

УДК 532.5.013.4

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕПАДА ТЕМПЕРАТУР НА УСТОЙЧИВОСТЬ ДВУХСЛОЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ С ИСПАРЕНИЕМ

© 2019 г. И. А. Шефер*

*Сибирский федеральный университет,
Институт математики и фундаментальной информатики Красноярск, Россия*

* E-mail: ishefer@sfu-kras.ru

Поступила в редакцию 13.11.2018 г.

После доработки 10.01.2019 г.

Принята к публикации 10.01.2019 г.

В рамках сопряженной задачи исследуется линейная устойчивость совместного течения испаряющейся жидкости и парогазовой смеси в условиях неоднородного нагрева. Для описания двухслойного течения используется точное решение уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска, учитывающее влияние ненулевых продольного и поперечного температурных градиентов, а также прямого и обратного термодиффузионного эффектов в парогазовом слое и на межфазной границе. Для систем с различной толщиной жидкого слоя изучено влияние приложенной внешней тепловой нагрузки на основные характеристики течений, их структуру, паросодержание, массовую скорость испарения и устойчивость. Выделены типичные формы характеристических возмущений, описаны механизмы неустойчивости и определены критические тепловые нагрузки, приводящие к потере устойчивости при малых поперечных перепадах температуры.

Ключевые слова: испарение, точное решение, устойчивость, поперечный перепад температуры

DOI: 10.1134/S0568528119040091

В последние десятилетия конвективные течения с испарением/конденсацией являются объектом всесторонних исследований – см. обзоры [1–4]. Традиционными сферами применения течений испаряющихся жидкостей являются химическая промышленность, материаловедение и теплофизика. Интерес к изучению процессов тепломассопереноса в условиях фазовых переходов вызван бурным развитием биотехнологий и химической индустрии [5] и стремительным прогрессом технологий термостабилизации высокоэффективных электронных устройств: микротеплообменников в силовых установках, систем жизнеобеспечения космических станций, электродвигателей космических спутников нового поколения и т.п., см. [3, 6, 7].

Одним из способов детального изучения влияния различных тепловых, механических и физико-химических факторов на характер и интенсивность двухслойных течений является моделирование процессов тепломассопереноса на основе точных решений уравнений конвекции, которые позволяют на качественном уровне выделить основные физические механизмы, определяющие структуру основного течения, и изучить степень и природу влияния отдельных физических эффектов и их взаимных комбинаций (см., например, [8–12]).

Возможность построения точных решений обеспечивается групповыми свойствами определяющей системы. Уравнения Навье–Стокса и Обербека–Буссинеска обладают богатыми групповыми свойствами, поскольку сформулированы на основе постулатов, подразумевающих естественные свойства симметрии пространства – времени и движущейся в этом пространстве жидкости [13]. Имеющие групповое происхождение решения представляют особую ценность, поскольку сохраняют свойства симметрии, заложенные при выводе исходных уравнений. Кроме того, групповая природа решений обеспечивает их физическую реализуемость и правдоподобие [8, 14].

Течения с испарением/конденсацией характеризуются наличием температурного градиента, который возникает благодаря уменьшению средней кинетической энергии жидкого объема. Точное решение, описывающее конвективные течения в присутствии произвольно ориентиро-

ванного градиента температуры, впервые представлено в [15]. Аналогичное решение уравнений Обербека–Буссинеска для течений в горизонтальном слое с приложенным продольным градиентом температуры получено также в [16]. Позднее оно было обобщено на случай конвекции в плоской двухслойной системе с массопереносом через границу раздела для случаев жидкость–жидкость [17] и жидкость–газопаровая смесь [18]. В последней работе пар предполагался пассивной примесью, его перенос в газе описывался уравнением диффузии и дополнительно учитывались термокапиллярные свойства границы раздела. Трехмерный аналог решения Остроумова–Бириха для задачи испарительной конвекции был построен в [19]. Эти обобщения решения позволяют дополнительно учесть влияние термодиффузионных эффектов Соре и Дюфура в парогазовом слое, на межфазной поверхности и внешних границах системы, а также допускают постановку различных классов граничных условий для функций температуры и концентрации пара на внешних границах области течения [20, 21]. Групповая природа решений типа решений Остроумова–Бириха доказана в [22]. Примеры других точных решений, описывающих динамику испаряющихся жидкостей, представлены в [23, 24].

Испарение вызывает охлаждение поверхностного слоя жидкости, что приводит к формированию потенциально неустойчивой стратификации среды и изменению поверхностного натяжения. Это влечет проявление неустойчивостей различной природы. С термокапиллярностью и фазовым переходом может быть связана неустойчивость формы межфазной поверхности [25]. Появление дополнительных мод неустойчивости возникает при учете деформируемости границы раздела [26, 27]. Анализ возможных механизмов неустойчивости и поиск диапазонов значений параметров задачи, обеспечивающих устойчивость основного состояния, необходимы как при подготовке экспериментов, так и на предварительных стадиях разработки специального оборудования, в котором в качестве рабочей среды используются испаряющиеся жидкости. Устойчивость совместных течений испаряющейся жидкости и спутных потоков газа в горизонтальном канале, описываемых аналогами решения Остроумова–Бириха, изучалась в [20, 28, 29]. В рамках линейной теории изучена зависимость типа и структуры возмущений от геометрии системы, длины волны возмущений и интенсивности внешних воздействий (температурных градиентов на стенках канала и расходов рабочих сред) в случае равной тепловой нагрузки, приложенной на внешних границах области течения. Установлено, что возмущения могут приводить к формированию вихревых, термокапиллярных и гибридных структур, отвечающих разным механизмам неустойчивости. При различной тепловой нагрузке на стенках канала устойчивость основного течения гарантируется только при малых температурных градиентах и расходах газа [20]. Изучалось влияние интенсивности и характера (нагрев/охлаждение) тепловой нагрузки, величины расхода газа и амплитуды начальных возмущений на тип возникающих неустойчивостей. Обнаружено, что при неоднородной тепловой нагрузке неустойчивость может проявляться в виде монотонных и колебательных режимов. Первый из них характеризуется формированием вихревых или термокапиллярных структур, а второй – появлением пульсирующих вихрей.

