ВЕСТНИК ПЕРМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

2019 • ФИЗИКА • Вып. 1

УДК 532.2
PACS 47.20.Bp, 66.10.Cb

О влиянии концентрационной зависимости вязкости на конвективную неустойчивость горизонтального слоя коллоидного раствора

И. Н. Черепанов, Б. Л. Смородин

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: cherepanov.in@psu.ru

Рассматривается зависимость конвективной неустойчивости коллоидного раствора от концентрационной зависимости вязкости. Исследование проведено в рамках приближения Буссинеска на основе модели, учитывающей зависимость вязкости жидкости и термодиффузионного потока от локального значения концентрации примеси. Определены границы неустойчивости и характеристики критических возмущений. Показано, что в случае отрицательной термодиффузии увеличение концентрационного коэффициента приводит к понижению порогов конвекции и уменьшению критического волнового числа, однако частота нейтральных колебаний при этом практически не меняется.

Ключевые слова: коллоидная суспензия; конвекция; концентрационная зависимость вязкости

Поступила в редакцию 31.01.2019; принята к опубликованию 05.03.2019

On the influence of the concentration dependence of viscosity on the convective instability of the horizontal layer of colloidal solution

I. N. Cherepanov, B. L. Smorodin

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm
email: cherepanov.in@psu.ru

The dependence of the convective instability of colloidal solution on the concentration dependence of viscosity is investigated. The consideration is carried out in the framework of the Boussinesq approximation, on the basis of a model that takes into account the dependence of the viscosity of the liquid and the thermodiffusion flux on the local value of the impurity concentration. The boundaries of instability and characteristics of critical disturbances are determined. It is shown that in the case of negative thermal diffusion, an increase in the concentration coefficient leads to a lower convection threshold and a decrease in the critical wave number, the frequency of neutral oscillations is practically unchanged.

Keywords: colloid suspension; convection; concentration dependence of viscosity

Received 31.01.2019; accepted 05.03.2019

doi: 10.17072/1994-3598-2019-1-26-31

1. Введение

В неоднородно нагретой жидкости при определенных условиях возможно состояние механического равновесия, когда макроскопическое движение жидкости отсутствует, а передача тепла осуществляется только за счет молекулярного переноса [1]. При достаточно большой разности температур данное состояние становится неустойчивым, и возникающая неоднородность плотности приводит к образованию конвективного течения жидкости.

В сложных по составу жидкостях (бинарных молекулярных или коллоидных смесях) появляется дополнительный механизм формирования неоднородности плотности смеси за счет перераспределения ее компонент [2–3], обусловленного действием различных механизмов (термодиффузии, седиментации в поле тяжести, магнитофореза частиц феррожидкости).

В коллоидных растворах коэффициент диффузии на несколько порядков меньше, чем в молекулярных растворах. В связи с этим в ряде исследований таких сред (в частности, магнитных жидкостей) полагалось, что существенные неоднородности в распределении примеси, обусловленные отмеченными выше механизмами разделения, возникают только на очень больших временах, порядка нескольких лет. В связи с этим часто при исследовании течений коллоидные растворы рассматривают как однородные жидкости [4].

Тем не менее эксперименты с коллоидными растворами (в частности, с магнитными жидкостями) демонстрируют наличие колебательных течений, объяснить которые можно только перераспределением примеси. Впервые колебательная конвекция магнитной жидкости, возникающая благодаря гравитационной стратификации, экспериментально изучена в [5]. Позже особенности специфических колебательных течений подробно исследованы как в магнитных [6–7], так и немагнитных коллоидных растворах [8].

В коллоидах плотность наночастиц в несколько раз превосходит плотность несущей жидкости. Благодаря этому даже малые неоднородности в распределении наночастиц вызывают значительные флюктуации плотности. Таким образом, существенные для конвективных течений возмущения плотности возникают за время, которое значительно меньше характерного диффузионного времени.

