УДК 532.5.032
DOI: 10.15372/PMTF202215141

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЕ В УСЛОВИЯХ ДИФФУЗИОННОГО ИСПАРЕНИЯ В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ

В. Б. Бекежанова, О. Н. Гончарова*, А. С. Овчарова**

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск, Россия
* Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия
** Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mails: vbek@icm.krasn.ru, gon@math.asu.ru, ovcharova@hydro.nsc.ru

Исследуется задача о термокапиллярной конвекции в плоской ограниченной области, заполненной жидкостью и газом, контактирующими вдоль межфазной поверхности раздела, при слабом испарении. Для исследования процессов тепломассообмена и параметров фазовых переходов в условиях локального нагрева предложена двухсторонняя математическая модель на основе уравнений Обербека — Буссинеска. Проанализированы характеристики массопереноса через термокапиллярную границу раздела вследствие испарения и паросодержания в газовом слое с учетом влияния эффектов Соре и Дюфура. Представлены результаты численного исследования эволюции поверхности раздела и нестационарных течений в кювете. Расчет основных характеристик системы жидкость — газ и положения межфазной границы в каждый момент времени проводился с использованием специально разработанного численного алгоритма. Представленная модель позволяет описать формирование характерных тепловых и концентрационных структур и переходные режимы ячеистой конвекции со сложной конфигурацией течений в слоях.

Ключевые слова: двухфазная система, термокапиллярная конвекция, испарение, локальный нагрев, численное моделирование

Введение. Интерес к исследованию двухфазных систем обусловлен широким применением жидкостных технологий в различных областях: электронной и химической промышленности, аэрокосмической и смарт-индустрии [1–4]. Примерами таких технологий могут служить технологии термического осушения и нанесения покрытий [5], в том числе сложных структурированных покрытий с заданными свойствами, системы термического контроля [6], в которых в качестве рабочих сред применяются жидкости, парогазовые смеси или капельные аэрозоли, а также системы, использующие свойства самоорганизации жидкости, например под действием термокапиллярного эффекта, когда поверхность жидкости деформируется в результате внешнего нагрева [7]. На этом основана работа немеханических переключателей и пусковых датчиков. Такая технология позволяет избавиться от механических компонентов оборудования и тем самым повысить его надежность. Перспективными областями применения микрофлюидных технологий являются биомедицина [8]

Работа О. Н. Гончаровой выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ по теме “Современные методы гидродинамики для задач природопользования, индустриальных систем и полярной механики” № FZMW-2020-0008.

и средства контроля, использующие лаборатории на чипах [9]. Лаборатория на чипе представляет собой мини-прибор размером порядка нескольких квадратных миллиметров или сантиметров, позволяющий автоматизировать и реализовать несколько последовательных (био)химических и (или) физических процессов на одном чипе с использованием микродозы жидкого образца. В условиях, когда жидкая проба нагревается до испарения, становится возможным эффективное применение высокочувствительных газоанализаторов. При использовании биомедицинского и контрольного оборудования, обрабатывающего различные фазы одного вещества, необходимо знать условия и время нагрева жидкой пробы, а также интенсивность тепловой нагрузки (температурные напоры, обеспечивающие получение необходимого для анализа объема паров). Единственной альтернативой дорогостоящей экспериментальной проверке методик является математическое моделирование.

Существует большое количество теоретических работ, в которых изучается конвекция в многофазных системах (монографии [10, 11], обзоры [12, 13]). Однако в большинстве из них явления, связанные с фазовым переходом жидкость — пар, не рассматриваются. Учет эффектов испарения (конденсации) при описании конвективного тепломассообмена в двухслойных системах вносит дополнительные трудности при реализации сложных математических моделей. Один из общепринятых подходов для моделирования конвекции с испарением основан на использовании уравнений Навье — Стокса или их приближений. Однако проблема корректного замыкания соответствующих постановок задач в областях с границами раздела до сих пор полностью не решена в рамках теории несжимаемой жидкости. При использовании моделей на основе уравнений Навье — Стокса для систем несжимаемых сред, имеющих существенно различающиеся плотности и контактирующих вдоль общей поверхности, допускающей перенос массы, требуются дополнительные гипотезы, гарантирующие выполнение закона сохранения массы. Одним из возможных предположений является равенство вертикальных компонент вектора скорости в жидкой и газовой фазах. Однако это требование ограничивает область применимости таких математических моделей, поскольку подобный подход целесообразен лишь в условиях слабого испарения [14]. В основном исследования конвекции, сопровождаемой фазовыми переходами, в рамках континуального подхода проводились в предположении о диффузионном характере испарения, причем в бесконечных слоях, что позволяет использовать приближение тонкого слоя. Кроме того, преимущественно рассматриваются системы, подвергаемые воздействию распределенной тепловой нагрузки (за счет поддержания внешних границ области течения при различной температуре или формирования на границах температурного поля, распределенного по линейному закону), а не с локальными источниками нагрева. Обзор различных подходов для моделирования испарительной конвекции представлен в [13]. Заметим, что динамика двухфазных систем в замкнутых областях остается малоизученной.

Как правило, решение задач конвекции в областях с деформируемыми границами в условиях испарения предполагает использование методов прямого численного моделирования, основанных, в свою очередь, на методе функции уровня (level set method), методе жидкого объема (volume of fluid method) и методе фазового поля (phase-field method), а также их гибридных вариантов [15–17]. В настоящей работе моделируется динамика двухфазной мини-системы жидкость — газ в ограниченном объеме в условиях локального нагрева тепловыми элементами, помещенными на подложку. Исследование проводится в рамках двумерной математической модели и подхода, применявшегося в [18, 19] при изучении конвекции в локально нагреваемых двухслойных системах без учета фазовых переходов. Предлагается обобщение соответствующей постановки на случай учета диффузионного испарения через межфазную границу и наличия испаряемого компонента в газовом слое. Строится модификация двухполевого численного метода, позволяющего вычислять все основные характеристики двухфазной системы, включая паросодержание в газовом слое и массовую скорость испарения, и восстанавливать форму деформируемой границы раздела жидкость — газ в каждый момент времени. Предложенный подход позволяет не решать задачу о движении точек трехфазного контакта вдоль боковых твердых границ.

1. Постановка задачи. Рассмотрим задачу о термокапиллярной конвекции в плоской ограниченной области, заполненной жидкостью и газом, контактирующими вдоль межфазной поверхности раздела, при слабом испарении.

