

DOI: [10.7242/1999-6691/2020.13.3.19](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2020.13.3.19)

УДК 532.2

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ КОЛЛОИДНОЙ СУСПЕНЗИИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ

И.Н. Черепанов, Б.Л. Смородин

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Российская Федерация

Проведено конечно-разностное моделирование конвекции неоднородно нагретой коллоидной суспензии (Hyflon MFA), заполняющей горизонтальную ячейку конечной длины. Ячейка подогревается снизу и имеет твердые, теплопроводные и непроницаемые для вещества границы. На боковых границах поддерживается линейное распределение температуры. Благодаря отрицательному эффекту термодиффузии Соре и гравитационной седиментации тяжелая примесь, состоящая из наночастиц, собирается у горячей нижней границы, а конвекция переносит ее внутрь ячейки. Проанализированы наблюдаемые экспериментально переходные течения и установившиеся колебательные нелинейные режимы конвекции. Если начальное распределение наночастиц однородно, то в ячейке возникает стационарная конвекция. По мере накопления концентрационной неоднородности начинают нарастать колебательные возмущения. В слое может возникнуть модулированная бегущая волна. Устойчивые колебательные режимы существуют при числе Релея, превышающем критическое значение R_s , которое, как показали расчеты, зависит от длины ячейки. Определены пространственная структура течения, поля концентрации и характер эволюции во времени конвективных характеристик коллоидной суспензии. Получено хорошее соответствие результатов численного исследования известным из литературы экспериментальным данным. Осуществлено моделирование и выяснено поведение коллоидной суспензии в режимах модулированных бегущих волн (среди которых присутствуют локализованные бегущие волны и волны, меняющие направление движения), а также в переходных течениях вблизи порога конвекции R_s . Исходя из анализа поведения узлов вертикальной скорости на характеристической плоскости и поля концентрации примеси, установлен механизм образования дефектов. Оказалось, что дефект формируется вследствие слияния двух ближайших вихрей с одинаковым направлением вращения.

Ключевые слова: конвекция, коллоидная суспензия, бегущие волны, численное моделирование

OSCILLATORY CONVECTION OF A COLLOIDAL SUSPENSION IN A HORIZONTAL CELL

I.N. Cherepanov and B.L. Smorodin

Perm State University, Perm, Russian Federation

The finite difference numerical simulations performed are for convection of a non-uniformly heated colloidal suspension (Hyflon MFA) filling a horizontal cell of finite length. The cell has solid and impermeable boundaries and is heated from below. A linear temperature distribution is maintained at the side walls. Due to the negative effect of thermodiffusion (Soret) and gravity sedimentation, a heavy impurity is collected at the hot lower boundary, and convection transfers it inside the cell. The stable and transient oscillatory convection modes observed experimentally are analyzed. If the initial distribution of the concentration is uniform, then stationary convection occurs in the cell. As the concentration inhomogeneities accumulate, oscillatory perturbations begin to increase. A modulated traveling wave may form in the layer. Stable traveling waves are observed when the Rayleigh number exceeds a certain critical value, which depends on the cell length. There is a good agreement between the experimental data [1] and the results of numerical research. The spatial structure of the concentration field and the time evolution of the convective characteristics of the colloid suspension are determined. The behavior of the colloidal suspension in the regimes of modulated traveling waves and transient flows near the threshold of convection, including localized traveling waves and waves that change their direction, is simulated and elucidated. By analyzing the behavior of the world lines of the vortices and the concentration field, the mechanism of formation of defects in the form of vortex coalescence is clarified. In the process of defect formation, two vortices with the opposite direction of rotation are involved.

Key words: convection, colloidal suspension, traveling waves, numerical simulation

1. Введение

В молекулярных смесях действуют такие механизмы транспорта примеси, как диффузия и термодиффузия [1–3]. В коллоидных суспензиях размеры частиц на несколько порядков больше размера молекул, поэтому к механизмам транспорта могут добавиться оседание в гравитационном поле [4, 5] и магнетофорез [6]. Все они приводят к перераспределению примеси и обеспечивают (при определенных условиях) возникновение колебательной конвективной неустойчивости. В результате эволюции колебательных возмущений в бинарных смесях образуется большое число нелинейных режимов конвекции: протяженные и локализованные состояния; стационарные и волновые структуры, в том числе стоячие и бегущие волны [1, 7–15], активно изучаемые экспериментально [1, 8–10], теоретически [7, 11, 12] и на основе численного моделирования [13–15]. Диффузионные, термодиффузионные, конвективные и гравитационные потоки влияют на структуру поля концентрации, изменяют силы плавучести и оказывают влияние на эволюцию нелинейных течений [7, 12, 13]. В коллоидных суспензиях коэффициенты диффузии значительно (на два-три порядка) меньше, чем в молекулярных бинарных смесях. Вследствие этого могут иметь место длительные переходные процессы между конвективными состояниями.

В данной работе проанализированы переходы между режимом механического равновесия и режимом нелинейных колебаний коллоидной суспензии, исследованные ранее экспериментально для случая замкнутой

ячейки [1]. В ходе прямого численного моделирования изучена пространственная структура и временная эволюция бегущих волн. Обнаружено конвективное состояние, при котором в ячейке существует две бегущие в противоположных направлениях волны.