В настоящей работе изучается влияние тепловой нагрузки с заданным поперечным перепадом температуры на характеристики режимов, возникающих в двухслойной системе с фазовым переходом жидкость–пар на границе раздела. Исследуется линейная устойчивость возникающих режимов для пары сред HFE-7100–азот, которые используются в реальных экспериментальных и рабочих установках систем жидкостного охлаждения. Определены критические характеристики устойчивости и проведена селекция мод.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В поле массовых сил с вектором $\mathbf{g} = (0, -g)$ рассмотрим двухслойную систему испаряющаяся жидкость–парогазовая смесь в горизонтальном канале с твердыми непроницаемыми стенками. Совместное стационарное движение сред изучается в рамках модели испарительной конвекции [29], в которой дополнительно учитывается влияние эффекта термодиффузии

$$\begin{aligned}
 (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p' + \nu \Delta \mathbf{v} - \mathbf{g}(\beta T + \underline{\gamma C}) \\
 \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0 \\
 \mathbf{v} \cdot \nabla T &= \chi(\Delta T + \underline{\delta \Delta C}) \\
 \mathbf{v} \cdot \nabla C &= D(\Delta C + \alpha \Delta T)
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

В определяющей системе (1.1) подчеркнутые члены, равно как и последнее уравнение, учитываются только при описании динамики газопарового слоя. $\mathbf{v} = (u, v)$ – вектор скорости; $p' = p - \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{x}$ – модифицированное давление (отклонение от гидростатического, $\mathbf{x} = (x, y)$); T – температура; C – концентрация пара в газе; ρ – плотность; ν , χ , D , β , γ – коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности, диффузии пара, объемного и концентрационного расширения соответственно; коэффициенты δ и α характеризуют эффекты Дюфура и Соре.

2. ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Система (1.1) допускает решения типа Остроумова–Бириха [17, 18]

$$\begin{aligned} u_j &= u_j(y), \quad v_j = 0, \quad p'_j = p'_j(x, y) \\ T_j &= (a_1^j + a_2^j y)x + \vartheta_j(y), \quad C = (b_1 + b_2 y)x + \phi(y) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь и далее используются индексы $j = 1$ и $j = 2$ для обозначения характеристик жидкого и газопарового слоя соответственно. Подстановка (2.1) в исходную систему позволяет определить, что продольная компонента скорости $u(y)$ есть многочлен четвертой степени, слагаемые $\vartheta_j(y)$ и $\phi(y)$ в представлении температуры и концентрации суть многочлены седьмой степени, а модифицированное давление p'_j имеет вид $p'_j = \psi_j(y)x + \phi(y)$, где $\psi_j(y)$ и $\phi(y)$ – многочлены второй и восьмой степени соответственно.

На твердых стенках $y = -h_1$, $y = h_2$ выполняются обычные условия прилипания, заданы линейные по продольной координате распределения температуры

$$T_{1|y=-h_1} = A_1 x + \vartheta_1, \quad T_{2|y=h_2} = A_2 x + \vartheta_2$$

и отсутствует поток пара через верхнюю стенку

$$\left(\frac{\partial C}{\partial y} + \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big|_{y=h_2} = 0$$

Считаем, что поля скоростей и температур остаются непрерывными при переходе через Γ . Исходя из условия $T_{1|y=0} = T_{2|y=0}$ сразу следует, что $a_1^1 = a_1^2 = A$. Таким образом, распределение температур в слоях имеет вид

$$T_j = (A + a_2^j y)x + \vartheta_j(y), \quad j = 1, 2.$$

Отметим, что решение (2.1) допускает задание на твердых стенках различной тепловой нагрузки, когда $\vartheta_2 \neq \vartheta_1$ и/или $A_1 \neq A_2$. При этом температурный градиент A на поверхности раздела будет определяться через значения A_1 и A_2 и величины других параметров системы.

В силу вида точного решения (2.1) и предположения о недеформируемости границы раздела, кинематическое условие на Γ выполнено автоматически. Динамическое условие формулируется с учетом линейной зависимости поверхностного напряжения от температуры $\sigma = \sigma_0 - \sigma_T(T - T_0)$.

Условие баланса тепла с учетом массопереноса через границу раздела за счет испарения/конденсации имеет следующий вид

$$\kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} - \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} - \delta \kappa_2 \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=0} = -LM$$

Здесь κ_j – коэффициенты теплопроводности, L – скрытая теплота парообразования, а величина M , характеризующая массовую скорость испарения, определяется из уравнения баланса масс [20] и учитывает, в отличие от [29], влияние эффекта Соре

$$M = -D\rho_2 \left(\frac{\partial C}{\partial y} + \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big|_{y=0}$$

Концентрация насыщенного пара на границе раздела находится с помощью условия, полученного как следствие уравнения Клапейрона–Клаузиуса для давления насыщенного пара и

уравнения Менделеева–Клапейрона для идеального газа. Для замыкания задачи задается расход газа R в верхнем слое.

Точные решения вида (2.1) дают возможность проанализировать формулировку представленной математической модели с точки зрения выявления значимых факторов, влияющих на характеристики двухслойных течений с испарением, и ее адекватность в смысле физического правдоподобия полученных результатов. Детальное обоснование используемой постановки задачи испарительной конвекции, включая предположение о форме поверхности раздела Γ , приводится в [20, 21]. Точный вид искомых функций скорости и температуры в областях Ω_j и концентрации пара в верхнем слое, а также явные выражения констант, входящих в точное решение рассматриваемой задачи представлены в [30].

Применимость используемой модели и точного решения, подобного изучаемому в настоящей статье, впервые обсуждалась в работе [17], где было показано, что физически правдоподобные результаты могут быть получены лишь в случае, когда толщины слоев в системе достаточно тонкие. Строгие критерии применимости используемой модели в литературе неизвестны. Основными ограничениями являются умеренные перепады температуры и концентрации пара в газе, предсказываемые точным решением.

