

УДК 532.5
PACS 44.25.+f, 47.56.+r

Влияние вариации пористости и проницаемости на конвективную устойчивость двухслойной системы при продольной вибрации в невесомости

Е. А. Колчанова

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: kolchanovaea@gmail.com

Изучается влияние вариации пористости и проницаемости на порог возникновения осредненной конвекции однокомпонентной жидкости в неоднородно нагретом горизонтальном слое, частично заполненном пористой зоной в условиях нулевой гравитации. Система жидкостного и пористого слоев как целое колеблется с высокой частотой и малой амплитудой в продольном направлении. Проницаемость связана с пористостью формулой Кармана–Козени и однородна в пределах пористой зоны. При численном моделировании линейной задачи устойчивости квазиравновесия жидкости в слоях применяется метод построения фундаментальной системы решений с ортогонализацией векторов частных решений. Находится порог возникновения коротковолновых и длинноволновых конвективных валов. С ростом пористости от 0.3 до 0.8 наблюдается резкая смена вида неустойчивости с коротковолновой на длинноволновую, которая также присутствует при термогравитационной конвекции в слоистых жидкостных системах с пористой зоной в земных условиях. Выделена особенность конвекции в невесомости по сравнению с течением в поле силы тяжести, которая заключается в немономонном поведении порога устойчивости с ростом пористости при разных фиксированных частотах вибрации. При малых частотах имеется повышение порога, а при больших частотах – его понижение в интервале пористостей от 0.3 до 0.8. Дополнительно исследуется влияние двух типов граничных условий для касательных скоростей вблизи границы раздела слоев на порог возбуждения конвекции в системе с пористой зоной небольшой проницаемости.

Ключевые слова: однородная пористая зона; двухслойная система; термовибрационная конвекция; микрогравитация; продольная вибрация; эффекты проницаемости и пористости; условие Биверса–Джозефа

Поступила в редакцию 25.12.2019; принята к опубликованию 17.02.2020

The effect of porosity and permeability variations on convective stability of a two-layer system under longitudinal vibration in zero gravity

E. A. Kolchanova

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm
email: kolchanovaea@gmail.com

© Колчанова Е. А., 2020



распространяется на условиях лицензии
Creative Commons Attribution 4.0 International (CC BY 4.0).

The effect of the porosity and permeability variations on the onset of average convection in a single-component fluid within a non-uniformly heated horizontal layer partially filled with a porous zone under zero gravity conditions is studied. The system of the fluid and porous layers oscillates as a whole with high frequency and small amplitude in the longitudinal direction. Permeability is uniform within the porous zone and related to porosity by the Carman–Kozeny formula. The method of constructing a fundamental system of solutions as well as the orthogonalization of vectors for partial solutions are applied to simulate a linear stability problem with respect to the fluid quasi-equilibrium state in the layers numerically. The instability threshold relative to the short-wave and long-wave convective rolls is found. An abrupt change in the type of instability from the short-wave to long-wave ones occurs with the growth of the porosity from 0.3 to 0.8. A similar variation also presents in the case of thermal gravitational convection in layered fluid systems with porous zones under Earth conditions. Convection in weightlessness distinguishes from that in the gravitational field by a non-monotonic behavior of the instability threshold with increasing porosity at different fixed frequencies of vibration. The onset of convection delays at low frequencies and, on the contrary, speeds up at high enough frequencies, if the porosity belongs to the interval from 0.3 to 0.8. In addition, one studies the effect of two types of boundary conditions for tangential velocities near the interface between the layers on the instability threshold in the system with a low permeable porous zone.

Keywords: uniform porous zone; two-layer system; thermal vibrational convection; microgravity; longitudinal vibration; permeability and porosity effects; Beavers-Joseph condition

