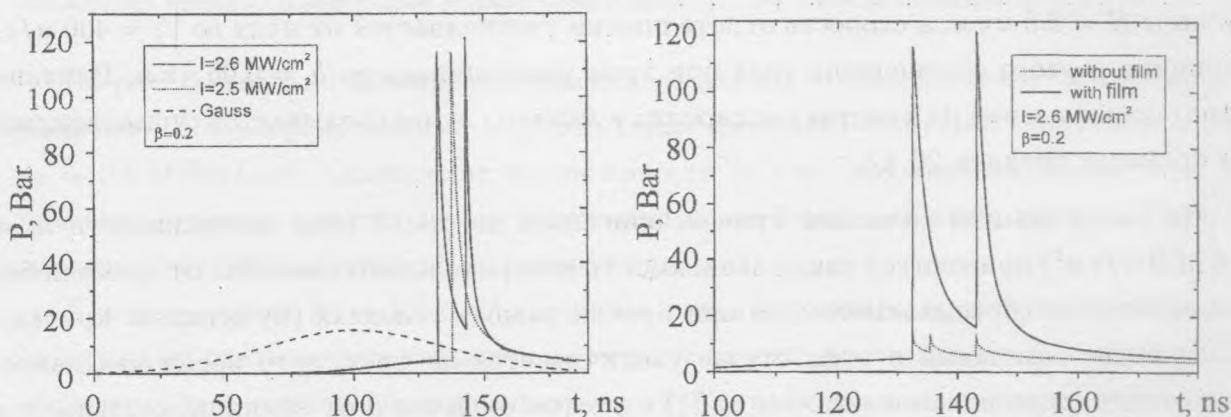


Рис. 3. Поведение давления отдачи  $P(t)$  для водяной мишени при различных интенсивностях:  $I_0 = 2.5 \text{ МВт/см}^2$  (пунктирная кривая),  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  (сплошная кривая). Штриховая кривая определяет интенсивность лазерного импульса в условных единицах.

Рис. 4. Поведение давления отдачи  $P(t)$  для водяной мишени при интенсивности  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  с учетом (сплошная кривая) и без учета (пунктирная кривая) сбрасываемого слоя.



На рис. 3 показано поведение испарительного давления  $P(t)$  на границе полупространства при двух различных значениях поглощаемой интенсивности  $I_0$ , которые обеспечивают однократное и двукратное вскипание за время действия лазерного импульса. Поведение кривых на рис. 3 для интенсивностей  $I_0 = 2.5 \text{ МВт/см}^2$  (пунктирная линия, одно взрывное вскипание) и для  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  (сплошная линия, два взрывных вскипания) качественно не отличаются от соответствующих кривых на рис. 2. Для первого случая максимум температурного профиля достигает температуры предельного перегрева  $T_{th} = 584 \text{ К}$  через  $38 \text{ нс}$  после максимума лазерного импульса на глубине  $h = 0.1 \text{ мкм}$ , после чего происходит взрывное вскипание и отрыв слоя, сопровождающийся скачкообразным увеличением давления отдачи от величины  $P = g_p(T_s) = 5 \text{ бар}$  до  $P = P_s(T_{th}) = 116 \text{ бар}$ . В отличие от кремния отношение этих двух давлений оказывается значительно больше из-за уменьшения  $\alpha$  и значительного отличия  $\beta$  от единицы.

С увеличением интенсивности до  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  нагрев мишени происходит быстрее и первое вскипание происходит через  $32 \text{ нс}$  после максимума импульса, т.е. на  $6 \text{ нс}$  раньше. Толщина сбрасываемого слоя составляет при этом  $h = 0.13 \text{ мкм}$ , что на порядок больше, чем в случае  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Через  $11 \text{ нс}$  после первого взрывного вскипания температура в полупространстве вновь достигает значения предельного перегрева на глубине  $0.07 \text{ мкм}$  и процесс взрывного вскипания повторяется. За это время ширина полости увеличивается от предполагаемого начального значения  $H = 10^{-3} \text{ мкм}$  до величины  $H = 2.8 \text{ мкм}$ , а скорость отлета пленки увеличивается от нуля до  $V_f = 400 \text{ м/с}$ . Толщина первого сброшенного слоя при этом уменьшилась до  $h = 0.06 \text{ мкм}$ . Влияние отлетающей пленки на кинетику испарения в данном случае оказывается существенным на временах порядка  $20 \text{ нс}$ .

