

DOI: [10.7242/1999-6691/2019.12.3.21](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.3.21)

УДК 532.5.013.4

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА СОРЕ

Т.П. Любимова^{1,2}, Н.А. Зубова¹¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация² Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Российская Федерация

Численно исследованы возникновение и нелинейные режимы термоконцентрационной конвекции смеси додекана, изобутилбензола и тетралина, взятых в равных долях, в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной области пористой среды с твердыми непроницаемыми для вещества границами при нагреве снизу. Вертикальные границы полости теплоизолированы. Компоненты рассматриваемой смеси являются представителями основных групп химических соединений, входящих в состав нефти. Значения пористости и проницаемости среды выбирались близкими к значениям реальных сред, таких как пески, песчаники или известняки. Область подобной конфигурации моделирует месторождение углеводородов. Благодаря эффекту Соре (термодиффузии), легкие компоненты смеси додекан и изобутилбензол, имеющие положительные отношения разделения, накапливаются в горячей области, а тяжелая компонента смеси тетралин – в холодной. В случае нагрева снизу, что в естественных условиях обеспечивается наличием геотермального градиента, это может приводить к развитию конвекции. Найдено, что при некотором значении числа Рейля в полости зарождается стационарное движение, которое при росте числа Рейля сменяется колебательным. При дальнейшем увеличении числа Рейля колебания становятся нерегулярными. В выбранном интервале чисел Рейля обнаружено несколько монотонных и колебательных режимов, характеризующихся разными пространственными масштабами (от 1- до 10-вихревого). При реализации колебательных режимов мгновенные характеристики течения осциллируют сложным образом. Обнаружен стационарный режим течения, обладающий несимметричной структурой. Определены интервалы чисел Рейля, в которых возможно образование найденных режимов, и временные зависимости интегральных характеристик в процессе формирования установившихся течений. Прослежено влияние надкритичности на структуру течения и на распределения концентраций компонент смеси.

Ключевые слова: конвекция, диффузия, эффект Соре, трехкомпонентная смесь, пористая среда

ONSET AND NONLINEAR REGIMES OF CONVECTION OF TERNARY MIXTURE IN A RECTANGULAR POROUS CAVITY TAKING INTO ACCOUNT SORLET EFFECT

T.P. Lyubimova¹ and N.A. Zubova¹¹ Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation² Perm State University, Perm, Russian Federation

A numerical study has been conducted to investigate the onset and nonlinear regimes of Soret-induced convection of a mixture of dodecane, isobutylbenzene and tetralin at equal mass fraction proportions in a rectangular porous cavity with solid boundaries elongated in a horizontal direction and heated from below. The vertical boundaries of the cavity are insulated. The components of the mixture are representatives of the main groups of chemical compounds that make up the oil. The values of porosity and permeability of the medium were chosen close to the values of real media, such as sands, sandstones or limestone. The area of such configuration simulates a real hydrocarbon field. Due to the Soret effect, the light components of the mixture, dodecane and isobutylbenzene, which have positive separation ratios, accumulate in the hot region, and the heavy component of the mixture, tetralin, in the cold region. This leads to the onset of convection in the case of heating from below, which in natural conditions is ensured by the presence of a geothermal gradient. It has been found that at a certain value of the Rayleigh number a steady flow occurs in the cavity, which, with an increase in the Rayleigh number, is replaced by an oscillatory one. With a further increase in the Rayleigh number, irregular oscillations occur. In the considered interval of the Rayleigh numbers, several monotonic and oscillatory regimes characterized by different spatial scales (from one to ten vortices) were found. The form of oscillations of instantaneous flow characteristics in oscillatory regimes has a complex shape. The monotonic flow regime with an asymmetric structure was revealed. The intervals of the Rayleigh numbers, in which the obtained regimes may exist, and the time dependences of the integral characteristics occurred in the process of formation of steady flows were determined. The effect of supercriticality on the flow structure and the concentration distribution of mixture components were studied.

Key words: convection, diffusion, Soret effect, ternary mixture, porous medium

1. Введение

Большинство жидкостей и газов, встречающихся в природных и технологических процессах, являются многокомпонентными. Сложный состав смеси учитывают при изучении коллоидных смесей [1, 2], выращивании кристаллов [3, 4], распространении загрязняющих примесей в водных объектах [5, 6], мембранных процессах [7], в задачах фильтрации [8–11], добычи углеводородов [12, 13]. Наличие нескольких механизмов переноса тепла и массы в смесях значительно усложняет их изучение [14–17]. В современных исследованиях в качестве моделей многокомпонентных смесей часто рассматриваются трехкомпонентные углеводородные жидкие смеси. Примером такой трехкомпонентной смеси может служить смесь додекана, изобутилбензола и тетралина, которая активно изучалась ранее и была использована в качестве рабочей среды в экспериментах по определению коэффициентов диффузии

и термодиффузии DCMIX-1, проведенных на Международной космической станции [18, 19]. Компоненты этой смеси являются представителями основных групп химических соединений, входящих в состав нефти.

Смесь додекана, изобутилбензола и тетралина, взятых в равных пропорциях при температуре 25°C, характеризуется положительными значениями отношений разделения компонент, то есть легкие компоненты этой смеси под действием градиента температуры накапливаются в более нагретой области [20, 21]. Для характерного в природных условиях геотермального градиента температуры (нагрев снизу) это означает, что тяжелая компонента смеси накапливается в более холодной части области (сверху), что приводит к неустойчивости системы.

В работе [22] для бинарной смеси, заполняющей горизонтальный слой пористой среды, найдены границы монотонной и колебательной неустойчивости в зависимости от значений отношения разделения и пористости среды. Для случая колебательной неустойчивости показано, что при уменьшении пористости среды устойчивость течения повышается.

В работе [23] изучались возникновение и нелинейные режимы термоконцентрационной конвекции смеси додекана, изобутилбензола и тетралина в квадратной области пористой среды с твердыми непроницаемыми границами при нагреве снизу и теплоизолированных вертикальных границах. Показано, что в разных условиях могут формироваться 1- и 2-вихревой стационарные режимы. Последний при увеличении числа Релея сменяется стационарным течением, имеющим несимметричную 2-вихревую структуру. Одновихревое стационарное течение при увеличении числа Релея сменяется режимом стационарных колебаний. Дальнейший рост числа Релея приводит к нерегулярным колебаниям. Расчеты проведены при разных значениях пористости среды; найдено, что при небольшой пористости возможно существование двух разных колебательных режимов: с малой и большой амплитудами колебаний.

Настоящая работа является продолжением исследований, представленных в [23]. Описываются результаты численного моделирования возникновения и нелинейных режимов конвекции смеси додекана, изобутилбензола и тетралина, взятых в равных долях, в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной области пористой среды с твердыми непроницаемыми для вещества границами при нагреве снизу. Расчеты проведены для того же значения пористости (0,1), при котором в [23] найдено наибольшее число режимов. Данная конфигурация моделирует месторождение углеводородов.

2. Постановка задачи

Если смесь состоит из n компонент и концентрации первых $i = 1, \dots, n-1$ компонент составляют C_i , тогда концентрация n -й компоненты равна $C_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} C_i$. Для описания состава смеси достаточно указать вектор концентраций (массовых долей) $\mathbf{C} = (C_1, \dots, C_{n-1})$. Последнюю компоненту — компоненту с номером n , будем называть растворителем, а первые $n-1$ — примесями. Рассмотрим термоконцентрационную конвекцию в пористой прямоугольной полости со сторонами L и H ($L = 5H$), заполненной однородной трехкомпонентной жидкой смесью. Плотность смеси линейно зависит от температуры T и концентраций составляющих ее компонент C_i , где $i = 1, \dots, n-1$:

$$\rho = \rho_0(1 - \beta_T(T - T_0) - \mathbf{I} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{C} - \mathbf{C}_0)).$$

Здесь: $\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_C$ — коэффициент теплового расширения; $\mathbf{B} = \text{diag}\{\beta_1, \dots, \beta_{n-1}\}$ — диагональная

матрица коэффициентов концентрационного расширения (такая, что $\beta_{C_i} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial C_i} \Big|_{T, C_j, j=1, \dots, n-1, j \neq i}$,

$i = 1, \dots, n-1$); $\mathbf{I} = (1, \dots, 1)$; \mathbf{C} — вектор концентраций; ρ_0 , $\mathbf{C}_0 = (C_{10}, \dots, C_{(n-1)0})$ и T_0 — начальные плотность, вектор концентраций и температура смеси.

Нестационарные уравнения свободной термоконцентрационной конвекции смеси в пористой среде в рамках модели Дарси–Буссинеска с учетом эффекта термодиффузии имеют вид [24]:

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\nu}{K} \mathbf{V} - \mathbf{g}(\beta_T(T - T_0) + \mathbf{I} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{C} - \mathbf{C}_0)), \quad (1)$$

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \mathbf{V} \cdot \nabla T = \lambda^* \nabla^2 T, \quad (2)$$

$$\varepsilon^* \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{C} = \mathbf{D} \nabla^2 \mathbf{C} + \mathbf{C}_0 (\mathbf{I} - \mathbf{C}_0) \mathbf{D}_T \nabla^2 T, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (4)$$

Здесь: \mathbf{V} — скорость фильтрации; p — давление; \mathbf{g} — ускорение свободного падения; t — время; K — проницаемость; ν — кинематическая вязкость; λ^* — эффективная теплопроводность пористой среды; $(\rho c)^*$ — эффективная теплоемкость пористой среды; $(\rho c)_f$ — теплоемкость жидкости; ε^* — пористость; \mathbf{D} — матрица коэффициентов молекулярной диффузии смеси; \mathbf{D}_T — вектор коэффициентов термодиффузии. Уравнения записаны в предположении постоянства вязкости и коэффициентов переноса в пренебрежении эффектами бародиффузии и Дюфора. Задача решается при следующих граничных условиях: предполагается, что полость имеет твердые непроницаемые для вещества границы, при этом боковые — теплоизолированы, на горизонтальных — поддерживаются разные постоянные температуры, соответствующие нагреву снизу.

