ЛИТЕРАТУРА

1. **Paek U. C., Runk R. B.** Physical behavior of the neck-down region during furnace drawing of silica fibers.— J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, N 8.
2. **Doremus R. H.** Glass science. N. Y.: Wiley, 1973.
3. **Зябицкий А.** Теоретические основы формования волокон. М.: Химия, 1979.
4. **Ентов В. М., Ярин А. Л.** Уравнения динамики струй капельной жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5.
5. **Ентов В. М., Кордонский В. И. и др.** Исследование распада струй реологически сложных жидкостей.— ПМТФ, 1980, № 3.
6. **Matovich M. A., Pearson J. R. A.** Spinning a molten threadline. Steady-state viscous flows.— Ind. Eng. Chem. Fund., 1969, vol. 8, N 3.
7. **Kase S.** Studies on melt spinning. IV. On the stability of melt spinning.— J. Appl. Polym. Sci., 1974, vol. 18, N 11.
8. **Евграфов М. А.** Асимптотические оценки и целые функции. М.: Наука, 1979.
9. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.

УДК 532.70 + 535.211

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКОГО ФРОНТА ВОЛНЫ ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Е. Б. Левченко, А. Л. Черняков

(Москва)

При воздействии на конденсированную среду мощного потока излучения в глубь вещества распространяется волна испарения. В тех случаях, когда толщина области перед фронтом волны, прогретой за счет теплопроводности, является малой по сравнению с характерными размерами рассматриваемой системы, вообще говоря, возможно осуществление квазистационарного режима, при котором скорость движения фронта волны определяется мгновенным значением плотности потока энергии, поглощаемой в среде. Фактически процесс разрушения материалов при достаточно больших интенсивностях потока энергии (для металлов — при $Q > 10^5$—10^6 Вт/см^2), как правило, сопровождается различными нестационарными явлениями, такими как автоколебания в потоке газа, выброс вещества в виде капель и т. п. [1], что, по-видимому, указывает на неустойчивость квазистационарного режима испарения.

В данной работе исследуется устойчивость плоского фронта волны испарения жидкости, рассматриваемого как поверхность разрыва термодинамических функций вещества. Аналогичная задача в теории медленного горения исследовалась Л. Д. Ландау [2], который открыл также механизм неустойчивости плоской волны химической реакции, связанный с развитием вихревых возмущений в потоке продуктов горения. Применительно к процессу испарения вещества мощным потоком излучения указанный механизм неустойчивости оказывается решающим для развития флуктуаций фронта с длинами волн, сравнимыми с диаметром пятна фокусировки излучения. Существенной особенностью процесса испарения, вследствие которой к последнему неприменимы непосредственно результаты, полученные в теории медленного горения [2, 3], является высокая скорость разлета паров, сравнимая со скоростью звука в газе. Учет сжимаемости паров, необходимый в этом случае, приводит к изменению как условий возникновения, так и характера развития неустойчивости плоского фронта волны испарения жидкости.

Выберем систему отсчета, в которой плоский фронт волны испарения покоится, и направим декартову ось z по нормали к фронту, так что область $z < 0$ заполнена жидкостью, а $z > 0$ — паром. В этой системе координат температурный профиль является стационарным и в отсутствие поглощения излучения в парах при поверхностном испарении имеет вид

$$T_0(z) = \begin{cases} T_{0l}(z), & z < 0, \\ T_{0g}(z) = \text{const}, & z > 0, \end{cases}$$

$$T_{0l} = T_{0S} \exp\left(\frac{v_l z}{\chi_l}\right) + \frac{Q}{\varkappa_l} \frac{e^{(v_l z/\chi_l)} - e^{\mu z}}{\mu - v_l/\chi_l},$$

где Q — плотность потока энергии; μ — коэффициент поглощения излучения; $\varkappa_l = \rho_l c_l \chi_l$ — теплопроводность; c_l, ρ_l — теплоемкость и плотность жидкости. Температура поверхности T_{0S} и скорость течения v_l определяются из закона сохранения энергии

$$-\varkappa_l \frac{dT_{0l}}{dz}\bigg|_{z=0} = \rho_l v_l\left(\Delta w_{lg} + \frac{1}{2}v_g^2 - \frac{1}{2}v_l^2\right),$$

где Δw_{lg} — изменение энтальпии при фазовом переходе жидкость — пар, и уравнения для скорости испарения

$$v_l = \dot{X}(T_{0S}),\quad \dot{X}(T_S) \equiv C_0 e^{-u/T_S},$$

где предэкспоненциальный множитель $C_0 \simeq \mathrm{const}$ по порядку величины равен скорости звука в жидкости; u — теплота испарения на атом.