Received 25.12.2019; accepted 17.02.2020

doi: 10.17072/1994-3598-2020-2-38-47

1. Введение

В поле силы тяжести конвективное движение может возникать пороговым образом в вертикально стратифицированной по температуре однокомпонентной жидкости [1]. В невесомости конвекцию можно создать, заставив полость с жидкостью совершать высокочастотные колебания в поперечном градиенту температуры направлении. В этом случае под действием переменных инерционных сил на фоне высокочастотных пульсаций формируется осредненное течение. В работе [2] теоретически найден порог возбуждения термовибрационной конвекции в горизонтальном слое однокомпонентной жидкости при заданном вертикальном градиенте температуры в условиях невесомости. Определено критическое вибрационное число Рэлея и длина волны наиболее опасных конвективных валов при различных ориентациях оси вибрации. Изучено также взаимодействие гравитационного и вибрационного механизмов генерации конвекции и показано, что поперечные вибрации стабилизируют, а продольные, наоборот, дестабилизируют систему. Теоретические результаты [2] подтверждаются данными эксперимента для слоя этилового спирта [3, 4]. В [4] проведен эксперимент по определению порога термовибрационной конвекции в земных условиях, характерного для жидкости в невесомости при продольных вибрациях. Использован тонкий вертикальный слой, колеблющийся в горизонтальном направлении так,

что вибрационная конвекция возбуждалась независимо от гравитационной конвекции.

Взаимодействие термогравитационного и термовибрационного механизмов в наклонном жидкостном слое рассмотрено в статье [5]. Выбраны 16 различных конфигураций, касающихся ориентации градиента температуры и оси вибраций, лежащих в вертикальной плоскости, и определены условия возбуждения конвекции в каждом из этих случаев. Подробно описано, в каких ситуациях вибрации играют стабилизирующую роль, а в каких – их действие сопровождается, наоборот, понижением порога устойчивости квазиравновесия. Под квазиравновесием здесь и далее будем понимать состояние жидкости, при котором есть высокочастотные пульсации скорости с частотой вибрации, но в среднем жидкость остается неподвижной. В работах [6, 7] теоретически и экспериментально изучались нелинейные виброконвективные течения в подогреваемой снизу вертикальной ячейке Хеле-Шоу при горизонтальных высокочастотных вибрациях, ориентированных вдоль ее широких граней. Определены границы устойчивости одновихревого, двухвихревого, пульсационного течений и четырехвихревого колебательного режима с перемыканием вихрей, которые наблюдались в эксперименте.

Граница устойчивости механического равновесия однокомпонентной жидкости в горизонтальном пористом слое, окруженном твердыми идеально теплопроводными плоскостями и колеблющемся в поперечном направлении, найде-

на аналитически в статье [8]. В [9, 10] рассмотрена прямоугольная полость с различным аспектным соотношением. Вертикальные высокочастотные вибрации в этом случае стабилизируют равновесие жидкости. Незначительная дестабилизация наблюдается при включении конечно-частотной вибрации [11]. Порог термовибрационной конвекции в невесомости при различных углах ориентации оси вибрации относительно вертикального градиента температуры определен в [12]. В пористом слое, также как и в слое жидкости, его повышение отмечается при приближении оси вибрации к вертикали.

В подогреваемой снизу двухслойной системе, состоящей из горизонтального слоя жидкости, расположенного над слоем пористой среды, конвективное течение появляется в статическом поле силы тяжести в форме валов двух видов: коротковолновых или длинноволновых [13–15]. Коротковолновые валы слабо проникают в поры и локализуются в слое жидкости. Длинноволновые валы охватывают всю толщу системы. Нейтральные кривые, соответствующие границе устойчивости равновесия жидкости, имеют бимодальный вид. При вертикальных высокочастотных вибрациях коротковолновая конвекция намного эффективнее стабилизируется, чем длинноволновая из-за различной роли осредненной вибрационной силы в жидкостном и пористом слоях [16, 17]. Кроме того, гармонические и нерегулярные колебания скорости жидкости и теплового потока поперек слоев, характерные для нелинейных режимов конвекции и обнаруженные в системе с неоднородной пористой средой, подавляются вибрациями достаточно большой интенсивности [18–20].

Настоящее исследование посвящено задаче о возбуждении термовибрационной конвекции в двухслойной системе, состоящей из горизонтального слоя однокомпонентной жидкости, частично заполненного однородной пористой средой. Система подогревается снизу и совершает продольные колебания в невесомости. Изучается влияние вариации пористости и проницаемости, а также константы Биверса–Джозефа в условии для касательных скоростей на границе раздела слоев на конвективную устойчивость.