Приводя матрицу коэффициентов молекулярной диффузии в исходных уравнениях к диагональному виду, можно исключить перекрестные диффузионные эффекты и тем самым уменьшить число определяющих параметров задачи. Результат этого преобразования в размерных переменных запишется как [25]

$$\mathbf{C} = \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} \hat{\mathbf{C}}, \quad \mathbf{D}_T = \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} \hat{\mathbf{D}}_T, \quad (5)$$

где \mathbf{M} — матрица, в столбцах которой находятся собственные векторы $\mathbf{m}_i = (m_{i1}, \dots, m_{in-1})^T$ матрицы \mathbf{D} ;

$$\mathbf{Q} = \text{diag} \{q_1, \dots, q_{n-1}\}, \quad q_i = \beta_i^{-1} \sum_{j=1}^{n-1} \beta_j m_{ij}.$$

Преобразование (5) позволяет привести размерные уравнения (1)–(4) к системе с диагональной матрицей $\hat{\mathbf{D}}$, вектором концентрации $\hat{\mathbf{C}}$ и вектором коэффициентов термодиффузии $\hat{\mathbf{D}}_T$:

$$0 = \frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\nu}{K} \mathbf{V} - \mathbf{g} \left(\beta_T (T - T_0) + \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} (\hat{\mathbf{C}} - \hat{\mathbf{C}}_0) \right), \quad (6)$$

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \mathbf{V} \cdot \nabla T = \lambda^* \nabla^2 T, \quad (7)$$

$$\varepsilon^* \frac{\partial \hat{\mathbf{C}}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \hat{\mathbf{C}} = \hat{\mathbf{D}} \nabla^2 \hat{\mathbf{C}} + \hat{\mathbf{C}}_0 (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}_0) \hat{\mathbf{D}}_T \nabla^2 T, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (9)$$

Выберем в качестве единиц измерения следующие: длины — высоту полости H ; скорости — a/H , где $a = \lambda^*/(\rho c)_f$ — эффективная температуропроводность; времени — $H^2 (\rho c)^*/\lambda^*$; давления — $\rho_0 a \nu / K$; отклонения температуры от равновесного значения — ΔT ; отклонения концентрации от равновесного значения — $\hat{\mathbf{C}}_0 (\hat{\mathbf{C}}_0 - 1) \Delta T \hat{\mathbf{D}}_T (\hat{\mathbf{D}})^{-1}$. Преобразованные уравнения (6)–(9) в безразмерной форме принимают вид:

$$0 = -\nabla p - \mathbf{V} + \text{Ra} (T + \hat{\psi} \hat{\mathbf{C}}) \mathbf{k}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T, \quad (11)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \hat{\mathbf{C}}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \hat{\mathbf{C}} = \mathbf{L} \mathbf{e}^{-1} (\nabla^2 \hat{\mathbf{C}} - \mathbf{I} \nabla^2 T), \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (13)$$

Здесь: $\text{Ra} = Kg \beta_T H \Delta T / (a \nu)$ — аналог числа Релея для пористой среды, который в дальнейшем для краткости будем называть «числом Релея»; $\hat{\psi} = -\hat{\mathbf{C}}_0 (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}_0) \beta_T^{-1} \mathbf{B} (\hat{\mathbf{D}})^{-1} \hat{\mathbf{D}}_T$ — вектор отношений

разделения, характеризующий термодиффузионные свойства смеси; $\varepsilon = \varepsilon^* (\rho c)_f / (\rho c)^*$ — нормализованная пористость; $\mathbf{Le} = a(\hat{\mathbf{D}})^{-1}$ — диагональная матрица чисел Льюиса такая, что $Le_{11} = a/\hat{D}_{11}$, $Le_{22} = a/\hat{D}_{22}$; \mathbf{k} — единичный вертикальный вектор. Для безразмерных переменных сохраним прежние обозначения.

На всех границах поставим условия непроницаемости, отсутствия диффузионного потока компонентов, на горизонтальных границах зададим температуру, на вертикальных — отсутствие потока тепла:

$$x = 0, 5: \quad V_x = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} = 0, \quad (14)$$

$$y = 0: \quad V_y = 0, \quad T = 1, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - \mathbf{I} \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad (15)$$

$$y = 1: \quad V_y = 0, \quad T = 0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - \mathbf{I} \frac{\partial T}{\partial y} = 0. \quad (16)$$

Ограничиваясь рассмотрением двумерных течений, введем функцию тока как $V_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$, $V_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$.

Уравнения (10)–(13) и граничные условия (14)–(16), записанные в терминах функции тока, принимают вид:

$$\nabla^2 \Psi = \text{Ra} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \hat{\psi} \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} \right), \quad (17)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \nabla^2 T, \quad (18)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \hat{C}}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} = \mathbf{Le}^{-1} (\nabla^2 \hat{C} - \mathbf{I} \nabla^2 T); \quad (19)$$

$$x = 0, 5: \quad \Psi = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} = 0, \quad (20)$$

$$y = 0: \quad \Psi = 0, \quad T = 1, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - \mathbf{I} \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad (21)$$

$$y = 1: \quad \Psi = 0, \quad T = 0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - \mathbf{I} \frac{\partial T}{\partial y} = 0. \quad (22)$$

Задача (17)–(22) решалась численно, методом конечных разностей. Пространственные производные аппроксимировались центральными разностями. Нестационарные уравнения приводились к дискретному виду с помощью явной конечно-разностной схемы с постоянным временным шагом, равным $h^2/16$, где h — шаг по пространству. Уравнение Пуассона для функции тока разрешалось методом последовательной верхней релаксации. Этот алгоритм применялся при исследовании возникновения и нелинейных режимов конвекции трехкомпонентной смеси в квадратной полости с твердыми границами в работах [26, 27].

Рассмотрим подробно начальные условия. Температура и концентрации обеих компонент в момент времени $t=0$ считались линейно зависящими от вертикальной координаты (подогрев снизу), а для функции тока использовалась многовихревая структура с малым числовым коэффициентом:

$$t = 0: \quad \Psi = 10^{-8} \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) \sin(\pi y), \quad (23)$$

$$T = 1 - y, \quad C_1 = C_2 = 1 - y.$$

Для прямоугольной полости с соотношением сторон 5:1 значения длины волны начальных возмущений l принимались равными 10 или 2, что давало 1- или 5-вихревое слабое течение. Однако, как показали дальнейшие расчеты, значение l не влияет на формирующееся течение, если начальное возмущение имеет вид (23).

Параметры рассматриваемой трехкомпонентной смеси додекана, изобутилбензола и тетралина, взятых в равных долях при температуре 25°C, представлены в Табл. [18, 21].

Таблица. Параметры смеси додекана, изобутилбензола и тетралина

Параметр смеси	Значение	Параметр смеси	Значение
ρ_0 (кг/м ³)	843,5	D_{11} (м ² /с)	$6,70 \cdot 10^{-10}$
β_T (1/К)	$0,914 \cdot 10^{-3}$	D_{12} (м ² /с)	$0,43 \cdot 10^{-10}$
β_{C_1}	0,258	D_{21} (м ² /с)	$-1,08 \cdot 10^{-10}$
β_{C_2}	0,121	D_{22} (м ² /с)	$11,10 \cdot 10^{-10}$
ν (м ² /с)	$1,528 \cdot 10^{-6}$	D_{T_1} (м ² /сК)	$-0,81 \cdot 10^{-12}$
a (м ² /с)	10^{-7}	D_{T_2} (м ² /сК)	$-0,93 \cdot 10^{-12}$

Применяя преобразование (5), приводящее матрицу коэффициентов молекулярной диффузии к диагональному виду, получаем следующие значения безразмерных параметров: $\hat{\psi}_1 = 0,341$, $\hat{\psi}_2 = 0,109$, $Le_1 = 1,47 \cdot 10^2$, $Le_2 = 0,91 \cdot 10^2$.

Расчеты проводились для чисел Релея в интервале от 0 до 30. Пористость среды в расчетах принималась равной 0,1 (характерна для таких сред как песок, песчаник, известняк [28, 29]).

3. Численные результаты

Для обсуждаемой в настоящей работе трехкомпонентной смеси додекана, изобутилбензола и тетралина оба отношения разделения примесей положительны (см. выше определение вектора отношений разделения и Табл.), поэтому при подогреве снизу более легкие компоненты смеси додекан и изобутилбензол вследствие термодиффузии накапливаются возле нагретой нижней границы полости, а тяжелая компонента смеси — тетралин, вблизи холодной верхней границы. Это создает дополнительную неустойчивую стратификацию по плотности, связанную с неоднородностью концентрации, вызванной неизотермичностью, и понижает порог возникновения конвекции, которому в однокомпонентной жидкости при вертикальном градиенте температуры отвечает $Ra_1 = 4\pi^2$, если в течении формируется один вихрь, и $Ra_2 = 25\pi^2/4$ при образовании двух вихрей, расположенных рядом [8]. В случае бинарной смеси порог определяется выражением $Ra = Ra_1 / (1 + \psi(1 + Le))$ для 1-вихревого движения и $Ra = Ra_2 / (1 + \psi(1 + Le))$ для 2-вихревого движения [8].

