

УДК 532.5.013.4:536.24

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО ДВИЖЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА СОРЕ

Е. А. Рябицкий

Институт вычислительного моделирования СО РАН, 660036 Красноярск

E-mail: evgeny_ry@mail.ru

Исследована устойчивость термокапиллярного движения в двухкомпонентной жидкости с учетом эффекта термодиффузии. Получено явное выражение для построения нейтральных чисел Марангони в предположении монотонности возмущений. Рассмотрено влияние на потерю устойчивости движения основных механизмов неустойчивости: термокапиллярного и гидродинамического. Показано, что плоские возмущения наиболее опасны при потере устойчивости возвратного движения.

Ключевые слова: устойчивость, термокапиллярное движение, термодиффузия, число Марангони, нейтральная кривая.

При исследовании влияния термокапиллярного эффекта на поведение жидкости со свободной поверхностью в задачах тепло- и массообмена, как правило, основное внимание уделяют нахождению условий, при которых происходит потеря устойчивости равновесия и в жидкости возникает движение [1–4]. Значительно менее изучена устойчивость подобных движений, индуцированных наличием термокапиллярных сил. Исследования в этом направлении были начаты в [5] и продолжены в [6, 7]. В этих работах рассматривалась устойчивость термокапиллярного движения плоского слоя однородной жидкости, возникающего под действием продольного градиента температуры. Были получены два решения: линейное и квадратичное, которые исследовались на устойчивость в предположении жесткой [6] и деформируемой [7] свободной поверхности.

В данной работе исследовалась устойчивость термокапиллярного течения в двухкомпонентной жидкости для недеформируемой свободной границы с учетом эффекта термодиффузии (эффекта Соре).

1. Рассмотрим плоский слой вязкой теплопроводной жидкости при отсутствии массовых сил. Пусть на свободной поверхности сосредоточены поверхностно-активные вещества (ПАВ) с поверхностной концентрацией $\Gamma(t, x, y)$. Уравнения Навье — Стокса, конвективного теплообмена и концентрации примеси с учетом эффекта термодиффузии запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla p &= \nu \Delta \mathbf{u}, & \operatorname{div} \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{d\theta}{dt} &= \chi \Delta \theta, & \frac{dc}{dt} &= D \Delta \left(c + \frac{k_T}{\theta_m} \theta \right). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $\mathbf{u} = (u, v, w)$ — вектор скорости жидкости; p — давление; θ — температура; c — концентрация примеси; ν , χ — кинетическая вязкость и температуропроводность; ρ — плот-

ность; D — коэффициент диффузии; $k_T D$ — коэффициент термодиффузии; θ_m — некоторая средняя температура.

Предположим, что процессами переноса в газе вне жидкости можно пренебречь. Пусть p_1, θ_1 — заданные давление и температура газа на свободной поверхности L . Тогда на L должны быть выполнены условия

$$\begin{aligned} (p_1 - p)I\mathbf{n} + 2\rho\nu D(\mathbf{u}) &= 2\sigma H\mathbf{n} + \nabla_\tau \sigma, \\ \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{n}} + \beta(\theta - \theta_1) + Q &= 0, \quad f_t + \mathbf{u}\nabla f = 0. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь \mathbf{n} — вектор внешней нормали к L ; H — средняя кривизна свободной поверхности; I — единичный тензор; $\nabla_\tau = \nabla - (\mathbf{n}\nabla)\mathbf{n}$ обозначает поверхностный градиент; λ, β — теплопроводность и коэффициент межфазного теплообмена; Q — поток тепла через свободную поверхность; $f(x, t) = 0$ — уравнение свободной поверхности L .