2. Постановка задачи

Рассмотрим подогреваемую снизу горизонтальную ячейку высотой h и длиной l_x , заполненную коллоидным раствором (коллоидной суспензией) и находящуюся в поле силы тяжести: $\mathbf{g} = -g\mathbf{n}_g$ (\mathbf{n}_g — единичный вектор, направленный вверх). В дальнейшем в качестве примера будем использовать коллоидную суспензию наночастиц фторополимера Нуфлон MFA в воде [1]. Радиус наночастиц равен 22 нм, их плотность $\rho_s = 2,12 \text{ г/см}^3$, плотность несущей жидкости $\rho_f = 1 \text{ г/см}^3$. На идеально теплопроводных и непроницаемых для примеси границах ячейки выполняется условие прилипания смеси, на боковых границах поддерживается линейный профиль температуры. Ось x декартовой системы координат направлена вдоль горизонтальных границ слоя, ось z перпендикулярна им. Поскольку к горизонтальным границам слоя приложен градиент температур $(T_n - T_b)/h = \Theta/h > 0$ в смеси имеет место транспорт наночастиц, связанный с термодиффузией (эффект Соре) [2]. В случае водной суспензии Нуфлон MFA наночастицы покрыты двойным электрическим слоем, благодаря чему примесь обладает аномальной термодиффузией: тяжелая компонента стремится в горячую область.

Уравнение состояния коллоидной суспензии при слабом отклонении температуры T и массовой концентрации тяжелой примеси C от некоторых средних значений T_0, C_0 можно аппроксимировать линейной зависимостью:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0) + \beta(C - C_0)), \quad (1)$$

где α и β — положительные коэффициенты теплового и концентрационного расширения соответственно:

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_0, \quad \beta = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_0. \quad (2)$$

Запишем уравнения конвекции в безразмерном виде, используя следующие масштабы: длины — h , времени — h^2/χ (χ — температуропроводность коллоидной суспензии), скорости — χ/h , температуры — Θ , концентрации — $\alpha\Theta/\beta$, давления — $\rho\chi^2/h^2$. Введем функцию тока, связанную со скоростью жидкости \mathbf{v} соотношениями:

$$v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \Phi = (\text{rot } \mathbf{v})_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right] = \text{Pr} \left[\Delta \Phi + R \left(\frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial C}{\partial x} \right) \right], \quad \Phi = \Delta \Psi, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \Delta T, \quad (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial z} \right] = \text{Le} \left[\Delta(C + \psi T) + \frac{1}{l} \frac{\partial C}{\partial z} \right]. \quad (6)$$

Здесь $R = \frac{\alpha g h^3 \Theta}{\nu \chi}$, $\psi = \frac{S_T \beta}{\alpha}$, $\text{Le} = \frac{D}{\chi}$, $\text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}$ представляют, соответственно, тепловое число Релея, параметр разделения смеси, число Льюиса, число Прандтля, при этом ν — кинематическая вязкость, D — коэффициент диффузии наночастиц, S_T — коэффициент термодиффузии Соре. Также введены обозначения: $l = l_{\text{sed}}/h$ — безразмерная длина седиментации, где $l_{\text{sed}} = \frac{kT_0}{(\rho_s - \rho_f)Vg}$ — характерный масштаб, на котором

при барометрическом распределении концентрация убывает в e раз [4] (k — постоянная Больцмана, V — объем наночастицы). Еще одним параметром задачи является аспектное отношение — отношение длины ячейки к ее высоте $L = l_x/h$.

Граничные условия к задаче (4)–(6) запишем в виде:

– на твердых и идеально теплопроводных горизонтальных границах

$$0 \leq x \leq L: \Psi(x, 0) = \Psi(x, 1) = 0, \quad \Psi_z(x, 0) = \Psi_z(x, 1) = 0, \quad T(x, 0) = 0,5, \quad T(x, 1) = -0,5; \quad (7a)$$

– на вертикальных границах ячейки

$$0 \leq z \leq 1: \Psi(0, z) = \Psi(L, z) = 0; \quad \Psi_x(0, z) = \Psi_x(L, z) = 0; \quad (7b)$$

– на горизонтальных границах их непроницаемость требует задания нулевой нормальной составляющей потока вещества

$$z = 0, 1: \frac{\partial C}{\partial z} + \psi \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{l} C = 0; \quad (8a)$$

– на вертикальных границах в силу их непроницаемости

$$x = 0, L: \frac{\partial C}{\partial x} + \psi \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (8b)$$

Рассмотрим случай большой аномальной термодиффузии (для суспензии Nuflon MFA параметр разделения смеси в 30 и более раз превышает значения этого же параметра для молекулярных смесей типа спирт–вода [7]), когда термодиффузионный и седиментационный потоки сонаправлены. При малой, по сравнению с термодиффузионной, гравитационной седиментации ее влияние на характер течения незначительно, и ею можно пренебречь. В основной массе расчетов далее исключим в уравнении (6) и граничном условии (8a) слагаемые, пропорциональные $1/l$, отвечающие за гравитационное оседание наночастиц. Насколько это влияет на результат, обсудим ниже.

Эксперименты в [1] свидетельствуют, что при начальном однородном распределении наночастиц в коллоидных суспензиях возможно возникновение и существование как устойчивых течений, так и долгоживущих переходных течений. Их источником служат появляющиеся существенные неоднородности концентрации, которые формируются за диффузионное время $\tau_D = h^2 / (\pi^2 \chi)$ [5]. Для коллоидных жидкостей отношение характерного теплового и диффузионного времен составляет четыре порядка $\tau_T / \tau_D = \chi / D \sim 10^4$. Этим можно объяснить, что на временах, много меньших диффузионного времени, течения коллоидной суспензии представляют собой течения однородной жидкости (отклонения концентрации смеси от среднего значения не влияют на характеристики конвективного течения). Однако при дальнейшей эволюции течения образующаяся в неоднородном тепловом поле за счет больших значений параметра разделения смеси неоднородность концентрации изменяет распределение сил плавучести и, как следствие, приводит к возникновению волновых режимов.

Для получения информации о конечно-амплитудных течениях и нахождения областей существования параметров необходимо решить нелинейную задачу (4)–(6) с граничными условиями (7), (8). При численном моделировании значения безразмерных параметров задачи выбирались соответствующими реальной коллоидной суспензии Nuflon MFA [1]: $Le = 8,84 \cdot 10^{-5}$; $\psi = -7,5$; $Pr = 6,0$. В расчетах использовалось также число Прандтля $Pr = 10,0$, которое характеризует коллоидную суспензию при более низкой средней температуре.