Исследуем устойчивость плоского фронта волны испарения относительно малых возмущений, для чего линеаризуем уравнения Эйлера (вязкостью пренебрегаем) и теплопроводности. Считая движение газа адиабатическим, а жидкость несжимаемой, получим систему уравнений

(1а) $$z < \zeta:\quad \frac{\partial v_l'}{\partial t} + v_l\frac{\partial v_l'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_l}\nabla p_l',\quad \operatorname{div} v_l' = 0;$$

(1б) $$\frac{\partial T_l'}{\partial t} + v_l\frac{\partial T_l'}{\partial z} + v_{lz}'\frac{dT_{0l}}{dz} = \chi_l\nabla^2 T_l';$$

(2) $$z > \zeta:\quad \frac{\partial v_g'}{\partial t} + v_g\frac{\partial v_g'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_g}\nabla p_g',$$

$$\frac{\partial \rho_g'}{\partial t} + v_g\frac{\partial \rho_g'}{\partial z} + \rho_g \operatorname{div} v_g' = 0,\quad \frac{\partial S_g'}{\partial t} + v_g\frac{\partial S_g'}{\partial z} = 0,$$

где $\zeta = \zeta(x, t)$ — смещение фронта. Изменение давления пара p_g', который мы считаем идеальным газом, связано с возмущениями плотности и энтропии соотношением

(3) $$p_g'/p_g = \gamma\rho_g'/\rho_g + S_g'/c_{Vg},\quad S_g = c_{Vg}\ln\left(p_g/\rho_g^{\gamma}\right),$$

где $\gamma = c_{pg}/c_{Vg}$ — показатель адиабаты; ρ_g, p_g, S_g — невозмущенные значения плотности, давления и энтропии пара. Температура газа находится из уравнения состояния

(4) $$T_g'/T_g = p_g'/p_g - \rho_g'/\rho_g.$$

Граничными условиями к уравнениям (1)—(4) будут законы сохранения массы, импульса и энергии на фронте волны при $z = \zeta(x, t)$:

(5) $$(\rho_l - \rho_g)\frac{\partial\zeta}{\partial t} = \rho_l v_{lz}' - \rho_g v_{gz}' - \rho_g' v_g;$$

(6) $$(\rho_l v_l - \rho_g v_g)\frac{\partial\zeta}{\partial t} = g\zeta(\rho_l - \rho_g) + p_l' - p_g' + 2\rho_l v_{lz} v_{lz}' - 2\rho_g v_g v_{gz}' - \rho_g' v_g^2 - \alpha\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2};$$

(7) $$\left(\rho_l\varepsilon_l + \frac{1}{2}\rho_l v_l^2 - \rho_g\varepsilon_g - \frac{1}{2}\rho_g v_g^2\right)\frac{\partial\zeta}{\partial t} = \rho_l v_{lz}'\left(w_l + \frac{1}{2}v_l^2\right) + \rho_l v_l\left(v_l v_{lz}' + w_l'\right) - \rho_g v_{gz}'\left(w_g + \frac{1}{2}v_g^2\right) - \rho_g' v_g\left(w_g + \frac{1}{2}v_g^2\right) - \rho_g v_g\left(v_g v_{gz}' + w_g'\right) - \varkappa_l\left(\frac{\partial T_l'}{\partial z} + \zeta\frac{\partial^2 T_{0l}}{\partial z^2}\right);$$

условие равенства тангенциальных компонент скорости, следующее из непрерывности тангенциальной компоненты плотности потока импульса:

(8) $$v_{lx}' + (v_l - v_g)\frac{\partial\zeta}{\partial x} = v_{gx}',$$

а также соотношение, связывающее скорость смещения фронта волны с изменением скорости испарения жидкости:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = v'_{lz} - \dot{X}', \quad \dot{X}' = \frac{v_l u}{T_{0S}^2} T'_S. \tag{9}$$

В (5)—(9) использованы обозначения: g — ускорение силы тяжести; $\varepsilon_{l,g}$, $w_{l,g}$ — внутренняя энергия и энтальпия жидкости и газа.