2. Постановка задачи

Рассматривается горизонтальный слой однокомпонентной жидкости, частично заполненный пористой зоной в условиях невесомости (рис. 1). Сформированная таким образом двухслойная система подогревается со стороны пористой зоны и участвует в периодическом движении продольного направления с высокой частотой ω и малой амплитудой a . Внешние границы системы идеально теплопроводные и непроницаемые для жидкости.

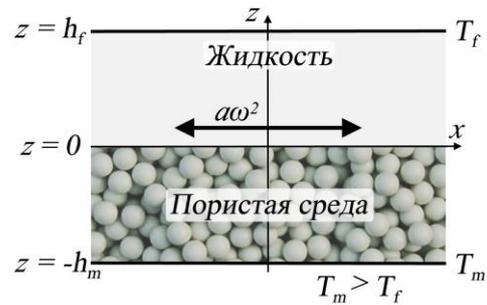
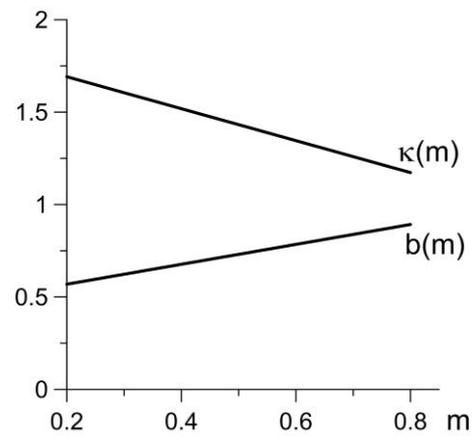
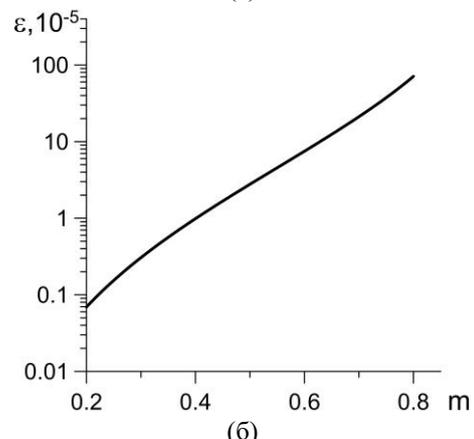


Рис. 1. Двухслойная система подогревается снизу в поле продольных вибраций в условиях невесомости



(а)



(б)

Рис. 2. Графики зависимости: а — отношения теплопроводностей и теплоемкостей пористой зоны и жидкости от пористости; б — безразмерной проницаемости от пористости для системы «вода — стеклянные сферы»

Пористая зона моделируется системой стеклянных сфер с пористостью m и проницаемостью

$$K = \frac{D^2 m^3}{180(1-m)^2},$$

определяемой по формуле Кармана–Козени [21, 22]. Диаметр сфер D меньше толщины пористого

слоя h_m в 10 раз. Пористая зона насыщается водой. Под действием вибрации она не испытывает деформации: сферы закреплены.

Теплопроводность и теплоемкость пористой зоны, однородной по своей структуре, определяются свойствами жидкой и твердой фаз, ее образующих [21]:

$$\kappa_m = m\kappa_f + (1-m)\kappa_s, \quad (1)$$

$$(\rho C)_m = m(\rho C)_f + (1-m)(\rho C)_s. \quad (2)$$

На рис. 2, а приведены зависимости отношения теплопроводностей $\kappa = \kappa_m/\kappa_f$ и теплоемкостей $b = (\rho C)_m/(\rho C)_f$ пористой зоны и жидкости от пористости. Связь безразмерной проницаемости (числа Дарси) $\varepsilon = K/h_m^2$ и пористости m отражает график на рис. 2, б.

Движение жидкости в слоях описывается уравнениями термовибрационной конвекции в приближении Буссинеска. В пористой зоне применяется модель Дарси. Уравнения получаются на основе метода осреднения в системе отсчета, связанной с колеблющейся двухслойной системой в предельном случае высокой частоты и малой амплитуды вибрации, и в жидкостном слое имеют вид [2]:

$$\frac{\varepsilon}{Pr_m} \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + b(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} \right\} = -\nabla p_f + \varepsilon \Delta \mathbf{v} + R_v(\mathbf{V}\nabla)(T\mathbf{n} - \mathbf{V}), \quad (3)$$

$$\frac{\kappa}{b} \frac{\partial T}{\partial t} + \kappa(\mathbf{v}\nabla)T = \Delta T, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (4)$$

$$\text{rot } \mathbf{V} = \nabla T \times \mathbf{n}, \quad \text{div } \mathbf{V} = 0, \quad (5)$$