При переходе к дискретным аналогам уравнений движения и теплопроводности пространственные производные аппроксимировались центральными разностями. Уравнение концентрации (6) должно удовлетворять закону сохранения массы. Для достижения этого уравнение записывалось в консервативной форме и аппроксимировалось при помощи метода контрольного объема [16]. Для дискретного представления конвективного слагаемого применялись центральные разности. Решение уравнения Пуассона производилось методом разложения в ряды Фурье [16] с быстрым преобразованием Фурье [17]. Подробное описание численного алгоритма приведено в [14]. Для основных расчетов была взята ячейка с аспектным соотношением $L = 4,14$ и сетка с числом узлов 342×82 (Рис. 1). Также сделаны проверочные расчеты на менее подробной (256×64) и более подробной (512×128) сетках, которые подтвердили результаты, полученные на сетке 342×82 . Максимальное значение функции тока, фиксируемое в локальной точке с координатами ($x = 1/4$, $z = 1/2$), на основной сетке составило $\Psi = 2,4531$, на менее подробной сетке — $\Psi_{loc} = 2,3361$ (отличие 4,7%), на более подробной сетке — $\Psi_{loc} = 2,4532$ (отличие 0,004%). Кроме этого, были произведены вычисления для других соотношений сторон: $L = 4; 5; 6; 7; 8; 8,14$. При расчетах пространственный шаг между узлами сетки сохранялся, то есть при увеличении длины ячейки увеличивалось и число узлов по горизонтали в расчетной области.

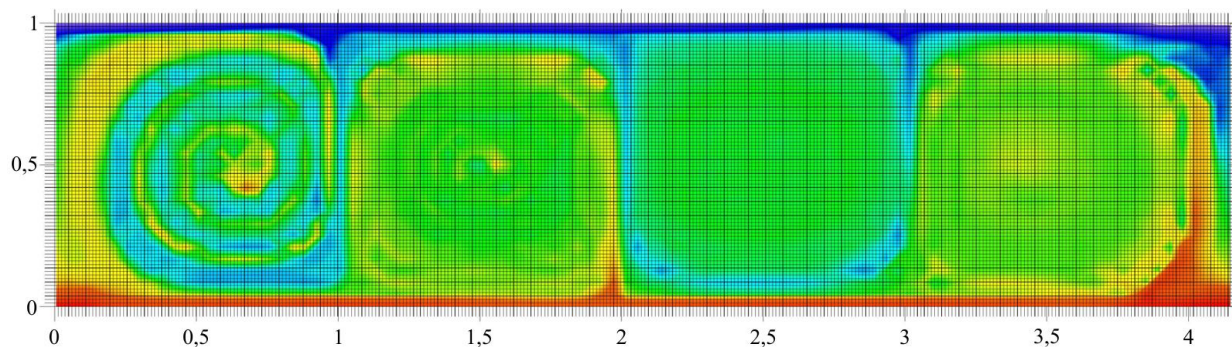


Рис. 1. Расчетная сетка и разрешение поля концентрации при наличии четырех конвективных валов

3. Устойчивые и переходные конвективные течения

Обсудим результаты численного моделирования.

Состояние данной конвективной системы и распределение концентрации примеси зависит от начальных условий. Если на фоне покоящейся коллоидной суспензии задано установившееся распределение концентрации, то все возмущения затухают колебательным образом, как и предсказывает линейная теория для случая $\psi < -1$ [7].

При однородном начальном распределении концентрации примеси возникновение устойчивых конвективных течений возможно, если число Релея превышает критическое значение $R_0 = 1708$. На начальной стадии конвекция представляет собой классическое течение однородной жидкости, на интенсивность которого оказывает влияние лишь градиент температуры, причем скорость выхода течения на стационарный уровень определяется величиной надкритичности. Через некоторое время, благодаря термодиффузионному транспорту примеси, накапливаются концентрационные неоднородности, и стационарное течение теряет устойчивость. В результате эволюции колебательных возмущений образуется бегущая волна. При интенсивности нагрева, меньшей следующего критического значения R_S ($R_0 < R < R_S$), бегущая волна, в конце концов, теряет устойчивость, и после переходного процесса течение полностью затухает, например, при $L = 4$, $R_S = 2450$ (см. Рис. 2). Изменение числа Прандтля с 6 до 10 не влияет на величину R_S .

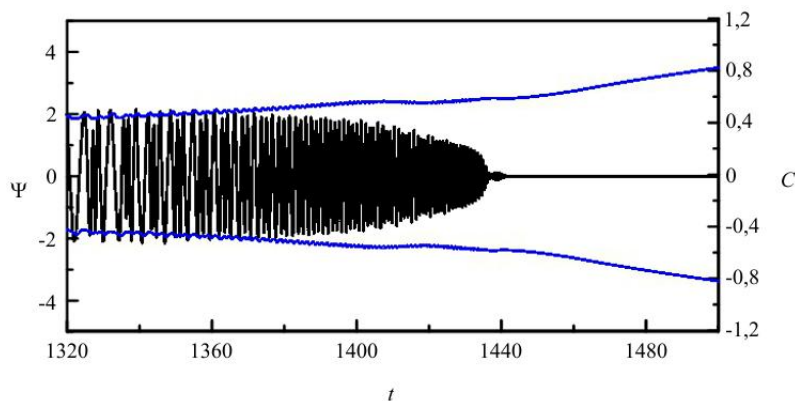


Рис. 2. Зависимость Ψ_{loc} , C_{max} и C_{min} от времени в ходе эволюции конвективного течения в ячейке с параметрами: $L = 4,14$, $R = 2400$, $Pr = 6$, $\psi = -7,5$