Предположим, что через твердую поверхность нет потока вещества и условия для скорости и концентрации примеси имеют вид

$$u = 0, \quad \frac{\partial c}{\partial \mathbf{n}} + \frac{k_T}{\theta_m} \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{n}} = 0. \quad (1.3)$$

Пусть изменение коэффициента поверхностного натяжения линейно зависит от температуры и концентрации ПАВ:

$$\sigma = \sigma_0 - \alpha(\theta - \theta_0) - \gamma(\Gamma - \Gamma_0).$$

Поместим начало координат на твердую поверхность так, что оси x, y направлены горизонтально, а ось z — вертикально вверх. Уравнения твердой и свободной границ: $z = 0, z = l$ соответственно. Перенос ПАВ вдоль свободной границы описывается уравнением

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u\Gamma) + \frac{\partial}{\partial y} (v\Gamma) - D_s \left(\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial y^2} \right) = j_n, \quad (1.4)$$

где u, v — компоненты вектора скорости жидкости на поверхности; D_s — коэффициент поверхностной диффузии ПАВ; j_n — поток вещества с поверхности в объемную фазу.

Величина потока j_n определяется процессами переноса ПАВ в глубь жидкости и с учетом термодиффузии может быть записана в виде

$$j_n = -D \left(\frac{\partial c}{\partial z} + \frac{k_T}{\theta_m} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (z = l). \quad (1.5)$$

Здесь c — концентрация растворенного ПАВ в жидкости.

С другой стороны, обмен веществом между поверхностью и жидкостью происходит за счет процесса адсорбции-десорбции, и величина потока равна

$$j_n = K_A c - K_D \Gamma \quad (z = l), \quad (1.6)$$

где K_A и K_D — коэффициенты адсорбции и десорбции соответственно.

Пусть на свободной поверхности заданы ПАВ с постоянной концентрацией $\Gamma = \Gamma_0$. Рассмотрим случай, когда вдоль свободной границы имеется перепад температур с градиентом $\theta_x|_{z=l} = -A$.

Проведем обезразмеривание. Возьмем в качестве характерных величин: температуры — $A\nu/\chi$, скорости — ν/l , давления — $\rho\nu^2/l^2$, длины — l , времени — l^2/ν , концентрации ПАВ — Γ_0 , примеси — $K_D \Gamma_0 / K_A$.

Решение задачи (1.1)–(1.6) ищем в виде

$$u = u(\xi), \quad v = w = 0, \quad \theta = \theta(x, \xi), \quad c = c(\xi), \quad \Gamma = \Gamma_0.$$

Тогда уравнения движения примут следующий вид:

$$-p_x + u_{\xi\xi} = 0, \quad -p_y = 0, \quad -p_{\xi} = 0, \quad (1.7)$$

$$\text{Pr}^{-1} \theta_{\xi\xi} = u\theta_x, \quad c_{\xi\xi} + \text{Sr}(\theta_{xx} + \theta_{\xi\xi}) = 0;$$

$$\xi = 0: \quad u = 0, \quad \theta_{\xi} = 0, \quad c_{\xi} = 0; \quad (1.8)$$

$$\xi = 1: \quad u_{\xi} = -M\theta_x, \quad p - p_1 = 0, \quad \theta_{\xi} + \text{Bi}(\theta - \theta_1) + Q = 0, \quad (1.9)$$

$$c_{\xi} + \text{Sr}\theta_{\xi} = 0, \quad c_{\xi} + \text{Sr}\theta_{\xi} = -D_2(c - \Gamma),$$

где

$$\xi = \frac{z}{l}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}, \quad D_0 = \frac{D_s}{\nu}, \quad M = \frac{\alpha Al^2}{\rho\nu\chi}, \quad \text{Bi} = \frac{\beta l}{\lambda},$$

$$M_c = \frac{\gamma\Gamma_0 l}{\rho\nu^2}, \quad \text{Sc} = \frac{\nu}{D}, \quad \text{Sr} = \frac{k_T K_A \nu}{K_D \Gamma_0 \chi}, \quad D_1 = \frac{DlK_D}{K_A \nu}, \quad D_2 = \frac{lK_A}{D}.$$

Здесь Pr — число Прандтля; M — число Марангони; Bi — число Био; M_c — концентрационное число Марангони; Sc — число Шмидта; Sr — число Соре; через x и y обозначены уже безразмерные координаты.