1.1. *Основные предположения и определяющие уравнения.* Пусть плоская прямоугольная кювета заполнена жидкостью и газом, контактирующими вдоль межфазной поверхности Γ, которая является термокапиллярной границей раздела, допускающей диффузионный перенос массы. В начальный момент времени обе среды покоятся и находятся в состоянии взаимного насыщения с равновесной концентрацией пара C_0 в газовой фазе, а граница раздела Γ является плоской. Внешние границы кюветы представляют собой неподвижные непроницаемые твердые стенки. На нижней стенке помещены тепловые элементы, при включении которых начинается конвективное движение, сопровождающееся деформациями границы раздела и увеличением скорости испарения (рис. 1).

Для описания параметров конвекции в системе и эволюции межфазной поверхности используется математическая модель, основанная на следующих предположениях: 1) обе среды являются вязкими, теплопроводными и несжимаемыми; 2) учитывается вклад касательных сил, действующих вдоль границы Γ, при этом поверхностное натяжение жидкости σ является функцией температуры T:

$$\sigma(T) = \sigma_0 - \sigma_T(T - T_0),$$

где $\sigma_0 = \sigma(T_0)$ — характерное поверхностное натяжение; T_0 — равновесная температура; σ_T — температурный коэффициент поверхностного натяжения; $\sigma_0 > 0$; $\sigma_T > 0$; 3) рассматриваются такие температурные нагрузки, при которых в системе сохраняется умеренный перепад температур, и в целом система находится в состоянии, близком к состоянию локального термодинамического равновесия, характеризуемого параметрами T_0, C_0; это означает, что в процессе нагрева происходит слабое испарение; 4) не рассматриваются вклад диффузионного давления и химические реакции между парами и фоновым газом, а также процессы абсорбции (десорбции); 5) пар является пассивной примесью и не оказывает влияния на характеристики фонового вещества, однако наличие пара в газовом слое

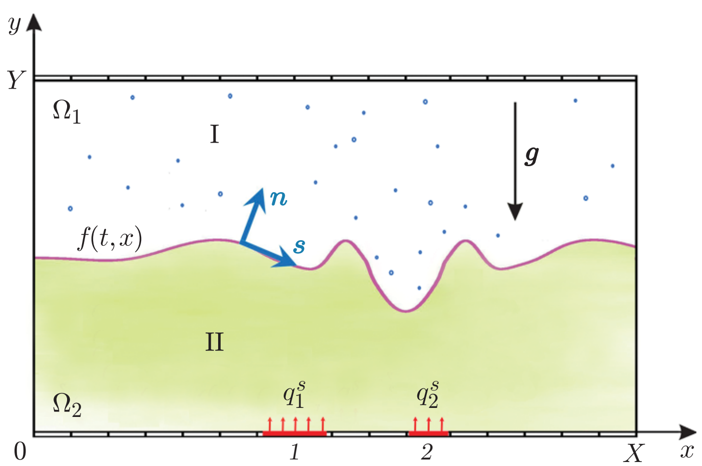

Рис. 1. Схема локально нагреваемой двухфазной системы:
I — газопаровая смесь, II — жидкость; *1* — нагреватель 1, *2* — нагреватель 2

может вызывать проявление взаимообратных термодинамических эффектов — эффектов Соре и Дюфура.

Указанные предположения позволяют использовать для описания конвекции в двухслойной системе с фазовым переходом модель Обербека — Буссинеска, в которой уравнения конвективного тепломассообмена дополняются уравнением диффузии, описывающим перенос пара в газе:

$$\Delta\psi_i + \omega_i = 0, \qquad \frac{\partial \omega_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\Big(\omega_i \frac{\partial \psi_i}{\partial y}\Big) - \frac{\partial}{\partial y}\Big(\omega_i \frac{\partial \psi_i}{\partial x}\Big) = \frac{1}{\mathrm{Re}_i}\,\Delta\omega_i + G_i,$$
$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\Big(\theta_i \frac{\partial \psi_i}{\partial y}\Big) - \frac{\partial}{\partial y}\Big(\theta_i \frac{\partial \psi_i}{\partial x}\Big) = \frac{1}{\mathrm{Pr}_i\,\mathrm{Re}_i}\,(\Delta\theta_i + \delta\Delta C), \tag{1.1}$$
$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\Big(C \frac{\partial \psi_1}{\partial y}\Big) - \frac{\partial}{\partial y}\Big(C \frac{\partial \psi_1}{\partial x}\Big) = \frac{1}{\mathrm{Pe}\,\mathrm{Re}_1}\,(\Delta C + \alpha\Delta\theta_1).$$

Система (1.1) представляет собой уравнения термоконцентрационной конвекции, записанные в безразмерном виде через функции $\psi - \omega$ (функция тока — функция завихренности), которые введены обычным образом. Здесь и далее индексы $i = 1, 2$ соответствуют газовой и жидкой фазам (см. рис. 1); $\theta_i = (T_i - T_0)/T_*$ — модифицированная температура; C — функция концентрации, определяющая массовую долю пара в газовом слое. В качестве масштабов длины x_0, температуры и скорости v_0 выбраны высота кюветы $x_0 = Y$, перепад температур T_* и скорость релаксации вязких напряжений $v_0 = \nu_1/x_0$. Уравнения (1.1) содержат следующие безразмерные критерии подобия: $\mathrm{Re}_i = x_0 v_0/\nu_i$ — число Рейнольдса, $\mathrm{Pr}_i = \nu_i/\chi_i$ — число Прандтля, $\mathrm{Gr}_i = \beta_i T_* g x_0^3/\nu_i^2$ — число Грасгофа, $\mathrm{Ga} = g x_0^3/\nu_2$ — число Галилея, $\mathrm{Pe} = x_0 v_0/D$ — диффузионное число Пекле — и параметры G_i:

$$G_1 = \frac{\mathrm{Gr}_1}{\mathrm{Re}_1^2}\,\frac{\partial \theta_1}{\partial x} + \frac{\gamma\,\mathrm{Ga}}{\mathrm{Re}_1^2}\,\frac{\partial C}{\partial x}, \qquad G_2 = \frac{\mathrm{Gr}_2}{\mathrm{Re}_2^2}\,\frac{\partial \theta_2}{\partial x},$$

где ν_i, χ_i, β_i — кинематическая вязкость, температуропроводность и коэффициент теплового расширения; γ — коэффициент концентрационного расширения плотности газа; D — коэффициент диффузии пара в газе. Слагаемые $\delta\Delta C$, $\alpha\Delta\theta_1$ в уравнениях переноса тепла и конвективной диффузии описывают эффекты Дюфура и Соре (характеризующиеся коэффициентами δ и α соответственно) и учитываются только при моделировании движения в газовой фазе. В силу предположения об умеренных перепадах температур в системе все коэффициенты переноса и термодиффузионные параметры считаются постоянными.