На рисунке 2 приведен заключительный фрагмент эволюции течения в виде бегущей волны: максимальная и минимальная концентрации C_{max} , C_{min} а также Ψ_{loc} при значении числа Релея ниже критического ($R = 2400 < R_S$). Видно, что бегущая волна существует лишь на некотором промежутке времени. Амплитуда конвективных течений снижается, сначала медленно, затем стремительно. При этом разность концентраций $\delta C = C_{max} - C_{min}$ увеличивается со скоростью, растущей с уменьшением конвективного переноса (величины Ψ). Увеличивается и частота колебаний. Время затухания течения при числе Релея, немного меньшем, чем R_S , является довольно продолжительным и резко сокращается с уменьшением R . Так, для числа $R = 2400$ время затухания бегущей волны составляет: $\tau_1 = 140$, для $R = 2300$ — $\tau_1 = 71$ и для $R = 2000$ — $\tau_1 < 10$. Для ячейки коллоидной суспензии Нуфлон MFA ($\chi = 1,47 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$) высотой $h = 0,29$ см, которая использовалась в эксперименте [1], единица времени составляет $[t] \approx 57 \text{ с}$, поэтому размерные времена перехода были следующими: $\tau_1 \approx 8009 \text{ с} \approx 2,2$ часа, $\tau_1 \approx 4061 \text{ с} \approx 1,1$ час, $\tau_1 \approx 570 \text{ с} \approx 9,5$ мин.

Устойчивые режимы бегущих волн устанавливаются в ячейках в случае $R > R_S$. Характеристики такого режима при $R = 2800$ представлены на рисунке 3. Фазовый портрет (Рис. 3а) соответствует модулированной бегущей волне. Колебания функции тока в точке с координатами $x=1/4, z=1/2$ (Рис. 3б) демонстрируют слабый ангармонизм. Траектории экстремумов функции тока (узлов вертикальной конвективной скорости) на характеристической плоскости $t-x$ (Рис. 3в) свидетельствуют о наличии в ячейке бегущей слева направо волны. Причем у левой границы последовательно зарождаются конвективные вихри противоположной закрутки. При движении суспензии вглубь исследуемой ячейки модуль функции тока растет, достигает наибольшего значения в середине ячейки, а затем убывает до нуля (Рис. 3г).

При увеличении длины ячейки порог возникновения бегущей волны смещается в сторону больших значений R_S (Рис. 3): при аспектном отношении $L=8,14$, отвечающем экспериментальному исследованию [1], $R_S = 2800$. Эксперименты же [1] в плоской кювете с отношением длины к высоте $L=8,14$ дают границу существования устойчивого колебательного режима течения при $R_S = 3400$, что отличается от результатов проведенного авторами настоящей работы численного моделирования на 17%.