На рисунке 1а показана вычисленная зависимость числа Нуссельта от числа Релея в диапазоне значений $Ra = 0,0 - 14,0$. Число Нуссельта представлялось как тепловой поток через нижнюю границу полости на единицу ее длины:

$$Nu = \frac{1}{L} \int_L \frac{\partial T}{\partial x} dx.$$

Шаг по числу Релея в основных расчетах принимался равным 1, однако при выявлении перехода к другому режиму шаг уменьшался вплоть до 0,05 (для более точного установления границы существования режима).

Конвекция возбуждается мягко при $Ra \approx 0,25$ (см. Рис. 1а, кривая 1). Структура возникающего течения вблизи порога конвекции является 1-вихревой и сохраняется до значения $Ra \approx 3,0$. При $Ra \approx 0,4$ формируется 2-вихревой режим (Рис. 1а, кривая 2). При превышении числом Релея значения $Ra \approx 3,0$ для 1-вихревого течения и значения $Ra \approx 1,5$ для 2-вихревого вблизи боковых границ полости образуются дополнительные вихри, смещающие оба течения в центральную часть полости. В диапазоне чисел Релея $Ra \approx 4,0 - 12,5$ существуют многовихревые стационарные режимы со структурой течения, имеющей несколько вихрей разного размера (Рис. 1а, кривые 3–5). При $Ra \approx 10,25 - 12,5$ существует несимметричный стационарный режим (Рис. 1а, кривая 6). В диапазоне чисел Релея, который приведен на рисунке 1а, обнаруживаются также два колебательных режима (см. кривые 7 и 8). На рисунке 1б представлена структура установившегося течения для каждого из найденных режимов. При дальнейшем увеличении числа Релея колебательные режимы переходят в нерегулярные колебания. Момент смены режима регулярных колебаний на нерегулярные определялся по виду кривых временной эволюции локальных и интегральных характеристик течения: функции тока, температуры и концентрации компонент в некоторой точке, по максимальному значению модуля функции тока в полости, числу Нуссельта.

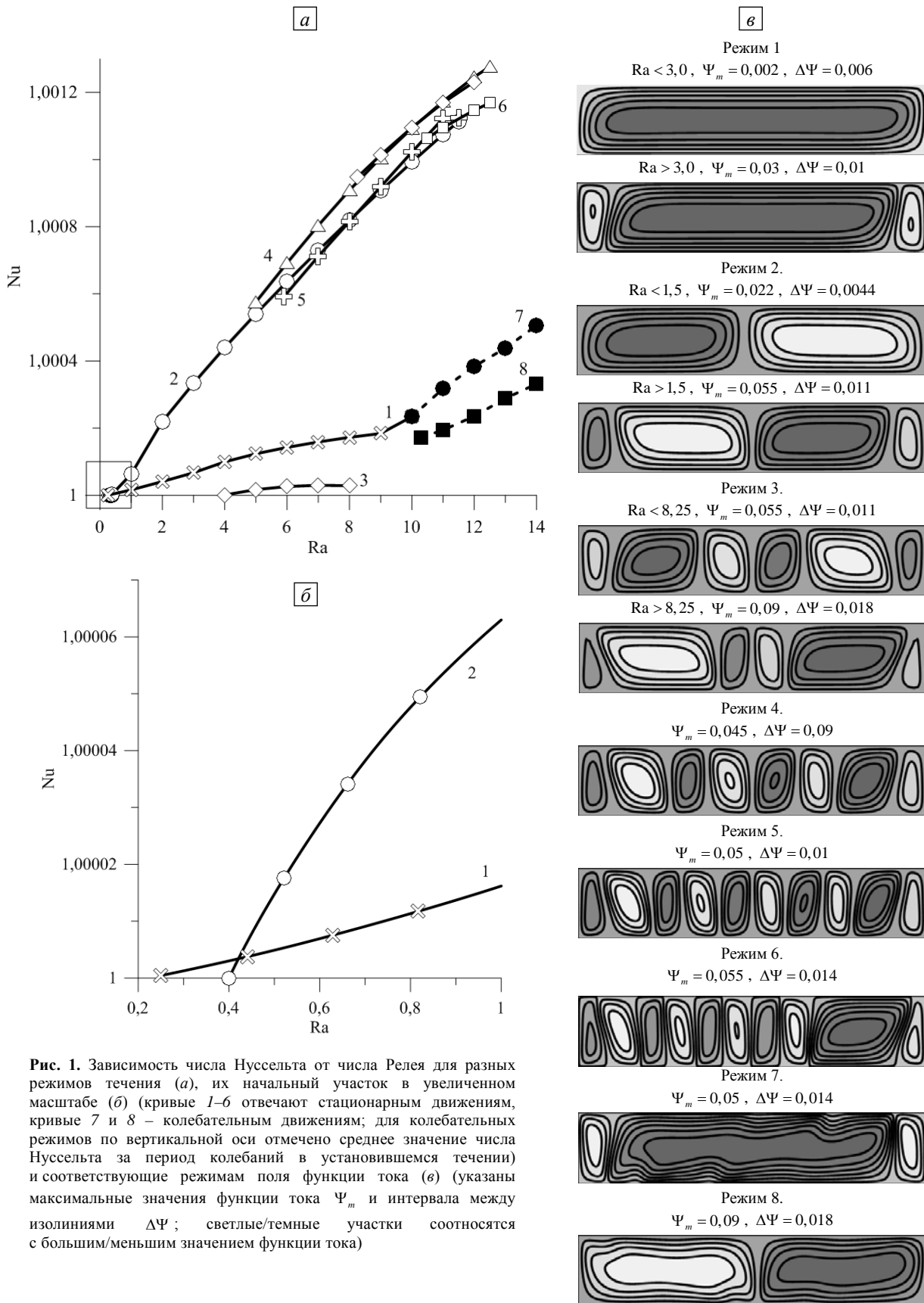


Рис. 1. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейля для разных режимов течения (а), их начальный участок в увеличенном масштабе (б) (кривые 1–6 отвечают стационарным движениям, кривые 7 и 8 – колебательным движениям; для колебательных режимов по вертикальной оси отмечено среднее значение числа Нуссельта за период колебаний в установившемся течении) и соответствующим режимам поля функции тока (в) (указаны максимальные значения функции тока Ψ_m и интервала между изолиниями $\Delta\Psi$; светлые/темные участки соотносятся с большим/меньшим значением функции тока)

3.1. Стационарные конвективные движения

Рассмотрим подробнее результаты расчетов. Одновихревое стационарное движение, соответствующее кривой 1 на рисунке 1а, получено с использованием в качестве начальных условий установившихся стационарных полей функции тока, температуры и концентраций компонент смеси, вычисленных для близкого по величине большего значения числа Рейля. Этот режим наблюдается при $Ra \approx 0,25 - 9,0$.

На рисунке 2 представлена временная эволюция разности концентраций 1-й компоненты смеси — ΔC_1 , в центрах верхней и нижней границ полости и распределение концентрации 1-й компоненты смеси при $Ra = 2,0$ и $Ra = 4,0$. В первом случае реализуется одновихревое движение, занимающее весь объем полости, во втором появляются дополнительные боковые вихри, смещающие основной вихрь к центру. Начальными состояниями в этих расчетах выступали решения при $Ra = 3,0$ и $Ra = 5,0$ соответственно. Временная эволюция и распределения концентрации для 2-й компоненты смеси, которая имеет отношение разделения смеси того же знака, качественно выглядят аналогично, поэтому они здесь и далее не приводятся. Как видно из рисунка 2а, с ростом числа Релея в полости очень быстро устанавливается новое течение с большей интенсивностью.

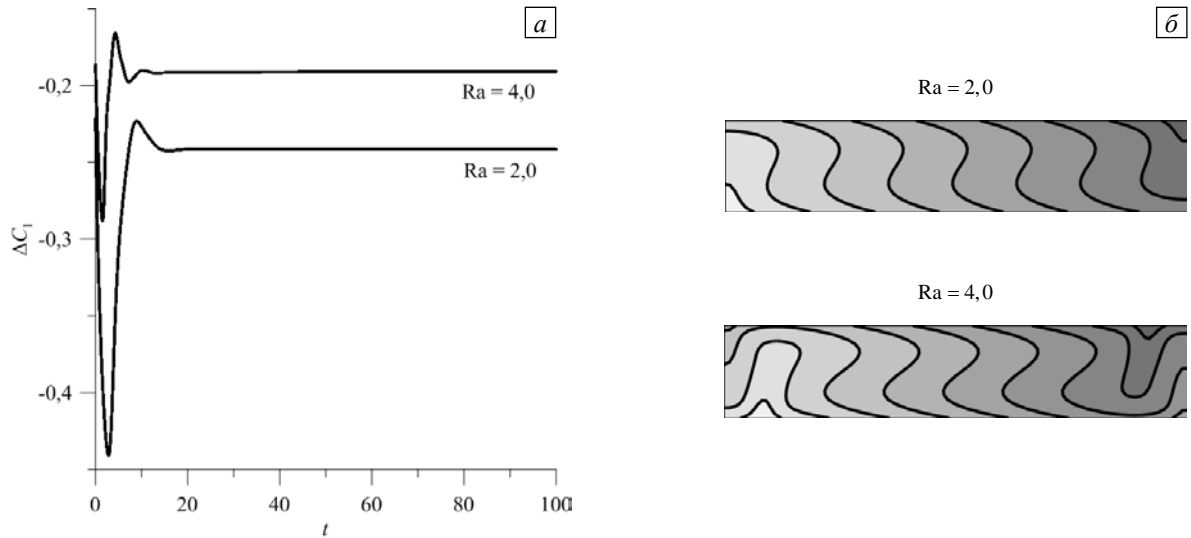


Рис. 2. Временная эволюция для режима 1 (Рис. 1а, кривая 1) разности концентраций 1-й компоненты смеси в центрах верхней и нижней границ полости (а) и установившееся распределение концентрации 1-й компоненты (б) (светлые/темные участки соответствуют большему/меньшему значению)