Изменение температуры газа T'_g $(z = 0)$ и поверхности жидкости T'_S связаны между собой соотношением, следующим из рассмотрения кинетики процесса испарения и газодинамического режима разлета паров, которое в общем случае можно записать в виде

$$\frac{T'_S}{T_{0S}} = a \frac{T'_g}{T_g} + b \frac{\rho'_g}{\rho_g}, \tag{10}$$

где коэффициенты a и b должны определяться из решения кинетического уравнения в переходном слое. В частном случае автомодельного разлета паров, как показано в [1], $a = 1$, $b = 0$.

Используя (5), (9), (10), приведем уравнение энергии к более удобному виду

$$\frac{\chi_l}{v_l}\left(\frac{\partial T'_l}{\partial z} + \zeta \frac{d^2 T_{0l}}{dz^2}\right) + \xi_0\left(T'_l + \zeta \frac{dT_{0l}}{dz}\right) = \delta_0 T_{0S} \frac{\rho'_g}{\rho_g}, \tag{11}$$

где
$$\xi_0 \equiv \frac{u}{c_l T_{0S}^2}\left(w_g + \frac{3}{2} v_g^2 - w_l - \frac{3}{2} v_l^2\right) + \frac{c_{gp}}{c_l} \frac{T_g}{a T_{0S}} - 1;$$

$$\delta_0 \equiv \frac{b}{a} \frac{c_{pg}}{c_l} \frac{T_g}{T_{0S}} + \frac{v_g^2}{c_l T_{0S}}.$$

Будем искать решение уравнений (1)—(4) в виде

$$v'_{l,g},\ p'_{l,g},\ \zeta,\ \rho'_g \sim e^{ikx+\Omega t}.$$

Выражения для скорости и давления жидкости получим из (1), опуская общую экспоненту $e^{ikx+\Omega t}$:

$$v'_{lx} = ik\varphi_l e^{kz}, \quad v'_{lz} = k\varphi_l e^{kz}, \tag{12}$$
$$p'_l = -\rho_l(kv_l + \Omega)\,\varphi_l e^{kz}.$$

Из (1б) получим выражение для температуры жидкости, подставляя которое в (11), найдем температуру поверхности $T'_S = T_l(0) + \zeta \frac{dT_{0l}}{dz}$:

$$T'_S = \widetilde{T}'_S + \frac{\rho'_g}{\rho_g} \frac{\delta_0 T_{0S}}{\xi_0 + \chi_l \lambda_1 / v_l}, \tag{13}$$

$$\widetilde{T}_S = \zeta_0 \left\{\frac{\mu^2 Q}{\varkappa_l} F(\mu) + \frac{\lambda_1 \frac{dT_{0l}}{dz} - \frac{d^2 T_{0l}}{dz^2}}{\lambda_1 + \xi_0 v_l/\chi_l}\right\} + \frac{k\varphi_l}{\chi_l}\left\{\frac{T_{0S} v_l}{\chi_l} F\left(k + \frac{v_l}{\chi_l}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{\mu Q\left(F(\mu + k) - F\left(k + v_l \chi_l^{-1}\right)\right)}{\varkappa_l\left(v_l \chi_l^{-1} - \mu\right)}\right\},$$

где введена функция

$$F(t) = \left(t^2 + \frac{v_l t}{\chi_l} - k^2 - \frac{\Omega}{\chi_l}\right)^{-1}\left(1 - \frac{t + v_l \xi_0/\chi_l}{\lambda_1 + v_l \xi_0/\chi_l}\right),$$

$$\lambda_1 \equiv \frac{v_l}{2\chi_l} + \sqrt{\frac{v_l^2}{4\chi_l^2} + k^2 + \frac{\Omega}{\chi_l}}.$$