На рис. 4 помимо сплошной кривой, описанной на рис. 3 (для интенсивности  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$ ) приводится также зависимость испарительного давления от времени без учета влияния сбрасываемого слоя при прочих равных условиях (пунктирная кривая). Количество вскипаний в этом случае увеличивается до трех, в то время как давление отдачи, определяемое потоком  $g_p(T_s)$  с учетом отличия  $\beta$  от единицы, оказывается значительно меньшим.

Сравнение результатов расчетов поведения давления  $P(t)$  с испарительными граничными условиями, использующими квазистатическое (пунктирная кривая) и газодинамическое (сплошная кривая, повторяющая соответствующую кривую из рис. 3) приближения для интенсивности  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  приводится на рис. 5. Из этого сравнения следует, что использование квазистатического приближения незначительно

уменьшает давление отдачи и на 2 нс ускоряет начало второго вскипания. Относительно малое различие результатов, получаемых в этих двух моделях граничных условий, может служить определенным основанием для утверждения об адекватности их использования в рассматриваемом случае.

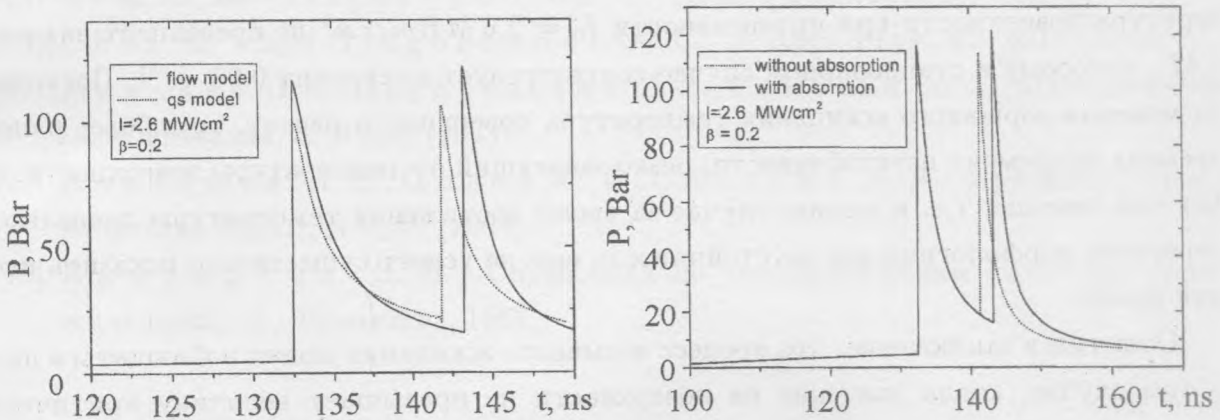


Рис. 5. Сравнение поведения  $P(t)$  для моделей граничных условий в квазистатическом (пунктирная кривая) и газодинамическом (сплошная кривая) приближениях при интенсивности  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$ .

Рис. 6. Сравнение поведения  $P(t)$  с учетом поглощения излучения в сбрасываемом слое (сплошная кривая) и без учета (пунктирная кривая) при интенсивности  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$ .

На рис. 6 показано влияние поглощения излучения в сбрасываемом слое на процесс последующего нагрева мишени под действием лазерного импульса с интенсивностью  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$ . Ослабление интенсивности за счет поглощения приводит к увеличению периода времени между вскипаниями на 2 нс, при этом пиковые значения давлений отдачи практически не изменяются.