Стационарное 2-вихревое движение (Рис. 1 а, кривая 2) было обнаружено в интервале $Ra \approx 0,4 - 3,0$ при использовании в качестве начальных условий выражений (23), в остальном диапазоне существования этого режима (до $Ra \approx 11,5$) начальными условиями служили установившиеся стационарные поля функции тока, температуры и концентраций компонент смеси, рассчитанные при близком по величине (большем/меньшем) значении числа Релея. На рисунках 3а, б представлены временные эволюции максимального значения модуля функции тока в полости — $|\Psi|_m(t)$, и разности концентрации 1-й компоненты смеси — $\Delta C_1(t)$, соответственно, в центрах верхней и нижней границ полости

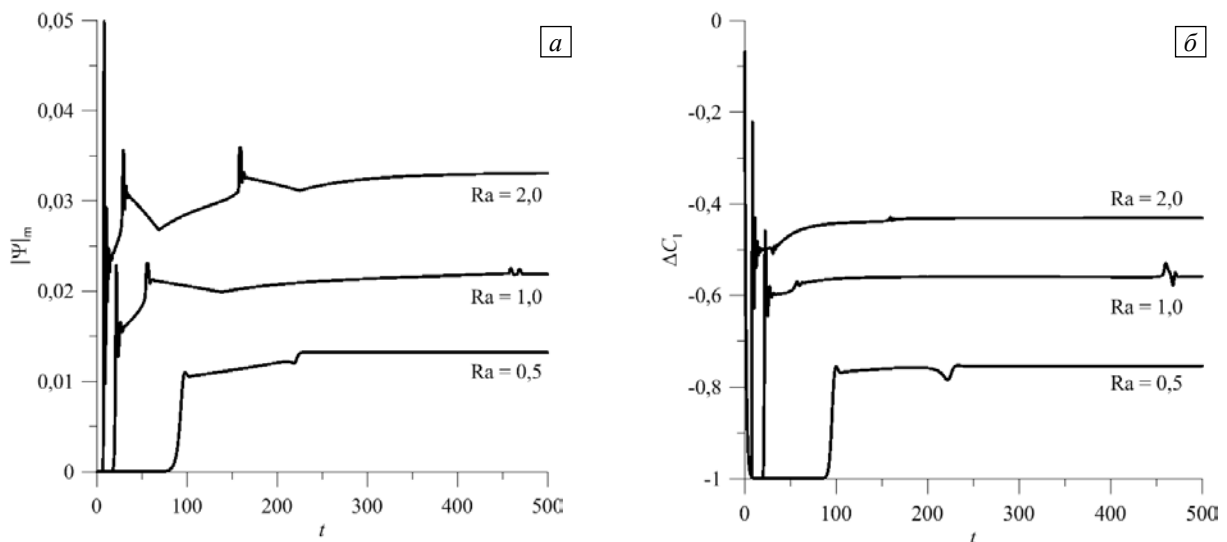


Рис. 3. Временная эволюция максимального значения модуля функции тока в полости (а) и разности концентраций 1-й компоненты смеси в центрах верхней и нижней границ полости (б); изолинии функции тока с указанием максимального значения функции тока и интервала между изолиниями (в) и распределения концентрации (г) на различных этапах формирования течения (светлые/темные участки соответствуют большему/меньшему значению функции тока или концентрации в случае реализации режима, соответствующего кривой 2 на рисунке 1а)

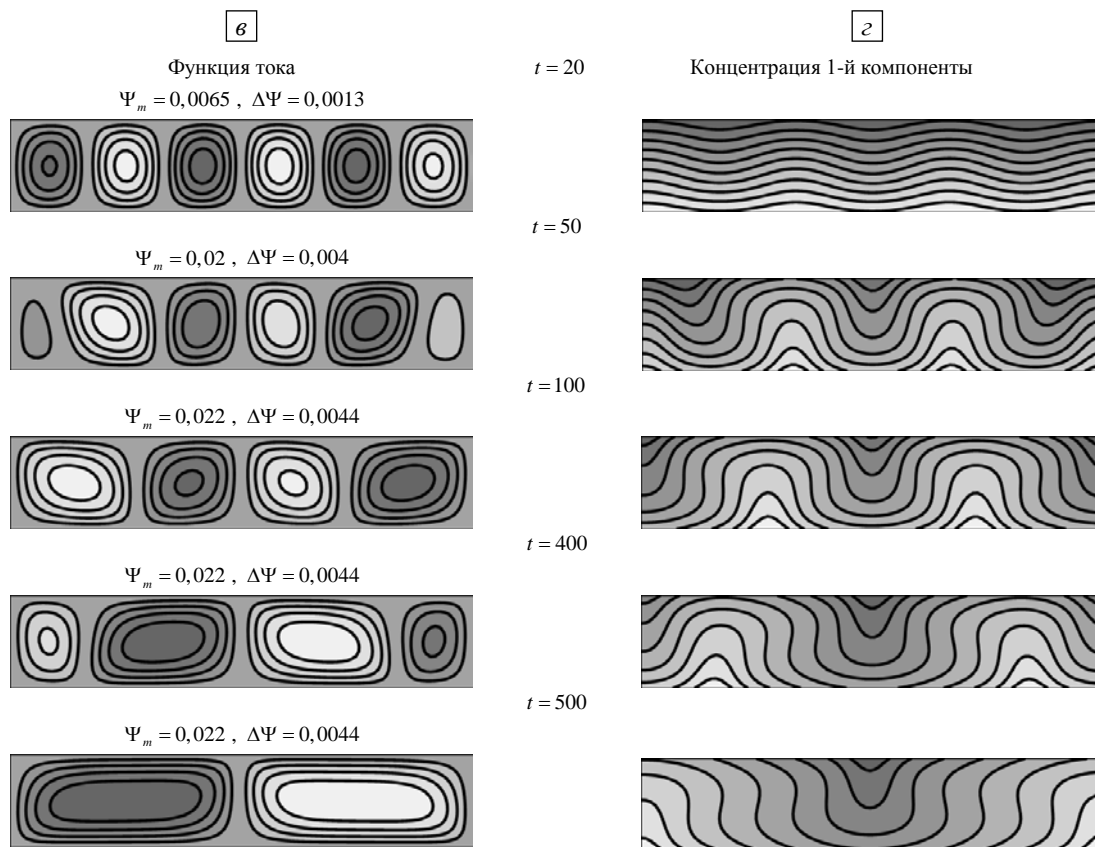


Рис. 3. Продолжение

при значениях числа Релея 0,5, 1,0 и 2,0 в случае реализации 2-вихревого течения. Течение в полости возникает в некоторый момент времени t^* , величина которого уменьшается с ростом числа Релея [30–32], и имеет 6-вихревую структуру, затем количество вихрей уменьшается до двух (Рис. 3б). Изменения пространственного масштаба течения происходят скачком. Распределение концентрации 1-й компоненты смеси на каждом этапе развития течения содержится на рисунке 3г. Этот режим наблюдается при $Ra \approx 0,4–11,0$.

Режимы 3–5 (см. отвечающие им кривые 3–5 на Рис. 1а) характеризуются многовихревой (от шести до десяти вихрей) структурой течения. В некотором интервале своего существования эти режимы были вычислены с использованием в качестве начальных возмущений выражений (23). Так, 6-вихревая структура монотонного течения (режим 3) была получена при начальных условиях (23), $Ra \approx 4,0–4,8$ и $Ra \approx 8,25–11,0$, 8-вихревая (режим 4) — при $Ra \approx 5,0–6,0$, а симметричная 10-вихревая (режим 5) — при $Ra \approx 6,25–8,1$. Для режима 3 найдено, что при $Ra \approx 8,25$ меняется направление вращения вихрей (Рис. 1а, кривая 3), что сопровождается скачком значения числа Нуссельта. Для других режимов смена направления вращения вихрей при принимаемых во внимание значениях параметров и условиях не обнаружена. Установившееся распределение концентрации 1-й компоненты смеси для режимов 3–5 представлено на рисунке 4 при расчете с $Ra = 7,0$.

В зависимости от начальных условий в интервале значений числа Релея $Ra \approx 6,0–9,0$ возможна реализация четырех стационарных конвективных движений (Рис. 1а, кривые 1–4). Рисунок 5 содержит зависимость кинетической энергии течения $E_k = \int_S \rho(V^2/2) dS$ (здесь S — площадь полости) от волнового

числа k реализуемого течения при фиксированном значении числа Релея. Волновое число определялось по среднему значению длины волны вихревой структуры течения. Максимальная интенсивность течения наблюдается при $k \approx 3,77$, что соответствует 6-вихревому течению режима 3.

