

Устойчивость фронта лазерного испарения металлов в условиях ограниченного разлета паров

И.Н.Карташов, А.А.Самохин

Исследуются решения дисперсионного уравнения для возмущений фронта лазерного испарения металлов при различных числах Маха M в потоке испаренного вещества. Показано, что одновременное проявление гидродинамических возмущений в конденсированной среде и газодинамических возмущений в потоке пара при $M < 1$ существенно изменяет дисперсионные кривые по сравнению со случаями испарительной неустойчивости ($M = 1$) и неустойчивости Даррье – Ландау ($M \ll 1$).

Ключевые слова: кнудсеновский слой, граничные условия на фронте испарения, неустойчивость фронта испарения, неустойчивость Даррье – Ландау.

1. Введение

Проблема устойчивости фронта лазерного испарения металлов исследовалась во многих работах (см., напр., [1–3] и цитированную там литературу) в основном для случая свободного разлета паров, когда обратное влияние газодинамических эффектов в потоке пара на поведение поверхности раздела можно не учитывать. При ограничении свободного разлета паров, например из-за сильного поглощения лазерного излучения в эрозионном факеле, влиянием газодинамических возмущений на устойчивость фронта перехода уже нельзя пренебрегать и необходимо решать совместную задачу о поведении конденсированной фазы и пара с соответствующими граничными условиями.

Развитие морфологической неустойчивости фронта испарения на нелинейной стадии может приводить к появлению капель в потоке испаренного вещества, что имеет негативные последствия, в частности для применения техники импульсного лазерного напыления, которая является весьма распространенным методом получения тонких пленок. В других применениях этот эффект может быть использован для контроля над размерами образующихся капель либо для целенаправленного создания динамических или остаточных периодических структур на облучаемой поверхности. Проблема морфологической устойчивости облучаемой мишени активно исследуется также для условий, необходимых для реализации управляемого термоядерного синтеза [4–7], однако эти условия существенно отличаются от рассматриваемого здесь докритического режима испарения, неустойчивость которого с учетом газодинамических эффектов пока еще не исследована с достаточной полнотой.

В настоящей работе приводятся совместное решение газо- и гидродинамической задач и результаты численного анализа полученного таким способом дисперсионного уравнения для возмущений фронта испарения при произвольных числах Маха $M \leq 1$. При $M \ll 1$ и без учета температурных возмущений эта проблема сводится [8, 9] к известной задаче Даррье – Ландау [10, 11], а при $M = 1$ – к случаю, который уже исследовался ранее в [1–3].

2. Постановка задачи

Рассмотрим плоский невозмущенный фронт испарения, движущийся в отрицательном направлении оси z , где находится испаряемая под действием поверхностного источника нагрева конденсированная среда с постоянными температуропроводностью χ , теплоемкостью c и плотностью ρ_{liq} , описываемая уравнениями теплопроводности, Эйлера и непрерывности для несжимаемой жидкости. Приближение поверхностного поглощения в данном случае является оправданным из-за малости глубины проникновения оптического излучения в металлические образцы (возможность «просветления» металла в околоскритической области здесь не рассматривается).

В системе отсчета, движущейся вместе с фронтом испарения с постоянной скоростью v в отрицательном направлении оси z по неподвижному веществу, стационарный температурный профиль определяется известным выражением: $T_{\text{liq}} = \Delta T [\exp(k_0 z) - 1] + T_s$, где $\Delta T = T_s - T_\infty$; T_s и T_∞ – соответственно температура на поверхности $z = 0$ и в глубине конденсированной среды; $k_0 = v/\chi$. Скорость v , зависящая от T_s и M , определяется балансом энергии в конденсированной фазе: $I = \rho_{\text{liq}} v (L_{\text{ne}} + c\Delta T)$, где I – интенсивность поглощаемого на поверхности излучения; $L_{\text{ne}}(T_s, M)$ – теплота испарения, которая, вообще говоря, может отличаться от своего равновесного значения $L(T_s)$ [12]. Давление p_{liq} и скорость потока v в этом случае постоянны, поскольку тепловое расширение конденсированного вещества не учитывается.

В области $z > 0$ находится испаренное вещество, которое считается идеальным одноатомным газом с показателем адиабаты $c_p/c_v = 5/3$ и описывается системой

И.Н.Карташов. Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: igorkartashov@mail.ru
А.А.Самохин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: asam@ran.gpi.ru

Поступила в редакцию 20 мая 2002 г., после доработки – 4 декабря 2002 г.