Решая уравнения для паров (2), получим

(14) $$\frac{\rho_g'}{\rho_g} = De^{-\lambda_3 z} - \frac{1}{\gamma} Ce^{-\lambda_2 z}, \quad \frac{p_g'}{p_g} = \gamma De^{-\lambda_3 z},$$

$$\frac{T_g'}{T_g} = (\gamma - 1) De^{-\lambda_3 z} + \frac{1}{\gamma} Ce^{-\lambda_2 z},$$

$$v_{gx}' = -ik \frac{\Omega - \lambda_3 v_g}{\lambda_3^2 - k^2} De^{-\lambda_3 z} + \lambda_2 Ae^{-\lambda_2 z},$$

$$v_{gz}' = \lambda_3 \frac{\Omega - \lambda_3 v_g}{\lambda_3^2 - k^2} De^{-\lambda_3 z} + ikAe^{-\lambda_2 z},$$

где $$\lambda_2 \equiv \Omega / v_g; \; \lambda_3 \equiv \frac{-\Omega v_g \pm c_S \sqrt{(c_S^2 - v_g^2) k^2 + \Omega^2}}{c_S^2 - v_g^2};$$

$$c_S^2 \equiv \gamma p_g / \rho_g.$$

Знак перед корнем выбирается из условия убывания решений при $z \to \infty$. Подставляя выражения для ρ_g', T_g' и T_S' в (10), выразим коэффициент C через D и T_S:

(15) $$C = -\gamma \left\{ -\frac{\tilde{T}_S}{(a-b) T_{0S}} + \frac{a(\gamma - 1) + b}{a - b} D \right\}.$$

При получении (15) предполагалось, что $\xi_0 \sim u^2 / T_S^2 \gg 1$, при этом в выражении для T_s' (13) можно пренебречь слагаемым, пропорциональным ρ_g'.

Подставляя (12)—(14) в граничные условия (5), (6), (8), (9), получим систему линейных алгебраических уравнений

(16) $$\Omega \zeta_0 (\rho_l - \rho_g) = k \varphi_l \rho_l - \rho_g \left(\lambda_3 \frac{\Omega - \lambda_3 v_g}{\lambda_3^2 - k^2} D + ikA \right) +$$
$$+ \frac{v_g}{a - b} \frac{\tilde{T}_S}{T_{0S}} - \frac{a \gamma v_g}{a - b} D;$$

(17) $$(\Omega - k v_l) \rho_l \varphi_l + (\rho_l - \rho_g) g \zeta_0 + \alpha k^2 \zeta_0 = 2 \rho_l v_l \times$$
$$\times \left(-ikA + \lambda_3 \frac{\lambda_3 v_g - \Omega}{\lambda_3^2 - k^2} D \right) + \frac{\rho_l v_l v_g}{a - b} \frac{\tilde{T}_S}{T_{0S}};$$

(18) $$ik\varphi_l + ik (v_l - v_g) \zeta_0 = ik \frac{-\Omega + \lambda_3 v_g}{\lambda_3^2 - k^2} D + \lambda_2 A;$$

(19) $$\Omega \zeta_0 = k \varphi_l - v_l \frac{u}{T_{0S}^2} \tilde{T}_S.$$

Исключая коэффициенты A и D из (16), (18) и подставляя их в (17), получим

(20) $$\left\{ \Omega - k v_l - 2 k v_l \frac{k}{\lambda_2} + k v_l f(\lambda_3) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} + \frac{k^2}{\lambda_2} \right) \right\} k \varphi_l +$$
$$+ \left\{ \omega_0^2 + 2 k^2 v_l (v_g - v_l) \frac{k}{\lambda_2} - k v_l \left[\Omega \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) + \right. \right.$$
$$\left. \left. + \frac{k^2}{\lambda_2} (v_g - v_l) \right] f(\lambda_3) \right\} \zeta_0 = 0,$$

где $$\omega_0^2 = \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) gk + \frac{\alpha}{\rho_l} k^3;$$

$$f(\lambda_3) \equiv \left[2 \frac{(\lambda_3 - k^2 \lambda_2^{-1})(\lambda_3 - \lambda_2)}{\lambda_3^2 - k^2} - \frac{a\gamma}{a - b} - \frac{c_S^2}{v_g^2} \right] \times$$

$$\times\left[\frac{\left(\lambda_3 - k^2\lambda_2^{-1}\right)(\lambda_3 - \lambda_2)}{\lambda_3^2 - k^2} - \frac{\gamma a}{a-b}\right]^{-1}.$$

Условие совместности системы уравнений (19), (20) определяет зависимость инкремента Ω от волнового числа k возмущения.