Вследствие эффекта термодиффузии в полости происходит разделение компонент смеси, однако конвективное течение, перемешивая жидкость, препятствует этому процессу [14, 18, 24–25]. Со временем разность концентраций между верхней и нижней границами достигает постоянного значения — $\Delta C_1^{ст}$, и его абсолютная величина тем меньше, чем больше интенсивность течения. На рисунке 6а приведена зависимость $\Delta C_1^{ст}$ от числа Релея в интервале существования монотонных режимов 1–5. Как видно,

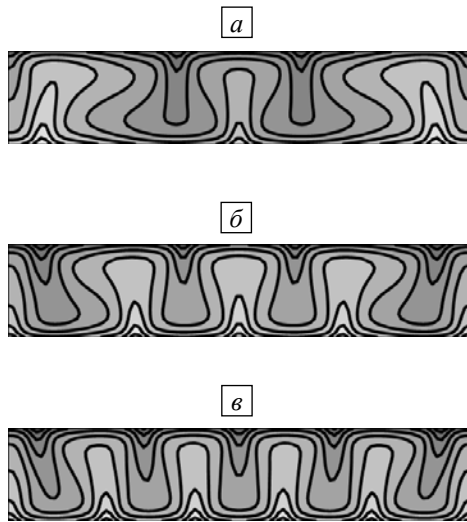


Рис. 4. Установившееся распределение концентрации 1-й компоненты смеси при $Ra = 7,0$ для различных стационарных режимов: режим 3 (а), режим 4 (б), режим 5 (в)

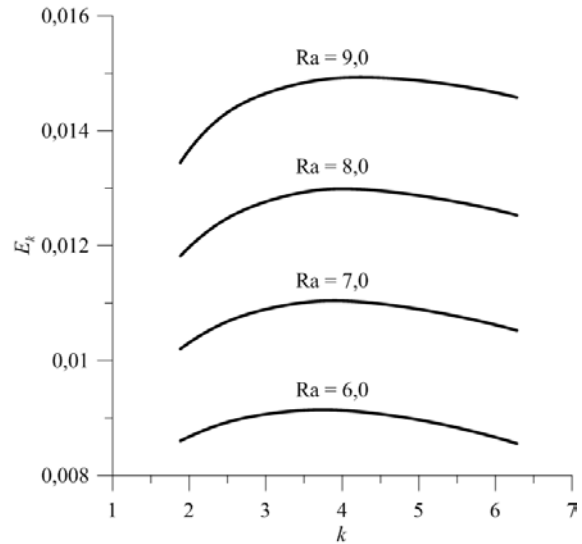


Рис. 5. Зависимость кинетической энергии движения в прямоугольной полости от волнового числа реализуемой структуры стационарного движения при различных значениях числа Рейля

максимальное значение $\Delta C_1^{ct} \approx -0,2$ достигается при реализации режима 1 при $Ra \approx 4,0$. В области существования режимов 2–5 разность ΔC_1^{ct} стремится к значению $-0,2$, но не достигает его из-за большей интенсивности течения.

При числе Рейля, равном 12,0, использование начальных условий (23) приводит к возникновению несимметричного стационарного движения (Рис.1а, кривая б). В этом случае течение имеет 10-вихревую структуру, в которой 2-й справа вихрь занимает большую часть полости, чем другие вихри. С ростом значения числа Рейля этот вихрь увеличивается в размере, а остальные вихри сужаются и сдвигаются в левую часть полости, зависимость $\Delta C_1^{ct}(Ra)$ приобретает немонотонный характер (Рис. 6б). Установившиеся распределения концентрации 1-й компоненты смеси в начале и в конце интервала существования этого режима представлены на рисунке 6в.

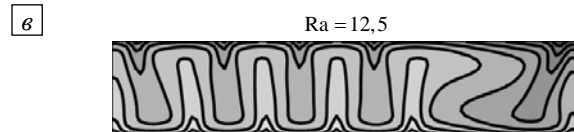
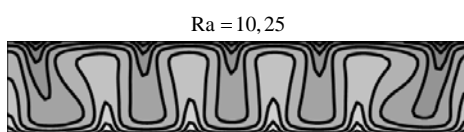
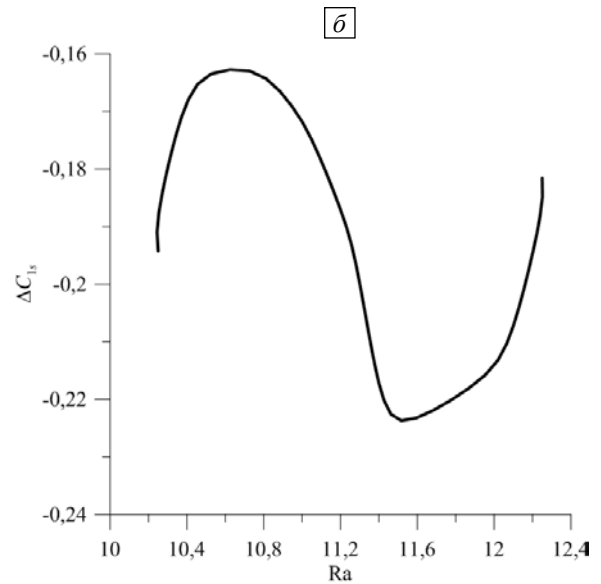
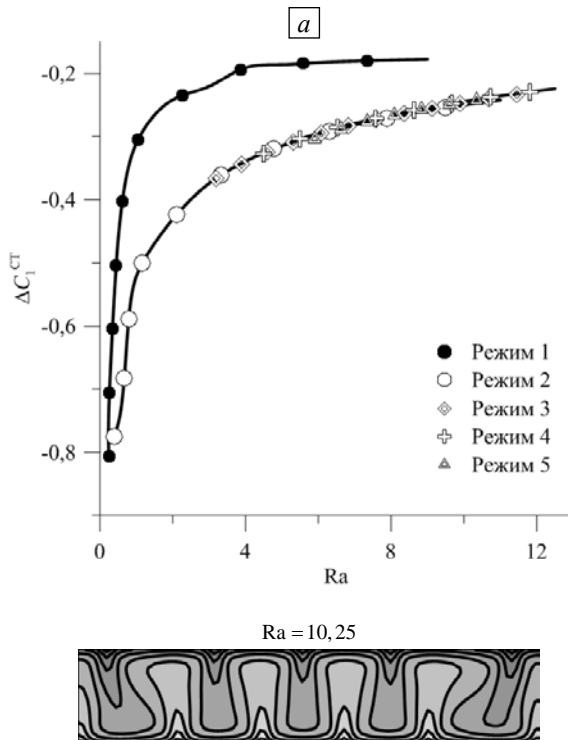


Рис. 6. Зависимость установившегося значения ΔC_1 от числа Рейля при реализации: монотонных режимов 1–5 (а); несимметричного стационарного движения б (б); установившиеся распределения концентрации 1-й компоненты смеси в начале и в конце интервала существования режима б (в)

3.2. Колебательные режимы

Увеличение числа Рейля при реализации любого стационарного движения приводит к возникновению колебательных режимов (Рис. 1, кривые 7 и 8). При росте Ra режим 1 (1-вихревой с боковыми вихрями возле вертикальных стенок полости) и многотовревые режимы 3–6 сменяются колебательным режимом 7, имеющим 1-вихревую форму с боковыми пристеночными вихрями. В случае режимов 3–6 при переходе происходит перестройка структуры течения, присутствует скачок зависимости теплового потока через нижнюю границу полости от числа Рейля. Переход от стационарного режима 2 с 2-вихревой структурой течения и парой вихрей возле вертикальных границ к колебательному режиму 8 с 2-вихревой структурой течения также сопровождается перестройкой структуры течения, и, кроме этого, наблюдается скачок зависимости $Nu(Ra)$.

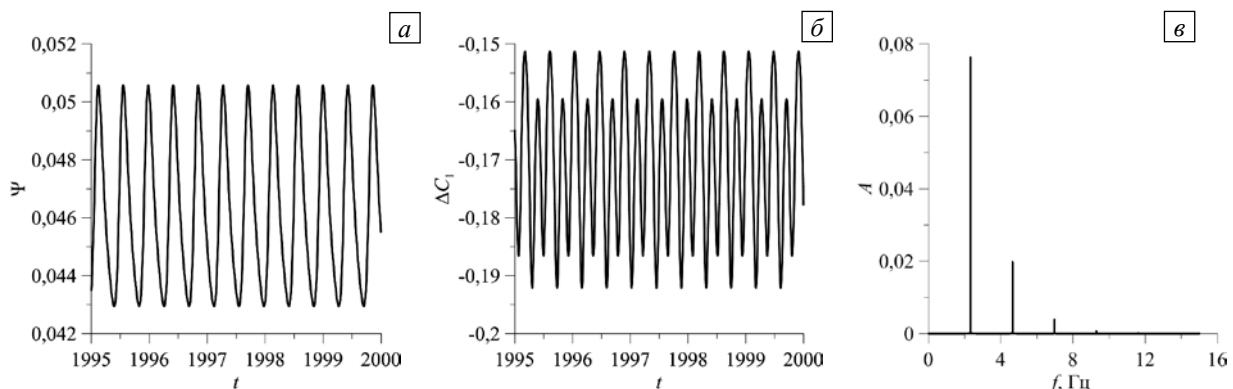


Рис. 7. Временная эволюция функции тока в точке с координатами $(0,25; 0,525)$ (а), разности концентрации 1-й компоненты смеси в центрах верхней и нижней границ полости (б) и спектр Фурье колебаний функции тока (в) для режима 7 при $Ra = 12,0$

Колебательный режим 7 был получен с использованием начальных условий (23) при $Ra \approx 12,25 - 12,5$. Остальная часть кривой 7 на рисунке 1 отвечает решениям с начальными возмущениями полей функции тока, температуры и концентрации компонент, рассчитанных при меньших/больших значениях числа Рейля. Минимальное значение Ra , при котором появляются колебания, равно $\sim 10,0$. Кривые временной эволюции функции тока в точке с координатами $(0,25; 0,525)$ и разности концентраций ΔC_1 между границами за несколько периодов установившихся колебаний представлены на рисунке 7а, б при $Ra = 12,0$. Для других значений числа Рейля форма колебаний функции тока и разности концентраций качественно остается той же. Основная частота периодических колебаний функции тока в точке $(0,25; 0,525)$ для $Ra = 12,0$ равна $f_1 \approx 2,32$ Гц. В спектре Фурье (Рис. 7в), соответствующем этим колебаниям, с частотой f_1 соотносится самый большой первый пик амплитуды A . Остальные пики спектра показывают частоты, кратные основной частоте. С увеличением числа Рейля эта частота возрастает.