газодинамических уравнений непрерывности, Эйлера и адиабатичности. Невозмущенным решением этой системы являются постоянные значения плотности пара ρ , давления p и компонент скорости $u_x = 0$, $u_z = u = Mu_s$, где квадрат скорости звука $u_s^2 = (c_p/c_v)(p/\rho)$.

Для области вблизи плоскости $z = 0$, называемой кнудсеновским слоем, требуется кинетическое описание. Размеры этой области порядка длины свободного пробега, и для возмущений с достаточно большой длиной волны ее можно рассматривать как разрыв, на котором выполняются условия сохранения потоков массы g_m , импульса g_p , энергии g_e и два дополнительных соотношения (граничные условия на фронте испарения), учитывающие неравновесность релаксационного процесса в кнудсеновском слое.

В системе отсчета, связанной с невозмущенным фронтом испарения, для возмущений физических параметров вида $\exp(\gamma t - ikx)$ линеаризованная система уравнений для конденсированной среды при условии отсутствия волн, идущих к границе раздела из бесконечности, имеет решение [9]

$$\begin{aligned} \delta v_z &= \delta v \exp(kz), \quad \delta v_x = -i\delta v \exp(kz), \\ \delta p_{\text{liq}} &= -\frac{\rho_{\text{liq}}}{k}(\gamma + kv)\delta v \exp(kz), \\ \delta T_{\text{liq}} &= \frac{k_0 \Delta T \delta v}{\gamma - kv} \left\{ \exp(qz) - \exp[(k + k_0)z] \right\} \\ &\quad + (\delta T_s - \xi k_0 \Delta T) \exp(qz), \end{aligned} \quad (1)$$

где q удовлетворяет уравнению

$$q^2 - qk_0 - k^2 - \frac{\gamma}{\chi} = 0 \quad (2)$$

с условием $\text{Re } q > 0$; $\delta T_s = \delta T_{\text{liq}}(0) + \xi \partial T_{\text{liq}}/\partial z$ – модуляция температуры поверхности с учетом смещения ξ возмущенной поверхности раздела относительно плоскости $z = 0$.

Решение линеаризованной системы уравнений движения для пара имеет вид [9]

$$\begin{aligned} \delta p &= \sum_{j=1,2} A_j \exp(-k_j z), \quad \delta p = \frac{\delta p}{u_s^2} + A_3 \exp(-k_3 z), \\ \delta u_z &= \sum_{j=1,2} \frac{k_j}{\rho(\gamma - k_j u)} A_j \exp(-k_j z) + \frac{ku}{\gamma} A_4 \exp(-k_3 z), \\ \delta u_x &= \sum_{j=1,2} \frac{ik}{\rho(\gamma - k_j u)} A_j \exp(-k_j z) + iA_4 \exp(-k_3 z), \end{aligned} \quad (3)$$

где волновые числа k_j ($j = 1, 2$) и k_3 определяются соотношениями

$$k_3 = \gamma/u, \quad (u_s^2 - u^2)k_j^2 + 2\gamma u k_j - \gamma^2 - k^2 u_s^2 = 0. \quad (4)$$

Условие отсутствия волн, идущих из бесконечности, позволяет положить $A_2 = 0$ в области $M < 1$. Остальные постоянные определяются из граничных условий для возмущенных величин в плоскости $z = 0$, которые могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \delta v_z &= \gamma \xi + \frac{\delta g_m}{\rho_{\text{liq}}}, \quad \delta u_z = \gamma \xi + \delta u, \\ \delta p_{\text{liq}} &= \delta g_p - 2\nu \delta g_m + \sigma k^2 \xi, \quad \delta p = \delta(g_p - g_m u), \\ \delta(g_m L_{\text{ne}}) + c\rho_{\text{liq}}\chi \left(\frac{\partial \delta T_{\text{liq}}}{\partial z} + \xi \frac{\partial^2 T_{\text{liq}}}{\partial z^2} \right) &= 0, \\ \delta u_x &= \delta v_x + ik(u - v)\xi. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения (5) представляют собой законы сохранения потоков массы, импульса и энергии, а также условие непрерывности тангенциальной к поверхности возмущенного фронта компоненты скорости. Поток массы g_m , как и связанная с ним скорость $v = g_m/\rho_{\text{liq}}$, и поток импульса g_p зависят от T_s и M , причем зависимость эта определяется кинетическими процессами в кнудсеновском слое. Выражения для $g_m(T_s, M)$ и $g_p(T_s, M)$ представляют собой уже упоминавшиеся выше граничные условия испарения.