Отметим, что если сосуд с коллоидным раствором остается в покое длительное время, то при переливании смеси в экспериментальную ячейку неоднородное распределение концентрации в значительной мере сохранится, что показано в работе [9].

Теоретический анализ устойчивости механического равновесия плоского слоя коллоидного раствора проведен в [3, 10] для случая, когда зависимостью вязкости от концентрации можно пренебречь.

Однако коллоидные растворы, в том числе магнитные жидкости, демонстрируют довольно сильную зависимость вязкости от концентрации [11–15], что в случае значительного изменения концентрации приводит к необходимости учитывать этот эффект при анализе условий возникновения конвекции. Данная работа посвящена изучению влияния концентрационной зависимости вязкости на устойчивость плоского слоя коллоидного раствора.

2. Постановка задачи

Рассмотрим расположенный в поле тяжести $\boldsymbol{g} = -g\boldsymbol{n}_g$ ($\boldsymbol{n}_g$ – единичный вектор, направленный вверх) горизонтальный слой толщиной h, заполненный коллоидным раствором. Ось x декартовой системы координат направим вдоль горизонтальных границ слоя, ось z – перпендикулярно им. Благодаря наличию гравитации даже в изначально однородной смеси возникает поток наночастиц, направленный к нижней границе. Поскольку к горизонтальным границам слоя приложена разность температур δT, в смеси действует и другой механизм транспорта наночастиц, связанный с эффектом термодиффузии Соре [2]. В дальнейшем будем считать, что слой жидкости подогревается снизу $\delta T = T_н - T_в > 0$.

В большинстве работ рассматривается массовая концентрация примеси. Однако объемная доля φ может быть более удобным параметром, так как плотность коллоида подчиняется закону

$$\rho = \rho_f(1-\varphi) + \rho_p\varphi, \quad (1)$$

где ρ_f – плотность жидкости носителя, ρ_p – плотность материала частиц, ρ – плотность смеси в целом.

Уравнение состояния коллоидной суспензии при слабом отклонении температуры T и объемной концентрации φ от некоторых средних значений T_0, φ_0 можно аппроксимировать линейной зависимостью:

$$\rho = \rho_0(1-\alpha(T-T_0) + \beta(\varphi-\varphi_0)), \quad (2)$$

где α и β – коэффициенты теплового и концентрационного расширения соответственно:

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\rho}{\partial T}, \qquad \beta = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\rho}{\partial\varphi} = \frac{\rho_p-\rho_f}{\rho_0}. \quad (3)$$

Согласно экспериментальным данным зависимость вязкости от концентрации в коллоидных растворах не подчиняется уравнению Эйнштейна и единого теоретического представления для всех классов коллоидов пока не существует. Ряд экспериментов показывает [11–12], что для небольших концентраций можно пользоваться эмпирической формулой динамической вязкости

$$\eta = \eta_0(1 + a\varphi + b\varphi^2), \qquad (4)$$

где коэффициенты η_0 – вязкость несущей жидкости, a, b определяются из эксперимента, и для большого числа жидкостей меняются в широких пределах 2.5 < a < 18, 6 < b < 400 [11]. Если рассматривать небольшое отклонение концентрации от среднего значения, можно ограничиться линейным слагаемым. Тогда кинематическая вязкость может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} &\nu = \frac{\eta}{\rho} = \nu_0\left(1 + \zeta\left(\frac{\varphi}{\varphi_0} - 1\right)\right), \\ &\zeta = \varphi_0\left(\frac{2b\varphi_0 + a}{1 + a\varphi_0 + b\varphi_0^2} - \frac{\beta}{1 + \beta\varphi_0}\right). \end{aligned} \qquad (5)$$

Для жидкости, рассмотренной в [12], a =14, b=90, $\beta \approx 2$ и при объемной доле $\varphi_0 = 0.2$ получим $\zeta = 1.5$.

