

УДК 532.5

## УСТОЙЧИВОСТЬ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ЧИСЛА МАХА В ПОТОКЕ ИСПАРЕННОГО ВЕЩЕСТВА

И. Н. Карташов, А. А. Самохин

*На основе полученного ранее дисперсионного уравнения для возмущений фронта испарения исследуется поведение дисперсионных кривых при различных значениях числа Маха  $M$  в потоке испаренного вещества. Показано, что температурные возмущения, вызывающие неустойчивость при  $M = 1$ , оказывают стабилизирующее влияние на неустойчивость типа Даррье–Ландау при  $M < 1$ .*

В работе [1] получено дисперсионное уравнение для возмущения плоского фронта испарения в диапазоне изменения числа Маха  $M$  в потоке пара от нуля до единицы. В предельном случае  $M \ll 1$  и при постоянстве температурного профиля в конденсированной среде это уравнение переходит в известное уравнение Даррье–Ландау для устойчивости фронта медленного горения, а при стремлении  $M$  к единице и условии экстремальности потоков массы  $g_1$ , импульса  $g_2$  и энергии  $g_3$  получается рассмотренное ранее уравнение [2], в котором газодинамические эффекты не проявляются. Случай произвольных чисел Маха  $0 < M < 1$  требует численного анализа, который проводится в настоящей работе для поверхностного поглощения излучения в конденсированной среде.

Пусть слева от плоского невозмущенного фронта испарения, движущегося в отрицательном направлении оси  $z$ , находится испаряемая под действием поверхностного источника нагрева конденсированная среда с постоянными температуропроводностью  $\chi$ , теплоемкостью  $c$  и плотностью  $\rho_1$ , описываемая уравнениями теплопроводности, Эйлера и непрерывности для несжимаемой жидкости. В системе отсчета, движущейся вместе с фронтом испарения с постоянной скоростью  $-v$  по неподвижному веществу, стационарный температурный профиль определяется известным выражением:

$T_l = \Delta T[\exp(k_0 z) - 1] + T_s$ , где  $\Delta T = T_s - T_\infty$ ,  $T_s$  и  $T_\infty$  – 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  $I = \rho_l v [L_{ne} + c\Delta T]$ , где  $I$  – поглощаемая интенсивность излучения,  $L_{ne}$  – теплота испарения. Значения давления  $p_l$  и скорости протока  $v$  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  $\gamma = c_p/c_v = 5/3$  и описывается системой газодинамических уравнений непрерывности, Эйлера и адиабатичности, невозмущенным решением которой являются постоянные значения плотности пара  $\rho$ , давления  $p$  и компонент скорости  $u_x = 0$ ,  $u_z = u = g_1/\rho = Mu_c$ , где  $u_c^2 = \gamma p/\rho$ .

Область вблизи плоскости  $z = 0$ , называемая кнудсеновским слоем, требует кинетического описания. Размеры этой области порядка длины свободного пробега и для возмущений с достаточно большой длиной волны ее можно рассматривать как разрыв, на котором формулируются законы сохранения массы, импульса, энергии и два дополнительных соотношения, учитывающих неравновесность процессов в кнудсеновском слое.

Для возмущений физических параметров вида  $\exp(\omega t - ikx)$  линеаризованная система уравнений для конденсированной среды формулируется следующим образом:

$$\begin{aligned} -ik\delta v_x + \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} &= 0, \\ \omega \delta v_z + v \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial \delta p_l}{\partial z}, \\ \omega \delta v_x + v \frac{\partial \delta v_x}{\partial z} &= \frac{ik}{\rho_l} \delta p_l, \\ \omega \delta T_l + v \frac{\partial \delta T_l}{\partial z} + \delta v_z \frac{\partial T_l}{\partial z} + \chi k^2 \delta T_l - \chi \frac{\partial^2 \delta T_l}{\partial z^2} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