Последнее уравнение в системе (1.1) является следствием законов Фика. Его применение для описания процессов молекулярного переноса в многокомпонентных жидкостях оправданно для смесей с любыми концентрациями примеси. Ограничением для корректного использования этого уравнения является лишь требование о малых отклонениях концентраций от некоторого характерного значения (в рассматриваемом случае — от равновесной концентрации C_0) [20–22]. Вклад прямого и обратного термодиффузионных эффектов учитывается в соответствии с работой [23], в которой необходимость учета указанных эффектов в условиях слабого испарения анализировалась на примере двухслойного течения жидкость — газ в тонком зазоре. Было показано, что эффект Соре может вызывать изменение точки росы и приводить к уменьшению пороговых характеристик устойчивости.

1.2. *Граничные условия.* Для формулирования граничных условий введем единичные векторы касательной и нормали к границе раздела Г, задаваемой уравнением $y = f(t, x)$ (см. рис. 1):

$$\boldsymbol{s} = \Big\{\frac{1}{\sqrt{1+f_x^2}}, \frac{f_x}{\sqrt{1+f_x^2}}\Big\}, \qquad \boldsymbol{n} = \Big\{-\frac{f_x}{\sqrt{1+f_x^2}}, \frac{1}{\sqrt{1+f_x^2}}\Big\}.$$

Для всех точек, лежащих на границе Г, определим касательную и нормальную компоненты вектора скорости $v_s = \partial\psi/\partial n$, $v_n = -\partial\psi/\partial s$, таким образом, скорость каждой точки межфазной поверхности можно представить в виде $\boldsymbol{v} = v_n\boldsymbol{n} + v_s\boldsymbol{s}$. Рассматриваемая модель основана на предположении о том, что компоненты v_s и v_n равны для обеих сред на границе Г. Тогда из предположений о равенстве касательных скоростей сред на поверхности раздела и о сохранении массы в каждой объемной фазе следуют условия для функций тока

$$\psi_1 = \psi_2, \qquad \frac{\partial\psi_2}{\partial n} - \frac{\partial\psi_1}{\partial n} = 0. \tag{1.2}$$

Кинематическое условие для определения положения общей границы раздела принимает вид

$$f_t + \sqrt{1 + f_x^2}\,\frac{\partial\psi_2}{\partial s} = 0. \tag{1.3}$$

Аналоги касательной и нормальной составляющих динамического условия на межфазной границе представляют собой условия для функций завихренности

$$\omega_2 - \rho\nu\omega_1 = F_1(t,x), \qquad \frac{\partial\omega_2}{\partial n} - \rho\nu\,\frac{\partial\omega_1}{\partial n} = F_2(t,x). \tag{1.4}$$

Здесь $\rho = \rho_1/\rho_2$ — отношение плотностей сред; $\nu = \nu_1/\nu_2$; функции F_1, F_2 имеют вид

$$F_1 = \mathrm{Mn}\,\frac{\partial\theta}{\partial s} + 2(1-\rho\nu)\Big(\frac{\partial v_n}{\partial s} + \frac{v_s}{R}\Big),$$

$$F_2 = -2\Big[\frac{\partial}{\partial s}\Big(\frac{\partial v_n}{\partial n}\Big)_2 - \rho\nu\,\frac{\partial}{\partial s}\Big(\frac{\partial v_n}{\partial n}\Big)_1\Big] + 2\Big[(1-\rho\nu)\,\frac{\partial}{\partial s}\Big(\frac{f_x v_s}{R}\Big)\Big] +$$
$$+ \mathrm{Ca}^{-1}\,\frac{\partial}{\partial s}\Big[\frac{1}{R}(1 - \mathrm{Mn}\,\mathrm{Ca}\,\theta)\Big] - \Big[\Big(\frac{\mathrm{Gr}_2}{\mathrm{Re}_2} - \rho\nu\,\frac{\mathrm{Gr}_1}{\mathrm{Re}_1}\Big)\theta - \mathrm{Ga}\,\mathrm{Re}_2\,(1 - \rho + \gamma\rho C)\Big]\,\frac{f_x}{\sqrt{1+f_x^2}} +$$
$$+ \mathrm{Re}_2\,\Big[(\rho-1)\,\frac{\partial v_s}{\partial t} + (\rho-1)v_s\,\frac{\partial v_s}{\partial s} + (1-\rho)\,\frac{f_x v_n^2}{R} + v_n(\omega_2 - \rho\omega_1)\Big],$$

$R^{-1} = f_{xx}/\sqrt{(1+f_x^2)^3}$; $\mathrm{Mn} = \sigma_T T_*/(\rho_2 v_0 \nu_2)$ — число Марангони; $\mathrm{Ca} = \rho_2 v_0 \nu_2/\sigma_0$ — капиллярное число.

Граничные условия для функций температуры имеют вид

$$\theta_1 = \theta_2, \quad \frac{\partial\theta_2}{\partial n} - k\,\frac{\partial\theta_1}{\partial n} - \delta k\,\frac{\partial C}{\partial n} = -EM, \quad M = -\Big(\frac{\partial C}{\partial n} + \alpha\,\frac{\partial\theta_1}{\partial n}\Big), \tag{1.5}$$

где первое равенство представляет собой условие непрерывности, задающее одно из условий локального термодинамического равновесия, второе соотношение — условие теплового баланса, учитывающее диффузионный перенос массы за счет испарения (конденсации). Правая часть энергетического условия получена из уравнения баланса массы на границе раздела и определяет массовую скорость испарения M — количество жидкости, испарившейся с единицы площади поверхности за единицу времени. Трактуя конденсацию как испарение с отрицательным потоком массы, примем, что положительные значения M соответствуют испарению, отрицательные — конденсации. Параметр $E = DL\rho_1/(k_2T_0)$ характеризует относительную интенсивность диффузионных процессов, обусловленных наличием пассивной компоненты, появляющейся за счет испарения, и теплопроводности (L — скрытая теплота парообразования; $k = k_1/k_2$ — отношение теплопроводностей сред).

Соотношение для определения концентрации насыщенного пара на границе раздела

$$C = C_0[1 + \varepsilon\theta_1], \qquad \varepsilon = T_* L\mu/(R^* T_0^2) \tag{1.6}$$

(μ — молярная масса испарившейся жидкости; R^* — универсальная газовая постоянная) получено в результате линеаризации уравнения, являющегося следствием уравнений Менделеева — Клапейрона для идеального газа и Клапейрона — Клаузиуса для давления насыщенного пара, и представляет собой второе условие локального термодинамического равновесия.