Действуя по аналогии с [13] (где рассматривается зависимость вязкости от температуры), расширим систему уравнений, рассматриваемую в работе [14], на случай зависимости вязкости от концентрации. Система уравнений тепловой конвекции коллоидной суспензии, учитывающая зависимость вязкости от концентрации, примет вид:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\boldsymbol{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu_0\left(1 + \zeta\left(\frac{\varphi}{\varphi_0} - 1\right)\right)\Delta\boldsymbol{v} + \\ &\quad + 2\zeta(\nabla\varphi\nabla)\boldsymbol{v} + \zeta(\nabla\varphi \times \operatorname{rot}\boldsymbol{v}) + \\ &\quad + \boldsymbol{g}(1 - \alpha T + \beta\varphi), \end{aligned} \qquad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)T = \chi\Delta T, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\varphi = D\nabla\left[\nabla\varphi + \frac{1}{l}\varphi\boldsymbol{n}_g + S_T\varphi\nabla T\right], \qquad (8)$$

где $\boldsymbol{v}$ – скорость течения, p – давление, χ – температуропроводность, D – коэффициент диффузии, S_T – коэффициент термодиффузии.

Несмотря на неоднородность плотности, создаваемую тепловым и концентрационным расширением, жидкость можно считать несжимаемой. Для подтверждения этого рассмотрим уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\boldsymbol{v}) = 0.$$

Учтем зависимость плотности (2) и, пользуясь (7)–(8), получим

$$\rho \operatorname{div}\boldsymbol{v} = -\frac{\partial \rho_0}{\partial t} - \alpha\chi \operatorname{div}\boldsymbol{j}_T - \beta D \operatorname{div}\boldsymbol{j}_C, \qquad (9)$$

где $\boldsymbol{j}_T = \chi\nabla T$, $\boldsymbol{j}_C = D[\nabla\varphi + \varphi\boldsymbol{n}_g / l + S_T\varphi\nabla T]$. Полагая, что тепловой поток имеет значения порядка $j_T \sim \theta / h^2$, а концентрационный поток $j_\varphi \sim \varphi_0 h / l_{sed}$, найдем условие ограничения на модель несжимаемой жидкости:

$$\frac{\alpha\chi\theta}{h^2} \ll 1, \quad \frac{\beta D\varphi_0}{h l_{sed}} \ll 1.$$

Тепловые возмущения не вызывают существенного изменения плотности ввиду малости коэффициента теплового расширения α. В случае переноса частиц примеси искажение плотности может быть существенно больше, однако ввиду медленности диффузионных процессов они не способны вызвать значительных отклонений поля скорости от соленоидального вида div $\boldsymbol{v}$ = 0.

Уравнение (6) можно записать в терминах функции тока и завихренности в безразмерной форме

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\frac{\partial\Phi}{\partial x} - \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right) = \\ &= \Pr\Big[\big(1 + \zeta(\varphi - 1)\big)\Delta\Phi + \\ &\quad + 2\zeta\frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\partial\Phi}{\partial z} + \zeta\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} - \frac{1}{2}\Delta\psi\right) + \\ &\quad + R\frac{\partial T}{\partial x} + R_D\frac{\partial\varphi}{\partial x}\Big], \qquad \Phi = \Delta\psi, \end{aligned} \qquad (10)$$

где $R = agh^3\theta/\nu\chi$, $R_D = \beta g h^3\varphi_0/\nu\chi$, $Le = D/\chi$, $\Pr = \nu/\chi$, $\varepsilon = S_T\varphi_0\beta/\alpha$ представляют тепловое и концентрационное числа Релея, число Льюиса, число Прандтля, а также параметр разделения смеси. Введены следующие масштабы: длины – h, времени – h^2/χ, скорости – χ/h, температуры – δT, давления – $\rho_0\chi^2/h^2$, концентрации – φ_0. Уравнение (10) содержит также параметр ζ, определяющий влияние концентрационной зависимости вязкости на конвекцию коллоидной суспензии.