Решение задачи (1.7)–(1.9), удовлетворяющее условию замкнутости потока, имеет вид

$$u_0 = \frac{M \text{Pr}^{-1}}{2} \left(\frac{3}{2} \xi^2 - \xi \right), \quad p_{0x} = \frac{3}{2} M \text{Pr}^{-1},$$

$$\theta_0 = -\frac{M \text{Pr}^{-1}}{12} \left(\frac{3\xi^4 + 1}{4} - \xi^3 \right) - x \text{Pr}^{-1}, \quad c_0 = \frac{\text{Sr} M \text{Pr}^{-1}}{12} \left(\frac{3\xi^4 + 1}{4} - \xi^3 \right) + \Gamma_0. \quad (1.10)$$

Заметим, что система (1.7)–(1.9) имеет также сдвиговое решение (типа Куэтта), но его рассматривать не будем.

Исследуем устойчивость квадратичного или, как его еще называют, возвратного течения (1.10). При отсутствии ПАВ и объемной концентрации устойчивость аналога решения (1.10) изучена в [6].

Ограничимся в дальнейшем рассмотрением только термокапиллярной неустойчивости, без учета поверхностных волн. Предположим, что свободная поверхность недеформируемая.

Ищем решение задачи (1.1)–(1.6) в виде $u = u_0 + U$, $v = V$, $w = W$, $p = p_0 + P$, $\theta = \theta_0 + T$, $c = c_0 + S$, $\Gamma = \Gamma_0 + G$. Здесь U , V , W — возмущения вектора скорости, P — давления, T — температуры, S — объемной концентрации, G — поверхностной концентрации. Считаем, что возмущенные величины имеют вид

$$(U, V, W, P, T, S, G) = (U(\xi), V(\xi), W(\xi), P(\xi), T(\xi), S(\xi), G) \exp[i(\alpha x + \beta y - C\tau)], \quad (1.11)$$

где α , β — волновые числа по направлениям x , y соответственно; τ — безразмерное время; $C = C_r + iC_i$ — комплексный декремент.

После подстановки (1.11) в уравнения (1.1)–(1.6) система уравнений для возмущений примет вид [8]

$$U_{\xi\xi} + a_1 U = i\alpha P + u_{0\xi} W, \quad V_{\xi\xi} + a_1 V = i\beta P, \quad W_{\xi\xi} + a_1 W = P_{\xi},$$

$$i\alpha U + i\beta V + W_{\xi} = 0, \quad T_{\xi\xi} + a_2 T = \text{Pr}\theta_{0x} U + \text{Pr}\theta_{0\xi} W, \quad (1.12)$$

$$S_{\xi\xi} + a_3 T = \text{Sc} C_{0\xi} W - \text{Sr}(T_{\xi\xi} - (\alpha^2 + \beta^2)T),$$

где $a_1 = -(\alpha^2 + \beta^2) - i\alpha u_0 + iC$; $a_2 = -(\alpha^2 + \beta^2) - i\alpha \text{Pr} u_0 + i\text{Pr} C$; $a_3 = -(\alpha^2 + \beta^2) - i\alpha \text{Sc} u_0 + i\text{Sc} C$;

$$\xi = 0: \quad U = V = W = T_{\xi} = S_{\xi} = 0; \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned}
 \xi = 1: \quad & U_\xi + i\alpha W = -i\alpha M T - i\alpha M_c G, \quad V_\xi + i\beta W = -i\beta M T - i\beta M_c G, \\
 & W = 0, \quad T_\xi + \text{Bi} T = 0, \\
 & [-iC + D_0(\alpha^2 + \beta^2) + i\alpha u_0]G + i\alpha U + i\beta V = -D_1(S_\xi + \text{Sr} T_\xi), \\
 & S_\xi + \text{Sr} T_\xi = -D_2(S - G).
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

2. Рассмотрим случай монотонных возмущений ($C_r = 0$). Предположим, что возмущения плоские ($\alpha = 0$) и ограничимся построением нейтральных кривых ($C_i = 0$).