На нижней ($y = 0$), верхней ($y = 1$) и боковых ($x = 0$, $x = X$) твердых непроницаемых границах кюветы выполнены следующие условия для функций тока, являющиеся следствиями условий прилипания:

$$\psi_i = 0, \qquad \frac{\partial \psi_i}{\partial n} = 0. \tag{1.7}$$

На стенках, ограничивающих газовую фазу, выполняется условие нулевого потока пара

$$\frac{\partial C}{\partial n} + \alpha\,\frac{\partial \theta_2}{\partial n} = 0. \tag{1.8}$$

В условиях для функций температуры учитывается наличие локальных источников тепла на подложке:

$$\begin{gathered} \theta_2\big|_{y=0,\, x\notin Q_j^s} = 0, \qquad \theta_2\big|_{y=0,\, x\in Q_j^s} = q_j^s(t), \\ \theta_i\big|_{x=0} = 0, \quad \theta_i\big|_{x=X} = 0, \quad \theta_1\big|_{y=1} = 0. \end{gathered} \tag{1.9}$$

Здесь Q_j^s — область, занятая j-м тепловым элементом; q_j^s — температура этого элемента. Безразмерная температурная функция q_j^s, как и модифицированная температура θ_2, задает отклонение истинной температуры от равновесной.

Использование подхода, когда модель формулируется в терминах функций $\psi{-}\omega$, а граничные условия — через касательную и нормальную составляющие v_s и v_n скорости границы раздела, позволяет не решать непосредственно задачу о движении точек трехфазного контакта, которая до сих пор не имеет корректного замыкания. Математическая постановка основана на трактовке точки контакта, изложенной в работе [24], где, по-видимому, впервые доказана кинематическая совместимость условий прилипания и движения точки трехфазного контакта для вымещающей и вымещаемой жидкостей. В рамках этого подхода предполагается, что точкой контакта в любой момент времени является не единственная точка, а материальные точки либо подходят к стенке и контактируют с ней, либо отдаляются от твердой границы после контакта. При этом вымещающая жидкость претерпевает "накатывающее" движение ("rolling" type motion). Тогда условие прилипания означает, что отдельная материальная точка жидкой среды, контактирующая с твердой фазой, никогда не контактирует более чем с одной точкой твердой поверхности. Подобная интерпретация точки контакта не исключает возможности отхода жидкой точки от стенки в некоторый момент времени. Заметим, что в задаче, в которой учитываются фазовые превращения жидкость — пар, возможен "уход" материальной точки текучей среды как в жидкую, так и в газовую фазу.

2. Результаты численного моделирования. Для численного решения задачи (1.1)–(1.9) был адаптирован метод, предложенный в [18] и основанный на декомпозиции исходной задачи на унитарные модули, в которых среды имеют существенно различающиеся физические характеристики. Для решения уравнений конвекции в нерегулярных областях Ω_i, часть границ которых имеет сегменты с существенно меняющейся кривизной, используется метод спрямления фронта. Основные уравнения решаются независимо в каждом модуле, и решения сопрягаются с помощью граничных условий на общей поверхности раздела между областями. Приведенные ниже графические результаты представлены в области расчетных переменных (ξ, η) (см. [7]).

В настоящей работе рассматривается система бензин — воздух с равновесной концентрацией паров бензина в газе $C_0 = 0{,}215$ при температуре $T_0 = 10$ °C, заполняющая кювету длиной $X = 0{,}04$ м и высотой $Y = 2 \cdot 10^{-3}$ м. В начальный момент времени $t = 0$ толщины слоев равны $h_1 = h_2 = 10^{-3}$ м, характерный перепад температур составляет $T_* = 10$ °C. Для системы приняты следующие значения параметров [25, 26]: $\rho_1 = 1{,}35$ кг/м^3, $\rho_2 = 0{,}7 \cdot 10^3$ кг/м^3, $\nu_1 = 0{,}14 \cdot 10^{-4}$ м^2/с, $\nu_2 = 0{,}76 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, $\beta_1 = 3{,}66 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$, $\beta_2 = 0{,}11 \cdot 10^{-2}$ К$^{-1}$, $\chi_1 = 0{,}21 \cdot 10^{-4}$ м^2/с, $\chi_2 = 0{,}13 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, $k_1 = 0{,}026$ Вт/(м·К), $k_2 = 0{,}186$ Вт/(м·К), $\mu = 0{,}112$ кг/моль, $\sigma_0 = 0{,}0237$ Н/м, $\sigma_T = 10^{-4}$ Н/(м·К), $L = 0{,}352 \cdot 10^6$ Вт·с/кг, $D = 0{,}845 \cdot 10^{-5}$ м^2/с, $\gamma = -0{,}62$, $\alpha_* = 0{,}005$ К$^{-1}$, $\delta_* = 0{,}005$ К (безразмерные коэффициенты α, δ вычисляются из выражений $\alpha = \alpha_* T_*$, $\delta = \delta_*/T_*$). Поскольку точные значения параметров Соре и Дюфура для паров бензина неизвестны, при выборе значений α_* и δ_* использовались данные [20, 22]. В этих работах указано, что для большинства газовых сред коэффициенты Соре и Дюфура имеют значения порядка $\alpha_* \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$ К$^{-1}$, $\delta_* \approx 10^{-6} \div 10^{-3}$ К. Таким образом, выбранные значения являются модельными и не противоречат общим требованиям.

Рассматривается случай, когда на подложке размещены два нагревателя с размерами $|Q_1^s| = 0{,}0055$ м, $|Q_2^s| = 0{,}004$ м, работающие в разных режимах. После включения первый тепловой элемент имеет постоянную температуру $q_1^s(0) = 0{,}1$ (соответствующее размерное значение 11 °C, т. е. на общем фоне за счет работы нагревателя температура меняется на 1 °C), работает в течение 100 с, затем отключается ($q_1^s(100) = 0$). Второй нагреватель работает в переключаемом режиме: $q_2^s(0) = 0{,}1$, $q_2^s(10) = 0{,}15$, $q_2^s(20) = 0{,}20$, $q_2^s(30) = 0{,}25$, $q_2^s(40) = 0{,}30$, $q_2^s(50) = 0{,}35$, $q_2^s(60) = 0{,}40$, $q_2^s(70) = 0{,}45$, $q_2^s(80) = 0{,}50$, $q_2^s(90) = 0{,}525$, $q_2^s(100) = 0{,}53$; спустя 100 с нагреватель продолжает работать с постоянной температурой $q_2^s = 0{,}53$ (соответствующее размерное значение 15,3 °C обеспечивает максимальный перепад температуры 5,3 °C). Расчеты проводились при следующих значениях безразмерных параметров: $\mathrm{Re}_1 = 1{,}00$, $\mathrm{Re}_2 = 19{,}74$, $\mathrm{Pr}_1 = 0{,}57$, $\mathrm{Pr}_2 = 5{,}96$, $\mathrm{Gr}_1 = 12{,}87$, $\mathrm{Gr}_2 = 1507$, $\mathrm{Mn} = 252$, $\mathrm{Ca} = 1{,}39 \cdot 10^{-4}$, $\mathrm{Pe} = 5 \cdot 10^{-3}$, $\mathrm{Ga} = 351{,}6$, $E = 0{,}58$, $\alpha = 0{,}05$, $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 2–5 представлены распределения основных характеристик двухфазной системы в различные моменты времени. При включении тепловых источников в зонах тепловых ударов в жидком теплоносителе за счет конвективного механизма развиваются сдвоенные тепловые плюмы, которые характеризуются наличием двух температурных пиков (см. рис. 2,*а,б*, 3,*а,б*). При этом над каждым нагревателем формируется характерный термокапиллярный прогиб (см. рис. 2,*б*, 3,*б*), глубина которого постепенно увеличивается. С увеличением времени сдвоенные тепловые плюмы эволюционируют в одинарные таким образом, что над соответствующим нагревателем формируется один локальный максимум температуры (см. рис. 4,*а,б*). Подобная трансформация теплового поля наблюдалась в экспериментальной работе [27]. При отключении первого теплового элемента температура в каждом из слоев постепенно выравнивается, и с увеличением времени в системе устанавливается режим с одинарным тепловым плюмом над работающим нагревателем (см. рис. 5,*а,б*).