и при условии отсутствия волн, идущих к границе раздела из бесконечности, имеет решение:

$$\begin{aligned} \delta v_z &= \delta v e^{kz}, \quad \delta v_x = -i \delta v e^{kz}, \quad \delta p_l = -\frac{\rho_l}{k} (\omega + kv) \delta v e^{kz}, \\ \delta T_l &= \frac{k_0 \Delta T \delta v}{\omega - kv} (e^{qz} - e^{(k+k_0)z}) + (\delta T_s - \xi k_0 \Delta T) e^{qz}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $q$  удовлетворяет уравнению

$$q^2 - qk_0 - k^2 - \omega/\chi = 0 \quad (3)$$

с условием  $\text{Re}q > 0$ , а  $\delta T_s = \delta T_1(0) + \xi \partial T_1 / \partial z$  – модуляция температуры с учетом смещения  $\xi$  возмущенной поверхности раздела относительно  $z = 0$ .

Решение линеаризованной системы уравнений движения для пара

$$\begin{aligned} \omega \delta \rho - ik\rho \delta u_x + \rho \frac{\partial \delta u_z}{\partial z} + u \frac{\partial \delta \rho}{\partial z} &= 0, \\ \omega \delta u_x + u \frac{\partial \delta u_x}{\partial z} &= \frac{ik}{\rho} \delta p, \\ \omega \delta u_z + u \frac{\partial \delta u_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \delta p}{\partial z}, \\ \left( \omega + u \frac{\partial}{\partial z} \right) (\delta p - u_c^2 \delta \rho) &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

записывается в виде:

$$\begin{aligned} \delta p &= \sum_{i=1,2} A_i e^{-k_i z}, \quad \delta \rho = \frac{\delta p}{u_c^2} + A_3 e^{-k_3 z}, \\ \delta u_z &= \sum_{i=1,2} \frac{k_i}{\rho(\omega - k_i u)} A_i e^{-k_i z} + \frac{ku}{\omega} A_4 e^{-k_3 z}, \\ \delta u_x &= \sum_{i=1,2} \frac{ik}{\rho(\omega - k_i u)} A_i e^{-k_i z} + i A_4 e^{-k_3 z}, \end{aligned} \quad (5)$$

где волновые числа  $k_i$  с  $i = 1, 2$  и  $k_3$  определяются соотношениями:

$$k_3 = \omega/u, \quad (u_c^2 - u^2)k_i^2 + 2\omega u k_i - \omega^2 - k^2 u_c^2 = 0. \quad (6)$$

Устремляя во втором соотношении  $\text{Re} \omega$  к бесконечности, т.е. переходя к пределу мгновенного включения источника в момент времени  $t = 0$ , можно убедиться, что при дозвуковом течении одна из волн (с амплитудой  $A_1$ ) соответствует распространению от границы раздела, а другая с  $A_2$  соответствует волне, идущей из бесконечности [3]. Аналогично, сносные решения  $A_3$  и  $A_4$  также имеют направление распространения от фронта перехода к бесконечности в потоке пара. Следует отметить, что приведенные в [4] рассуждения о том, что для неустойчивого фронта пламени сносное решение должно быть отброшено в области, где возмущения нарастают от границы, являются не совсем корректным. Если следовать такой логике, то для затухающих возмущений должно быть оставлено нарастающее в пространстве решение [5]. Однако, как легко проверить, такой выбор для затухающих на фронте возмущений соответствует волне, идущей из бесконечности, и не соответствует постановке задачи. Выбор решений по

направлению распространения волны в общем случае производится, исходя из анализа дисперсионного уравнения, если устремить  $Re\omega \rightarrow \infty$ , т.е. в пределе мгновенного включения источника возмущений в начальный момент времени, что соответствует начальной постановке задачи.