Рассмотрим сначала предельный случай, когда последним слагаемым в правой части (19) можно пренебречь. Подставляя в (20) $\Omega\zeta_0 = k\varphi_l$, получаем дисперсионное уравнение

$$(21)\qquad \Omega^3 + \Omega^2 kv_l\,(f(\lambda_3) - 1) + \Omega\left(\omega_0^2 + k^2 v_l v_g\,(f(\lambda_3) - 2)\right) + \\ + k^3 v_l v_g\,(v_g - v_l)(2 - f(\lambda_3)) = 0.$$

Это уравнение существенно упрощается в предельных случаях $v_g \ll cs$, $v_g = c_S$, $v_g \gg c_S$. При дозвуковом режиме течения паров функция $f(\lambda_3)$ приближенно равна $f \simeq 2 + \Omega/kv_g$ и (21) приводится к виду [2]

$$\Omega^2\left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) + 2\Omega kv_l + \omega_0^2 - k^2 v_l\,(v_g - v_l) = 0.$$

При $kv_g(v_l/v_g)^{1/2} > \omega_0(k)$ возникает апериодическая неустойчивость плоского фронта волны испарения. Если $kv_g(v_l/v_g)^{1/2} \gg \omega_0(k)$, то инкремент неустойчивости равен

$$\Omega = kv_g(v_l/v_g)^{1/2}.$$

При автомодельном режиме разлета паров выполнено условие $v_g = c_S$. В этом случае $f(\lambda_3) \equiv f_0 = ((3 + \gamma)a - 3b)(a(1 + \gamma) - b)^{-1}$ (в дальнейшем предполагаем $a > b$) и дисперсионное уравнение приводится к виду

$$(22)\qquad \Phi(\Omega) \equiv \Omega^3 + \Omega^2 kv_l\,(f_0 - 1) + \Omega\left(\omega_0^2 - k^2 v_l v_g\,(2 - f_0)\right) + \\ + k^3 v_g v_l\,(v_g - v_l)(2 - f_0) = 0.$$

Это уравнение имеет корни с $\operatorname{Re}\Omega > 0$ при выполнении условия

$$k^2 v_g\,(v_g - v_l)\,\frac{2 - f_0}{f_0 - 1} > \omega_0^2 - k^2 v_l v_g\,(2 - f_0).$$

При $\omega_0(k) \ll (2 - f_0)^{1/3} kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$ имеем

$$(23)\qquad \Omega_1 = -kv_g(v_l(2 - f_0)/v_g)^{1/3},$$

$$\Omega_{2,3} = \left(\pm i\,\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{1}{2}\right) kv_g\,(v_l\,(2 - f_0)/v_g)^{1/3}.$$

При $\omega_0 \to \infty$ выражения для корней имеют вид

$$(24)\qquad \Omega_1 = -(2 - f_0)\,\frac{k^3 v_g^2 v_l}{\omega_0^2},$$

$$\Omega_{2,3} = \pm\, i\omega_0\left[1 - (2 - f_0)\,\frac{v_l v_g k^2}{2\omega_0^2}\right] + kv_l\left[\frac{1 - f_0}{2} + (2 - f_0)\,\frac{k^2 v_g^2}{2\omega_0^2}\right].$$

Таким образом, в отличие от случая дозвукового режима течения паров при $v_g = c_S$ плоский фронт волны испарения оказывается абсолютно неустойчивым, поскольку, например, в лазерных экспериментах всегда выполнено условие $v_g \gg \min\,(w_0(k)/k)$. Инкремент неустойчивости при малых $\omega_0(k)$ по порядку величины равен $\operatorname{Re}\Omega \sim kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$ и превышает инкремент для несжимаемой жидкости.