Таким способом может быть получена однородная система из четырех уравнений относительно δv , ξ , δT_s и δM . Из условия разрешимости этой системы и следует дисперсионное уравнение для возмущений фронта испарения [8, 9], которое может быть приведено к алгебраическому уравнению шестнадцатой степени относительно величины q , задаваемой соотношением (2). При решении этого уравнения использовались граничные условия испарения, определяемые следующим образом [13]. Для частиц, вылетающих с поверхности, функция распределения бралась в виде распределения Максвелла с температурой T_s и концентрацией n_s : $f^{(+)} = f_0(n_s, T_s)$, а для возвращающихся частиц – в виде $f^{(-)} = \alpha^7 f_0(n_s, \alpha^2 T_s)$, где параметр $\alpha(M) \leq 1$ учитывает изменение эффективной температуры и числа этих частиц при изменении числа Маха. Потоки массы и импульса g_m и g_p определяются как соответствующие моменты полной функции распределения $f^{(+)} + f^{(-)}$, причем зависимость параметра α от M находится из соотношения

$$\frac{(1 - \alpha^8)(1 - \alpha^{10})}{(1 + \alpha^9)^2} = \frac{\pi \gamma^2 M^2 [(\gamma - 1)M^2 + 2]}{8(\gamma - 1)(1 + \gamma M^2)^2}, \quad (6)$$

следующего из условия баланса энергии на кнудсеновском слое. Использование такой модели для получения граничных условий испарения обеспечивает экстремальность потоков при $M = 1$. Кроме того, эта модель удобна в применении.

3. Обсуждение результатов

При численном анализе использовались следующие значения параметров, которые примерно соответствуют данным для алюминия [14]:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{liq}} &= 2.7 \text{ г/см}^3, \quad \chi = 0.98 \text{ см}^2/\text{с}, \\ c &= 0.897 \times 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad L = 109 \times 10^9 \text{ эрг/г}, \\ m &= 4.5 \times 10^{-23} \text{ г}, \\ p_s &= n_s k_B T_s = p_b \exp \left[\eta \left(1 - \frac{T_b}{T_s} \right) \right], \quad \eta = 12.7, \\ p_b &= 10^6 \text{ дин/см}^2, \quad T_\infty = 300 \text{ К}, \quad T_b = 2793 \text{ К}, \end{aligned} \quad (7)$$

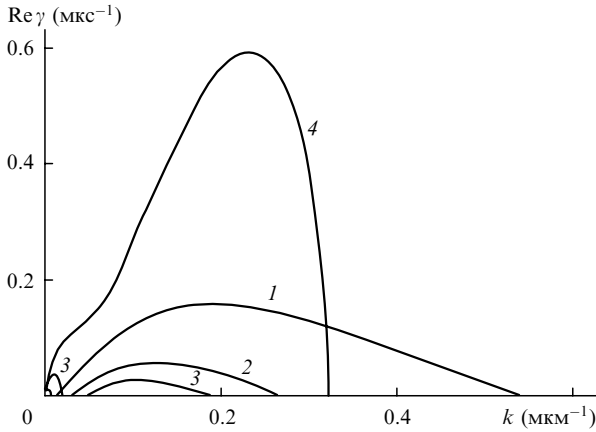


Рис.1. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для алюминиевой мишени при $T_s = 1.5T_b$ и $M = 1$ (1), 0.9 (2), 0.8 (3) и 0.74 (4).

где m – масса атома; T_b – температура кипения при нормальном давлении p_b . В точке плавления коэффициент поверхностного натяжения алюминия $\sigma \approx 900$ дин/см [15]. Однако это значение с ростом температуры уменьшается, обращаясь в нуль в критической точке. Не имея точной информации о поведении σ в области высоких температур, будем полагать далее, что $\sigma(1.5T_b) = 700$ дин/см.