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

$$\begin{aligned} \delta v_z &= \omega\xi + \delta g_1/\rho_l, & \delta u_z &= \omega\xi + \delta u, \\ \delta p_l &= \delta g_2 - 2v\delta g_1 + \sigma k^2\xi, & \delta p &= \delta(g_2 - g_1u), \\ \delta(g_1 L_{ne}) + c\rho_l\chi \left( \frac{\partial\delta T_l}{\partial z} + \xi \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \right) &= 0, & & (7) \\ \delta u_x &= \delta v_x + ik(u - v)\xi. \end{aligned}$$

Эти условия представляют собой законы сохранения потоков массы, импульса, энергии, а также условие непрерывности тангенциальной к поверхности возмущенного фронта компоненты скорости. Поток массы  $g_1$ , как и связанная с ним величина  $v = g_1/\rho_l$ , и поток импульса  $g_2$  зависят от  $T_s$  и  $M$ , причем зависимость эта определяется кинетическими процессами в кнудсеновском слое. Таким образом может быть получена однородная система из четырех уравнений относительно  $\delta v$ ,  $\xi$ ,  $\delta T_s$  и  $\delta M$ , условие разрешимости которой и определяет дисперсионное уравнение для возмущений фронта испарения [1]:

$$\det \|D_{ij}\| = 0, \quad (8)$$

в котором элементы определителя определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} D_{11} &= 1, & D_{12} &= -\omega, & D_{13} &= -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial g_1}{\partial T_s}, & D_{14} &= -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial g_1}{\partial M}, \\ D_{21} &= \rho_l(v + \omega/k), & D_{22} &= \sigma k^2, & D_{23} &= \frac{\partial g_2}{\partial T_s} - 2v \frac{\partial g_1}{\partial T_s}, & D_{24} &= \frac{\partial g_2}{\partial M} - 2v \frac{\partial g_1}{\partial M}, \\ D_{31} &= c\rho_l\chi \frac{k_0\Delta T(q - k - k_0)}{\omega - kv}, & D_{32} &= c\rho_l\chi k_0\Delta T(k_0 - q), \\ D_{33} &= c\rho_l\chi q + \frac{\partial(g_1 L_{ne})}{\partial T_s}, & D_{34} &= \frac{\partial(g_1 L_{ne})}{\partial M}, & & & (9) \\ D_{41} &= 1, & D_{42} &= \frac{\omega^2}{ku} - k(u - v), \end{aligned}$$

$$D_{43} = \frac{\omega}{ku} \frac{\partial u}{\partial T_s} - \frac{F}{\rho u} \frac{\partial (g_2 - g_1 u)}{\partial T_s}, \quad D_{44} = \frac{\omega}{ku} \frac{\partial u}{\partial M} - \frac{F}{\rho u} \frac{\partial (g_2 - g_1 u)}{\partial M},$$

где  $F = \frac{k_1 \omega - k^2 u}{k(\omega - k_1 u)}$ . Уравнение (8) приводится к алгебраическому уравнению 16 степени относительно величины  $q$ , определяемой соотношением (3).

При решении этого уравнения использовались испарительные граничные условия, определяемые следующим образом [6]. 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:  $f^{(-)} = \alpha^7 f_0(n_s, \alpha^2 T_s)$ . Потоки массы  $g_1$  и импульса  $g_2$  определяются как соответствующие моменты полной функции распределения  $f^{(+)} + f^{(-)}$ , причем параметр  $\alpha$  находится из соотношения

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

следующего из условия баланса энергии на кнудсеновском слое. Использование такой модели для получения испарительных граничных условий обеспечивает экстремальность потоков при  $M = 1$  и удобно в применении. Для численного анализа использовались следующие значения параметров:

$$\rho_l = 10 \text{ г/см}^3, \quad \chi = 0.1 \text{ см}^2/\text{с}, \quad c = 1.5 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{К}, \quad \sigma = 220 \text{ дин/см},$$

$$L = 8.8 \cdot 10^9 \text{ эрг/г}, \quad \gamma = 5/3, \quad c_p = 5k_B/2m, \quad m = 3.46 \cdot 10^{-22} \text{ г},$$