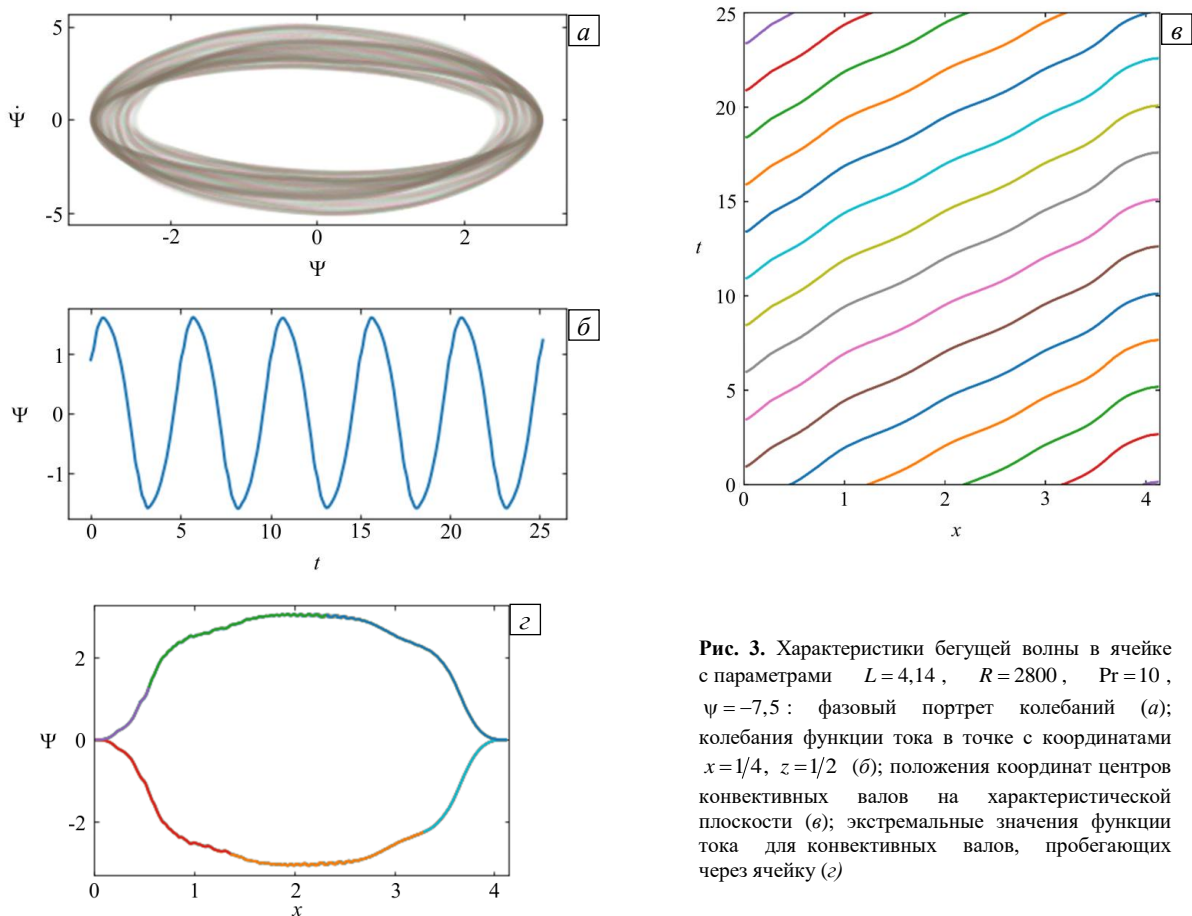


Рис. 3. Характеристики бегущей волны в ячейке с параметрами $L = 4,14$, $R = 2800$, $Pr = 10$, $\psi = -7,5$: фазовый портрет колебаний (а); колебания функции тока в точке с координатами $x=1/4, z=1/2$ (б); положения координат центров конвективных валов на характеристической плоскости (в); экстремальные значения функции тока для конвективных валов, пробегающих через ячейку (г)

Если в системе уравнений (4)–(6) и граничных условий (7), (8) учесть слагаемые, отвечающие за гравитационное оседание наночастиц, как это делалось в [11, 12] для бесконечного слоя, то для границы устойчивых и неустойчивых режимов бегущих волн в ячейке конечной длины получается еще лучшее соответствие: $R_S = 3350$ (отличие 1,5%). При расчетах необходимо задавать дополнительные параметры, приближающие расчет к эксперименту [1]: безразмерную седиментационную длину $l = 3,5$ и среднюю концентрацию наночастиц в слое $\bar{C} = 4\%$.

Как видно из рисунка 4, начиная со значения $L = 6,0$, вслед за увеличением аспектного соотношения увеличивается частота бегущей волны. В длинных полостях проявляются качественно новые эффекты, которые не наблюдаются в коротких ячейках. Эволюция во времени (Рис. 5–8) и структура переходных течений становятся более сложными. Например, в полости с $L = 8,14$ при числе Релея ниже критического значения R_S имеют место переходные процессы, для которых характерны разнообразные конвективные режимы: бегущие волны; локализованные бегущие волны; волны, бегущие в противоположных направлениях. В фиксированной точке конвективной ячейки ($x=1/4, z=1/2$) осцилляции функции тока (Рис. 5) совершенно отличаются

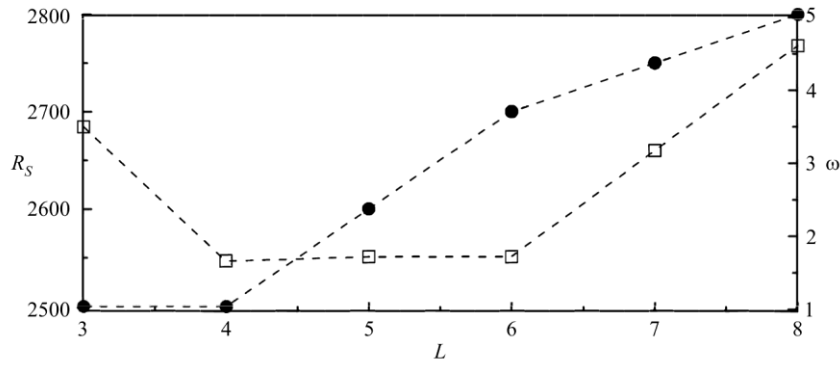


Рис. 4. Зависимость критического числа Рейля R_s (—●—) и частоты бегущей волны ω (—□—) при фиксированном значении числа Рейля $R = 2800$ от относительной длины полости L при $Pr = 6$, $\psi = -7,5$

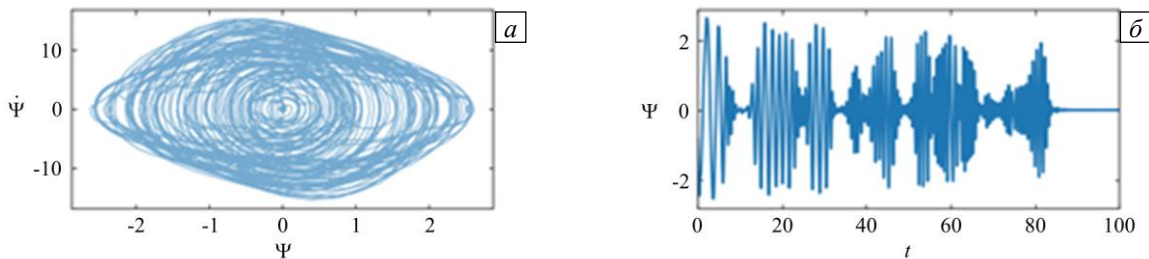


Рис. 5. Характеристики бегущей волны в ячейке с параметрами $L = 8,14$, $R = 2550$, $Pr = 10$, $\psi = -7,5$: фазовый портрет колебаний (а); колебания функции тока в точке с координатами $x = 1/4$, $z = 1/2$ (б)

от приведенных на рисунке 3: в некоторые моменты времени ($t = 10; 35; 65$, Рис. 5б) интенсивность движения падает почти до нуля, затем снова возрастает. И только при $t > 80$ конвекция исчезает.

На характеристической плоскости ($t - x$) (Рис. 6) можно видеть области интенсивного (яркие линии, $\Psi > 1$) и слабого (блеклые линии, $\Psi < 1$) конвективных движений. На характеристической плоскости появляются области, в которых бегущая волна движется в ячейке в различных направлениях (Рис. 6а). Кроме того, имеются интервалы времени (см. Рис. 6б, $6 < t < 15$), когда в одной части ячейки существует интенсивное конвективное движение, а в другой его нет. Это соответствует локализованной бегущей волне. При $t = 10$ она существует в области $3 < x < 10$.