3. ЗАДАЧА ОБ УСТОЙЧИВОСТИ

Следуя [29], зададим безразмерные функции скорости $U_j = (U_j, V_j)$, температуры Θ_j и давления P_j следующими соотношениями: $v_j = v_2 h^{-1} U_j$, $T_j = \vartheta_2 \Theta_j$, $p_j = \rho_2 v_2^2 h^{-2} P_j$. При указанном способе обезразмеривания в рассматриваемой задаче возникают следующие безразмерные параметры и критерии подобия

$$Gr = \frac{g\beta_2\vartheta_2 h^3}{v_2^2}, \quad Pr = \frac{v_2}{\chi_2}, \quad Ga = \frac{gh^3}{v_2^2}, \quad Le = \frac{D}{\chi_2}, \quad Ma = \frac{\sigma_T Ah_2^2}{v_2^2 \rho_2}, \quad Q = \frac{Ah_2}{\vartheta_2}$$

Здесь Gr , Pr , Ga , Le , Ma – числа Грасгофа, Прандтля, Галилея, Льюиса и Марангони соответственно, Q – параметр тепловой нагрузки. Для каждого физического параметра среды ω_j введен безразмерный аналог $\omega'_j = \omega_j/\omega_2$, где индекс $j = 1$ соответствует области $-h \leq \eta \leq 0$, $h = h_1/h_2$, а $j = 2$ – области $0 \leq \eta \leq 1$. Для системы HFE-7100 – азот в условиях естественной гравитации $g = g_0 = 9.81$ м/с² значения параметров равны $Gr = Gr_0 = 5863.44$, $Ga = Ga_0 = 5450$, $Pr = 0.5$, $Le = 0.23$. Жидкость HFE-7100 – сегрегированный диэлектрик, гидрофторэфир, использующийся в качестве теплоносителя благодаря комбинации таких свойств, как легкоиспаряемость и низкое поверхностное натяжение. Значения физических параметров для указанных веществ приведены в табл. 1.

Амплитуды малых нормальных возмущений решения (2.1), пропорциональных $\exp[i(\alpha\eta - \lambda\tau)]$, удовлетворяют следующей краевой задаче

$$\begin{aligned} -h < \eta < 0: & -i\lambda U_1 + i\alpha_x u_1 U_1 + u_1' V_1 - \frac{i\alpha_x}{\rho} P_1 + v(U_1'' - \alpha_x^2 U_1) \\ & -i\lambda V_1 + i\alpha_x u_1 V_1 = -\frac{1}{\rho} P_1' + v(V_1'' - \alpha_x^2 V_1) + \beta Gr \Theta_1 \\ & i\alpha_x U_1 + V_1' = 0 \\ & -i\lambda \Theta_1 + i\alpha_x u_1 \Theta_1 + U_1 T_{1\xi} + V_1 T_{1\eta} \frac{\chi_2}{Pr} (\Theta_1'' - \alpha_x^2 \Theta_1) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} 0 < \eta < 1: & -i\lambda U_2 + i\alpha_x u_2 U_2 + u_2' V_2 = -i\alpha_x P_2 + U_2'' - \alpha_x^2 U_2 \\ & -i\lambda V_2 + i\alpha_x u_2 V_2 = -P_2' + V_2'' - \alpha_x^2 V_2 + Gr \Theta_2 + \gamma Ga S \\ & i\alpha_x U_2 + V_2' = 0 \\ & -i\lambda \Theta_2 + i\alpha_x u_2 \Theta_2 + U_2 T_{2\xi} + V_2 T_{2\eta} = \frac{1}{Pr} (\Theta_2'' - \alpha_x^2 \Theta_2 + \bar{\delta}(C'' - \alpha_x^2 C)) \\ & -i\lambda S + i\alpha_x u_2 S + U_2 C_\xi + V_2 C_\eta = \frac{Le}{Pr} (S'' - \alpha_x^2 S + \bar{\alpha}(\Theta'' - \alpha_x^2 \Theta)) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Таблица 1. Значения физических параметров для системы сред HFE-7100—азот

Параметр\Среда	HFE-7100	Азот
ρ , кг/м ³	1.5×10^3	1.2
ν , м ² /с	0.38×10^{-6}	0.15×10^{-4}
β , К ⁻¹	1.8×10^{-3}	3.67×10^{-3}
k , Вт/(м · К)	0.07	0.02717
χ , м ² /с	0.4×10^{-7}	0.3×10^{-4}
σ_T , Н/(м · К)	1.14×10^{-4}	
L , (Вт · с)/кг	1.11×10^5	
D , м ² /с		0.7×10^{-5}
γ		-0.5
C_*		0.45
δ , К		10^{-5}
α , К ⁻¹		5×10^{-3}

$$\begin{aligned} \eta = -h: U_1 = V_1 = \Theta_1 = 0 \\ \eta = 1: U_2 = V_2 = \Theta_2 = S' + \bar{\alpha}\Theta' = 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \eta = 0: U_1 = U_2, \quad V_1 = V_2 = 0, \quad \Theta_1 = \Theta_2 \\ U_2' - \nu\rho U_1' + i\alpha_x(V_2 - \nu\rho V_1) = \frac{Ma_x i\alpha_x \Theta}{Q} \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} P_1 - P_2 = 2(\nu\rho V_1' - V_2') \\ k\Theta_1' - \Theta_2' - \bar{\delta}S' = \bar{L}(S' + \bar{\alpha}\Theta_2') \end{aligned}$$

Здесь S – амплитуда возмущения концентрации, Θ – общее значение температуры обеих сред на границе раздела Γ ($\Theta = \Theta_j$, $j = 1, 2$), α_x – волновое число вдоль оси ξ , $\bar{\delta} = \delta/\vartheta_2$, $\bar{\alpha} = \alpha\vartheta_2$, $\bar{L} = LD\rho_2/(\kappa_2\vartheta_2)$, а штрихи обозначают дифференцирование по переменной η . При выводе граничных условий на Γ предполагалось, что возмущения точного решения не приводят к возмущению границы раздела, т.е. Γ остается недеформированной. Задача (3.1)–(3.4) является задачей на собственные значения относительно комплексного декремента $\lambda = \lambda_r + i\lambda_i$. Знак мнимой части λ_i описывает поведение возмущений во времени, а вещественная часть λ_r задает частоту осцилляций. Границы устойчивости определяются из условия $\lambda_i = 0$.

Заметим, что для возмущений типа нормальных волн возникает ограничение на величины продольных градиентов A_1 и A_2 : они должны быть равны между собой, поэтому всюду ниже будем считать, что $A_1 = A_2 = A$, если иное не оговаривается отдельно. Подробный вывод определяющих уравнений и граничных условий, а также описание численного метода решения спектральной задачи (3.1)–(3.4) изложены в [29].