$$p_s = n_s k_B T_s = p_b \exp(\eta(1 - T_b/T_s)), \quad \eta = 10.9, \quad p_b = 10^6 \text{ дин/см}^2, \quad (11)$$

$$T_\infty = 300 \text{ К}, \quad T_b = 2023 \text{ К}.$$

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 [2]. На рис. 1 этому предельному случаю  $M \rightarrow 1$  при выбранных испарительных граничных условиях и температуре поверхности  $T_s = 1.5T_b$  соответствует кривая 1, а кривые 2–4 относятся к значениям чисел Маха  $M = 0.9; 0.7; 0.5$  соответственно. Скорости фронта испарения  $v$  в этих случаях равны 36.83 (1), 36.75 (2), 35.9 (3) и 33.1 см/с (4). На рис. 2 приведены аналогичные кривые для тех же значений  $M$  и другой температуры поверхности  $T_s = 2T_b$ . Скорости фронта испарения при этом оказываются больше: 196.2 (1), 195.8 (2), 191 (3), 176.1 см/с (4).

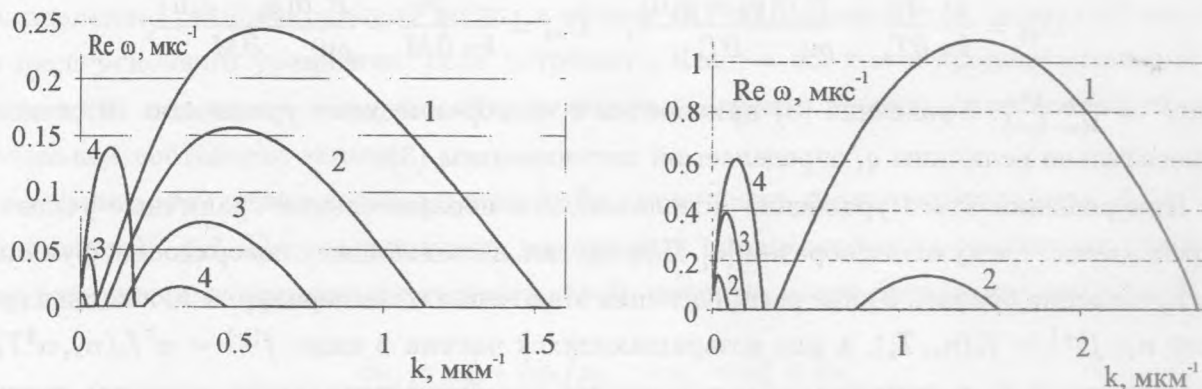


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при  $T_s = 1.5T_b$  для  $M = 0.999$  (1), 0.9 (2), 0.7 (3), 0.5 (4).

Рис. 2. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при  $T_s = 2T_b$  для  $M = 0.999$  (1), 0.9 (2), 0.7 (3), 0.5 (4).

Отметим, что при таких скоростях испарения дисперсионные кривые для случая, рассмотренного в работе [2], уже не содержат области неустойчивости. Отличия в границах области неустойчивости, а также в величине максимального инкремента в этих случаях связаны с различиями в параметрах, используемых при расчетах, и с довольно резкой зависимостью решений от этих параметров. Дальнейшее увеличение скорости испарения приводит, как и в [2], к уменьшению, а затем и исчезновению этой области неустойчивости.

Кривые 1 на рис. 1, 2 с графической точностью совпадают со случаем  $M = 1$ , когда поведение конденсированной фазы можно рассматривать отдельно от газодинамических возмущений и дисперсионное уравнение существенно упрощается [2]. При уменьшении числа Маха максимальная величина инкремента и размер области исходной неустойчивости уменьшаются. На рис. 2 кривые 3 и 4 эту область уже не содержат.