В этом случае задача (1.11)–(1.13) существенно упрощается и имеет вид

$$\begin{aligned}
 U_{\xi\xi} - \beta^2 U &= u_{0\xi} W, \quad V_{\xi\xi} - \beta^2 V = i\beta P, \\
 W_{\xi\xi} - \beta^2 W &= \text{Pr}_\xi, \quad i\beta V + W_\xi = 0, \\
 T_{\xi\xi} - \beta^2 T &= \text{Pr} \theta_{0x} U + \text{Pr} \theta_{0\xi} W, \\
 S_{\xi\xi} - \beta^2 S &= (\text{Sc} C_{0\xi} - \text{Sr} \text{Pr} \theta_{0\xi}) W - \text{Sr} \text{Pr} \theta_{0x} U;
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\xi = 0: \quad U = V = W = T_\xi = S_\xi = 0; \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned}
 \xi = 1: \quad & U_\xi = 0, \quad W = 0, \quad V_\xi = -i\beta M T - i\beta M_c G, \quad T_\xi + \text{Bi} T = 0, \\
 & D_0 \beta^2 G + i\beta V = -D_1(S_\xi + \text{Sr} T_\xi), \quad S_\xi + \text{Sr} T_\xi = -D_2(S - G).
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Решив систему (2.1) и потребовав удовлетворения граничных условий (2.2), (2.3), получаем уравнение, решение которого дает явное выражение для нейтральных чисел Марангони в случае плоских монотонных возмущений:

