

УДК 536.25
PACS 47.57.-s

О конвективной устойчивости коллоидной суспензии в ячейке Хеле–Шоу

И. Н. Черепанов

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: che-email@yandex.ru

Исследовано влияние седиментации и термодиффузии на порог устойчивости состояния механического равновесия коллоидной суспензии в ячейке Хеле–Шоу, подогреваемой снизу. В состоянии механического равновесия распределение примеси в коллоиде по высоте является неоднородным ввиду гравитационного разделения смеси. В каналах высотой намного меньше седиментационной длины (характерной высоты, на которой концентрация изменяется в e раз) распределение примеси по высоте близко к линейному, а градиент концентрации является практически постоянным. Порог устойчивости при этом определяется отношением средней концентрации примеси к седиментационной длине. В работе рассматривается ячейка, высота которой сопоставима с величиной гравитационной стратификации смеси. Математическая модель, описывающая конвективные движения коллоида, основана на системе уравнений тепловой конвекции бинарной смеси в приближении Буссинеска. Анализ устойчивости состояния механического равновесия производится относительно нормальных малых возмущений. Решение линеаризованной системы уравнений производилось при помощи метода Галеркина с разложением по большому числу базисных функций. Безразмерные параметры задачи выбирались из условия реализуемости в реальном эксперименте. Построены нейтральные кривые устойчивости при различных значениях параметра Больцмана, характеризующего интенсивность гравитационного разделения смеси, и различных значений параметра термодиффузии. Изучено влияние гравитационной стратификации на структуру припороговых течений. Получена зависимость порога конвективной устойчивости и волнового числа пороговых возмущений от параметров задачи, таких как число Больцмана, параметр термодиффузии.

Ключевые слова: ячейка Хеле–Шоу; коллоидная суспензия, седиментация; термодиффузия

Поступила в редакцию 31.10.2016; принята к опубликованию 05.12.2016

On convective instability of a suspension in the Hele–Shaw cell

I. N. Cherepanov

Perm State University
Bukireva St. 15, 614990, Perm
email: che-email@yandex.ru

The article is devoted to the influence of sedimentation and thermal diffusion on threshold of convective instability of a suspension in the Hele-Shaw cell heated from below. Impurity distribution adjustment in colloid in a state of mechanical equilibrium is not uniform, due to the gravitational separation of the mixture. In the channels with the height much less than the sedimentation length, concentration gradient is almost constant. In this case, the ratio of the average impurity concentra-

tion to the sedimentation length determines the instability threshold. Mathematical model that describes the convective motion of the colloid, has been based on the Boussinesq approximation. The solution of the linearized system of equations has been performed using the Galerkin method with a large number of basic functions. During research, neutral instability curves are obtained for different values of the Boltzmann number. The influence of gravity stratification on the structure of near-threshold flows has been established. The dependence of the threshold of convective instability and the wave number are determined as a function of parameters of the problem, such as the Boltzmann number and the parameter of thermal diffusion.

Keywords: Hele–Shaw cell; sedimentation; Soret effect

Received 31.10.2016; accepted 05.12.2016

doi: 10.17072/1994-3598-2016-3-72-78

1. Введение

Неоднородный нагрев жидкости может приводить к образованию конвективных течений за счет неоднородности плотности, создаваемой тепловым расширением [1, 2].

Если в жидкости присутствует примесь, то неоднородность плотности создается не только тепловым расширением, но и неоднородным распределением концентрации. Эта концентрационная неоднородность может быть вызвана множеством факторов: для любых смесей термодиффузией [2–9], для коллоидных суспензий гравитационным осаждением [10–15], центрифугированием, а для ферроколлоидов еще и магнетофорезом [16, 17]. В зависимости от свойств жидкости и внешних условий вклад различных механизмов разделения смеси может сильно отличаться. Так, для молекулярных смесей разделение компонентов в поле силы тяжести практически отсутствует [18, 19] и проявляется только в очень высоких каналах, в то время как для коллоидных растворов существенное отличие плотности наблюдается при высоте слоя порядка сантиметров.