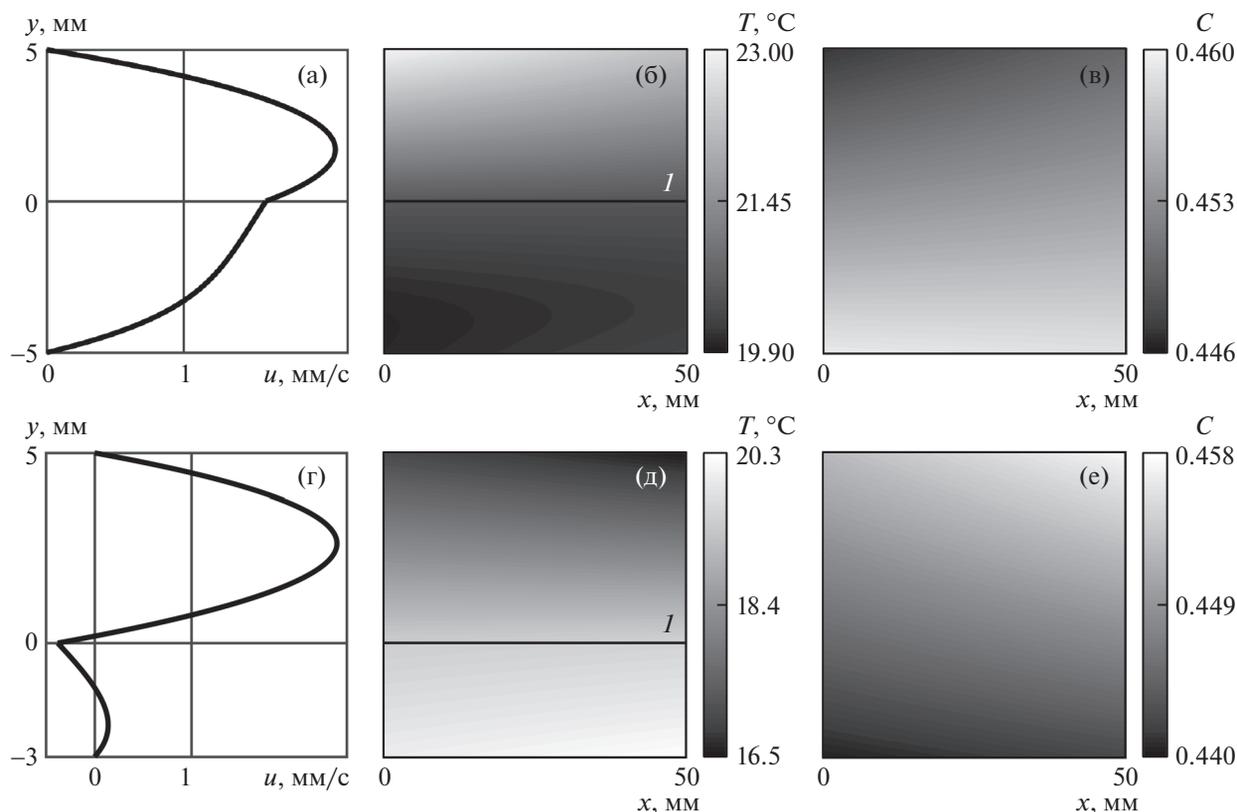


Рис. 1. Распределения скорости, температуры и концентрации: режим с устойчивой температурной стратификацией, $h_1 = 5$ мм, $A_1 = 5$ К/м, $A_2 = -15$ К/м, $A = -0.592$ К/м, $\vartheta_* = -3$ (а–в); режим с неустойчивой температурной стратификацией, $h_1 = 3$ мм, $A_1 = 5$ К/м, $A_2 = -10$ К/м, $A = 2.167$ К/м, $\vartheta_* = 3$ (г–е); l – линия $y = 0$

4. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ

Продольный градиент температуры, который характеризуется величиной A , является одним из главных факторов, определяющих структуру возникающих режимов течения. Именно A определяет интенсивность термокапиллярного эффекта, который формирует тепловую и топологическую картину течений. Изменение величины A при различных продольных градиентах A_j на внешних стенках канала приводит к последовательному переходу от чисто термокапиллярных режимов к смешанным и затем к пуазейлевским (или наоборот, в зависимости от знака A). Различные характеристики режимов двухслойных течений с испарением/конденсацией, описываемых решением (2.1), в условиях нулевого поперечного перепада температур ($\vartheta_1 = \vartheta_2$) как с равными, так и с различными продольными градиентами A_1 , A_2 , изучались ранее в [20, 29, 31].

Если на внешних границах канала приложена тепловая нагрузка с ненулевыми градиентами A_1 и A_2 и различными ϑ_1 и ϑ_2 , то в системе дополнительно возникает ненулевой поперечный перепад температур $\vartheta_* \vartheta_1 - \vartheta_2$. При этом структура теплового поля может существенно меняться в зависимости от величины и ориентации результирующего температурного градиента A_0 . При $A_1 A_2 = A$ о распределении температуры в канале можно судить только по знаку параметра ϑ_* , поскольку в этом случае в системе формируется однородный результирующий градиент температуры A_0 . При $\vartheta_* > 0$ нижняя граница горячее верхней и двухслойная жидкость стратифицирована неустойчиво. Если $\vartheta_* < 0$, то нижняя граница канала холоднее верхней и A_0 обеспечивает формирование устойчивой температурной стратификации в системе.

При $A_1 \neq A_2$ и $\vartheta_* \neq 0$ тепловое поле характеризуется таким градиентом A_0 , который в общем случае является наклонным и может быть неоднородным. При этом могут возникать конфигу-