$$\begin{aligned}
 & M^2 \left\{ -\frac{A_1}{32 \text{Pr} \beta^3} - \frac{A_2}{32\beta} + \frac{\text{ch} \beta}{\beta \text{sh} \beta + \text{Bi} \text{ch} \beta} \left[\frac{1}{16 \text{Pr} \beta^2} \left(A_3 + \frac{\text{Bi}}{2\beta} A_1 \right) + \frac{1}{8\beta} \left(A_4 + \frac{\text{Bi}}{4} A_2 \right) \right] - \right. \\
 & \left. - A_5 \frac{\beta}{\beta \text{sh} \beta + \text{Bi} \text{ch} \beta} \right\} + M \left\{ -\frac{M_c D_1 D_2 \text{Sr}}{A_6} A_7 - \frac{D_1 D_2 \text{ch} \beta M_c}{\beta A_6} \left[\frac{\text{Sr} \beta \text{sh} \beta}{\beta \text{sh} \beta + \text{Bi} \text{ch} \beta} \times \right. \right. \\
 & \times \left(\frac{1}{16 \text{Pr} \beta^2} \left(A_3 + \frac{\text{Bi}}{2\beta} A_1 \right) + \frac{1}{8\beta} \left(A_4 + \frac{\text{Bi}}{4} A_2 \right) \right) + \frac{\text{Sr} \text{Sc}}{8 \text{Pr} \beta} A_4 \left. \right] - A_5 \frac{D_1 D_2 \text{Bi} M_c \text{ch} \beta \text{Sr}}{A_6 (\beta \text{sh} \beta + \text{Bi} \text{ch} \beta)} + \\
 & + \frac{D_1 D_2 M_c \text{sh} \beta \text{Sr}}{A_6} \left(\frac{1}{32 \text{Pr} \beta^3} A_1 + \frac{1 + \text{Sc} \text{Pr}^{-1}}{32\beta} A_2 \right) \left. \right\} + \\
 & + \frac{1}{\beta^2} \left(\text{ch} \beta - \frac{\beta}{\text{sh} \beta} \right) + \frac{M_c (\beta \text{sh} \beta + D_2 \text{ch} \beta)}{2\beta A_6} \left(\frac{\text{sh} \beta}{\beta} - \frac{\beta}{\text{sh} \beta} \right) = 0, \tag{2.4}
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 A_1 &= -\frac{15 \text{ch} \beta}{2\beta^3} - \frac{5 \text{sh} \beta}{6} + \frac{15 \text{ch}^2 \beta}{2\beta^2 \text{sh} \beta} + \frac{2 + \text{ch}^2 \beta}{\text{sh} \beta} - \frac{8 \text{sh} \beta}{\beta^2}; \\
 A_2 &= \frac{3 \text{ch} \beta}{\beta^5} + \frac{\text{ch} \beta}{15\beta} - \frac{3}{\beta^4 \text{sh} \beta} + \frac{1}{10 \text{sh} \beta} - \frac{1}{2\beta^2 \text{sh} \beta}; \\
 A_3 &= -\frac{15 \text{ch} \beta}{4\beta^4} + \frac{\text{sh} \beta}{4\beta^3} + \frac{\text{ch} \beta}{12} + \frac{\beta \text{sh} \beta}{12} + \frac{7 \text{ch} \beta}{4\beta^2} + \frac{9}{4\beta^3 \text{sh} \beta} - \frac{\beta \text{sh}^2 \beta}{12 \text{sh} \beta} + \\
 & + \frac{1}{4\beta \text{sh} \beta} + \frac{1}{\beta \text{sh} \beta} + \frac{3 \text{ch}^2 \beta}{2\beta^3 \text{sh} \beta} + \frac{1}{\text{ch} \beta} - \frac{2 \text{sh}^2 \beta}{\beta^2 \text{ch} \beta} - \frac{7 \text{sh} \beta}{2\beta^3}; \\
 A_4 &= \frac{3 \text{ch} \beta}{4\beta^5} + \frac{\text{sh} \beta}{60} - \frac{3}{4\beta^4 \text{sh} \beta} + \frac{\text{ch} \beta}{4\beta^3} + \frac{\text{ch} \beta}{4\beta^3} - \frac{3}{8\beta^2 \text{sh} \beta};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_5 &= \frac{1}{16 \text{Pr} \beta^3} \left(-\frac{15}{4\beta^4} + \frac{15 \operatorname{ch} \beta}{4\beta^3 \operatorname{sh} \beta} - \frac{3}{2\beta^2} + \frac{1}{\beta \operatorname{sh} \beta \operatorname{ch} \beta} - \frac{2 \operatorname{sh} \beta}{\beta^3 \operatorname{ch} \beta} \right) + \\
&\quad + \frac{1}{8\beta^2} \left(\frac{3}{4\beta^5} - \frac{3 \operatorname{ch} \beta}{4\beta^4 \operatorname{sh} \beta} + \frac{5}{8\beta^3} \right); \\
A_6 &= (D_0 \beta^2 + D_1 D_2) \operatorname{sh} \beta + D_2 D_0 \beta \operatorname{ch} \beta; \\
A_7 &= \frac{1}{16 \text{Pr} \beta^3} \left(-\frac{15}{4\beta^4} + \frac{15 \operatorname{ch} \beta}{4\beta^3 \operatorname{sh} \beta} - \frac{3}{2\beta^2} + \frac{1}{\beta \operatorname{sh} \beta \operatorname{ch} \beta} - \frac{2 \operatorname{sh} \beta}{\beta^3 \operatorname{ch} \beta} \right) - \\
&\quad - \frac{1}{8\beta^2} \left(1 + \frac{\text{Sc}}{\text{Pr}} \right) \left(\frac{3}{4\beta^5} - \frac{3 \operatorname{ch} \beta}{4\beta^4 \operatorname{sh} \beta} + \frac{5}{8\beta^3} \right).
\end{aligned}$$

Уравнение (2.4) является квадратным относительно числа Марангони, поэтому в плоском случае имеются две нейтральные кривые, обозначающие границу устойчивости движения относительно монотонных возмущений.

3. Численное решение задачи (1.12)–(1.14) для произвольных возмущений осуществлялось методом ортогонализации. Полученные аналитически нейтральные кривые для монотонных возмущений использовались в качестве тестов при расчетах. Кроме того, решения уравнения (2.4) служили начальным приближением при расчете трехмерных возмущений.