При $M = 1$ задача для конденсированной среды оказывается замкнутой, поскольку газодинамические эффекты в потоке пара не оказывают влияния на возмущения фронта перехода. В такой постановке проблема устойчивости исследовалась в работе [1]. На рис.1 этому предельному случаю ($M = 1$) при выбранных граничных условиях испарения и температуре поверхности $T_s = 1.5T_b$ отвечает кривая 1, а кривые 2, 3, 4 соответствуют числам Маха $M = 0.9, 0.8, 0.74$. Скорости испарения v для этих кривых равны 76.3 (1), 76.1 (2), 75.5 (3) и 74.9 см/с (4), а интенсивности I поглощаемого излучения – 2.94 (1), 2.86 (2), 2.84 (3) и 2.82 МВт/см² (4). На рис.2 приведены аналогичные кривые для $M = 0.7, 0.5, 0.3$ и 0.1. Скорости испарения и интенсивности поглощаемого излучения при этом оказываются равными 74.3 (1), 68.5 (2), 54.5 (3) и 24.8 см/с (4) и 2.8 (1), 2.59 (2), 2.08 (3) и 0.95 МВт/см² (4). При уменьшении числа Маха максимальный инкремент и размер области исходной неустойчивости уменьшаются. В то же время в длинноволновой части появляется, быстро

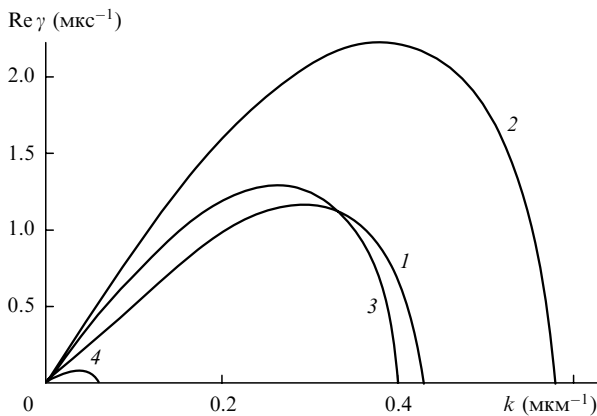


Рис.2. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для алюминиевой мишени при $T_s = 1.5T_b$ и $M = 0.7$ (1), 0.5 (2), 0.3 (3) и 0.1 (4).

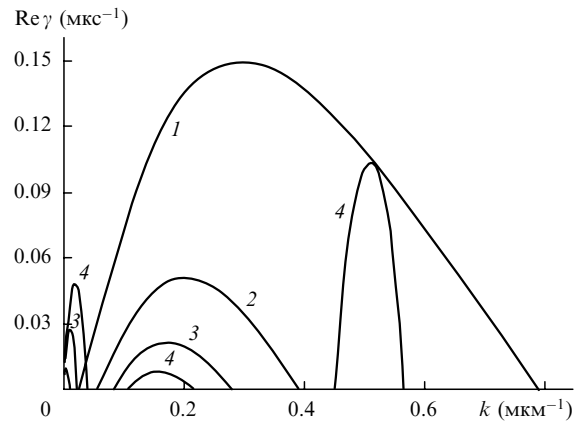


Рис.3. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для мишени из олова при $T_s = 1.5T_b$ и $M = 1$ (1), 0.9 (2), 0.8 (3) и 0.74 (4).

растет и расширяется дополнительная область неустойчивости, связанная с газодинамическими эффектами. При дальнейшем уменьшении M максимальный инкремент в этой области неустойчивости также начинает уменьшаться и обращается в нуль при $M = 0$.

Поведение дисперсионных кривых на рис.1, 2 качественно согласуется с поведением подобных кривых в случае свинцовой мишени [9]. Однако для другого набора тепловых параметров, который соответствует мишени из олова:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{liq}} &= 7.3 \text{ г/см}^3, \quad \chi = 0.38 \text{ см}^2/\text{с}, \\ c &= 0.228 \times 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad \sigma = 300 \text{ дин/см}, \\ L &= 24.9 \times 10^9 \text{ эрг/г}, \quad m = 2 \times 10^{-22} \text{ г}, \\ p_s &= n_s k_B T_s = p_b \exp \left[\eta \left(1 - \frac{T_b}{T_s} \right) \right], \quad \eta = 12.5, \\ p_b &= 10^6 \text{ дин/см}^2, \quad T_\infty = 300 \text{ К}, \quad T_b = 2876 \text{ К}, \end{aligned} \tag{8}$$

обнаруживается еще одна область неустойчивости, смещенная относительно первоначальной в диапазон более коротких длин волн. Дисперсионные кривые для этого случая показаны на рис.3, 4 при $T_s = 1.5T_b$ для чисел Маха $M = 1, 0.9, 0.8, 0.74$ (рис.3) и 0.7, 0.5, 0.3, 0.1 (рис.4),