Смеси могут обладать как положительной термодиффузией [6, 20], когда тяжелые термофобные частицы стремятся в более холодную область, так и отрицательной [5] (обратный эффект, термофильные частицы стремятся в более нагретые области). Как правило, интенсивность термодиффузионного разделения в коллоидных смесях больше, чем в молекулярных растворах.

Таким образом, при рассмотрении конвекции коллоидных растворов необходимо учитывать, как минимум два сегрегационных механизма: термодиффузию и гравитационную седиментацию.

Еще одной особенностью смесей является то, что диффузионные процессы протекают на несколько порядков медленнее, чем процессы теплопереноса. Это приводит к необходимости проводить исследование систем на довольно больших временах [6, 17]. Медленная эволюция системы

также затрудняет определение конечного состояния.

Существенно то, что изначально однородная смесь (жидкость хорошо перемешана) может вести себя подобно чистым жидкостям. Но с течением времени под действием сегрегационных механизмов возникают неоднородности концентрации, которые существенно изменяют картину течения [12].

Наличие примеси также оказывает существенное влияние на конвективные течения, возникающие при боковом подогреве [21]. При малой разности температур наблюдается режим квазиравновесия, в котором существует очень медленное течение коллоида, компенсирующее диффузионный дрейф примеси. Тепловой поток через слой практически совпадают с потоком в отсутствие течения.

Исследование устойчивости плоского слоя коллоида, подогреваемого снизу, проведено в работе [12]. В ней рассматривается канал малой высоты относительно седиментационной длины, при которой распределение концентрации по высоте близко к линейному.

Однако в каналах, высота которых порядка седиментационной длины, может наблюдаться результат отличный от полученного в [12], ввиду сильной нелинейности профиля концентрации. При этом возможна ситуация, когда градиент плотности имеет точку перегиба. Данный эффект обусловлен тем, что распределение температуры в слое описывается линейной функцией, в то время как концентрация экспоненциально изменяется с высотой ячейки.

Моделирование трехмерной задачи в полной постановке требует значительных затрат времени вычислений. Для упрощения исследования данной задачи используется геометрия ячейки Хеле-Шоу, которая легко реализуема в эксперименте [22]. Данное приближение является предельным случаем узкого канала и позволяет рассматривать двумерные течения.

2. Постановка задачи

Рассмотрим плоский канал, бесконечный в горизонтальном направлении. Ширина канала $2d$ меньше его высоты H , $H/d = 20:1$ (рис. 1).

Ввиду малости толщины канала полагается, что температура и концентрация являются однородными поперек ячейки, т. е. описывающие их функции T и C не зависят от координаты y , а скорость аппроксимируется функцией

$$v(x, y, z, t) = v(x, z, t) \sin\left(\frac{\pi y}{2}\right). \quad (2.1)$$

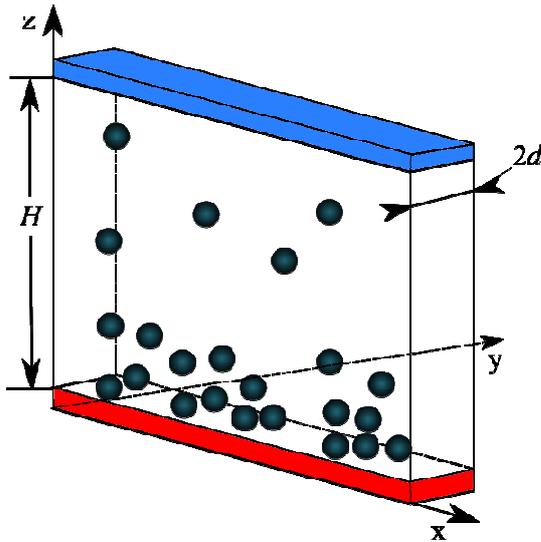


Рис. 1. Геометрия задачи

Анализ устойчивости механического равновесия слоя коллоидной суспензии будем проводить на основании уравнения тепловой конвекции в приближении Буссинеска. В данном приближении предполагается линейная зависимость плотности от температуры и концентрации:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha\delta T + \beta\delta C), \quad (2.2)$$