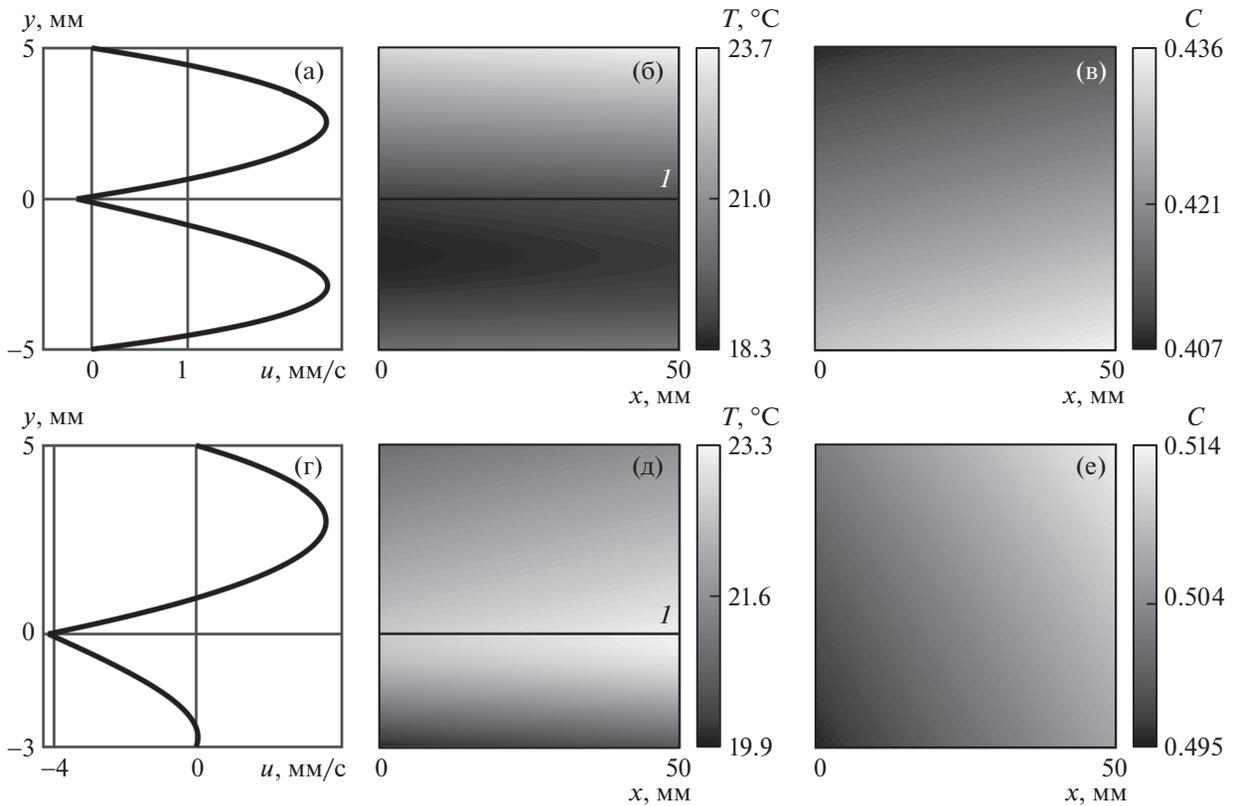


Рис. 2. Распределения скорости, температуры и концентрации: режим с холодным термоклином, $h_1 = 5$ мм, $A_1 = 5$ К/м, $A_2 = 13$ К/м, $A = 7.237$ К/м, $\vartheta_* = -3$ (а–в); режим с горячим термоклином, $h_1 = 3$ мм, $A_1 = A_2 = A = 12.5$ К/м, $\vartheta_* = -1$ (г–е) I – линия $y = 0$

рации с устойчивой и неустойчивой температурной стратификацией в поперечном направлении (см. рис. 1), а также тепловые поля с термоклином (как горячим, так и холодным, в зависимости от значений A_j , A , ϑ_2 и ϑ_1) (см. рис. 2).

Отметим, что в силу вида точного решения топологическая структура течений не зависит от величины ϑ_* . При фиксированных продольных градиентах A_j и A изменение величины поперечного перепада температур не приводит к перестройке поля скорости, т.к. константы, определяющие распределение скорости, не зависят от величин ϑ_2 и ϑ_1 , а значит, наличие ненулевого поперечного перепада температур не приводит к формированию топологически новых типов течений. То же самое справедливо и для зависимости массовой скорости испарения от продольного градиента на поверхности раздела: при прочих фиксированных параметрах поведение $M(A)$ остается неизменным как при $\vartheta_* = 0$, так и при $\vartheta_* \neq 0$, что можно рассматривать как некоторый дефект решения (2.1). Влияние других параметров на поведение функции $M(A)$ подробнее рассматривалась в [30].

При ненулевом поперечном перепаде температур ϑ_* может существенно меняться структура теплового поля, а следовательно, и характеристики устойчивости. Причем потенциально устойчивая стратификация (при $\vartheta_* < 0$) не гарантирует устойчивости основного течения, поскольку наличие внутренней границы раздела может приводить к возникновению термокапиллярной неустойчивости [32, 33]. В условиях фазового перехода появляется дополнительный механизм, вызывающий кризис течения и связанный с формированием неустойчивой температурной стратификации в жидком слое за счет испарения. Результаты исследования устойчивости двухслойного течения с испарением в системах с толщиной газопарового слоя $h_2 = 5$ мм, $R = 9.6 \times 10^{-6}$ кг/(м·с)

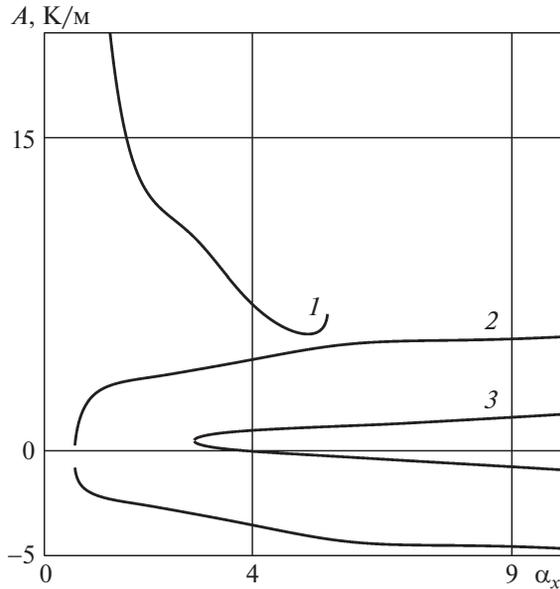


Рис. 3. Нейтральные кривые в системе с $h_1 = 3$ мм:
1–3 – $\vartheta_* = -1, 1, 0$