На характеристической плоскости имеются дефекты, связанные со слиянием вихрей (Рис. 7а). Эволюция поля концентрации, характеризующая поведение конвективной структуры вблизи подобного

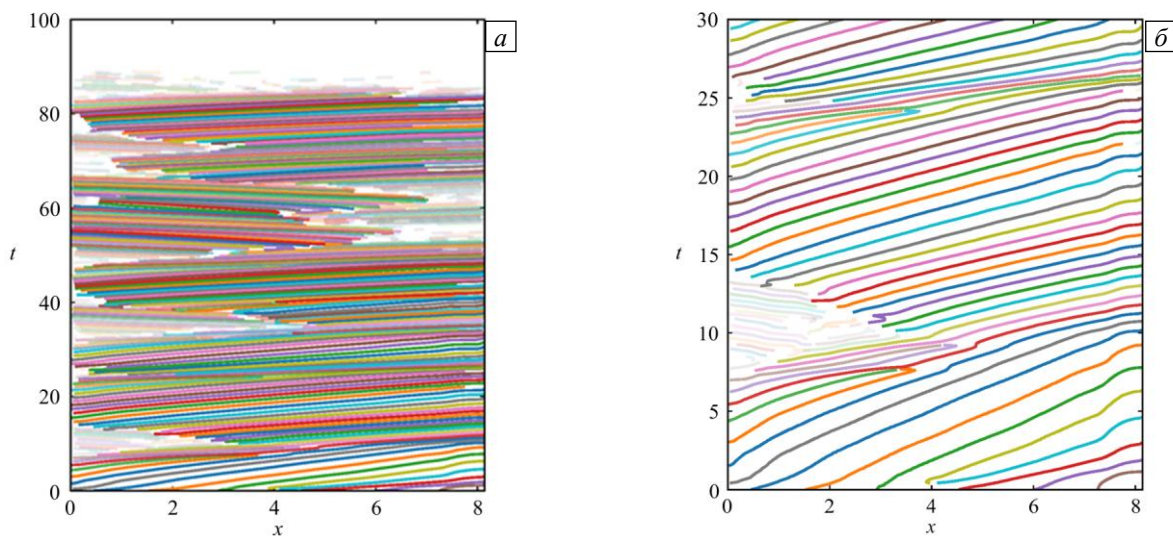


Рис. 6. Характеристики бегущей волны в ячейке с параметрами $L = 8,14$, $R = 2500$, $Pr = 10$, $\psi = -7,5$: положения координат центров конвективных валов на характеристической плоскости (а); нижняя часть в увеличенном масштабе (б)

дефекта, образующегося в результате слияния двух вихрей, вращающихся против часовой стрелки, представлена на рисунках 7б–г. Здесь и далее синим цветом изображены области (например 1, 3), обогащенные тяжелой примесью, зеленым (см. 2) — обедненные ей. На рисунках видно, что конвективное движение захватывает примесь наночастиц из приграничного горячего слоя, где она накапливается благодаря термодиффузии, и вовлекает ее в центры вращающихся против часовой стрелки вихрей. Вихри, обогащенные и обедненные примесью, чередуются, двигаясь слева направо как целое. При этом вдали от дефекта вертикальная координата центра вихрей соответствует половине высоты слоя ($z=1/2$). В общих чертах такое поведение напоминает сильно нелинейную бегущую волну в смеси спирт–вода [7].

В момент времени $t=7,5$ (Рис. 7б) вихри 1 и 3 с координатами центров $x=1,5$ и $x=2,5$, участвующие в образовании дефекта, разделены обедненной примесью областью 2, вращающейся по часовой стрелке (координата центра вихря $x=2,0$). Далее (Рис. 7в, $t=7,75$) все вихри бегущей волны сдвигаются вправо, причем центры сливающихся вихрей 1 и 3 смещаются по вертикали вниз, а у противоположно вращающегося вихря 2 — вверх. При этом относительно группы вихрей в правой части ячейки вихрь 1 ускоряется, а вихрь 3 тормозится, и примесь перетекает из вихря 1 в вихрь 3. Наконец (Рис. 7г, $t=8,0$), происходит окончательное слияние вихрей 1 и 3, центр образовавшегося вихря сдвигается влево (против направления движения волны), что отражается на рисунке 7а как окончание синей линии. Обедненная примесью область 2 уменьшается в размере и исчезает.

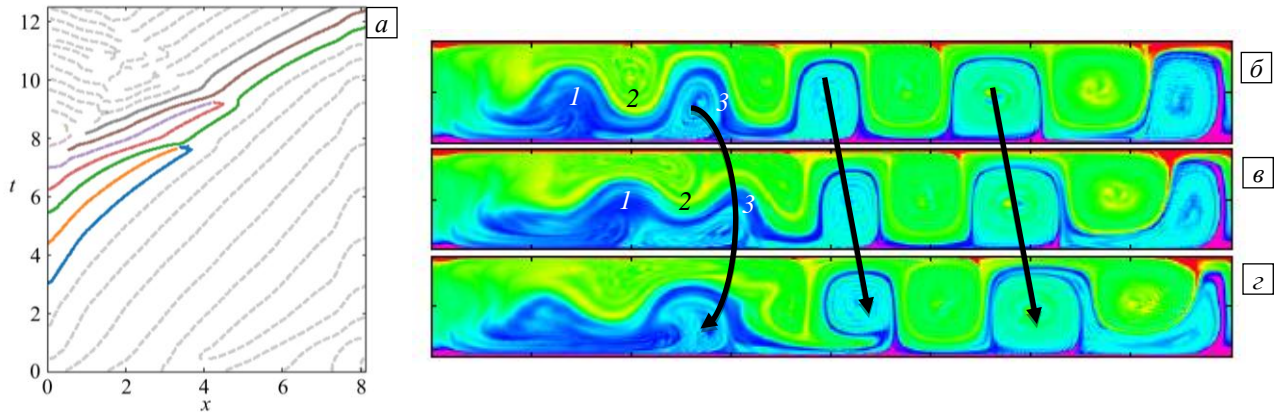


Рис. 7. Дефекты на характеристической плоскости (а) и соответствующее изменение структуры поля концентрации в разные моменты времени $t: 7,5$ (б), $7,75$ (в), $8,0$ (г), в ячейке с параметрами $L=8,14$, $R=2500$, $Pr=10$, $\psi=-7,5$