Существование уравнения (2.4) означает, что наличие примеси в жидкости приводит к появлению неустойчивости относительно монотонных возмущений и в плоском случае ($\alpha = 0$). При отсутствии примеси для возвратного течения такая неустойчивость не наблюдается [6]. На рис. 1 приведен характерный вид нейтральных кривых (кривые 1, 2) для монотонных возмущений, построенных при $D_0 = 10^{-4}$, $D_1 = 30$, $D_2 = 10^3$, $\text{Sr} = 10$, $\text{Sc} = 10$, $\text{Mc} = 5$, $\text{Vi} = 0$, $\text{Pr} = 0,016$. Согласно [6] возмущения, соответствующие этим нейтральным кривым, индуцированы термокапиллярным механизмом неустойчивости, связанным с неоднородным нагревом свободной поверхности, и представляют собой стационарные продольные валы, оси которых ориентированы в направлении течения. Область неустойчивости находится между нейтральными кривыми.

Кроме того, потеря устойчивости основного течения может возникнуть под действием гидродинамических возмущений, обусловленных движением в жидкости. Подобные возмущения проявляются в виде волн, распространяющихся перпендикулярно основному течению в обе стороны. Нейтральная кривая, соответствующая гидродинамической неустойчивости при $\alpha = 0$, также приведена на рис. 1 (кривая 3). В отличие от термокапиллярной моды гидродинамические возмущения нарастают колебательно. Область неустойчивости