Как и в случае  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$ , ширины пиков взрывного вскипания и расстояние между ними оказываются значительно меньше длительности лазерного импульса. Это обстоятельство накладывает довольно жесткие ограничения на вариации интенсивности по пятну облучения. Их величина не должна превышать нескольких процентов от средней интенсивности. В противном случае экспериментальное наблюдение представленной выше структуры давления отдачи  $P(t)$  будет практически невозможно из-за ее усреднения по моментам локальных вскипаний.

Необходимым условием применимости изложенной выше одномерной модели взрывного вскипания является также отсутствие существенного влияния морфологических

неустойчивостей плоского фронта испарения, время развития которых не должно быть мало по сравнению с временем достижения температуры предельного перегрева. Результаты работы [17] показывают, что в стационарном режиме испарения воды с температурой поверхности  $T_s = 1.5T_b$  инкремент оказывается равным  $0.2 \text{ нс}^{-1}$ . Для рассмотренного в настоящей работе режима испарения к моменту начала взрывного вскипания температура поверхности при интенсивности  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  не превышает значение  $1.4T_b$ , которому в стационарном случае соответствует инкремент  $0.08 \text{ нс}^{-1}$ . Поскольку до момента взрывного вскипания температура поверхности растет, то в более ранние времена инкремент неустойчивости, резко зависящий от температуры поверхности, будет еще меньше, т.е. в данном случае за время достижения температуры предельного перегрева морфологическая неустойчивость еще не успеет существенно исказить плоский фронт.

Отметим в заключение, что процесс взрывного вскипания может наблюдаться лишь в том случае, когда давление на поверхности не превышает величину критического давления. По этой причине экспериментальное исследование особенностей режима взрывного вскипания представляет интерес не только с точки зрения изучения кинетики испарительного процесса, нуклеации и спинодального распада, но и как один из возможных методов экспериментального определения величины критического давления.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Skripov V. P. *Metastable Liquids* (Halsted, New York, 1974).
- [2] Карлов Н. В., Крынецкий Б. Б., Мишин В. А., Самохин А. А. Письма в ЖЭТФ, **19**, 68 (1974).
- [3] Козлов Б. М., Самохин А. А., Успенский А. Б. Квантовая электроника, **2**, 1120 (1975).
- [4] Самохин А. А. Труды ИОФАН, **13**, 1 (1990).
- [5] Luthy W., Affolter K., and Fuhrer M. *Phys. Lett.*, **75A**, N 1, 60 (1979).
- [6] Miotello A. and Kelly R. *Appl. Phys.*, A, **69**, 67 (1999).
- [7] Bulgakova N. M. and Bulgakov A. V. *Appl. Phys.*, A, **73**, 199 (2001).
- [8] Craciun V. et al. *Appl. Surface Science*, **186**, 288 (2002).
- [9] Xu X. and Song K. *Appl. Phys.*, **A69**, 869 (1999).
- [10] Yoo J. H., Jeong S. H., Greif R., and Russo R. E. *J. Appl. Phys.*, **88**, 1638 (2000); Yoo J. H., Jeong S. H., Mao X. L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 783 (2000).

- [11] C r a c i u n V. Appl. Phys. Lett., **79**, 442 (2001).
- [12] Y o o J. H., J e o n g S. H., G r e i f R., and R u s s o R. E. Appl. Phys. Lett., **79**, 444 (2001).
- [13] L u Q., M a o S., M a o X., and R u s s o R. Appl. Phys. Lett., **80**, 3027 (2002).
- [14] K i m D. and G r i g o r o p o u l o s C. Appl. Phys., **A67**, 169 (1996)..
- [15] C h o i T. Y. and G r i g o r o p o u l o s C. J. Appl. Phys., **92**, 4918 (2002).
- [16] М а ж у к и н В. И., П р у д к о в с к и й П. А., С а м о х и н А. А. Математическое моделирование, **5**, N 6, 3 (1993).
- [17] К а р т а ш о в И. Н., О р л о в С. В., С а м о х и н А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 30 (2003).
- [18] В а р г а ф т и к Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей, М., Физматгиз, 1963.

Институт общей физики  
им А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 30 мая 2003 г.