В то же время в длинноволновой части появляется и растет дополнительная область неустойчивости, связанная с газодинамическими эффектами. Дисперсионные кривые, которым соответствуют значения числа Маха 0.3 (1); 0.2 (2); 0.1 (3) приведены на рис. 3 для  $T_s = 1.5T_b$ , а на рис. 4 для  $T_s = 2T_b$  при тех же значениях  $M$ . На этих рисунках исходная область неустойчивости уже полностью отсутствует, а максимум инкремента в "газодинамической" зоне неустойчивости и ее ширина уменьшаются с уменьшением  $M$ .

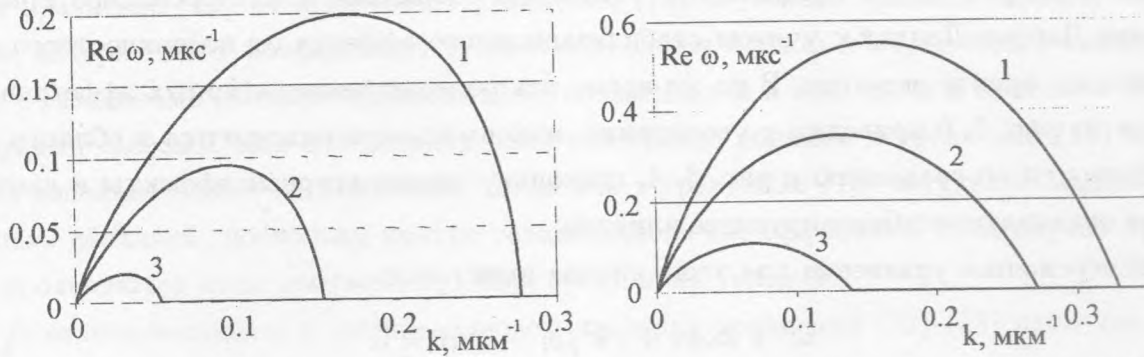


Рис. 3. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при  $T_s = 1.5T_b$  для  $M = 0.3$  (1),  $0.2$  (2),  $0.1$  (3).

Рис. 4. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при  $T_s = 2T_b$  для  $M = 0.3$  (1),  $0.2$  (2),  $0.1$  (3).

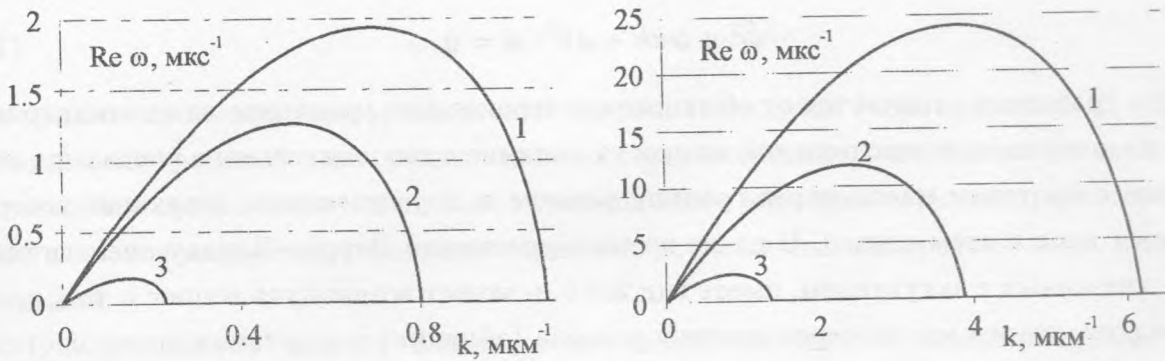


Рис. 5. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при  $T_s = 1.5T_b$ ,  $\Delta T = 0$  для  $M = 0.3$  (1),  $0.2$  (2),  $0.1$  (3).

Рис. 6. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при  $T_s = 2T_b$ ,  $\Delta T = 0$  для  $M = 0.3$  (1),  $0.2$  (2),  $0.1$  (3).