Граничные условия к задаче (10), (7), (8) запишутся в виде

$$\begin{aligned} &\psi(0) = \psi(1) = 0, \\ &\frac{\partial}{\partial z}\psi(0) = \frac{\partial}{\partial z}\psi(1) = 0, \\ &T(0) = 1, \quad T(1) = 0, \\ &z = 0,1: \ \frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{\varphi}{l} + \varepsilon\varphi\frac{\partial T}{\partial z} = 0. \end{aligned} \qquad (11)$$

В состоянии механического равновесия ($\boldsymbol{v}$ = 0) распределение температуры и концентрации описываются выражениями

$$\begin{aligned} &T = \frac{1}{2} - z, \\ &\varphi_S = \gamma\frac{e^{-z\gamma}}{1 - e^{-\gamma}}, \ \gamma = \frac{1}{l} - \frac{\varepsilon R}{R_D}. \end{aligned} \qquad (12)$$

Рассмотрим малые возмущения функции тока ψ, температуры θ и концентрации:

$$T = T_S + \theta,$$
$$\varphi = \varphi_S + \tilde{\varphi}.$$

Будем искать решение в виде нормальных возмущений:

$$\psi(t,x,z) = \psi(z)e^{-\lambda t + ikx},$$
$$\theta(t,x,z) = \theta(z)e^{-\lambda t + ikx},$$
$$\tilde{\varphi}(t,x,z) = \tilde{\varphi}(z)e^{-\lambda t + ikx},$$

где k – волновое число, λ – комплексный декрет затухания. Если действительная часть декремента меньше нуля, то возмущения становятся нарастающими во времени. Порог устойчивости ищется из условия $\mathrm{Re}(\lambda) = 0$.

Система уравнений для амплитуд возмущений примет вид:

$$\begin{aligned} -\lambda\Delta\psi &= \Pr\big[(1+\zeta(\varphi_S - 1))\Delta\Delta\psi + \\ &+ \zeta(2\varphi_S'\Delta\psi' + \varphi_S''(\psi'' + k^2\psi)) + \\ &+ ikR(1+\varepsilon\varphi_S / l)\theta - ikR_D\varphi_S\phi\big], \qquad (13) \\ -\lambda\theta &= -ik\psi T_S' + \Delta\theta, \\ -\lambda\phi &= ik\frac{\psi}{l} + Le(\Delta\phi - \gamma\phi') + \frac{\varepsilon R}{R_D}\Delta\theta, \end{aligned}$$

где

$$\phi = \frac{\tilde{\varphi}}{\varphi_S} + \frac{\varepsilon R}{R_D}\theta,$$

φ_S – распределение концентрации в равновесии, которое определяется уравнением (12), штрих обозначает дифференцирование по z. Граничные условия при $z = 0$, 1 имеют вид

$$\psi = \psi' = 0, \quad \theta = 0, \quad \phi' = 0. \qquad (14)$$

3. Метод Галеркина

Для решения задачи устойчивости использовался метод Галеркина, подробно описанный в монографии [1]. Основная идея метода заключается в том, что искомые поля возмущений раскладываются по некоторому базису функций, удовлетворяющих граничным условиям. При этом выбор функций в значительной мере влияет на результат, особенно при малом числе функций разложения.

В качестве базисных функций воспользуемся довольно простым разложением, что намного упрощает алгоритм расчета базовой матрицы:

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{n=1}^{N_\psi} \psi_n \sin(\pi n z)\sin(\pi z), \\ \theta &= \sum_{m=1}^{N_\theta} \theta_m \sin(\pi m z), \quad \phi = \sum_{q=0}^{N_\phi - 1} \phi_q \sin(\pi q z). \end{aligned} \qquad (15)$$

Расчеты производились при $N_\psi = N_\theta = N_\phi = 15$. Дальнейшее увеличение количества базисных функций приводило к изменению критического значения числа Рэлея, не превышающему 0.05%.