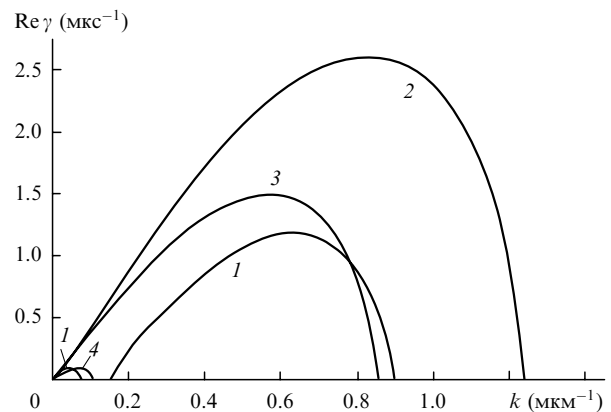


Рис.4. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для мишени из олова при $T_s = 1.5T_b$ и $M = 0.7$ (1), 0.5 (2), 0.3 (3) и 0.1 (4).

которым соответствуют интенсивности поглощаемого излучения $I = 1.32$ (1), 1.317 (2), 1.307 (3) и 1.296 МВт/см² (4) на рис.3 и 1.287 (1), 1.19 (2), 0.96 (3) и 0.44 МВт/см² (4) на рис.4. Скорости испарения при этом равны 54.8 (1), 54.7 (2), 54.3 (3) и 53.8 см/с (4) для рис.3 и 53.4 (1), 49.2 (2), 39.2 (3) и 17.8 см/с (4) для рис.4.

Наличие или отсутствие третьей области неустойчивости связано с величиной поверхностного натяжения, которое обычно оказывает демпфирующее влияние на рост коротковолновых возмущений. В случае относительно больших коэффициентов поверхностного натяжения σ происходит смещение в длинноволновую часть и исчезновение третьей области неустойчивости, которая может наблюдаться при меньших σ . В частности, уменьшение σ до значений, не превышающих 600 дин/см, приводит к появлению третьей области неустойчивости для алюминия при $T_s = 1.5T_b$.

Результаты численного анализа решений дисперсионного уравнения показывают также, что существование третьей области неустойчивости обусловлено совместным влиянием газодинамических возмущений в потоке пара и температурных возмущений в конденсированной среде. Без учета влияния газодинамических возмущений в случае поверхностного нагрева, как уже было установлено ранее [1], наблюдается одна область неустойчивости в ограниченном сверху и снизу диапазоне скоростей испарения. В то же время исключение основного влияния температурных возмущений в конденсированной фазе, которое имеет место при $\Delta T = 0$, также приводит к тому, что в решении полной задачи остается только одна область неустойчивости, которая при малых числах Маха соответствует неустойчивости Даррье – Ландау с учетом демпфирующего влияния поверхностного натяжения.

Дисперсионные кривые, вычисленные при тех же параметрах, что и на рис.1 – 4, но при $\Delta T = 0$, приведены на рис.5 – 8. Интенсивность поглощаемого излучения в этих случаях несколько меньше (примерно на 25 %) из-за уменьшения затрат на прогрев конденсированной среды. Сравнение соответствующих кривых на рис.1 – 4 и 5 – 8 показывает, что исключение температурных эффектов приводит к увеличению максимальных инкрементов и областей неустойчивости, что свидетельствует о демпфирующем влиянии этих эффектов на газодинамическую неустойчивость в полной задаче.

При достаточно малых значениях M дисперсионные

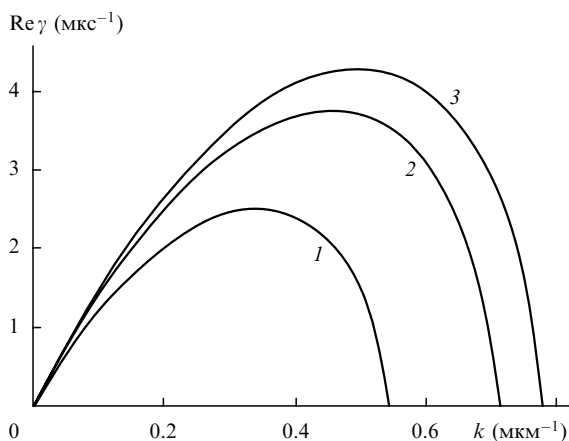


Рис.5. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для алюминиевой мишени при $T_s = 1.5T_b$, $\Delta T = 0$ и $M = 0.9$ (1), 0.8 (2) и 0.74 (3).