в пористом слое [12]

$$\frac{\varepsilon}{Pr_m} \left(\frac{1}{m} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{m^2} (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} \right) = -\nabla p_m - \mathbf{u} + R_v(\mathbf{W}\nabla) \left(\mathcal{G}\mathbf{n} - \frac{b}{m\delta} \mathbf{W} \right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + (\mathbf{u}\nabla)\mathcal{G} = \Delta \mathcal{G}, \quad \text{div } \mathbf{u} = 0, \quad (7)$$

$$\text{rot } \mathbf{W} = \nabla(\delta\mathcal{G}) \times \mathbf{n}, \quad \text{div } \mathbf{W} = 0. \quad (8)$$

Здесь \mathbf{v} – скорость жидкости в слое без пористой зоны, \mathbf{u} – скорость фильтрации жидкости в пористом слое, T, \mathcal{G} – отклонения температуры от некоторого среднего, p_f, p_m – давления без учета гидростатической добавки, \mathbf{V}, \mathbf{W} – соленоидальные части векторов $T\mathbf{n}$ и $(\delta\mathcal{G})\mathbf{n}$, соответственно. Вектора \mathbf{V} и \mathbf{W} пропорциональны амплитудам пульсационных скоростей в жидкостном и пори-

стом слоях. Как будет видно ниже из граничных условий, параметр

$$\delta = \frac{\Omega^2/m}{b(1+\Omega^2/m^2)}$$

характеризует разницу в горизонтальных компонентах амплитуд пульсационных скоростей вблизи границы раздела слоев. Единичный вектор $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$ направлен вдоль оси x и параллелен оси вибрации.

На внешних границах системы ставятся условия прилипания, непроницаемости и постоянства температур:

$$z = d: \quad \mathbf{v} = 0, \quad T = T_f, \quad (9)$$

$$z = -1: \quad \mathbf{u}_z = 0, \quad T = T_m.$$

На границе раздела слоев задаются условия непрерывности температур, тепловых потоков, нормальных скоростей, нормальных напряжений, соленоидальных частей векторов $T\mathbf{n}$ и $(\delta\mathcal{G})\mathbf{n}$

$$z = 0: \quad T = \mathcal{G}, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial z}, \quad \mathbf{v}_z = \mathbf{u}_z, \quad \mathbf{v}_x = 0, \quad p_f - 2\varepsilon \frac{\partial \mathbf{v}_z}{\partial z} + R_v \left\{ V_z V_z - \frac{b}{m\delta} W_z W_z \right\} = p_m, \quad (10)$$

$$\mathbf{V}_z = \mathbf{W}_z, \quad \delta \mathbf{V}_x = \mathbf{W}_x,$$

а также условие на касательные компоненты скорости двух типов:

$$z = 0: \quad \mathbf{v}_x = 0, \quad (11)$$

$$z = 0: \quad \frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial z} = \frac{\alpha_{BJ}}{\sqrt{K}} (\mathbf{v}_x - \mathbf{u}_x). \quad (12)$$

Условие (11) предложено в работе [23], где определялся порог возникновения термогравитационной конвекции в системе, состоящей из слоя жидкости, окруженного двумя пористыми слоями. Оно предполагает, что скорость фильтрации в пористом слое мала по сравнению со скоростью в жидкостном слое вблизи границе раздела, что справедливо для сред с небольшой проницаемостью, где средний размер пор значительно меньше толщины пористого слоя ($\sqrt{K} \ll h_m$).

Условие (12) называется условием Биверса–Джозефа и учитывает изменение касательной скорости вблизи границы раздела слоев [24]. Оно получено экспериментально для плоскопараллельного течения жидкости над пористой средой и содержит дополнительную эмпирическую константу α_{BJ} . Коэффициент Биверса–Джозефа α_{BJ} зависит от свойств скелета пористой зоны вблизи границы раздела в области толщиной \sqrt{K} . Условие (11) не имеет констант, требующих определения в эксперименте, поэтому оно более предпочти-

тельно в случае пористой зоны небольшой проницаемости.