Количество и форма конвективных ячеек определяются структурой теплового поля. Каждый температурный пик образует на границе раздела горячее пятно, в котором происходит термокапиллярное растекание жидкости вдоль поверхности из горячей области в области с меньшей температурой. Перестройка теплового поля (от сдвоенных к одинарным тепловым структурам) приводит к изменению поля скорости, в результате над

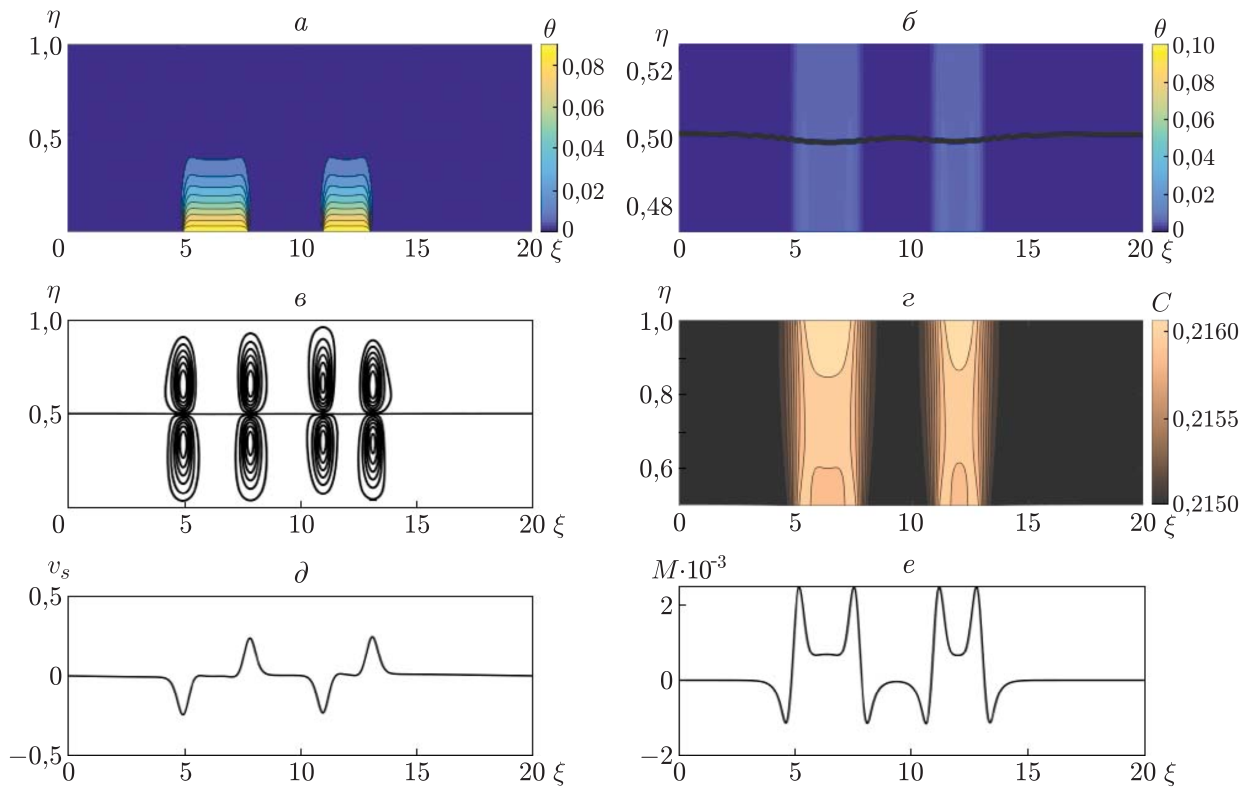

Рис. 2. Характеристики двухфазной системы бензин — воздух через 3 с после включения нагревателей:
а — распределение температуры в системе и изотермы, *б* — распределение температуры вблизи межфазной границы Γ и ее форма, *в* — поле скорости, *г* — поле и изолинии концентрации пара в газовом слое, *д* — распределение касательной скорости v_s на границе Γ, *е* — распределение массовой скорости испарения M

каждым нагревателем наблюдаются переходные режимы, когда двухвихревое течение (см. рис. 2,*в*) сменяется четырехвихревым (рис. 3,*в*), а затем происходит обратный переход к двухвихревому (см. рис. 4,*в*). При этом соседние вихри имеют попарно противоположную циркуляцию. Направление движения в возникающих конвективных ячейках определяется по значениям касательной скорости v_s на границе раздела: положительные значения соответствуют движению по часовой стрелке, отрицательные — движению против часовой стрелки (см. рис. 2,*д*, 3,*д*, 4,*д*, 5,*д*).