Предельный случай малых чисел Маха  $M \ll 1$  без учета температурных эффектов описывается известной задачей Даррье–Ландау [4]. В рассматриваемом нами более общем случае для перехода к этому пределу необходимо исключить влияние температурных эффектов, что достигается наложением условия постоянства температуры в невозмущенной конденсированной среде, т.е. при  $\Delta T = T_s - T_\infty = 0$ . На рис. 5, 6 приведены зависимости инкремента неустойчивости возмущений фронта перехода от волнового числа  $k$  для тех же значений  $M$  и  $T_s$ , что и на рис. 3 и 4, но при  $\Delta T = 0$ .

Кривые 3 на рис. 5, 6 с графической точностью совпадают с дисперсионной кривой в задаче Даррье–Ландау с учетом стабилизационного эффекта от поверхностного натяжения на фронте перехода. В то же время исключение температурных эффектов на кривых из рис. 5, 6 приводит к увеличению максимального инкремента и области неустойчивости по сравнению с рис. 3, 4, поскольку температурные эффекты в данном случае оказывают стабилизирующее влияние.

Дисперсионное уравнение для этого случая имеет вид:

$$\omega^2 + 2\omega kv + \sigma k^3/\rho_l - k^2 uv = 0. \quad (12)$$

Отметим, что при произвольных значениях  $M$  условие  $\Delta T = 0$  не исключает, вообще говоря, влияние температурных эффектов, поскольку модуляция числа Маха  $\delta M$  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:

$$\omega^2 + \omega kv + \sigma k^3/\rho_l = 0. \quad (13)$$

Это уравнение отличается от обычного дисперсионного уравнения для капиллярных волн на поверхности неподвижной жидкости наличием дополнительного члена  $\omega kv$ , 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  $2\omega kv$ , и может возникнуть вопрос о том, какова же роль потока массы через границу раздела (абляции) в затухании поверхностных волн на этой границе.

Отметим, что вопрос о стабилизирующем влиянии абляции неоднократно обсуждался в ряде работ по неустойчивости Рэля–Тэйлора в проблеме лазерного управляемого термоядерного синтеза [7–9]. При этом, в частности, приводились качественные соображения, поясняющие природу абляционного затухания, из которых следует, что в дисперсионном уравнении появляется член  $2\omega kv$ , т.е. скорость затухания равна  $kv$  (см., например, [7], формула (3)). Смысл этих соображений сводится к тому, что за счет абляции поверхность раздела уходит вглубь конденсированной среды за время  $\Delta t$  на величину  $v\Delta t$  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 глубь неподвижной жидкости.

Подобные соображения, однако, не могут служить основанием для количественного определения величины абляционного затухания. Прежде всего, следует иметь в виду,



что уравнение (12) отличается от уравнения (13) не только дополнительным членом  $\omega kv$ , который дает коэффициент 2, но и еще одним 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 (12) требуется дополнительное исследование, тогда как в уравнении (13) затухание обусловлено только абляцией, поскольку другие газодинамические эффекты в этом случае просто не проявляются из-за соответствующих граничных условий.

В коротковолновом и длинноволновом пределах уравнения (12)–(13) дают соответственно:

$$\omega_{1,2} = -kv \pm i\sqrt{\sigma k^3/\rho_l}, \quad k \gg \rho_l v u/\sigma,$$

$$\omega_{1,2} = -kv \pm k\sqrt{vu}, \quad k \ll \rho_l v u/\sigma, \quad (14)$$

$$\omega_{1,2} = -kv/2 \pm i\sqrt{\sigma k^3/\rho_l}, \quad k \gg \rho_l v^2/\sigma,$$

$$\omega_{1,2} = 0; -kv, \quad k \ll \rho_l v^2/\sigma. \quad (15)$$

Из этих соотношений видно, что разные предельные случаи (коротковолновый и длинноволновый пределы) дают разные значения для декремента затухания. По этой причине любые соображения о величине обусловленного абляцией затухания, в которых не учитываются конкретные значения величины  $k$ , являются, по крайней мере, недостаточными.