В уравнениях (3)–(8) и граничных условиях (9)–(12) масштабы переменных величин выбраны следующим образом: длина h_m , время bh_m^2/χ_{eff} , температура $A_m h_m$, скорость χ_{eff}/h_m , давление $\rho_f v_f \chi_{eff}/K$, где ρ_f, v_f – плотность и кинематическая вязкость жидкости, χ_{eff} – эффективная температуропроводность пористой зоны и A_m – равновесный градиент температуры в ней.

Безразмерными параметрами являются число Дарси $\varepsilon = K/h_m^2$, число Прандтля $Pr_m = b v_f / \chi_{eff}$, отношение теплопроводностей $\kappa = \kappa_m / \kappa_f$ и теплоемкостей $b = (\rho C)_m / (\rho C)_f$ пористого и жидкостного слоев, вибрационное число Рэлея–Дарси

$$R_v = \frac{(\beta_T a \omega A_m h_m)^2 K}{2 v_f \chi_{eff}},$$

параметр

$$\delta = \frac{\Omega^2 / m}{b(1 + \Omega^2 / m^2)},$$

безразмерная частота вибрации $\Omega = \omega K / v_f$, отношение толщин жидкостного и пористого слоев $d = h_f / h_m$.

Приведем оценки частоты и амплитуды вибрации в рассмотренном выше пределе. Период вибраций считается малым по сравнению с характерными гидродинамическими и тепловыми временами задачи, а жидкость несжимаемой. Соответствующий интервал частот получается в виде:

$$\max \left\{ \frac{v_f}{h_f^2}, \frac{\chi_f}{h_f^2}, \frac{\chi_{eff}}{b h_m^2} \right\} \ll \omega \ll \min \left\{ \frac{c}{h_f}, \frac{c}{h_m} \right\}, \quad (13)$$

где c – скорость звука. На примере системы «вода – стеклянные сферы» с толщинами жидкостного и пористого слоев $h_f = h_m = 1$ см, пористостью $m = 0.4$, отношением диаметра шаров к толщине слоя $D/h_m = 0.1$ и проницаемостью $K = 10^{-5}$ см² имеем $10^{-3} \ll \omega \ll 10^5$ с⁻¹ или $10^{-4} \ll f \ll 10^4$ Гц.

Амплитуда вибрации мала в том смысле, что

$$a \ll \min \left\{ \frac{h_f}{\beta_T \Delta T}, \frac{h_m}{\beta_T \Delta \mathcal{G}} \right\}, \quad (14)$$

где ΔT и $\Delta \mathcal{G}$ – характерные перепады температур на границах жидкостного и пористого слоев, β_T – коэффициент объемного расширения.

3. Метод решения

Задача допускает квазиравновесное решение. В состоянии квазиравновесия имеются высокочастотные пульсации жидкости при нулевой ее средней скорости, а именно: плоскопараллельное колебательное течение вдоль горизонтальной оси x с заданными вертикальными градиентами температуры в жидкостном слое:

$$\mathbf{V}_{0x}(z) = \left(\frac{z}{d} - \frac{1}{2} \right), \quad (15)$$

$$\nabla T_0 = -\kappa \gamma, \quad (16)$$

в пористом слое:

$$\mathbf{W}_{0x}(z) = -\delta \left(z + \frac{1}{2} \right), \quad (17)$$

$$\nabla \mathcal{G}_0 = -\gamma, \quad (18)$$

где γ – орт вертикальной оси z .

Функции $\mathbf{V}_{0x}(z)$, $\mathbf{W}_{0x}(z)$ пропорциональны амплитудам пульсационных скоростей в слоях \mathbf{v}'_{0x} , \mathbf{u}'_{0x} и получены с учетом условия замкнутости течения [2, 12]:

$$\int_{-1}^0 \mathbf{u}'_{0x} dz + \int_0^d \mathbf{v}'_{0x} dz = 0. \quad (19)$$

Далее проводится линейный анализ устойчивости квазиравновесия с введением малых нормальных возмущений, периодических вдоль оси x с волновым числом k . Полученная краевая задача решается численно методом построения фундаментальной системы решений [25]. В некоторых точках отрезка интегрирования выполняется ортогонализация векторов частных решений.