Скачкообразное изменение температуры второго теплового элемента приводит к значительному изменению амплитуды деформации межфазной границы в зоне теплового удара (см. рис. 3,*б*, 4,*б*, 5,*б*) и колебаниям границы раздела по всей длине. Существует характерное время задержки, с которой система реагирует на изменение интенсивности внешней тепловой нагрузки. Это время зависит от толщины жидкого слоя в зоне теплового напора и характеризует время переноса тепла от нагревателя к межфазной границе. Наличие второго, более мощного теплового источника приводит к тому, что термокапиллярный прогиб над слабым нагревателем постепенно исчезает (см. рис. 5,*б*). При увеличении интенсивности тепловой нагрузки вблизи межфазной границы возникает пограничный слой, который сохраняется с течением времени и вызывает деформацию ядра вихрей. Физические механизмы, обеспечивающие перестройку полей скорости и температуры и формирование переходных режимов с различной топологией в двухфазной локально нагреваемой систе-

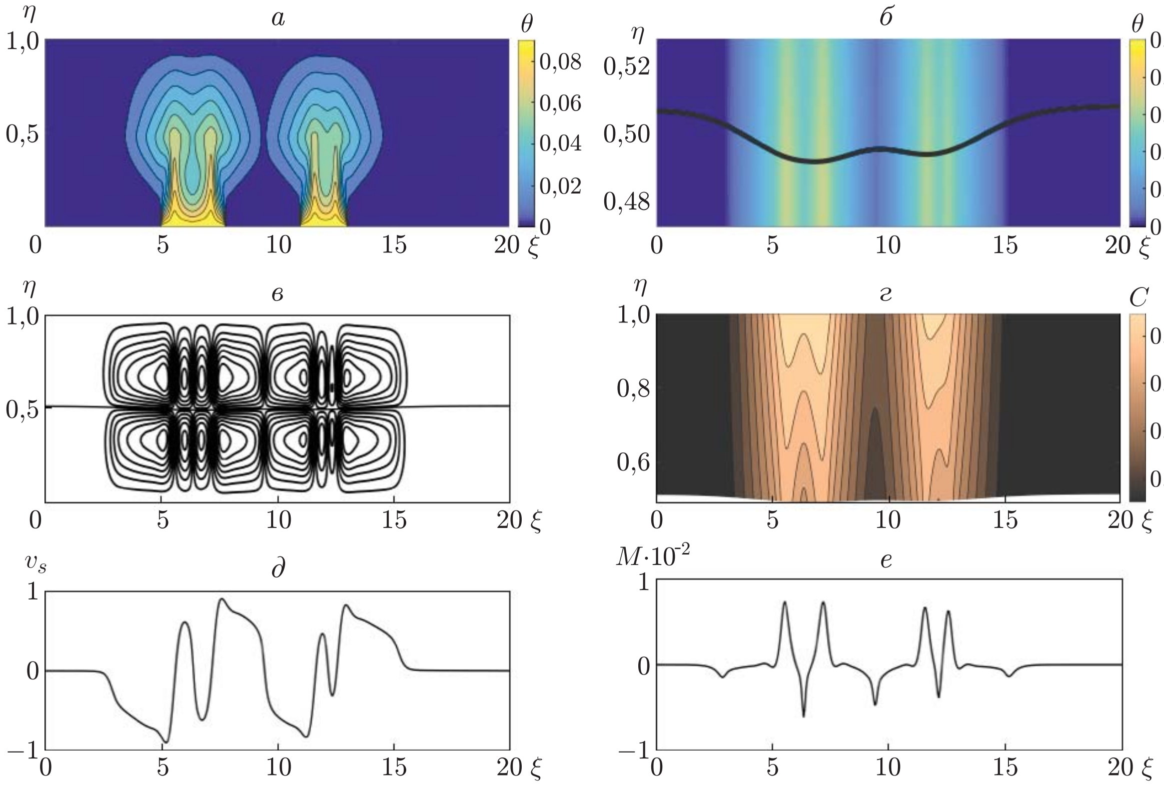

Рис. 3. Характеристики двухфазной системы бензин — воздух через 10 с после включения нагревателей (обозначения те же, что на рис. 2)

ме, подробно описаны в работе [19]. При одинарных плюмах в зоне каждого локального максимума температуры образуется восходящая конвективная струя (см. рис. 4,*в*, 5,*в*). Заметим, что после того, как температура второго нагревателя перестает увеличиваться, осцилляции межфазной поверхности сохраняются, а вблизи зоны температурной накачки возникают осциллирующие малые вихри (см. рис. 5,*в*). Сравнение результатов, полученных в аналогичной задаче без учета фазовых переходов [19], с результатами решения рассматриваемой задачи показывает, что испарение незначительно "ускоряет" переходные режимы, слабо увеличивает амплитуду предельных деформаций, а конечный конвективный режим характеризуется формированием малых осциллирующих вихрей. В отсутствие испарения реализуется течение с вихревыми структурами, дрейфующими из зоны нагрева на периферию.

Структура поля температуры определяет распределение пара в газовой фазе. Максимальное паросодержание наблюдается в зонах нагрева. На начальном этапе в газовом слое над каждым нагревателем возникают характерные концентрационные полосы (см. рис. 2,*г*), поперечный размер которых зависит от размера теплового элемента: чем больше зона нагрева, тем шире полоса. С течением времени концентрационные полосы эволюционируют в "вилочные" структуры (см. рис. 3,*г*). При этом вследствие термодиффузии тяжелые пары бензина диффундируют от межфазной границы, где температура выше, в области с меньшей температурой. (Под тяжелой примесью понимается компонент, масса частицы которого больше массы частицы фонового вещества; молярная масса бензина $\mu = 0{,}112$ кг/моль, молярная масса воздуха — $0{,}029$ кг/моль.) За счет эффекта Соре максимальная концентрация пара достигается вблизи холодной стенки, и парциальное давление уменьшается. Это приводит к увеличению амплитуды осцилляций поверхности раздела