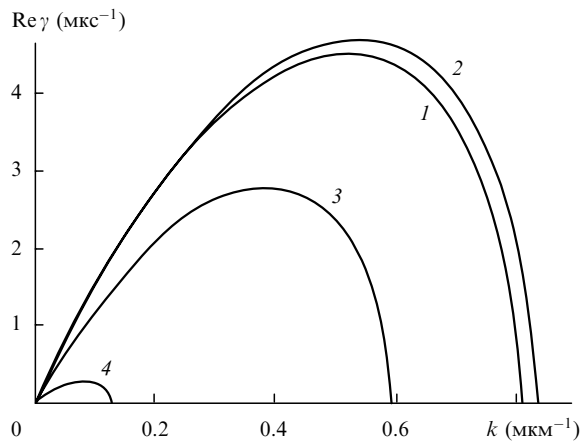


Рис.6. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для алюминиевой мишени при $T_s = 1.5T_b$, $\Delta T = 0$ и $M = 0.7$ (1), 0.5 (2), 0.3 (3) и 0.1 (4).

кривые на рис.6, 8 стремятся к кривым, представляющим решения дисперсионного уравнения Даррье – Ландау, которое в данном случае имеет вид

$$\gamma^2 + 2\gamma kv + \frac{\sigma k^3}{\rho_{liq}} - k^2 uv = 0. \tag{9}$$

Отметим, что при произвольных M условие $\Delta T = 0$ не исключает, вообще говоря, влияния температурных эффектов, поскольку модуляция числа Маха δM вызывает соответствующую модуляцию температуры поверхности даже при $\Delta T = 0$. Однако при $\Delta T = 0$ и $M = 1$ влияние температурных эффектов, как и при $M \ll 1$, исчезает. Дисперсионное уравнение в этом случае принимает вид

$$\gamma^2 + \gamma kv + \frac{\sigma k^3}{\rho_{liq}} = 0. \tag{10}$$

Оно отличается от обычного дисперсионного уравнения для капиллярных волн на поверхности неподвижной жидкости наличием дополнительного члена γkv , связанного с протоком массы через границу раздела и определяющего затухание поверхностных волн в этом случае. В то же время в уравнении Даррье – Ландау аналогичный член, связанный с затуханием, имеет вид $2\gamma kv$, и может возникнуть вопрос о том, какова же роль потока массы

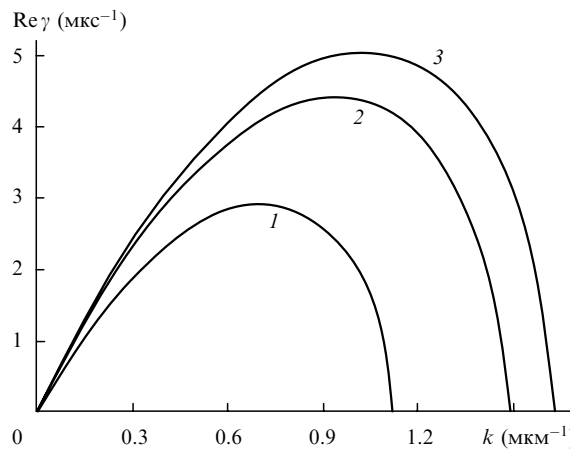


Рис.7. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для мишени из олова при $T_s = 1.5T_b$, $\Delta T = 0$ и $M = 0.9$ (1), 0.8 (2) и 0.74 (3).

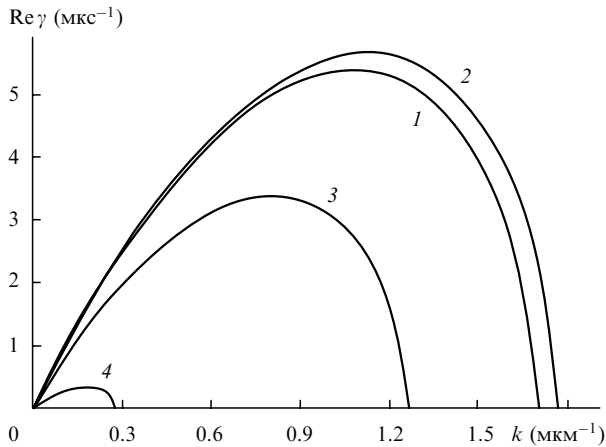


Рис.8. Зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа для мишени из олова при $T_s = 1.5T_b$, $\Delta T = 0$ и $M = 0.7$ (1), 0.5 (2), 0.3 (3) и 0.1 (4).