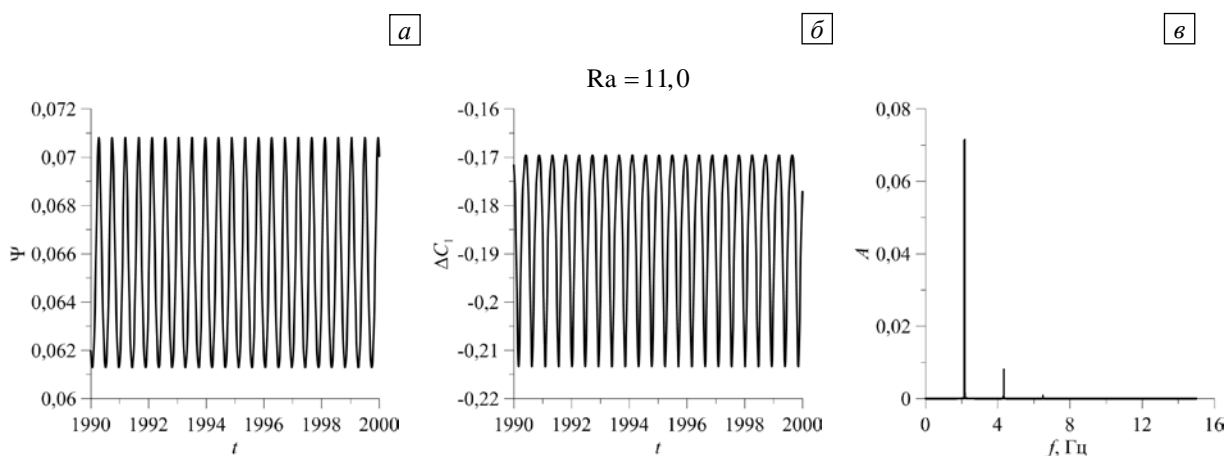


Рис. 8. Временная эволюция функции тока в точке с координатами $(0,25; 0,525)$ (а) и разности концентраций 1-й компоненты смеси в центрах верхней и нижней границ (б), а также спектры Фурье колебаний функции тока (в) для режима 8 при разных значениях числа Рейля

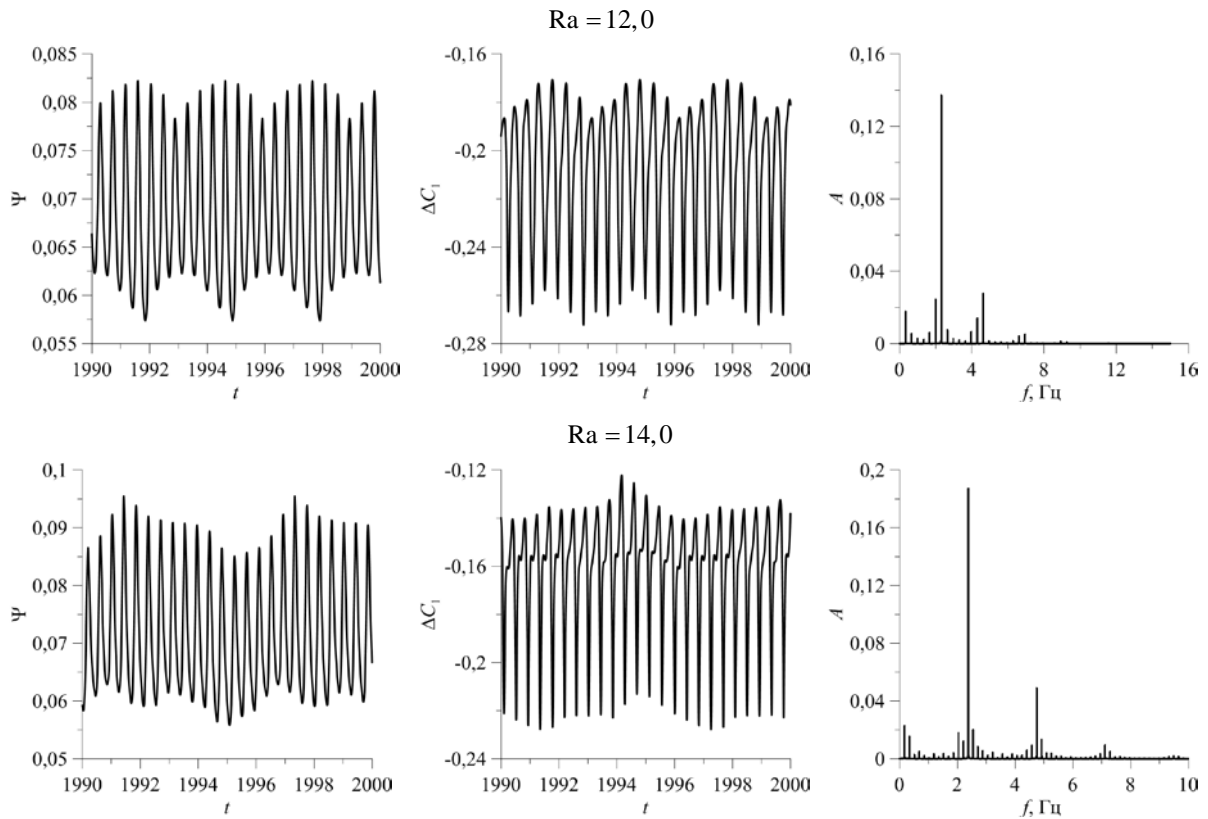


Рис. 8. Продолжение

При числе Рейля $Ra = 13,0$ и использовании в качестве начальных условий состояния (23) в полости наблюдается колебательный режим с течением, имеющим 2-вихревую форму (Рис. 1, кривая 8). Этот же режим при начальных возмущениях полей функции тока, температуры и концентрации компонент, полученных для меньшего/большого значения числа Рейля, может реализоваться, начиная с $Ra \approx 10,3$. С ростом числа Рейля вдоль кривой 8 на рисунке 1 следует усложнение формы колебаний функции тока в точке $(0,25; 0,525)$ и разности концентраций ΔC_1 (Рис. 8а, б). Для $Ra = 11,0$ колебания функции тока в точке $(0,25; 0,525)$, как и для режима 7, остаются периодическими с основной частотой $f_1 \approx 2,17$ Гц (см. высокий пик в спектре Фурье на Рис. 8в, при $Ra = 11,0$). Фазовые траектории, изображенные на плоскости локальных значений функции тока Ψ и температуры T (в точке $(0,25; 0,525)$), представляют собой цикл (Рис. 9, $Ra = 11,0$). При $Ra = 12,0$ (Рис. 8) колебания становятся квазипериодическими,

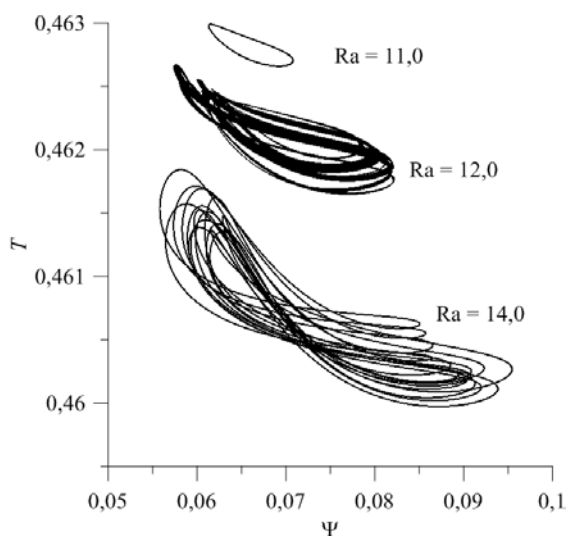


Рис. 9. Фазовые траектории колебаний, представленных на Рис. 8а, при различных значениях числа Рейля

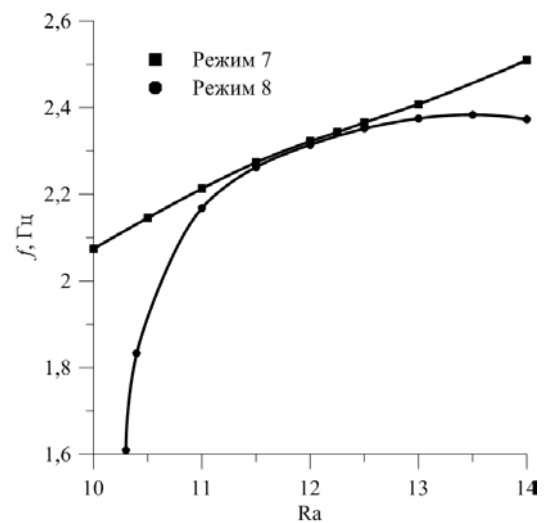


Рис. 10. Зависимость от числа Рейля частоты самого высокого пика спектра Фурье для колебаний функции тока в точке $(0,25; 0,525)$

появляется вторая частота. На спектре Фурье для этих колебаний первой основной частоте $f_1 \approx 0,33$ Гц соответствует первый видимый пик, второй частоте $f_2 \approx 2,36$ Гц — самый высокий пик. Остальные частоты на спектре являются комбинацией этих двух основных частот.