где ρ_0 – средняя плотность, $\delta T = T - T^*$, $\delta C = C - C^*$ – отклонение температуры и концентрации тяжелой компоненты от средних значений T^* , C^* ; α , β – коэффициенты теплового и концентрационного расширения, соответственно:

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}, \quad \beta = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial C}. \quad (2.3)$$

Согласно [5] коэффициент термодиффузии зависит от концентрации как:

$$\Psi = S_T C(1 - C) = S_T (C - C^2). \quad (2.4)$$

Если неоднородность концентрации мала, коэффициент термодиффузии можно считать постоянным. В нашем случае необходимо учитывать зависимость параметра термодиффузии от

концентрации, так как относительная разность концентраций довольно большая:

$$\frac{C(z=0)}{C(z=1)} = \exp(H/l_{sed}). \quad (2.5)$$

С другой стороны, рассматривается малая средняя концентрация примеси, следовательно, можно полагать, что:

$$\Psi = S_T C. \quad (2.6)$$

Используем безразмерные переменные на основе следующих масштабов: расстояние – ширина слоя d , время – d^2/χ , скорость – χ/d , температура – $\delta T/H$, давление – $\rho\chi^2/d^2$, концентрация – C^*d/l_s (ν и χ – соответственно коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности). Система уравнений тепловой конвекции в ячейке Хеле-Шоу в приближении Буссинеска записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{P} \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta w + \frac{8}{3\pi} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial \Delta w}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial \Delta w}{\partial z} \right) \right) = \\ = \Delta^2 w - \frac{4}{\pi} \left(\frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial C}{\partial x} \right) - \frac{\pi^2}{4} \Delta w, \\ \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + \frac{2}{\pi} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{2}{\pi} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon R}{B} \Delta \theta + \\ + Le \left(\Delta C + \frac{1}{l} \left(\frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\varepsilon R}{B} \frac{\partial CT}{\partial z} \right) \right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Здесь приняты следующие обозначения: T – отклонение температуры от среднего значения, C – полная концентрация, w – функция тока, $P = \nu/\chi$ – число Прандтля, $Le = D/\chi$ – число Льюиса, $R = ga\theta d^3/\nu\chi$ – число Релея, $\varepsilon = \beta/\alpha C^* S_T$ – параметр термодиффузии, $B = g\beta C^* d^4/\nu\chi l_s$ – число Больцмана [14], $l = l_s/d$ – безразмерная длина седиментации, D – коэффициент диффузии, $l_s = k_B T^*/(\Delta\rho Vg)$ – седиментационная длина (k_B – постоянная Больцмана, $\Delta\rho$ – разность плотности частиц и среды-носителя, V – объем частицы), g – ускорение свободного падения. $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ – двумерный оператор Лапласа.

Горизонтальные границы являются твердыми и идеально теплопроводными. Краевые условия на горизонтальных гранях имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} w(x, 0) = w(x, H) = 0, \\ T(x, 0) = H/2, \quad T(x, H) = -H/2, \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{l} \left(1 + \frac{\varepsilon R}{B} \frac{\partial T}{\partial z} \right) C = 0.$$

Равновесные уравнения распределений концентрации и температуры описываются следующими уравнениями:

$$T_0(x, H) = H(0.5 - z), \quad (2.9)$$

$$C_0 = H\gamma \frac{\exp(-z/\gamma)}{1 - \exp(-H/\gamma)}, \quad (2.10)$$

$$\gamma = \frac{1}{l} \left(1 - \frac{\varepsilon R}{B} \right).$$

Значения безразмерных параметров были выбраны для соответствия реальной жидкости, использованной в экспериментах [16].

Градиент концентрации, вызванный гравитационной стратификацией частиц в поле тяжести, определяется числом Больцмана B , которое зависит от размеров ячейки как d^4 . Таким образом, изменяя размеры ячейки, мы можем изменять концентрационный градиент, а следовательно, и интенсивность влияния стратификации на конвективные течения.