через границу раздела (абляции) в затухании поверхностных волн на этой границе.

Отметим, что стабилизирующее влияние абляции неоднократно обсуждалось в ряде работ по лазерному управляемому термоядерному синтезу в связи с неустойчивостью Рэля – Тэйлора облучаемых мишеней [5 – 7]. При этом, в частности, приводились качественные соображения, поясняющие природу абляционного затухания, из которых следует, что в дисперсионном уравнении появляется член $2\gamma kv$, т. е. скорость затухания равна kv (см., напр., [5], формула (3)). Смысл этих соображений сводится к тому, что за счет абляции поверхность раздела уходит в глубину конденсированной среды за время Δt на расстояние $v\Delta t$ и попадает в ту область, где амплитуда поверхностных волн оказывается уменьшенной на фактор $\exp(-kv\Delta t)$ в соответствии с законом убывания амплитуды капиллярной волны в глубине неподвижной жидкости.

Подобные соображения, однако, не могут служить основанием для количественного определения величины абляционного затухания. Прежде всего следует иметь в виду, что уравнение (9) отличается от уравнения (10) не только дополнительным членом γkv , приводящим к появлению коэффициента 2, но еще и членом $k^2 uv$, который также связан с газодинамическими эффектами, обусловленными, в том числе, и протоком массы. Другими словами, для определения роли собственно абляции в уравнении (9) требуется дополнительное исследование, тогда как в уравнении (10) затухание связано только с абляцией, поскольку другие газодинамические эффекты в этом случае просто не проявляются из-за соответствующих граничных условий.

В коротковолновом и длинноволновом пределах уравнения (9), (10) имеют соответственно решения

$$\gamma_{1,2} = -kv \pm i \left(\frac{\sigma k^3}{\rho_{\text{liq}}} \right)^{1/2}, \quad k \gg \frac{\rho_{\text{liq}} v u}{\sigma}, \quad (11)$$

$$\gamma_{1,2} = -kv \pm k(vu)^{1/2}, \quad k \ll \frac{\rho_{\text{liq}} v u}{\sigma},$$

$$\gamma_{1,2} = -\frac{kv}{2} \pm i \left(\frac{\sigma k^3}{\rho_{\text{liq}}} \right)^{1/2}, \quad k \gg \frac{\rho_{\text{liq}} v^2}{\sigma}, \quad (12)$$

$$\gamma_1 = 0, \quad \gamma_2 = -kv, \quad k \ll \frac{\rho_{\text{liq}} v^2}{\sigma}.$$

Из этих соотношений видно, что для разных предельных случаев (коротковолновый и длинноволновый) декременты затухания различны. По этой причине любые соображения о величине обусловленного абляцией затухания, в которых не учитываются конкретные значения k , являются, по крайней мере, недостаточными.

Что же касается «вывода» величины затухания, основанного на использовании убывающего в глубину профиля поверхностной волны на неподвижной жидкости, то при этом делаются неявные предположения, которые не согласуются с более строгим рассмотрением задачи. В частности, получение фактора $\exp(-kv\Delta t)$ основано на предположении, что поле скоростей привязано к неподвижной жидкости. В то же время в подобных задачах результирующее поле физических величин перемещается по неподвижной жидкости. Например, в выражении для температурного профиля в невозмущенной конденсированной среде содержится зависимость $\Delta T \exp(k_0 z)$, которая «привязана» к движущемуся фронту, а не к неподвижному веществу.

С учетом этого обстоятельства приведенные в [5] рассуждения можно модифицировать следующим образом. Очевидно, что затухание экспоненциального профиля, пропорциональное $\exp(\gamma t - k|z|)$, эквивалентно его движению от сторону границы раздела со скоростью v_{eff} , которая отличается от скорости протока v . Если предположить, что $v_{\text{eff}} = v/2$, то величина затухания соответствует коротковолновому пределу формулы (12), а при $v_{\text{eff}} = v$, когда профиль скорости «привязывается» к неподвижному веществу, можно получить затухание, соответствующее длинноволновому пределу (12) или коротковолновому пределу (11). Однако подобные предположения требуют, в свою очередь, дополнительных обоснований, по существу выходящих за рамки элементарных качественных оценок. Недостаточность таких оценок фактически связана с неадекватным учетом неоднородности рассматриваемой задачи, когда анализ проблемы затухания целиком основывается на одномерном распределении исследуемой величины по z , причем распределение возмущений вдоль поверхности явно не принимается во внимание.