4. Анализ устойчивости

Будем рассматривать изменение коэффициента концентрационной зависимости вязкости в пределах $\zeta = [0,2]$. Согласно оценкам по данным [11, 12] для большинства жидкостей с φ_0 до 20% параметр $\zeta < 2$.

Зависимости приведенного числа Релея

$$r = \frac{R_C}{R_C(\zeta = 0)}$$

от параметра ζ при постоянном числе Больцмана $B = 10^3$ при отсутствии термодиффузии приведены на рис. 1, в случае слабой отрицательной термодиффузии $\varepsilon = -0.8$ – на рис. 2. Оба этих случая соответствуют увеличению концентрации частиц у нижней границы. С ростом ζ порог устойчивости понижается. Влияние концентрационной зависимости вязкости проявляется при малых значениях седиментационной длины l, что, по-видимому, обусловлено увеличением неоднородности смеси. При $\varepsilon = 0$ неоднородность вязкости слабо влияет на порог устойчивости (см. рис. 1). Так, при $B = 10^3$ и $\zeta = 2$ критическое число Релея понижается на 15% (по сравнению со случаем постоянной вязкости) и имеет значение $R_c = 2.2\times10^3$, а изменение волнового числа не превосходит 0.6%.

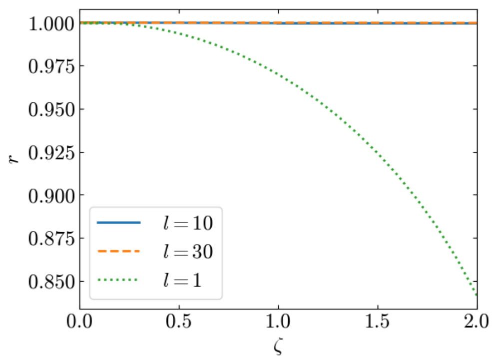

Рис. 1. *Зависимость приведенного числа Релея r от параметра ζ при $B=10^3$, $\varepsilon=0$*

В случае отрицательной термодиффузии $\varepsilon = -0.8$ зависимость вязкости от концентрации сильнее влияет на порог устойчивости, так как смесь становится более неоднородной.

Так же, как и в случае нулевой термодиффузии, эффект проявляется при малых значениях седиментационной длины l. При постоянной вязкости и $B = 10^3$, $\varepsilon = -0.8$, $l = 1$ порогу устойчивости соответствует значение $R_c = 4.5\times10^3$. Неоднородность вязкости при $\zeta = 1$ приводит к понижению порога на 35% до $R_c = 2.9\times10^3$. Поведение волнового числа пороговых возмущений k приведено на рис. 2. Частота нейтральных колебаний практически не зависит от ζ.

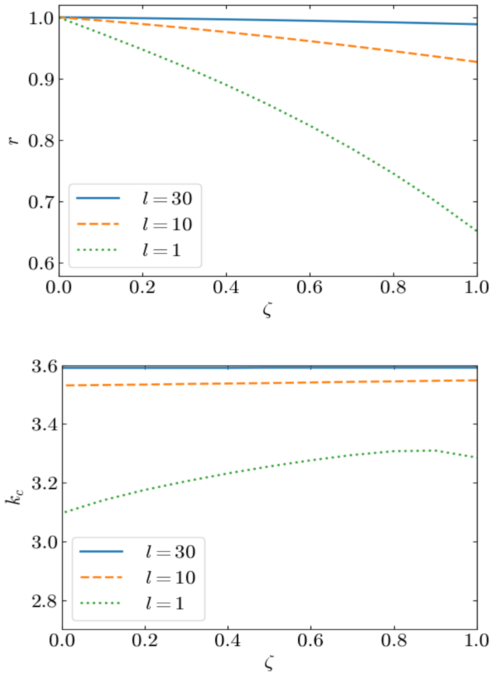

Рис. 2. *Зависимость приведенного числа Релея r (верхний рисунок) и волнового числа критических возмущений (нижний) от параметра ζ при $B = 10^3$, $\varepsilon = -0.8$*