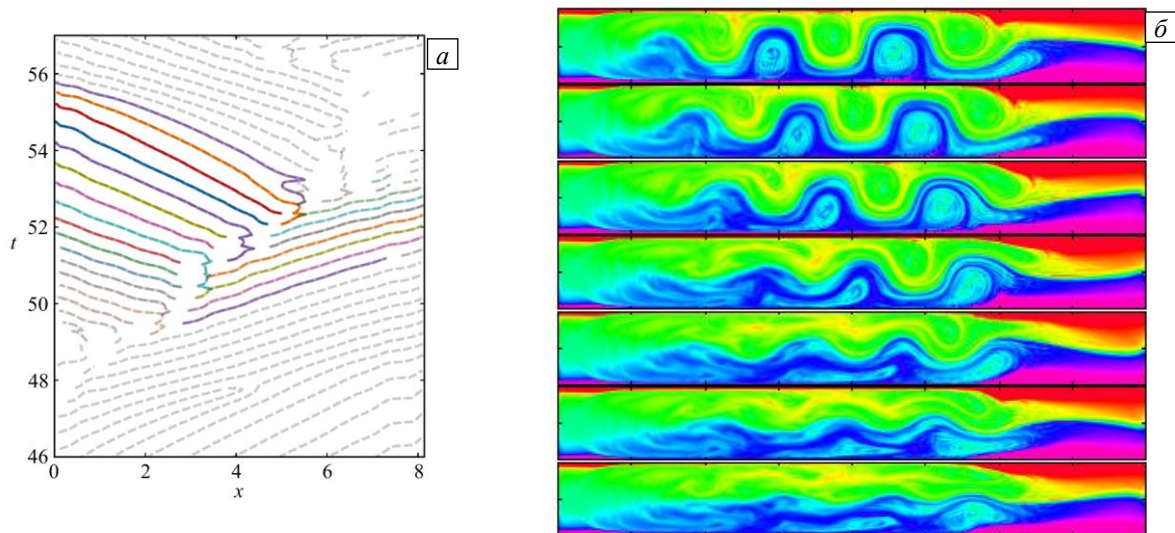


Рис. 8. Фрагмент характеристической плоскости, отражающий волны, бегущие в противоположных направлениях (а), изменение структуры поля концентрации примеси при локализованной бегущей вправо волне, $48 < t < 49$ (б), изменение структуры поля концентрации при разбегающихся от центра вправо и влево волнах в промежутке времени $51 < t < 52$ (в) для ячейки с параметрами $L=8,14$, $R=2500$, $Pr=10$, $\psi=-7,5$

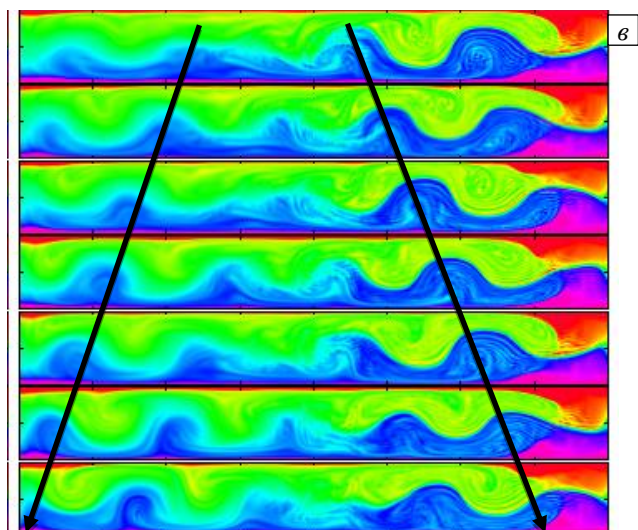


Рис. 8. Продолжение

движущийся вправо, имеет начальную координату $x = 4,5$, конечная равна $x = 7$; у вихря, движущегося влево, начальная координата $x = 2,4$, конечная $x = 0,2$. В последующем локализованная бегущая волна перемещается справа налево.

4. Заключение

Численно исследованы нелинейные колебательные режимы конвекции коллоидной суспензии в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной полости при подогреве снизу. Свойства среды выбраны близкими к свойствам реальной суспензии Nuflon MFA. Суспензия имеет отрицательный параметр разделения, поэтому под действием термодиффузии тяжелые наночастицы накапливаются в нагретой нижней части полости, откуда вымываются конвективным течением. Представленные результаты показывают, что при превышении числом Релея критического значения $R > R_s$ в полости существует устойчивый колебательный конвективный режим. Определена зависимость величины критического числа Релея R_s от длины ячейки. В случае, когда характерный размер полости совпадает с размером экспериментальной ячейки [1], получено хорошее соответствие результатов численного моделирования и лабораторного эксперимента. В подкритической области $R < R_s$ обнаружены и исследованы переходные волновые режимы. Проанализированы дефекты структуры (вследствие слияния вихрей одинакового направления вращения), локализованные волны и изменение направления распространения бегущей волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-01-00491).