Существенную роль неоднородных эффектов в подобных «одномерных» оценках можно продемонстрировать также на примере неустойчивости фронта сублимации в случае объемного нагрева конденсированной фазы (см., напр., [1] и цитированную там литературу). Для максимального инкремента неустойчивости такая оценка дает $\gamma = (dv/dT_s)(dT/dz)_s$. Эта формула выводится при использовании следующих соотношений: $\Delta z = \Delta v \Delta t$, $\Delta v = (dv/dT_s)\Delta T_s$, $\Delta T_s = (dT/dz)_s \Delta z$, $\Delta z/\Delta t = \gamma \Delta z$. Такой же результат получается из соответствующего дисперсионного уравнения в пределе больших k при учете температуропроводности в плоскости фронта. При исключении же этого неоднородного эффекта из дисперсионного уравнения следует совершенно другое выражение для инкремента, определяющее истинно одномерную ($k = 0$) неустойчивость фронта в этой задаче.

4. Заключение

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о существенном влиянии газодинамических эффектов на устойчивость фронта испарения при $M < 1$, которое приводит к появлению на дис-

персионных зависимостях дополнительных областей неустойчивости (отсутствующих при $M = 1$). Максимальный инкремент при этом может быть больше, чем при $M = 1$.

Структура дополнительных областей неустойчивости, связанных с газодинамическими эффектами, существенно зависит от коэффициента поверхностного натяжения и от вида температурного профиля в среде. Если коэффициент σ достаточно велик, то газодинамические эффекты порождают одну (длинноволновую) область неустойчивости, а при малых σ таких дополнительных областей может быть две – длинноволновая и коротковолновая (по сравнению с исходной испарительной областью неустойчивости, существующей при $M = 1$).

Уменьшение M сопровождается уменьшением инкремента и сужением этой исходной области неустойчивости, обусловленной тепловыми и гидродинамическими эффектами в конденсированной фазе. Однако роль таких эффектов оказывается существенной и при исчезновении исходной области неустойчивости, что проявляется в их стабилизирующем влиянии на развитие длинноволновой неустойчивости типа Даррье–Ландау. Если не учитывать данные эффекты, что достигается при условии $T = \text{const}$ в конденсированной среде, инкремент длинноволновой неустойчивости возрастает, а дополнительная область коротковолновой неустойчивости, обусловленная совместным влиянием газодинамических и теплогидродинамических эффектов, исчезает.

Вычисленные в настоящей работе значения инкрементов

показывают, что рассмотренные неустойчивости могут проявляться при использовании лазерных импульсов микросекундного диапазона. Отметим при этом, что для более строгого рассмотрения области длинноволновой неустойчивости требуется принимать во внимание конечную глубину слоя расплава на облучаемой поверхности.

1. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 3 (1988).
2. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. *УФН*, **147** (4), 675 (1985).
3. Андреев С.Н., Мажукин В.И., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9, 31 (2001).
4. Piriz A.R. *Phys. Plasmas*, **8** (12), 5268 (2001).
5. Kilkenny J.D., et al. *Phys. Plasmas*, **1** (5), 1379 (1994).
6. Velikovich A.L., et al. *Phys. Plasmas*, **5** (5), 1491 (1998).
7. Mikaelian K.O. *Phys. Rev. A*, **46** (10), 6621 (1992).
8. Карташов И.Н., Мажукин В.И., Перебейнос В.В., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9–10, 22 (1996).
9. Карташов И.Н., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 3, 33 (2002).
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика* (М.: Наука, 1988).
11. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. *Математическая теория горения и взрыва* (М.: Наука, 1980).
12. Карташов И.Н., Мажукин В.И., Перебейнос В.В., Самохин А.А. *Математическое моделирование*, **9** (4), 11 (1997).
13. Мажукин В.И., Прудковский П.А., Самохин А.А. *Математическое моделирование*, **5** (6), 3 (1993).
14. Timm R., Willmott P.R., Huber J.R. *J. Appl. Phys.*, **80** (3), 1794 (1996).
15. Balandin V.Yu., Niedrig R., Bostanjogio O. *J. Appl. Phys.*, **77** (1), 135 (1995).