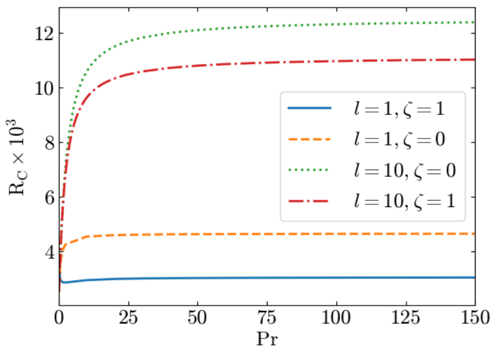

Рис. 3. *Зависимость порогового числа Релея от числа Прандтля, $B = 10^3$, $\varepsilon = -0.8$*

При положительной термодиффузии, как показали расчеты, критическое число Релея подчиняется закону

$$R_c = \frac{B}{\varepsilon},$$

что совпадает с критическим числом Релея в случае постоянной вязкости [14]. Таким образом, зависимость вязкости от концентрации не влияет на порог конвективной устойчивости. Это объясняется следующим образом. При критическом значении числа Релея (16) распределение концентрации в равновесии близко к константе (термодиффузионный поток уравновешивается гравитационной седиментацией), а, следовательно, вязкость жидкости также слабо искажена. Однако неоднородность вязкости может влиять на надкритичные течения, исследование которых выходит за рамки линейной теории устойчивости.

Увеличение числа Прандтля повышает критическое число Релея (рис. 3). При $\mathrm{Pr} > 25$ порог конвективной устойчивости слабо изменяется при увеличении числа Прандтля.

5. Заключение

Проведен анализ влияния концентрационной зависимости вязкости на устойчивость механического равновесия слоя коллоидного раствора, подогреваемого снизу.

Решение линейной задачи устойчивости показало, что неоднородность вязкости слабо влияет на устойчивость коллоидного раствора с положительной или нулевой термодиффузией. Существенные отклонения наблюдаются только в области малых длин седиментации. В случае отрицательной термодиффузии влияние параметра ζ (характеризующего зависимость вязкости от конвертации) оказывается более значительным даже при относительно больших значениях седиментационной длины ($l \sim 10$).

Получены зависимости приведенного числа Релея и волнового числа пороговых возмущений от параметра ζ.

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

Список литературы

1. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. *Platten J. K., Legros J. C.* Convection in liquids. Springer-Verlag, 1984. 679 p.
3. *Shliomis, M. I., Smorodin, B. L.* Onset of convection in colloids stratified by gravity // Physical Review E. 2005. Vol. 71, 036312.
4. *Фертман В. Е.* Магнитные жидкости. Минск: Вышэйшая школа, 1988. 184 с.
5. *Путин Г. Ф.* Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течения ферромагнитных коллоидов // Мат. 11-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. 1984. Т. 3. С. 15–18.
6. *Глухов А.Ф.* Экспериментальное исследование тепловой конвекции в условиях гравитационного расслоения: дис. на соиск. уч. степ. к.ф.-м.н. Пермь, 1995. 140 с.
7. *Глухов А. Ф., Демин В.А., Попов Е. А.* Тепловая конвекция магнитной наносуспензии в узких каналах // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2013. № 1. С. 41–51.