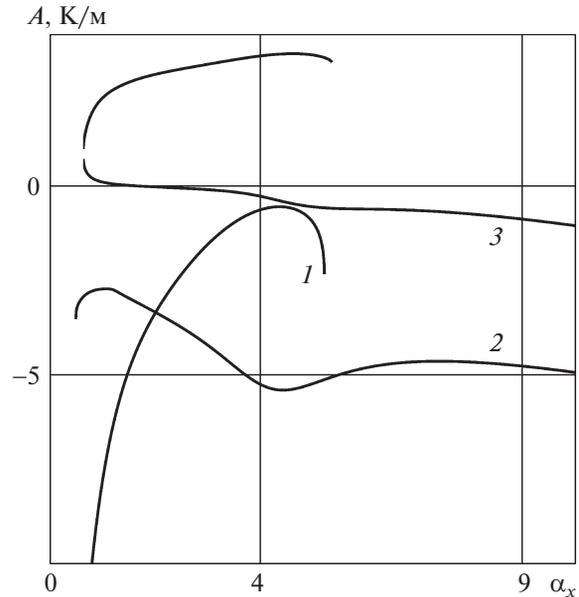


Рис. 4. Нейтральные кривые в системе с $h_1 = 4$ мм:
1–3 – $\vartheta_* = -1, 1, 0$

и $\vartheta_1 = 293.15$ К, при $\vartheta_* = \pm 1$ (т.е. $\vartheta_2 = 292.15$ К и $\vartheta_2 = 294.15$ К) показывают, что даже при таких незначительных поперечных перепадах температур существует критическая тепловая нагрузка, приводящая к потере устойчивости основного течения. Примеры нейтральных кривых для систем с толщинами жидкого слоя $h_1 = 3$ и $h_1 = 4$ мм представлены на рис. 3, 4 соответственно.

При нагреве снизу (случай $\vartheta_* > 0$) двухслойная жидкость стратифицирована неустойчиво и положительный перепад температур имеет дестабилизирующее влияние, существенно расширяя область неустойчивости (см. кривые 2 и 3 на рис. 3). Конвективный механизм неустойчивости является определяющим.

В условиях, когда верхняя стенка канала горячее нижней (случай $\vartheta_* < 0$), в системе с $h_1 = 3$ мм неустойчивыми являются конфигурации, в которых возникает горячий термоклин. В этом случае формируется устойчивая температурная стратификация в жидком слое (температура жидкости вблизи границы раздела выше, чем на подложке) и неустойчивая – в парогазовом. Конвективное движение в газовой фазе вызывает вследствие неразрывности среды движение в приповерхностном слое, которое, в свою очередь, порождает термическое возмущение на границе раздела. Благодаря термокапиллярному эффекту жидкость растекается от горячего возмущенного пятна и “притекает” к холодному. Над холодным пятном жидкость начинает двигаться вверх (в силу сплошности), доставляя холодную жидкость к верхней границе и вызывая дальнейшее понижение температуры над холодной зоной. От горячей верхней стенки опускается более горячая жидкость, тем самым доставляя дополнительное тепло к горячему пятну; структура поля возмущений представлена на рис. 6. Это приводит к более интенсивному движению вдоль границы в горизонтальном направлении и потере устойчивости основного состояния. Таким образом, при отрицательном перепаде температур основным механизмом неустойчивости является термокапиллярный механизм.

В канале с $h_1 = 4$ мм неустойчивыми являются конфигурации с однородным поперечным тепловым градиентом, когда температура равномерно растет поперек слоя. Однако основным механизмом так же, как и в рассмотренной выше ситуации, является термокапиллярный механизм, порождающий горизонтальные движения на границе раздела в зонах, где возникают малые тепловые возмущения вблизи межфазной границы.

Для случаев $\vartheta_* = 1$ (нагрев снизу) и $\vartheta_* = -1$ (нагрев сверху) типичные формы наиболее опасных возмущений, приводящие к потере устойчивости в системе с толщиной жидкого слоя $h_1 = 3$ мм, представлены на рис. 5 и 6 соответственно.