Рассмотрим устойчивость состояния механического равновесия относительно малых возмущений $T = T_0 + \tilde{\theta}$, $C = C_0 + \tilde{c}$, \tilde{w} – малые нестационарные возмущения функции тока. Задача имеет решение в виде нормальных возмущений

$$\begin{aligned} \tilde{w}(x, z, t) &= w(z) \exp(-\lambda t + ikx), \\ \tilde{\theta}(x, z, t) &= \theta(z) \exp(-\lambda t + ikx), \\ \tilde{c}(x, z, t) &= c(z) \exp(-\lambda t + ikx), \end{aligned} \quad (2.11)$$

здесь λ – комплексный декремент затухания, k – вещественное волновое число, w , c , θ – амплитуды возмущений.

Линеаризованная система уравнений для нормальных возмущений имеет вид:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{\lambda}{P} + \frac{\pi^2}{4} \right) \Delta w + P \Delta^2 w - \\ - \frac{4}{\pi} ik (\theta(1 + \varepsilon C_0) - \varphi C_0) = 0, \\ \lambda \theta - ik \frac{2}{\pi} w T_0' + \Delta \theta = 0, \\ \lambda \varphi - ik \frac{2}{\pi} \frac{w}{l} + \frac{\varepsilon R}{R_c} \Delta \theta + \\ + Le \left(\Delta \varphi + \gamma \varphi' - \frac{\varepsilon R}{R_c} \gamma \theta' \right) = 0. \end{aligned} \quad (2.12)$$

В этих уравнениях произведена следующая замена переменных

$$c = C_0 \varphi - \frac{\varepsilon R}{R_c} \theta. \quad (2.13)$$

Граничные условия для функций φ имеют вид

$$\varphi' + \gamma \varphi = 0 \text{ при } z = 0, H. \quad (2.14)$$

Штрих означает дифференцирование по z .

Задача решалась методом Галеркина [1]. Согласно идее метода, производилось разложение искомым функций по некоторому набору базисных функций, удовлетворяющих граничным условиям, после чего решалась линейная система уравнения для коэффициентов разложения. В качестве базисных выбраны функции:

$$\begin{aligned} \phi &= \sum_{n=1}^N \phi_n \sin\left(\frac{\pi n z}{H}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right), \\ \theta &= \sum_{m=1}^M \theta_m \sin\left(\frac{\pi m z}{H}\right), \\ \varphi &= \sum_{q=0}^{Q-1} c_q \cos\left(\frac{\pi q z}{H}\right). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Разложение проводилось по 90 базисным функциям ($N = M = Q = 30$). Порог устойчивости определялся из условия равенства нулю вещественной части декремента λ :

$$\text{Re} \lambda(R, B, L, k, P, \varepsilon, l) = 0. \quad (2.16)$$

3. Результаты

Решение задачи устойчивости произвелось при параметрах близких к реальной жидкости, описанной в [16]:

$$L = 1.5 \times 10^{-4}, P = 48, l = 1.62H.$$

В предельном случае нулевого значения числа Больцмана $B = 0$, порог конвективной устойчивости должен стремиться к порогу однородной жидкости, так как данный предел соответствует нулевому значению массовой доли примеси.

На рис. 2 приведены нейтральные кривые устойчивости, показывающие зависимость порогового числа Релея от волнового числа при отсутствии термодиффузии. Увеличение седиментации в коллоиде (увеличение B) повышает порог устойчивости, при этом вид нейтральной кривой изменяется слабо. Повышение конвективного порога обуславливается тем, что гравитационная стратификация создает градиент плотности, направленный вниз, и стабилизирует систему.

Зависимость критического числа Релея от B приведена на рис. 3

Наличие отрицательной термодиффузии усиливает эффект осаждения частиц и приводит к повышению порога конвективной устойчивости. Если термодиффузия является нормальной ($\varepsilon > 0$), тогда термодиффузия противодействует седиментации, и при $\varepsilon R / B > 1$ градиент концентрации направлен вверх, более плотная жидкость расположена над менее плотной, что оказывает дестабилизирующее действие.