Что же касается "вывода" величины затухания, основанного на использовании затухающего в глубину профиля поверхностной волны на неподвижной жидкости, то в этой процедуре имеются 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 соответствующих физических величин перемещается по неподвижной жидкости. Например, температурный профиль в невозмущенной конденсированной среде содержит зависимость  $\Delta T \exp(k_0 z)$ , которая привязана к движущемуся фронту, а не к неподвижному веществу.

С учетом этого обстоятельства, приведенные в [7] рассуждения можно модифицировать следующим образом. Очевидно, что затухание экспоненциального профиля  $\sim \exp(\omega t - k|z|)$  эквивалентно его движению в сторону границы раздела со скоростью  $v_{\text{эф}}$ , которая отличается от скорости потока  $v$ . Если предположить, что величина  $v_{\text{эф}} = v - v_{\text{эф}}$ , то величина затухания соответствует коротковолновому пределу

формулы (15), а при  $v_{эф} = v$ , когда профиль скорости привязывается к неподвижному веществу, можно получить затухание, соответствующее длинноволновому пределу в (14), или коротковолновому пределу в (15). Однако подобные предположения, в свою очередь, требуют дополнительных обоснований, по существу выходящих за рамки элементарных качественных оценок. Недостаточность таких оценок связана фактически 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 рассматривается.

Существенную роль неоднородных эффектов в подобных "одномерных" оценках можно продемонстрировать также на примере неустойчивости фронта сублимации в случае объемного нагрева конденсированной фазы (см., например, [2] и цитированную там литературу). Для максимального инкремента неустойчивости такая оценка дает:  $\omega = \frac{dv}{dT_s} \left( \frac{dT}{dz} \right)_s$ . Эта формула получается при использовании следующих соотношений  $\Delta z = \Delta v \Delta t$ ,  $\Delta v = \frac{dv}{dT_s} \Delta T_s$ ,  $\Delta T_s = \left( \frac{dT}{dz} \right)_s \Delta z$ ,  $\frac{\Delta z}{\Delta t} = \omega \Delta z$ . Такой же результат получается из соответствующего дисперсионного уравнения в пределе больших  $k$  за счет теплопроводности в плоскости фронта. При исключении же этого неоднородного эффекта дисперсионное уравнение дает совершенно другое выражение для инкремента, определяющее истинно одномерную ( $k = 0$ ) неустойчивость фронта в этой задаче.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о существенном влиянии газодинамических эффектов на устойчивость фронта испарения при  $M < 1$ , которое приводит к появлению дополнительных областей неустойчивости на дисперсионных кривых, отсутствующих при  $M = 1$ . Уменьшение  $M$  сопровождается уменьшением инкрементов и сужением области неустойчивости, существовавшей при  $M = 1$  и обусловленной тепловыми и гидродинамическими эффектами в конденсированной фазе. Однако роль этих эффектов оказывается существенной и при исчезновении исходной области неустойчивости, что проявляется в их стабилизирующем влиянии на развитие неустойчивости типа Даррье–Ландау.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Карташов И. Н., Мажукин В. И., Перебейнос В. В., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 22 (1996).
- [2] Самохин А. А. Труды ИОФАН, 13, 3 (1988).

- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Физическая кинетика. М., Физматлит, 2001.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., Наука, 1988.
- [5] Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М., Наука, 1980.
- [6] Мажукин В. И., Прудковский П. А., Самохин А. А. Математическое моделирование, 5(6), 3 (1993).
- [7] Kilkenny J. D. et al. Phys. Plas, 1(5), 1379 (1994).
- [8] Velikovich A. L. et al. Phys. Plas, 5(5), 1491 (1998).
- [9] Mikaelian K. O. Phys. Rev. A, 46(10), 6621 (1992).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 4 марта 2002 г.