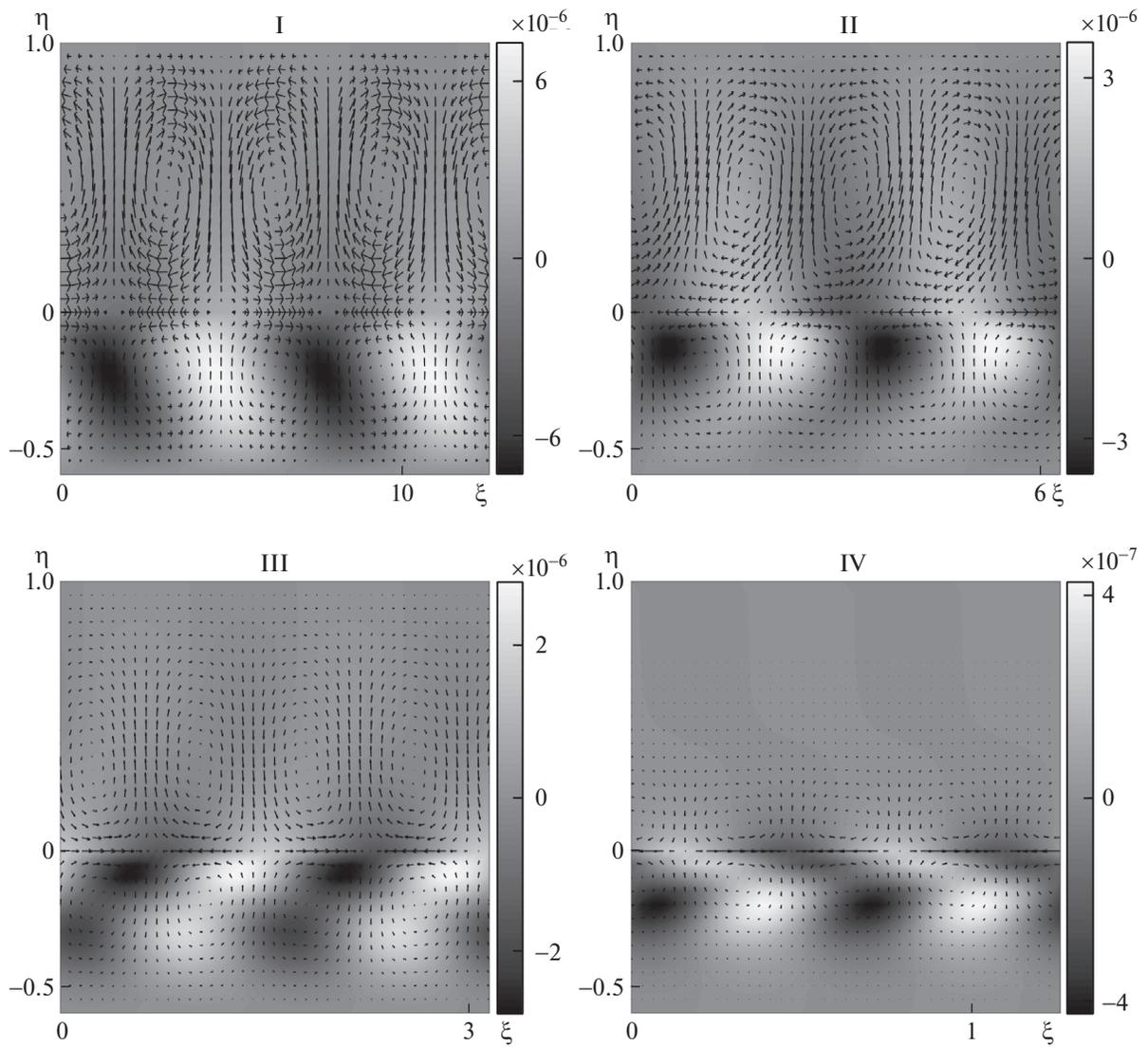


Рис. 5. Типичные формы возмущений при нагреве снизу, $\vartheta_* = 1$

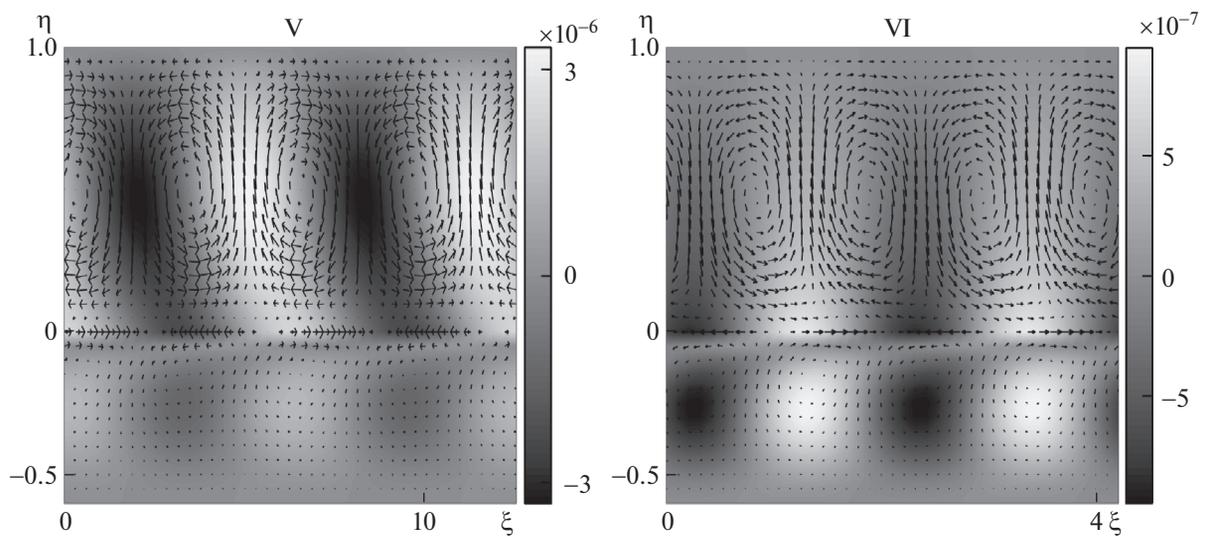


Рис. 6. Типичные формы возмущений при нагреве сверху, $\vartheta_* = -1$

Потеря устойчивости под действием длинноволновых возмущений сопровождается появлением конвективных ячеек, при этом форма гидродинамических возмущений не зависит от типа тепловой нагрузки (нагрев или охлаждение стенок, определяется знаком A) и представляет собой вихри с попарно противоположной циркуляцией. Форма тепловых возмущений может меняться в зависимости от знака A . При положительной ($A > 0$) тепловой нагрузке на стенках канала возникают чередующиеся тепловые пятна, деформированные основным течением (структуры I, рис. 5). При $A < 0$ тепловые пятна локализованы в приповерхностной зоне жидкого слоя, и за счет конвекции переносятся поперек парагазового слоя (структуры II, рис. 5).

С увеличением α_x конвективные ячейки сменяются структурами смешанного типа III (рис. 5), которые отвечают сосуществованию конвективного и термокапиллярного механизмов неустойчивости. Тепловые пятна в жидкости расщепляются и имеют по два ядра. Верхние ядра сносятся основным течением за счет термокапиллярного растекания, а нижние дрейфуют в центральной части жидкого слоя и возникают благодаря конвективному механизму, поскольку основное течение характеризуется формированием горячего термоклина внутри жидкости.

Коротковолновые возмущения приводят к возникновению вихрей с попарно противоположной циркуляцией, при этом ядра вихрей совмещены с ядрами тепловых возмущений, локализованных внутри жидкого слоя (структуры IV, рис. 5), а второе горячее ядро смещается на границу раздела, вызывая интенсивное термокапиллярное движение вдоль границы раздела.

При нагреве сверху (верхняя стенка горячее нижней) неустойчивость проявляется в форме структур V и VI – рис. 6. Первые представляют собой конвективные ячейки, расположенные в газопаровом слое. Такая локализация обеспечивается основным тепловым полем с горячим термоклином на межфазной границе, устойчивой температурной стратификацией в нижнем слое и неустойчивой – в верхнем. Вихревые структуры VI возникают благодаря действию термокапиллярного эффекта, порождающего движение вдоль межфазной границы, и сплошности среды, которая поддерживает перенос тепла и массы в вертикальном направлении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено влияние поперечного перепада температур на характеристики двухслойной системы в рамках задачи об испарительной конвекции. Представлены возможные распределения скорости, температуры и концентрации для пары сред HFE-7100–азот, полученные на основе точного решения специального вида. Построены нейтральные кривые, характеризующие устойчивость рассматриваемого решения и приведены некоторые реализующиеся в системе возмущения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 17-08-00291).