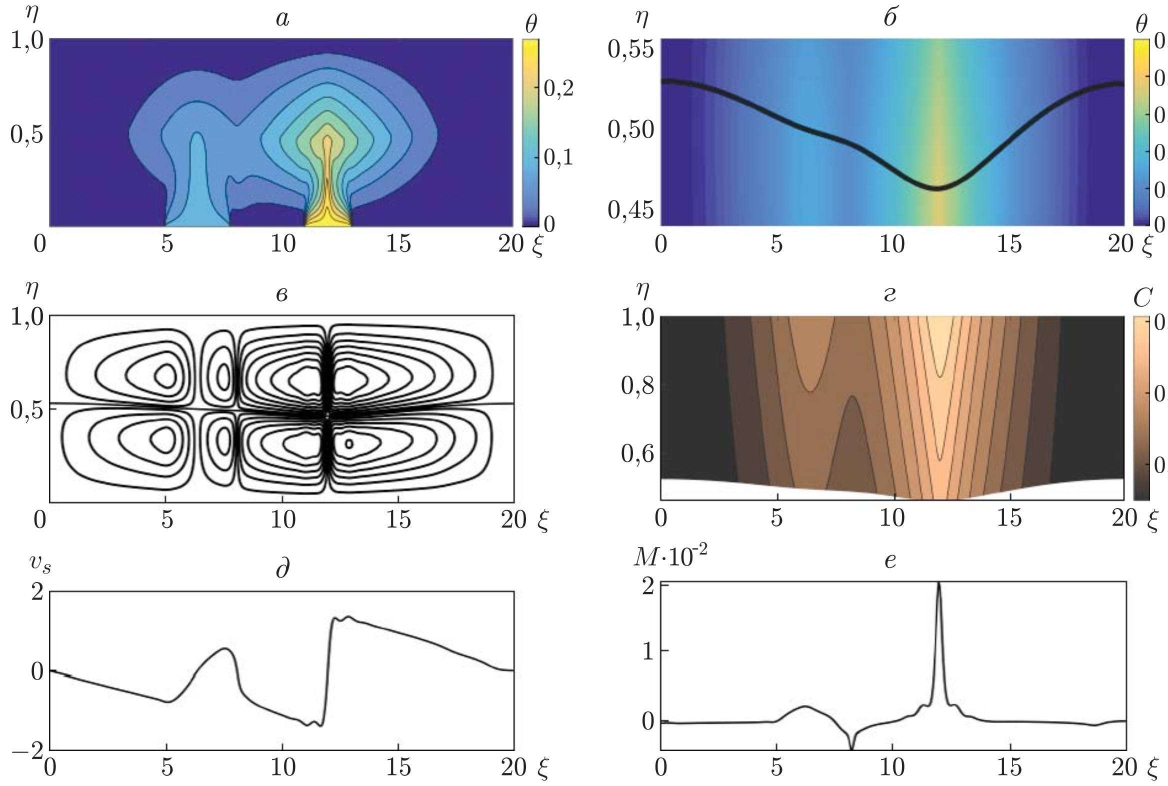

Рис. 4. Характеристики двухфазной системы бензин — воздух через 45 с после включения нагревателей (обозначения те же, что на рис. 2)

жидкость — газ. С увеличением тепловой нагрузки над вторым нагревателем происходит перестройка поля концентрации: возникает “булавовидная” структура (см. рис. 4,*г*), сохраняющаяся в дальнейшем (см. рис. 5,*г*). Таким образом, эффект Соре оказывает на систему незначительное дестабилизирующее влияние и обеспечивает формирование концентрационных структур, в которых максимальное паросодержание наблюдается вблизи холодной верхней стенки.

При перестройке полей скорости и температуры меняется также распределение массовой скорости испарения M на границе раздела. Максимальная скорость испарения достигается в областях, где формируются восходящие конвективные потоки, а граница раздела имеет максимальную температуру. Конденсация пара ($M < 0$) происходит в зонах нисходящих течений. На начальном этапе, когда в системе возникают сдвоенные тепловые плюмы с двумя температурными пиками и двумя восходящими потоками в зонах температурной накачки, функция M имеет по два локальных максимума над каждым нагревателем (см. рис. 2,*е*, 3,*е*). С течением времени образуется область, в которой испарение происходит с максимальной скоростью и функция M имеет глобальный максимум (см. рис. 4,*е*, 5,*е*). Заметим, что после отключения первого нагревателя с увеличением времени устанавливается режим, при котором конденсация происходит вблизи боковой границы кюветы, ближней к работающему нагревателю (см. рис. 5,*е*). Увеличение интенсивности тепловой нагрузки приводит к значительному увеличению скорости испарения. После выхода на режим стационарного нагрева, когда температура работающего второго нагревателя перестает изменяться, максимальные скорости испарения и течения не принимают постоянных значений и осциллируют вблизи некоторого значения.

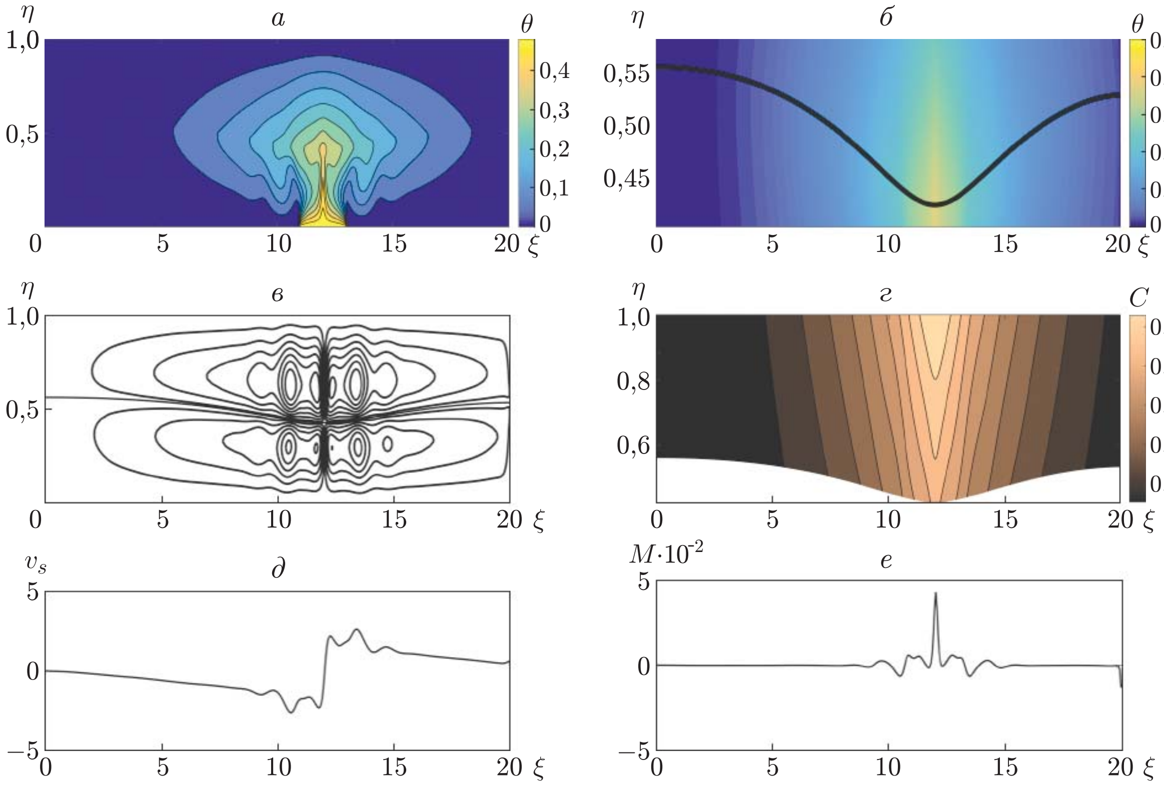

Рис. 5. Характеристики двухфазной системы бензин — воздух через 270 с после включения нагревателей (обозначения те же, что на рис. 2)