Зависимость конвективного порога от числа B при нескольких значениях ε приведены на рис. 3.

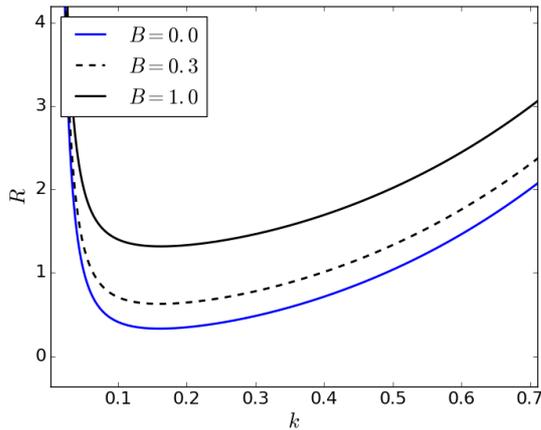


Рис. 2. Нейтральные кривые при $\varepsilon = 0$, $l = 1.62H$

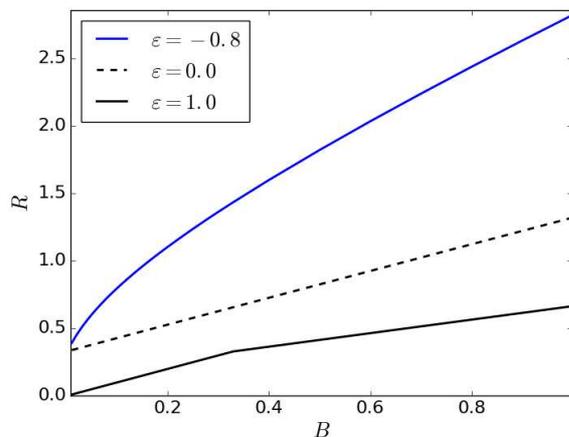


Рис. 3. Зависимость порога конвективной устойчивости от B (для различных значений параметра термодиффузии ε , $l = 1.62H$)

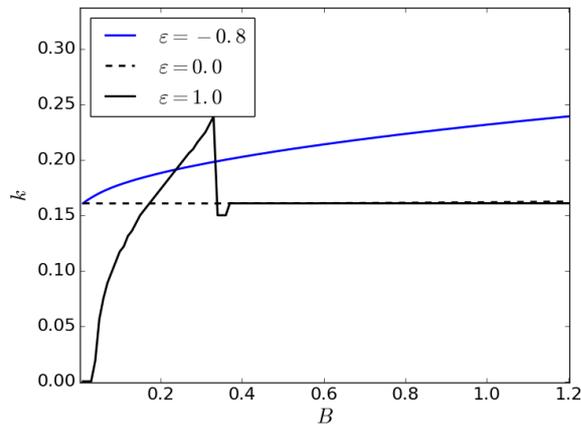


Рис. 4. Зависимость волнового числа пороговых возмущений от B при $l = 1.62H$

В случае положительной термодиффузии тип припороговых возмущений сильно зависит от числа Больцмана. Так, в области малых B пороговые возмущения являются длинноволновыми (см. рис. 4). Затем с увеличением числа B волновое число увеличивается. В области больших B наиболее опасны возмущения с длиной волны порядка $L=2\pi/k=40$. Поведение волнового числа отобразено на рис. 4.

Отрицательная термодиффузия повышает порог устойчивости, волновое число повышается с увеличением числа Больцмана (рис. 4).

4. Заключение

В работе проведён линейный анализ устойчивости состояния механического равновесия коллоида, обладающего малой длиной седиментации в плоском горизонтальном слое в приближении Хелле–Шоу.

Показано, что наличие положительной термодиффузии приводит к понижению порога устойчивости механического равновесия. При этом вид припороговых возмущений сильно зависит от интенсивности гравитационного разделения смеси. В области малых значений числа Больцмана припороговые возмущения являются длинноволновыми. При увеличении данного параметра волновое число возмущений увеличивается до $k = 0.16$.