При существенно сверхзвуковом режиме течения газа имеем

$$f(\lambda_3) = \left(\pm\,\frac{2ikc_S}{\Omega} - \frac{a\gamma}{a-b}\right)\left(\pm\, i\,\frac{kc_S}{\Omega} - \frac{a\gamma}{a-b}\right)^{-1}.$$

Знаки $+$ и $-$ соответствуют двум различным значениям корня в выражении для λ_3 (14). Для определенности выберем знак $+$. При другом выборе знака для Ω получается комплексно-сопряженное выражение. В случае $\Omega < kc_S$ $f(\lambda_3) \simeq 2 - \frac{ia\gamma}{a-b}\frac{\Omega}{kc_S}$, и из (22) получаем

$$\Omega^2 - i\Omega \frac{kv_l v_g}{c_S}\frac{\gamma a}{a-b} + \omega_0^2(k) + i\frac{k^2 v_g^2 v_l}{c_S}\frac{a\gamma}{a-b} = 0.$$

Это уравнение всегда имеет корень $\mathrm{Re}\,\Omega > 0$. При $\omega_0 \ll kv_g(v_l/c_S)^{1/2}$ инкремент неустойчивости равен $\mathrm{Re}\,\Omega = kv_g\left(\frac{v_l}{2c_S}\frac{\gamma a}{a-b}\right)^{1/2}$, что также превышает инкремент в несжимаемой жидкости. Полученное выражение справедливо при условии $c_S^2/v_l \gg v_g \gg c_S$. В другом предельном случае $v_g \gg c_S^2/v_l$ $f(\lambda_3) \simeq 1$, и дисперсионное уравнение приводится к виду

$$\Omega^3 + \Omega\left(\omega_0^2 - k^2 v_l v_g\right) + k^3 v_l v_g^2 = 0.$$

Инкремент неустойчивости в этом случае при $\omega_0 \ll kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$ равен $\mathrm{Re}\,\Omega = (1/2)kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$.

Таким образом, видно, что при скоростях истечения паров, сравнимых со скоростью звука, плоский фронт волны испарения оказывается абсолютно неустойчивым.

Исследуем влияние температурных возмущений в жидкости для случая автомодельного разлета паров, когда $v_g = c_S$. Рассматривая слагаемое с $\widetilde{T}_S$ в (19) как малую добавку, найдем поправки к собственным частотам системы. Подставляя в (19), (20) $\Omega = \Omega_0 + \delta$, получим

$$\delta \frac{d\Phi}{d\Omega}\Big|_{\Omega_0} = -\frac{v_l u}{T_{0S}}\Bigg\{\frac{\mu^2 Q}{\varkappa_l}F(\mu) + \tag{25}$$
$$+ \frac{\lambda_1 \frac{dT_{0l}}{dz} - \frac{d^2T_{0l}}{dz^2}}{\lambda_1 + \xi_0 v_l/\gamma_l} + \frac{\Omega}{\chi_l}\Bigg[\frac{T_{0S}v_l}{\chi_l}F\left(k + \frac{v_l}{\chi_l}\right) +$$
$$+ \frac{\mu Q\left(F(\mu + k) - F\left(k + \frac{v_l}{\chi_l}\right)\right)}{\varkappa_l(v_l/\chi_l - \mu)}\Bigg]\Bigg\} \times$$
$$\times \left(\Omega_0 - kv_l - 2kv_l\frac{kv_g}{\Omega_0} + kv_l f_0\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} + \frac{kv_g}{\Omega_0}\right)\right).$$

В предельном случае поверхностного поглощения при $\mu \gg \sqrt{\Omega_0/\chi_l}$, $v_l u^2/\chi_l T_{0S}^2$ выражение (25) упрощается. При $kv_g \gg |\Omega_0| \gg kv_l$ из (25) получаем

$$\delta = -\frac{v_l^2 u}{\chi_l T_{0S}}\left(\frac{d\Phi(\Omega_0)}{d\Omega}\right)^{-1}\frac{k^2\Omega_0 v_g f_0}{\lambda_1 + \xi_0 v_l/\chi_l}. \tag{26}$$

При $\omega_0 \ll |\Omega_0| \sim kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$ Ω_0 дается (23), условие малости температурных добавок $\delta \ll |\Omega_0|$ имеет вид

$$\left(\frac{v_g}{v_l}\right)^{1/3} \gg \frac{u}{T_{0S}}\frac{1}{\xi_0 + (\chi_l|\Omega_0|)^{1/2}/v_l},$$

которое заведомо выполняется в рассматриваемых условиях испарения жидкости мощным потоком излучения.