Можно предположить, что механизм возникновения квазипериодических колебаний заключается во взаимодействии процессов диффузии и термодиффузии трехкомпонентной смеси. Фазовый портрет этих колебаний, показанный на рисунке 9 при $Ra = 12,0$, имеет вид двумерного тора. Дальнейший рост числа Релея приводит к удвоению периода колебаний, так что $f_1 \approx 0,17$ Гц (Рис. 8, $Ra = 14,0$, первый пик в спектре Фурье), при этом значение частоты, соответствующей самому высокому пику спектра, равно $f_2 \approx 2,32$ Гц. Фазовый портрет этих колебаний изображен на рисунке 9. Бифуркация удвоения периода колебаний является механизмом перехода к нерегулярным колебаниям.

Рисунок 10 содержит зависимость от числа Релея частоты, соответствующей самому высокому пику в спектре Фурье, 1- и 2-вихревого колебательных режимов. Видно, что для 1-вихревого колебательного режима эта зависимость близка к линейной, в то время как для 2-вихревого колебательного режима зависимость немонотонная, с максимумом при $Ra = 13,5$. При этом значении числа Релея появляется удвоение периода колебаний.

4. Заключение

Численно исследованы возникновение и нелинейные режимы конвекции трехкомпонентной смеси додекана, изобутилбензола и тетралина в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной полости пористой среды при подогреве снизу. Параметры пористой среды, характерные размеры полости и разности температур выбраны близкими к реальным параметрам пород в условиях нефтяных и газовых месторождений. Компоненты рассматриваемой смеси, взятые в равных долях, обладают положительными отношениями разделения, поэтому под действием термодиффузии легкие компоненты (додекан и изобутилбензол) накапливаются в нагретой нижней части полости, а тяжелый — тетралин, возле верхней холодной границы. Это вызывает конвекцию. Представленные результаты показывают, что при $Ra > 0,25$ в полости возможна реализация нескольких стационарных конвективных движений, имеющих одно- или многовихревую структуру течения и отличающихся пространственным масштабом. Обнаружен стационарный режим с несимметричной структурой течения. С ростом числа Релея происходит переход к колебательным режимам. В исследованном интервале чисел Релея ($Ra = 0,0-14,0$) найдено два колебательных режима со сложной формой колебаний мгновенных характеристик течения. Реализация конкретного режима зависит от структуры и интенсивности течения, используемого в качестве начальных условий.

Исследования выполнены при финансовой поддержке правительства Пермского края (Программа поддержки научных школ Пермского края, Соглашение № С-26/788).

Литература

1. Smorodin B.L., Cherepanov I.N., Myznikova B.I., Shliomis M.I. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 84. 026305. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.84.026305>
2. Черепанов И.Н. Течение коллоида в горизонтальной ячейке при подогреве сбоку // Вычисл. мех. сплош. сред. 2016. Т. 9, № 2. С. 135-144. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.2.12>
3. Lyubimova T.P., Parshakova Ya.N. Numerical investigation heat and mass transfer during vertical Bridgman crystal growth under rotational vibrations // J. Cryst. Growth. 2014. Vol. 385. P. 82-87. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2013.04.063>
4. Любимова Т.П., Скуридин Р.В. Управление термо- и концентрационно-капиллярными течениями при выращивании кристаллов методом жидкой зоны в условиях высокочастотного вибрационного воздействия // Вычисл. мех. сплош. сред. 2016. Т. 9, № 1. С. 109-120. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.1.10>
5. Любимова Т.П., Летухин А.П., Паришакова Я.Н., Циберкин К.Б. Численное моделирование инфильтрации жидких отходов из хранилища в прилегающие грунтовые воды и поверхностные водоёмы // Вычисл. мех. сплош. сред. 2015. Т. 8, № 3. С. 310-318. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2015.8.3.26>
6. Lyubimova T.P., Lyubimov D.V., Baydina D.T., Kolchanova E.A., Tsiberkin K.B. Instability of plane-parallel flow of incompressible liquid over a saturated porous medium // Phys. Rev. E. 2016. Vol. 94. 013104. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.94.013104>
7. Лебедев Д.В., Солодовниченко В.С., Симунин М.М., Рыжков И.И. Влияние электрического поля на транспорт ионов в нанопористых мембранах с проводящей поверхностью // Мембраны и мембранные технологии. 2018. Т. 8, № 3. С. 157-165. <http://dx.doi.org/10.1134/S2218117218030070>
8. Maryshev B., Lyubimova T., Lyubimov D. Two-dimensional thermal convection in porous enclosure subjected to the horizontal seepage and gravity modulation // Phys. Fluid. 2013. Vol. 25. 084105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4817375>
9. Maryshev B.S., Lyubimova T.P., Lyubimov D.V. Stability of homogeneous seepage of a liquid mixture through a closed region of the saturated porous medium in the presence of the solute immobilization // Int. J. Heat Mass. Tran. 2016. Vol. 102. P. 113-121. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.016>
10. Soboleva E.B. Density-driven convection in an inhomogeneous geothermal reservoir // Int. J. Heat Mass. Tran. 2018. Vol. 127. P. 784-798. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.019>

11. Марышев Б.С. О горизонтальной напорной фильтрации смеси через пористую среду с учетом закупорки // Вестник ПГУ. Физика. 2016. № 3(34). С. 12-21. <http://dx.doi.org/10.17072/1994-3598-2016-3-12-21>
12. Губкин И.М. Учение о нефти. М.: Наука, 1975. 387 с.
13. Collell J., Galliero G., Vermorel R., Ungerer P., Yiannourakou M., Montel F., Pujol M. Transport of multicomponent hydrocarbon mixtures in shales organic matter by molecular simulations // J. Phys. Chem. C. 2015. Vol. 119, no. 39. P. 22587-22595. <http://dx.doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b07242>
14. Shevtsova V., Melnikov D., Mialdun A., Legros J.C. Development of convection in binary mixture with Soret effect // Microgravity Sci. Technol. 2006. Vol. 18. P. 38-41. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02870376>
15. Голдобин Д.С. О термодиффузии и калибровочных преобразованиях для термодинамических потоков и сил // Вычисл. мех. сплош. сред. 2016. Т. 9, № 1. С. 52-58. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.1.5>
16. Bratsun D.A., Stepkina O.S., Kostarev K.G., Mizev A.I., Mosheva E.A. Development of concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids under influence of constant or variable inertia // Microgravity. Sci. Technol. 2016. Vol. 28. P. 575-585. <http://dx.doi.org/10.1007/s12217-016-9513-x>
17. Smorodin B.L., Ishutov S.M., Myznikova B.I. On the convection of a binary mixture in a horizontal layer under high-frequency vibrations // Microgravity Sci. Technol. 2018. Vol. 30. P. 95-102. <https://doi.org/10.1007/s12217-017-9582-5>
18. Blanco P., Bou-Ali M.M., Platten J.K., de Mezquia D.A., Madariaga J.A., Santamaria C. Thermodiffusion coefficients of binary and ternary hydrocarbon mixtures // J. Chem. Phys. 2010. Vol. 132. 114506. <https://doi.org/10.1063/1.3354114>
19. Bou-Ali M.M., Ahadi A., de Mezquia D.A., Galand Q., Gebhardt M., Khlybov O., Köhler W., Larrañaga M., Legros J.C., Lyubimova T., Mialdun A., Ryzhkov I., Saghir M.Z., Shevtsova V., Varenbergh S.V. Benchmark values for the Soret, thermodiffusion and molecular diffusion coefficients of the ternary mixture tetralin+isobutylbenzene+n-dodecane with 0.8-0.1-0.1 mass fraction // Eur. Phys. J. E. 2015. Vol. 38. 30. <https://doi.org/10.1140/epje/i2015-15030-7>
20. Platten J.K., Legros J.C. Convection in liquids. Springer-Verlag, 1984. 679 p.
21. Рыжков И.И. Термодиффузия в смесях: уравнения, симметрии, решения и их устойчивость. Новосибирск: Изд-во Сибирского отделения РАН, 2013. 199 с.
22. Charrier-Mojtabi M.C., Elhajjar B., Mojtabi A. Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer // Phys. Fluid. 2007. Vol. 19. 124104. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2821460>
23. Lyubimova T., Zubova N. Nonlinear regimes of the Soret-induced convection of ternary fluid in a square porous cavity // Transp. Porous Med. 2019. Vol. 127. P. 559-572. <https://doi.org/10.1007/s11242-018-1211-2>
24. Nield D.A., Bejan A. Convection in porous media. 4th ed. Springer, 2013. 553 p.
25. Ryzhkov I.I., Shevtsova V.M. Long-wave instability of a multicomponent fluid layer with the Soret effect // Phys. Fluid. 2009. Vol. 21. 014102. <https://doi.org/10.1063/1.3054154>
26. Lyubimova T.P., Zubova N.A. Onset of convection in a ternary mixture in a square cavity heated from above at various gravity levels // Microgravity. Sci. Technol. 2014. Vol. 26. P. 241-247. <https://doi.org/10.1007/s12217-014-9383-z>
27. Lyubimova T.P., Zubova N.A. Onset and nonlinear regimes of the ternary mixture convection in a square cavity // Eur. Phys. J. E. 2015. Vol. 38. 19. <https://doi.org/10.1140/epje/i2015-15019-2>
28. Forster S., Bobertz B., Bohling B. Permeability of sands in the coastal areas of the southern Baltic Sea: mapping a grain-size related sediment property // Aquatic Geochemistry. 2003. Vol. 9. P. 171-190. <https://doi.org/10.1023/B:AQUA.0000022953.52275.8b>
29. Iscan A.G., Kok M.V. Porosity and permeability determinations in sandstone and limestone rocks using thin section analysis approach // Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects. 2009. Vol. 31. P. 568-575. <https://doi.org/10.1080/15567030802463984>
30. Shevtsova V.M., Melnikov D.E., Legros J.C. Onset of convection in Soret-driven instability // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73. 047302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.73.047302>
31. Kim M.C., Choi C.K., Yeo, J.-K. The onset of Soret-driven convection in a binary mixture heated from above // Phys. Fluid. 2007. Vol. 19. 084103. <https://doi.org/10.1063/1.2756824>
32. Lyubimova T., Zubova N., Shevtsova V. Onset and non-linear regimes of Soret-induced convection in binary mixtures heated from above // Eur. Phys. J. E. 2017. Vol. 40. 27. <https://doi.org/10.1140/epje/i2017-11517-5>