В случае отрицательной термодиффузии порог устойчивости повышается и проявляется нелинейность профиля концентрации.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№16-31-60074).

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 736 с.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука. 1989. 320 с.
3. Арансон И. С. Активные коллоиды // Успехи физических наук. 2013. Т. 183. № 1. С. 87–102.
4. Ryzhkov I. I., Stepanova I. V. On thermal diffusion separation in binary mixtures with variable transport coefficients // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 86, P. 268–276.
5. Donzelli, D., Cerbino, R., Vailati, A. Bistable Heat Transfer in a Nanofluid // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102, 10503.
6. Smorodin B. L., Cherepanov I. N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity // The European Physical Journal E. 2014. Vol. 37, 118.
7. Казанцев М. Ю., Колчанов Н. В. О гравитационной конвекции в коллоидах // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2012. Вып. 4 (22). С. 79–82.
8. Ryskin A., Pleiner H. Influence of sedimentation on convective instabilities in colloidal suspensions // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2010. Vol. 20. P. 225–234.
9. Божко А. А., Путин Г. Ф. О гравитационно-конвективной неустойчивости в коллоидах // Вестник Пермского университета. Серия: Ма-

- тематика. Механика. Информатика. 2012. Вып. 4(12). С. 12–16.
10. Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течения ферромагнитных коллоидов // Материалы 11-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. 1984. Вып. 3. С. 15–18.
 11. Cherepanov I. N., Smorodin B. L. Convection of a stratified colloidal suspension // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2013. Vol. 117. N. 5. P. 963–969.
 12. Smorodin B. L., Cherepanov I. N., Myznikova B. I., Shliomis M. I. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity // *Physical Review E*. 2011. Vol. 84, 026305.
 13. Черепанов И. Н., Новиков Д. А. Конвективные течения коллоидной суспензии в ячейке Хеле–Шоу // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2014. Вып. 2–3 (27–28). С. 11–17.
 14. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // *Physical Review E*. 2005. Vol. 71, 036312.
 15. Демин В. А. Оседание наночастиц в однородной несущей жидкости при наличии термодиффузии // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2013, Вып. 1 (23). С. 20–24.
 16. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Convection instability of magnetized ferrofluids // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2002. Vol. 252. P. 197–202.
 17. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Putin G. F., Suslov S. A. Intermittent flow regimes near the convection threshold in ferromagnetic nanofluids // *Physical Review E*. 2015. Vol. 91, 013010.
 18. Smorodin B. L., Lücke M. Binary-fluid-mixture convection with low-frequency modulated heating // *Physical Review E*. 2010, Vol. 82, 016310.
 19. Smorodin B. L., Lücke M. Convection in binary fluid mixtures with modulated heating // *Physical Review E*. 2009, Vol. 79, 026315.
 20. Winkel F., Messlinger S., Schöpf W., Rehberg I., Siebenbürger M., Ballauff M. Thermal convection in a thermosensitive colloidal suspension // *New Journal of Physics*. 2010, Vol. 12, 053003.
 21. Черепанов И. Н. Течение коллоида в горизонтальной ячейке при подогреве сбоку // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2016. Т. 9. № 2. С. 135–144.
 22. Бабушкин И. А., Демин В. А. Экспериментальное и теоретическое исследование переходных конвективных режимов в ячейке Хеле–Шоу // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. 2006. №. 3. С. 3–10.
 2. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M., Nepomniashchii A. A. *Ustoichivost' konvektivnykh techenii* (Stability of convective flows) M.: Nauka, 1989, 320 p. (In Russian).
 3. Aranson I. S. Aktivnye kolloidy. *Physics Uspekhi*, 2013, vol. 56, no. 1, pp. 79–92.
 4. Ryzhkov I. I., Stepanova I. V. On thermal diffusion separation in binary mixtures with variable transport coefficients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, vol. 86, pp. 268–276.
 5. Donzelli D., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid. *Physical Review Letters*, 2009, vol. 102, 10503.
 6. Smorodin B. L., Cherepanov I. N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity. *The European Physical Journal E*, 2014, vol. 37, 118.
 7. Kazantsev M. Y., Kolchanov N. V. On gravitational convection in colloids. *Bulletin of Perm University. Physics*. 2012, no. 4 (22), pp. 79–82. (In Russian)
 8. Ryskin A., Pleiner H. Influence of sedimentation on convective instabilities in colloidal suspensions. *International Journal of Bifurcation and Chaos*. 2010, vol. 20, pp. 225–234.
 9. Bozhko A. A., Putin G. F. On gravitationally-convective instability in colloids. *Bulletin of Perm University. Mathematics, Mechanics, Information Science*. 2012, no. 4 (12), pp. 12–16 (In Russian).
 10. Putin G. F. Eksperimental'noe issledovanie vliyanija barometricheskogo raspredelenija na techenija ferromagnitnykh kolloidov (Experimental study of barometric distribution influence on flows of ferromagnetic colloids) // *Proceeding of the 11th Council on Magnetic Hydrodynamics in Riga*, 1984, vol. 3, pp. 15–18 (In Russian).
 11. Cherepanov I. N., Smorodin B. L. Convection of a stratified colloidal suspension. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2013, vol. 117 (5), pp. 963–969.
 12. Smorodin B. L., Cherepanov I. N., Myznikova B. I., Shliomis M. I. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity. *Physical Review E*, 2011, vol. 84, 026305.
 13. Cherepanov I. N., Novikov D. A. Convective flow of a colloidal suspension in the Hele–Shaw cell. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2014, vol. 2–3 (27–28), pp. 11–17 (In Russian).
 14. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity. *Physical Review E*, 2005, vol. 71, 036312.
 15. Demin V. A. Sedimentation of nanoparticles in a homogeneous carrying fluid in the presence of thermodiffusion. *Bulletin of Perm University. Physics*. 2013, no. 1 (23), pp. 20–24. (In Russian).
 16. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Convection instability of magnetized ferrofluids. *Journal of Mag-*