Литература

1. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. 104503. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.104503>
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. М.: Наука, 1986. Т. 6. Гидродинамика. 736 с.
3. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
4. Mason M., Weaver W. The Settling of Small Particles in a Fluid // Physical Review. 1924. Vol. 23. 412-426. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.23.412>
5. Raikher Yu.L., Shliomis M.I. On the kinetics of establishment of the equilibrium concentration in a magnetic suspension // J. Magn. Magn. Mater. 1993. Vol. 122. P. 93-97. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(93\)91047-B](https://doi.org/10.1016/0304-8853(93)91047-B)
6. Shliomis M.I., Smorodin B.L. Convective instability of magnetized ferrofluids // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 252. P. 197-202. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00712-6](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00712-6)
7. Lücke M., Barten W., Büchel P., Fütterer C., Hollinger St., Jung Ch. Pattern formation in binary fluid convection and in systems with through flow // Evolution of spontaneous structures in dissipative continuous systems. Springer, 1998. P. 127-196. https://doi.org/10.1007/3-540-49537-1_3
8. Путин Г.Ф. Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течения ферромагнитных коллоидов // Материалы 11-го рижского совещания по магнитной гидродинамике. Рига: Зинатне, 1984. Т. 3. С. 15-18.
9. Глухов А.Ф., Демин В.А. Тепловая конвекция бинарных смесей в вертикальных слоях и каналах при подогреве снизу // Вестник ПГУ. Физика. 2009. № 1(27). С. 16-25.
10. Winkel F., Messlinger S., Schöpf W., Rehberg I., Siebenbürger M., Ballauff M. Thermal convection in a thermosensitive colloidal suspension // New J. Phys. 2010. Vol. 12. 053003. <https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/5/053003>

11. 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. <https://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.84.026305>
12. Smorodin B.L., Cherepanov I.N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity // *Eur. Phys. J. E*. 2014. Vol. 37. 118. <https://dx.doi.org/10.1140/epje/i2014-14118-x>
13. Смородин Б.Л., Черепанов И.Н. Конвекция в коллоидной суспензии в замкнутой горизонтальной ячейке // *ЖЭТФ*. 2015. Т. 147, № 2. С. 363-371. <https://dx.doi.org/10.7868/S0044451015020157>
14. Черепанов И.Н. Течение коллоида в горизонтальной ячейке при подогреве сбоку // *Вычисл. мех. сплош. сред*. 2016. Т. 9, № 2. С. 135-144. <https://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.2.12>
15. Любимова Т.П., Зубова Н.А. Возникновение и нелинейные режимы конвекции трехкомпонентной смеси в прямоугольной области пористой среды с учетом эффекта Соре // *Вычисл. мех. сплош. сред*. 2019. Т. 12, № 3. С. 249-262. <https://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.3.21>
16. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 618 с.
17. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. 456 с.

References

1. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol. 102, 104503. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.104503>
2. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Fluid mechanics. A course of theoretical physics. Vol. 6*. Pergamon Press, 1987. 539 p.
3. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Jerusalem, Keter Publishing House, 1976. 330 p.
4. Mason M., Weaver W. The Settling of Small Particles in a Fluid // *Physical Review*. 1924. Vol. 23. 412-426. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.23.412>
5. Raikher Yu.L., Shliomis M.I. On the kinetics of establishment of the equilibrium concentration in a magnetic suspension. *J. Magn. Mater.*, 1993, vol. 122, pp. 93-97. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(93\)91047-B](https://doi.org/10.1016/0304-8853(93)91047-B)
6. Shliomis M.I., Smorodin B.L. Convective instability of magnetized ferrofluids. *J. Magn. Mater.*, 2002, vol. 252, pp. 197-202. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00712-6](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00712-6)
7. Lücke M., Barten W., Büchel P., Fütterer C., Hollinger St., Jung Ch. Pattern formation in binary fluid convection and in systems with through flow. *Evolution of spontaneous structures in dissipative continuous systems*. Springer, 1998. P. 127-196. https://doi.org/10.1007/3-540-49537-1_3
8. Putin G.F. *Materials of the 11th Riga meeting on magnetohydrodynamics. Riga, Zinatne, 1984. Vol. 3, pp. 15-18.*
9. Glukhov A.F., Demin V.A. Teplovaya konvektsiya binarnykh smesey v vertikal'nykh sloyakh i kanalakh pri podogreve snizu [Thermal convection of binary mixtures in vertical layers and channels when heated from below]. *Vestnik PGU. Fizika – Bulletin of Perm State University. Physics*, 2009, no. 27(1), pp. 16-26.
10. Winkel F., Messlinger S., Schöpf W., Rehberg I., Siebenbürger M., Ballauff M. Thermal convection in a thermosensitive colloidal suspension. *New J. Phys.*, 2010, vol. 12, 053003. <https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/5/053003>
11. 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. <https://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.84.026305>
12. Smorodin B.L., Cherepanov I.N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity. *Eur. Phys. J. E*, 2014, vol. 37, 118. <https://dx.doi.org/10.1140/epje/i2014-14118-x>
13. Smorodin B.L., Cherepanov I.N. Convection in a colloidal suspension in a closed horizontal cell. *J. Exp. Theor. Phys.*, 2015, vol. 120, pp. 319-326. <https://doi.org/10.1134/S1063776115010161>
14. 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. <https://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.2.12>
15. Lyubimova T.P., Zubova N.A. Onset and nonlinear regimes of convection of ternary mixture in a rectangular porous cavity taking into account Soret effect. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2019, vol. 12, no. 3, pp. 249-262. <https://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.3.21>
16. Roache P.J. *Computational fluid dynamics*. Hermosa Publishers, 1976. 446 p.
17. Marchuk G.I. *Methods of numerical mathematics*. Springer, 1982. 510 p.

Поступила в редакцию 09.06.2020; после доработки 13.07.2020; принята к опубликованию 15.07.2020

Сведения об авторах

Черепанов Иван Николаевич, кфмн, доц., Пермский государственный национальный исследовательский университет (ПГНИУ), 614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15; e-mail: aaa@yandex.ru

Смородин Борис Леонидович, дфмн, проф., ПГНИУ; e-mail: bsmorodin@yandex.ru