Автор благодарит Бекежанову В.Б. за оказанную помощь и внимание при подготовке статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berg J.C., Acrivos A., Boudart M. Evaporative Convection // Adv. Chem. Eng. 1966. V. 6. P. 61–123.
2. Molenkamp T. Marangoni Convection, Mass Transfer and Microgravity, 240. Ph.D. Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, Groningen 1998.
3. Kabov O.A., Kuznetsov V.V., Kabova Yu.O. Evaporation, Dynamics and Interface Deformations in Thin Liquid Films Sheared by Gas in a Microchannel (Chapter 2) // Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow II: Special Topics and Applications. 2018. V. 1. P. 57–108.
4. Бекежанова В.Б., Гончарова О.Н. Задачи испарительной конвекции (обзор) // Прикладная математика и механика. 2018. Т. 82. Вып. 2. С. 219–260.
5. Nie Z.H., Kumacheva E. Patterning Surfaces with Functional Polymers // Nature Materials 2008. V. 7. P. 277–290.
6. Bar-Cohen A., Wang P. Thermal management of on-chip hot spot // J. Heat Transfer. 2012. V. 134(5).
7. Kandlikar S.G., Colin S., Peles Y., Garimella S., Pease R.F., Brandner J.J., Tuckerman D.B. Heat transfer in microchannels – 2012 status and research needs // J. Heat Transfer. 2013. V. 135(9).
8. Андреев В.К., Бублик В.В., Бытнев В.О. Симметрии неклассических моделей гидродинамики. Новосибирск: Наука, 2003. 352 с.
9. Пухначев В.В. Точные решения уравнений гидродинамики, построенные на основе частично инвариантных // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 3. С. 18–25.
10. Гончарова О.Н. Точные решения линеаризованных уравнений конвекции слабосжимаемой жидкости // ПМТФ. 2005. Т. 46. № 2. С. 52–63.

11. *Bekezhanova V.B., Kabov O.A.* Influence of internal energy variations of the interface on the stability of film flow // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. 2016. V. 4(2–3). P. 133–156.
12. *Bekezhanova V.B.* Analysis of the characteristic perturbations spectrum of the exact invariant solution of the microconvection equations // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018 V. 118. P. 570–586.
13. *Пухначев В.В.* Симметрии в уравнениях Навье–Стокса // *Успехи механики*. 2006. Т. 4. № 1. С. 6–76.
14. *Андреев В.К., Капцов О.В., Пухначев В.В., Родионов А.А.* Применение теоретико-групповых методов в гидродинамике. Новосибирск: Наука, 1994. 319 с.
15. *Остроумов Г.А.* Свободная конвекция в условиях внутренней задачи М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит-ры, 1952. 256 с.
16. *Бирих Р.В.* О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // *ПМТФ*. 1966. № 3. С. 69–72.
17. *Шлюomis М.И., Якушин В.И.* Конвекция в двухслойной бинарной системе с испарением // *Сб. тр.: Уч. зап. Пермского гос. ун-та. Сер. Гидродинамика*. 1972. № 4. С. 129–140.
18. *Гончарова О.Н., Резанова Е.В.* Пример точного решения стационарной задачи о двухслойных течениях при наличии испарения на границе раздела // *ПМТФ*. 2014. № 2. С. 68–79.
19. *Goncharova O.N., Kabov O.A.* Investigation of the two-layer fluid flows with evaporation at interface on the basis of the exact solutions of the 3D problems of convection // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 754.
20. *Bekezhanova V.B., Goncharova O.N.* Stability of the exact solutions describing the two-layer flows with evaporation at interface // *Fluid Dynamics Research*. 2016. V. 48(6). 061408.
21. *Bekezhanova V.B., Goncharova O.N.* Modeling of three dimensional thermocapillary flows with evaporation at the interface based on the solutions of a special type of the convection equations // *Applied Mathematical Modelling*. 2018. V. 62. P. 145–162.
22. *Пухначев В.В.* Теоретико-групповая природа решения Бириха и их обобщения. Симметрии и дифференциальные уравнения // *Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т вычисл. моделирования. Красноярск*. 2000. С. 180–183.
23. *Кузнецов В.В.* Теплообмен на поверхности раздела жидкость–пар // *Изв. РАН. МЖГ*. 2011. № 5. С. 97–107.
24. *Кузнецов В.В., Андреев В.К.* Движение жидкой пленки и газового потока в микроканале с испарением // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20(1). С. 17–28.
25. *Burelbach J., Bankoff S., Davis S.* Nonlinear stability of evaporating/condensing liquid films // *Journal of Fluid Mechanics*. 1988. V. 195. P. 463–494.
<https://doi.org/10.1017/S0022112088002484>
26. *Lyubimova T., Lyubimov D., Parshakova Y., Ivantsov A.* Convection in a Two-Layer System with a Deformable Interface Under Low Gravity Conditions // *Microgravity Sci Tech*. 2011. V. 23(2). P. 143–150.
<https://doi.org/10.1007/s12217-010-9197-6>
27. *McFadden G.B., Coriell S.R.* Onset of oscillatory convection in two liquid layers with phase change // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21(3).
<https://doi.org/10.1063/1.3083345>
28. *Резанова Е.В., Шефер И.А.* О влиянии тепловой нагрузки на характеристики течения с испарением // *Сиб. журн. индустриальной матем.* 2017. Т. 20. № 2(70). С. 83–92.
29. *Бекежанова В.Б., Гончарова О.Н., Резанова Е.В., Шефер И.А.* Устойчивость двухслойных течений жидкости с испарением на границе раздела // *Изв. РАН. МЖГ*. 2017. № 2. С. 23–35.
30. *Bekezhanova V.B., Shefer I.A.* Influence of Gravity on the Stability of Evaporative Convection Regimes // *Microgravity Sci Tech*. 2018. V. 30(4). P. 543–560.
31. *Bekezhanova V.B., Goncharova O.N., Shefer I.A.* Analysis of an exact solution of problem of the evaporative convection (review). Part I. Plane case // *J. of Siberian Federal Univ. Math. & Phys.* 2018. № 11(2). P. 178–190.
32. *Неротныашчы А.А., Velarde M.G., Colinet P.* *Interfacial Phenomena and Convection*. London: CRC Press, 2001. 384 p.
33. *Бекежанова В.Б.* О пространственных возмущениях плоскопараллельного двухслойного течения вязкой теплопроводной жидкости // *Изв. РАН. МЖГ*. 2012. № 6. С. 24–31.