References

1. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Course of Theoretical Physics, vol. 6. Fluid dynamics*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1987. 552 p.

- netism and Magnetic Materials*, 2002, vol. 252, pp. 197–202.
17. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Putin G. F., Suslov S. A. Intermittent flow regimes near the convection threshold in ferromagnetic nanofluids. *Physical Review E*, 2015, vol. 91, 013010.
 18. Smorodin B. L., Lücke, M. Binary-fluid-mixture convection with low-frequency modulated heating. *Physical Review E*. 2010, vol. 82, 016310.
 19. Smorodin B. L., Lücke M. Convection in binary fluid mixtures with modulated heating. *Physical Review E*, 2009, vol. 79, 026315.
 20. Winkel F., Messlinger S., Schöpf W., Rehberg I., Siebenbürger M., Ballauff M. Thermal convection in a thermosensitive colloidal suspension. *New Journal of Physics*. 2010, vol. 12, 053003.
 21. Cherepanov I. N. Colloid flow in a horizontal cell subjected to heating from sidewall. *Computational Continuum Mechanics*, 2016, vol. 9, no 2, pp. 135–144 (In Russian).
 22. Babushkin I. A., Demin V. A. Experimental and theoretical investigation of transient convective regimes in a Hele–Shaw cell. *Fluid Dynamics*, 2006, vol. 41, no. 3, pp. 323–329.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Черепанов И. Н. О конвективной устойчивости коллоидной суспензии в ячейке Хеле–Шоу // Вестник Пермского университета. Физика. 2016. № 3 (34). С. 72–78. doi: 10.17072/1994-3598-2016-3-72-78

Please cite this article in English as:

Cherepanov I. N. On convective instability of a suspension in the Hele–Shaw cell // Bulletin of Perm University. Physics, 2016, no. 3 (34), pp. 72–78. doi: 10.17072/1994-3598-2016-3-72-78