В противоположном предельном случае, когда $i\Omega_0 \simeq \omega_0 \gg kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$, из (26) получаем

$$\delta = -\frac{u}{T_{0S}}\frac{ik^2 v_g v_l f_0}{\omega_0\left(\xi_0 + (-i\omega_0\chi_l/v_l^2)^{1/2}\right)}. \tag{27}$$

При $\xi_0 \ll (\chi_l \omega_0 / v_l^2)^{1/2}$ это выражение с точностью до множителя f_0 совпадает с выражением для инкремента неустойчивости капиллярных волн, полученным в [4]. Полное выражение для собственной частоты дается суммой выражений (24) и (27).

Полученные выше результаты свидетельствуют о важности учета динамики паров. Способ описания области фазового перехода как гидродинамического разрыва справедлив при рассмотрении возмущений с длинами волн, существенно большими толщины переходной области, т. е. при $kl \sim kav_g/v_l \ll 1$, где l — длина свободного пробега частиц в газе, a — величина порядка межатомного расстояния в жидкости. При $kl \gtrsim 1$ для описания динамики паров необходимо использовать кинетическое уравнение. Кроме того, при рассмотрении коротковолновых возмущений необходимо учитывать вязкое затухание в жидкости, так как условие $\nu k^2 \ll \omega_0$ может нарушаться.

В области больших потоков энергии, когда $u^2 v_l^2 / T_{0S}^2 \chi_l \gg \omega_0$, $kv_g(v_l/v_g)^{1/3}$, все гидродинамические движения становятся несущественными, и дисперсионное уравнение приводится к виду

$$\Omega + \frac{v_l u}{T_{0S}} \left\{ \frac{\mu^2 Q}{\varkappa_l} F(\mu) + \frac{\lambda_1 \dfrac{dT_{0l}}{dz} - \dfrac{d^2 T_{0l}}{dz^2}}{\lambda_1 + \xi_0 v_l / \chi_l} \right\} = 0, \tag{28}$$

исследованному в [5], где показано, что при $Q > Q_{пор}$ (28) имеет решение с $\Omega > 0$, причем максимальный инкремент неустойчивости достигается при $k \gtrsim \mu$ и по порядку величины равен $\Omega_{max} \sim v_l^2 u^2 / \chi_l T_{0S}^2$.

Таким образом, основным механизмом, приводящим к неустойчивости плоского фронта волны испарения жидкости в длинноволновой области спектра, является предложенный Ландау механизм, связанный с вихревым характером движения паров. В отличие от теории медленного горения в волне испарения при скоростях истечения паров, близких к звуковым, развитие неустойчивости возможно при любых плотностях потока энергии и не имеет чисто апериодического характера.

Развитие неустойчивости может приводить к ряду физических явлений, уже обсуждавшихся в [3—6]. В частности, рассмотренная в данной работе гидродинамическая неустойчивость может приводить к деформации поверхности жидкости под лучом лазера. Аналогия с теорией медленного горения, по-видимому, может оказаться полезной и при рассмотрении других вопросов, связанных с процессом испарения конденсированных сред мощным потоком излучения. Так, форма каверны при так называемом «кинжальном» проплавлении металлов [7] с этой точки зрения оказывается аналогичной форме стационарного пламени в трубе [3].

Авторы выражают благодарность А. А. Веденову за постоянное внимание к работе и С. И. Анисимову за обсуждение и полезные замечания.

Поступила 10 II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.** Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
2. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953.
3. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
4. **Самохин А. А.** О гидродинамических возмущениях поверхности жидкости в условиях развитого испарения.— В сб.: Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН СССР, 1980, № 8.
5. **Анисимов С. И., Трибельский М. И., Эпельбаум Я. Г.** Неустойчивость плоского фронта испарения при взаимодействии лазерного излучения с веществом.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 4.
6. **Левченко Е. Б., Черняков А. Л.** Неустойчивость поверхностных волн в неоднородно нагретой жидкости.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 1.
7. **Бункин Ф. В., Трибельский М. И.** Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью.— УФН, 1980, т. 130, № 2.