8. *Donzelli G., Cerbino R., Vailati A.* Bistable heat transfer in a nanofluid // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102, 104503.
9. *Черепанов И. Н.* О перераспределении примеси в коллоидных смесях // Журнал технической физики. 2018. Т. 88. С. 1763–1770.
10. *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.
11. *Рудяк В. Я.* Современное состояние исследований вязкости наножидкостей // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 1. С. 5-22.
12. *Черепанов И. Н., Попов В. А.* Экспериментальное исследование влияния концентрации на параметры наножидкости // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. Вып. № 2 (36). С. 26–32.
13. *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 365 с.
14. *Бузмаков В. М., Пшеничников А. Ф.* О концентрационной зависимости вязкости магнитных жидкостей // Магнитная гидродинамика. 1991. Вып. 1. С. 18–22.
15. *Колчанов Н. В., Колесниченко Е. В.* Вязкость магнитных жидкостей при различных концентрациях коллоидных частиц и температурах // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. Вып. 4 (38). С. 37–44
16. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А.* Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
17. *Черепанов И.Н., Смородин Б.Л.*, Влияние длины седиментации на конвективную устойчивость коллоидной суспензии // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. Т. 152. № 6. С. 1404–1413.

References

1. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Jerusalem, Israel: Keter Publishing House, 1976, 330 p.
2. Platten J. K., Legros J. C. *Convection in liquids.* Berlin: Springer, 1984. 679 p.
3. Shliomis, M. I., Smorodin, B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity. *Physical Review E,* 2005, vol. 71, 036312.
4. Fertman V. E. *Magnitnye zhidkosti* (Magnetic liquids). Minsk: Vysshaja shkola, 1988, 184 pp. (In Russian).
5. Putin G. F. Eksperimental'noye issledovaniye vliyaniya barometricheskogo raspredeleniya na techeniya ferromagnitnykh kolloidov. *Materials of the 11th Riga Meeting on Magnetic Hydrodynamics,* Riga, 1984, vol. 3, pp. 15–18 (In Russian).
6. Glukhov A. F. *Jeksperimental'noe issledovanie teplovoj konvekcii v uslovijah gravitacionnogo ras-sloenija.* PhD Thesis, Perm, 1995. 140 p. (In Russian).
7. Glukhov A. F., Demin V. A., Popov E. A. Thermal magnetic nanosuspension convection in narrow channels. *Fluid Dynamics*, 2013, vol. 48, pp. 36–45.
8. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid. *Physical Review Letters*, 2009, vol. 102, 104503.
9. Cherepanov I. N. Impurity redistribution in colloid mixtures. *Technical Physics*, 2018, vol. 63, pp. 1703-1710 (In Russian).
10. 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.
11. Rudyak V. Ya. Modern status of researches of nanofluids viscosity. Vestnik NSU. Series: Physics, 2015, vol. 1, pp. 5–22. (In Russian).
12. Cherepanov I. N., Popov V. A. Experimental study of the influence of concentration on the parameters of a nanofluid. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no. 2 (36), pp. 26–32.
13. Rozensweig R. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge University Press, 1985, 344 p.
14. Buzmakov V. M., Pshenichnikov A. F Concentration dependence of the magnetic fluid viscosity. *Magnetohydrodynamics*, 1991, vol. .1, pp. 13–27.
15. Kolchanov N. V., Kolesnichenko E. V. Viscosity of magnetic colloidal fluids at various temperatures and solid particle volume fractions. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no. 4 (38), pp. 37–44.
16. Gershuni G. Z., Zhukhovitskij E. M., Nepomnjaschij A. A. *Ustojchivost' konvektivnyh techenij* (Stability of convective flows). Moscow: Nauka, 1989, 320 pp. (In Russian).
17. Cherepanov I. N., Smorodin B. L. Influence of sedimentation length on the convective stability of a colloidal suspension. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2017, vol. 125, pp. 1199–1207.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:
Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. О влиянии концентрационной зависимости вязкости на конвективную неустойчивость горизонтального слоя коллоидного раствора // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 1. С. 26–31. doi: 10.17072/1994-3598-2019-1-26-31

Please cite this article in English as:
Cherepanov I. N., Smorodin B. L. On the influence of the concentration dependence of viscosity on the convective instability of the horizontal layer of colloidal solution. Bulletin of Perm University. Physics, 2019, no. 1, pp. 26–31. doi: 10.17072/1994-3598-2019-1-26-31