Заключение. В рамках предложенной модели испарительной конвекции исследовано влияние явлений фазового перехода жидкость — пар и термодиффузионных эффектов на характеристики конвективных режимов, возникающих при локальном нагреве системы жидкость — газ в замкнутой плоской прямоугольной кювете. Установлено, что испарение приводит к увеличению глубины термокапиллярного прогиба межфазной поверхности в зонах температурной накачки и формированию конвективного режима, при котором в зоне нагрева и вблизи нее возникают пульсирующие вихревые структуры. Показано, что под действием термодиффузии в газовом слое образуются характерные концентрационные структуры с повышенным паросодержанием вблизи верхней холодной стенки. Это приводит к уменьшению парциального давления вблизи границы раздела и росту амплитуды осцилляций границы раздела жидкость — газ. Рассматриваемая система очень чувствительна к скорости изменения температуры нагревателей и увеличению размеров тепловых элементов, помещенных на подложку, вследствие существенно нелинейного взаимодействия гравитационного и термокапиллярного эффектов и фазовых переходов диффузионного типа.

Предложенный подход, при котором граничные условия формулируются через касательную и нормальную скорости на границе раздела сред, позволяет не решать задачу о движении точек трехфазного контакта вдоль боковых твердых границ замкнутой области. При реализации численного метода движение точек трехфазного контакта определяется математической моделью, допускающей отход материальных точек жидкости от области контакта в объемную фазу при выполнении условий прилипания. Используемая трактовка точки трехфазного контакта оправданна при небольших скоростях течений. В рассматриваемой задаче последнее условие обеспечивается за счет малых размеров системы и соответствующей интенсивности температурной нагрузки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Harun M. A., Sidik N. A. C.** A review on development of liquid cooling system for central processing unit (CPU) // J. Adv. Res. Fluid Mech. Thermal Sci. 2021. V. 78, N 2. P. 98–113.
2. **Cummings J., Lowengrub J., Sumpter B., et al.** Modeling solvent evaporation during thin film formation in phase separating polymer mixture // Soft Matter. 2018. V. 14, N 10. P. 1833–1846.
3. **Sielaf A., Mangini D., Kabov O., et al.** The multiscale boiling investigation on-board the International Space Station: An overview // Appl. Thermal Engng. 2022. V. 205. 117932.
4. **Kuo J. S., Chiu D. T.** Controlling mass transport in microfluidic devices // Annual Rev. Anal. Chem. 2011. V. 4. P. 275–296.
5. **Khenner M., Yadavali S., Kalyanaraman R.** Formation of organized nanostructures from unstable bilayers of thin metallic liquids // Phys. Fluids. 2011. V. 23. 122105.
6. **Kabov O. A., Kuznetsov V. V., Kabova Y. O.** Evaporation, dynamics and interface deformations in thin liquid films sheared by gas in a microchannel // Encyclopedia of two-phase heat transfer and flow II: Special topics and applications. V. 1. Special topics in boiling in microchannels, micro-evaporator cooling systems. Singapore: World Sci. Publ. Co., 2015. P. 57–108.
7. **Bekezhanova V. B., Fliagin V. M., Goncharova O. N., et al.** Thermocapillary deformations of a two-layer system of liquids under laser beam heating // Intern. J. Multiphase Flow. 2020. V. 132. 103429.
8. **Ivanova N.** Biomimetic optics: Liquid-based optical elements imitating the eye functionality // Philos. Trans. Roy. Soc. A. 2020. V. 378. 20190442.
9. **Hamidović M., Haselmayr W., Grimmer A., et al.** Passive droplet control in microfluidic networks: A survey and new perspectives on their practical realization // Nano Comm. Networks. 2019. V. 19. P. 33–46.
10. **Colinet P.** Nonlinear dynamics of surface-tension-driven instabilities. V. 512 / P. Colinet, J. C. Legros, M. G. Velarde. Berlin: Wiley-VCH, 2001.
11. **Faghri A.** Transport phenomena in multiphase systems / A. Faghri, Yu. Zhang. Amsterdam, etc.: Elsevier, 2006.
12. **Андреев В. К., Бекежанова В. Б.** Устойчивость неизотермических жидкостей (обзор) // ПМТФ. 2013. Т. 54, № 2. С. 3–20.
13. **Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н.** Задачи испарительной конвекции (обзор) // Прикл. математика и механика. 2018. Т. 82, № 2. С. 219–260.
14. **Prosperetti A.** Boundary conditions at a liquid-vapor interface // Meccanica. 1979. V. 14. P. 34–47.
15. **Wörner M.** Numerical modeling of multiphase flow in microfluidics and micro process engineering: A review of methods and applications // Microfluid. Nanofluid. 2012. V. 12. P. 841–886.
16. **Sharma A.** Level set method for computational multi-fluid dynamics: A review on developments, applications and analysis // Sadhana. 2015. V. 40, N 3. P. 627–652.
17. **Eisenschmidt K., Ertl M., Gomaa H., et al.** Direct numerical simulations for multiphase flows: An overview of the multiphase code FS3D // Appl. Math. Comput. 2016. V. 272. P. 508–517.
18. **Ovcharova A. S.** Multilayer system of films heated from above // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 114. P. 992–1000.
19. **Bekezhanova V. B., Ovcharova A. S.** Convection regimes induced by local boundary heating in a liquid — gas system // J. Fluid Mech. 2019. V. 873. P. 441–458.

20. **De Groot S. R.** Non-equilibrium thermodynamics / S. R. De Groot, P. Mazur. L.: Dover, 1984.
21. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика: В 10 т. Т. 6. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
22. **Гебхарт Б.** Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен: В 2 кн. Кн. 1 / Б. Гебхарт, Й. Джалурия, Р. Махаджан, Б. Саммакия. М.: Мир, 1991.
23. **Bekezhanova V. B., Goncharova O. N.** Influence of the Dufour and Soret effects on the characteristics of evaporating liquid flows // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 154. 119696.
24. **Dussan V. E., Davis S.** On the motion of a fluid-fluid interface along a solid surface // J. Fluid Mech. 1974. V. 65, N 1. P. 71–95.
25. **Шлиомис М. И., Якушин В. И.** Конвекция в двухслойной бинарной системе с испарением // Учен. зап. Перм. гос. ун-та. Сер. Гидродинамика. 1972. № 4. С. 129–140.
26. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
27. **Kondrashov A., Sboev I., Dunaev P.** Evolution of convective plumes adjacent to localized heat sources of various shapes // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 103. P. 298–304.

Поступила в редакцию 30/V 2022 г.,
после доработки — 1/XII 2022 г.
Принята к публикации 26/XII 2022 г.