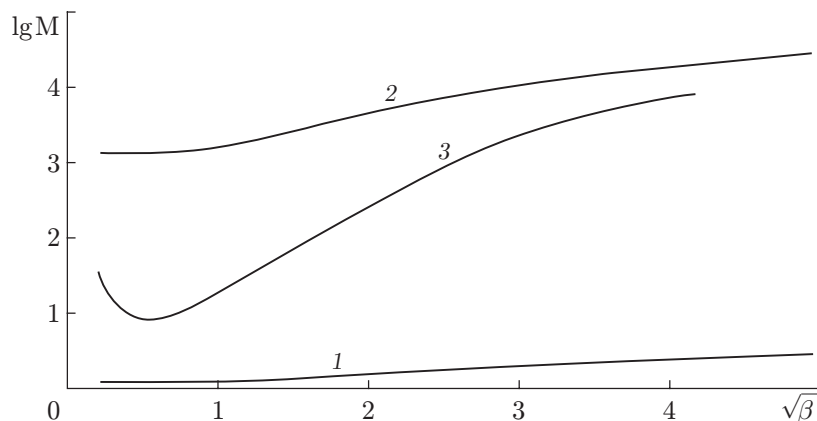


Рис. 1. Нейтральные кривые для плоских возмущений при $\alpha = 0$

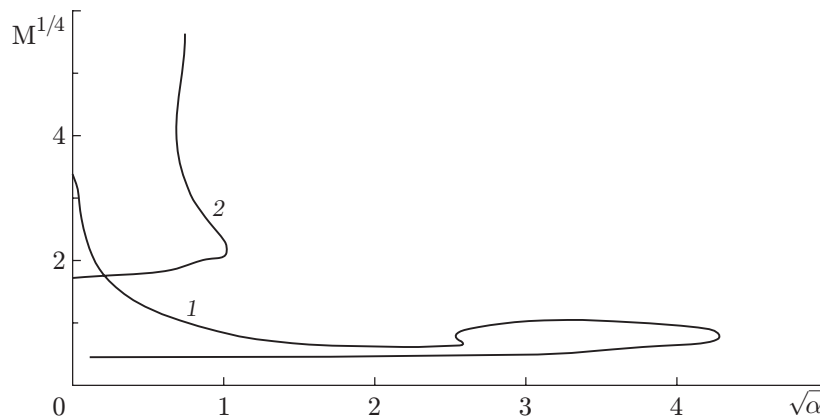


Рис. 2. Нейтральные кривые для объемных возмущений при $\beta = 0,3$

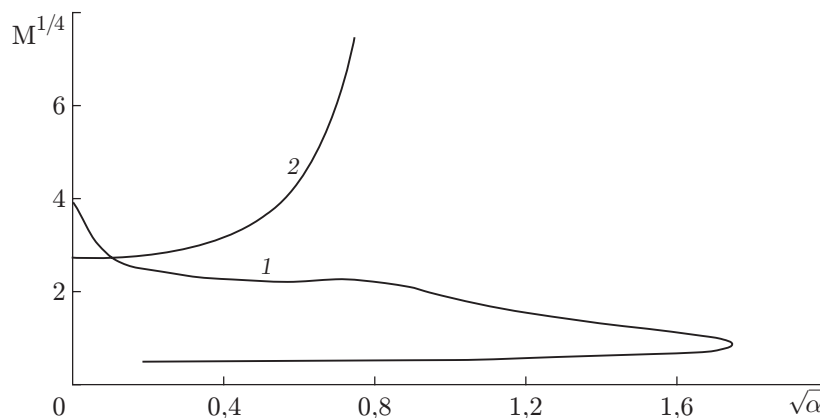


Рис. 3. Нейтральные кривые для объемных возмущений при $\beta = 2$

находится ниже нейтральной кривой. Таким образом, граница устойчивости движения относительно плоских возмущений определяется кривой 1.

Рассмотрим объемные возмущения. На рис. 2 и 3 приведены сечения нейтральных поверхностей при $\beta = 0,3$ и $\beta = 2$ соответственно для термокапиллярных (кривая 1) и гидродинамических (кривая 2) возмущений. Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1. Нижний край приведенных нейтральных кривых для термокапиллярных возмущений при $\alpha = 0$ совпадает с кривой 1 на рис. 1, а верхний — с кривой 2 на рис. 1. Отметим, что при $\alpha = 0$ термокапиллярные возмущения перестают быть монотонными и становятся осциллирующими. Область неустойчивости на рис. 2, 3 находится внутри нейтральной кривой 1 и ниже кривой 2. С ростом волнового числа β происходит расширение области неустойчивости для термокапиллярных возмущений в сторону больших чисел Марангони. При этом по оси α область неустойчивости увеличивается незначительно и относительно коротковолновых возмущений движение всегда устойчиво. Гидродинамические возмущения играют ведущую роль при потере устойчивости движения только в области относительно длинных волн. В остальном диапазоне волновых чисел граница устойчивости описывается кривой 1, соответствующей термокапиллярным возмущениям. Приведенные на рисунках результаты расчетов показывают, что наиболее опасны при потере устойчивости возвратного движения (1.10) плоские возмущения для волнового числа $\alpha = 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Pearson J. R. A.** On convection cells induced by surface tension // J. Fluid Mech. 1958. V. 5, N 4. P. 489–500.
2. **Berg J. C., Acrivos A.** The effect of surface active agents on convection cells induced by surface tension // Chem. Engng. Sci. 1965. V. 20, N 8. P. 737–745.
3. **Palmer H. J., Berg J. C.** Hydrodynamic stability of surfactant solutions heated from below // J. Fluid Mech. 1972. V. 51, pt 2. P. 385–402.
4. **Рябицкий Е. А.** Возникновение термокапиллярного движения в плоском слое с учетом эффекта Соре // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2000. № 3. С. 3–9.
5. **Гончаренко Б. Н., Уринцев А. Л.** Об устойчивости движения, вызванного термокапиллярными силами // ПМТФ. 1977. № 6. С. 94–98.
6. **Smith M. K., Davis S. H.** Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers. Pt 1. Convective instabilities // J. Fluid Mech. 1983. V. 132, N 7. P. 119–144.
7. **Smith M. K., Davis S. H.** Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers. Pt 2. Surface wave instabilities // Ibid. P. 145–162.
8. **Андреев В. К., Захватаев В. Е., Рябицкий Е. А.** Термокапиллярная неустойчивость. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 2000.

Поступила в редакцию 30/III 2004 г.