References

1. Smorodin B.L., Cherepanov I.N., Myznikova B.I., Shliomis M.I. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity. *Phys. Rev. E*, 2011, vol. 84, 026305. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.84.026305>
2. Cherepanov I.N. Colloid flow in a horizontal cell subjected to heating from sidewall. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2016, vol. 9, no. 2, pp. 135-144. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.2.12>
3. Lyubimova T.P., Parshakova Ya.N. Numerical investigation heat and mass transfer during vertical Bridgman crystal growth under rotational vibrations. *J. Cryst. Growth*, 2014, vol. 385, pp. 82-87. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2013.04.063>
4. Lyubimova T.P., Skuridin R.V. Control of thermo- and solutocapillary flows in FZ crystal growth by high-frequency vibrations. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2016, vol. 9, no. 1, pp. 109-120. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.1.10>
5. Lyubimova T.P., Lepikhin A.P., Parshakova Ya.N., Tsiberkin K.B. Numerical modeling of liquid-waste infiltration from storage facilities into surrounding groundwater and surface-water bodies. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 2016, vol. 57, pp. 1208-1216. <http://dx.doi.org/10.1134/S0021894416070099>
6. Lyubimova T.P., Lyubimov D.V., Baydina D.T., Kolchanova E.A., Tsiberkin K.B. Instability of plane-parallel flow of incompressible liquid over a saturated porous medium. *Phys. Rev. E*, 2016, vol. 94, 013104. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.94.013104>
7. Lebedev D.V., Solodovnichenko V.S., Ryzhkov I.I., Simunin M.M. Effect of electric field on ion transport in nanoporous membranes with conductive surface. *Pet. Chem.*, 2018, vol. 58, pp. 474-481. <http://dx.doi.org/10.1134/S0965544118060075>

8. Maryshev B., Lyubimova T., Lyubimov D. Two-dimensional thermal convection in porous enclosure subjected to the horizontal seepage and gravity modulation. *Phys. Fluid.*, 2013, vol. 25, 084105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4817375>
9. Maryshev B.S., Lyubimova T.P., Lyubimov D.V. Stability of homogeneous seepage of a liquid mixture through a closed region of the saturated porous medium in the presence of the solute immobilization. *Int. J. Heat Mass. Tran.*, 2016, vol. 102, pp. 113-121. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.016>
10. Soboleva E.B. Density-driven convection in an inhomogeneous geothermal reservoir. *Int. J. Heat Mass. Tran.*, 2018, vol. 127, pp. 784-798. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.019>
11. Maryshev B.S. On the horizontal pressure filtration of the mixture through a porous medium with clogging. *Vestnik PGU. Fizika – Bulletin of Perm University. Physics*, 2016, no. 3(34), pp. 12-21. <http://dx.doi.org/10.17072/1994-3598-2016-3-12-21>
12. Gubkin I.M. *Ucheniye o nefi* [The doctrine of oil]. Moscow, Nauka, 1975. 387 p.
13. Collell J., Galliero G., Vermorel R., Ungerer P., Yiannourakou M., Montel F., Pujol M. Transport of multicomponent hydrocarbon mixtures in shales organic matter by molecular simulations. *J. Phys. Chem. C*, 2015, vol. 119, no. 39, pp. 22587-22595. <http://dx.doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b07242>
14. Shevtsova V., Melnikov D., Mialdun A., Legros J.C. Development of convection in binary mixture with Soret effect. *Microgravity Sci. Technol.*, 2006, vol. 18, pp. 38-41. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02870376>
15. Goldobin D.S. On thermal diffusion and gauge transformations for thermodynamic fluxes and forces. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2016, vol. 9, no. 1, pp. 52-58. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.1.5>
16. Bratsun D.A., Stepkina O.S., Kostarev K.G., Mizev A.I., Mosheva E.A. Development of concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids under influence of constant or variable inertia. *Microgravity. Sci. Technol.*, 2016, vol. 28, pp. 575-585. <http://dx.doi.org/10.1007/s12217-016-9513-x>
17. Smorodin B.L., Ishutov S.M., Myznikova B.I. On the convection of a binary mixture in a horizontal layer under high-frequency vibrations. *Microgravity Sci. Technol.*, 2018, vol. 30, pp. 95-102. <https://doi.org/10.1007/s12217-017-9582-5>
18. Blanco P., Bou-Ali M.M., Platten J.K., de Mezquia D.A., Madariaga J.A., Santamaria C. Thermodiffusion coefficients of binary and ternary hydrocarbon mixtures. *J. Chem. Phys.*, 2010, vol. 132, 114506. <https://doi.org/10.1063/1.3354114>
19. Bou-Ali M.M., Ahadi A., de Mezquia D.A., Galand Q., Gebhardt M., Khlybov O., Köhler W., Larrañaga M., Legros J.C., Lyubimova T., Mialdun A., Ryzhkov I., Saghir M.Z., Shevtsova V., Varenbergh S.V. Benchmark values for the Soret, thermodiffusion and molecular diffusion coefficients of the ternary mixture tetralin+isobutylbenzene+n-dodecane with 0.8-0.1-0.1 mass fraction. *Eur. Phys. J. E*, 2015, vol. 38, 30. <https://doi.org/10.1140/epje/i2015-15030-7>
20. Platten J.K., Legros J.C. *Convection in liquids*. Springer-Verlag, 1984. 679 p.
21. Ryzhkov I.I. *Termodiffuziya v smesyakh: uravneniya, simmetrii, resheniya i ikh ustoychivost'* [Thermal diffusion in mixtures: equations, symmetries and solutions and their stability]. Novosibirsk, Izd-vo Sibirskogo otdeleniya RAN, 2013. 199 p.
22. Charrier-Mojtabi M.C., Elhajjar B., Mojtabi A. Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer. *Phys. Fluid.*, 2007, vol. 19, 124104. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2821460>
23. Lyubimova T., Zubova N. Nonlinear regimes of the Soret-induced convection of ternary fluid in a square porous cavity. *Transp. Porous Med.*, 2019, vol. 127, pp. 559-572. <https://doi.org/10.1007/s11242-018-1211-2>
24. Nield D.A., Bejan A. *Convection in porous media*. 4th ed. Springer, 2013. 553 p.
25. Ryzhkov I.I., Shevtsova V.M. Long-wave instability of a multicomponent fluid layer with the Soret effect. *Phys. Fluid.*, 2009, vol. 21, 014102. <https://doi.org/10.1063/1.3054154>
26. Lyubimova T.P., Zubova N.A. Onset of convection in a ternary mixture in a square cavity heated from above at various gravity levels. *Microgravity. Sci. Technol.*, 2014, vol. 26, pp. 241-247. <https://doi.org/10.1007/s12217-014-9383-z>
27. Lyubimova T.P., Zubova N.A. Onset and nonlinear regimes of the ternary mixture convection in a square cavity. *Eur. Phys. J. E*, 2015, vol. 38, 19. <https://doi.org/10.1140/epje/i2015-15019-2>
28. Forster S., Bobertz B., Bohling B. Permeability of sands in the coastal areas of the southern Baltic Sea: mapping a grain-size related sediment property. *Aquatic Geochemistry*, 2003, vol. 9, pp. 171-190. <https://doi.org/10.1023/B:AQUA.0000022953.52275.8b>
29. Iscan A.G., Kok M.V. Porosity and permeability determinations in sandstone and limestone rocks using thin section analysis approach. *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, 2009, vol. 31, pp. 568-575. <https://doi.org/10.1080/15567030802463984>
30. Shevtsova V.M., Melnikov D.E., Legros J.C. Onset of convection in Soret-driven instability. *Phys. Rev. E*, 2006, vol. 73, 047302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.73.047302>
31. Kim M.C., Choi C.K., Yeo, J.-K. The onset of Soret-driven convection in a binary mixture heated from above. *Phys. Fluid.*, 2007, vol. 19, 084103. <https://doi.org/10.1063/1.2756824>
32. Lyubimova T., Zubova N., Shevtsova V. Onset and non-linear regimes of Soret-induced convection in binary mixtures heated from above. *Eur. Phys. J. E*, 2017, vol. 40, 27. <https://doi.org/10.1140/epje/i2017-11517-5>

Поступила в редакцию 29.04.2019; после доработки 17.06.2019; принята к опубликованию 27.06.2019

Сведения об авторах

Любимова Татьяна Петровна, дфмн, проф., зав. лаб., Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: lyubimovat@mail.ru

Зубова Надежда Алексеевна, кфмн, нс, ИМСС УрО РАН; e-mail: yanca@yandex.ru