Определяется минимальное критическое число Рэлея–Дарси, которое соответствует порогу возбуждения термовибрационной конвекции при различных значениях пористости и проницаемости пористой зоны. Анализируется влияние вариации эмпирической константы Биверса–Джозефа α_{BJ} на устойчивость квазиравновесия.

Результаты расчетов количественно согласуются с данными более ранних работ по термовибрационной конвекции в однослойных системах. Для слоя однокомпонентной жидкости с твердыми теплопроводными границами получаем пороговое число $R_{f*} = R_{v*} \cdot \kappa^3 d^4 / \varepsilon = 2129$ при волновом числе $k_{f*} = k_* \cdot d = 3.23$ с относительной погрешностью 0.014 % [2]. В насыщенном жидкостью слое пористой среды, например, с параметром $b/m = 1.25$, решение $R_{mv*} = R_{v*} \cdot \delta = 40.57$ при волновом числе $k_* = 3.24$ находится с относительной погрешностью 0.03 % [12].

4. Результаты

4.1. Влияние вариации константы Биверса–Джозефа

Константа Биверса–Джозефа – эмпирический параметр, полученный для плоскопараллельного течения над пористой средой в работе [24]. Она зависит от свойств пористого материала вблизи границы раздела сред и определяет изменение касательной скорости жидкости в тонком слое толщиной порядка \sqrt{K} . В [24] были экспериментально найдены значения этой константы для алоксита ($\alpha_{BJ} = 0.1$) и трех разных видов металлической пены: $\alpha_{BJ} = 0.78; 1.45; 4.0$. Модельное условие нулевой касательной скорости жидкости на границе раздела слоев $v_x = 0$ не содержит дополнительных констант и предполагает, что скорость фильтрации в этой области мала, что дает возможность ей пренебречь [23]. Последнее обстоятельство справедливо только для пористой зоны с небольшой проницаемостью.

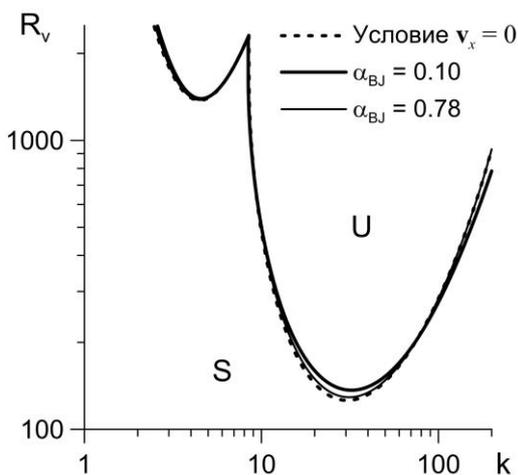


Рис. 3. Нейтральные кривые устойчивости квазиравновесия при $d = 0.15$, и $\Omega = 0.1$ и двух типов условий на границе раздела слоев: условия нулевой касательной скорости жидкости (штриховая кривая); условие Биверса–Джозефа при разных значениях эмпирического параметра α_{BJ} (сплошные кривые)

Для сравнения на рис. 3 приводятся нейтральные кривые устойчивости квазиравновесия, построенные при отношении толщин слоев $d = 0.15$, пористости $m = 0.4$ и числе Дарси $\varepsilon = 10^{-5}$ для фиксированной безразмерной частоты $\Omega = 0.1$. Штриховая кривая соответствует модельному условию нулевой касательной скорости жидкости, которое применяется в основных расчетах автора. Сплошные кривые нарисованы для разных значений константы Биверса–Джозефа. Видно, что порог устойчивости относительно длинноволновых

валов практически не меняется с ростом α_{BJ} . Различные граничные условия влияют на коротковолновую неустойчивость, вызывающую течение, главным образом, в жидкостном слое. Заметим также, что при $\alpha_{BJ} \rightarrow 4.0$ оба условия дают одинаковый результат: кривые сливаются.

4.2. Влияние вариации пористости и проницаемости

Проницаемость рассматриваемой пористой зоны зависит от пористости согласно формуле Кармана–Козени. Выше на рис. 2, б была представлена эта зависимость, поэтому далее на графиках будем показывать только значения пористости. На рис. 4 изображены нейтральные кривые устойчивости квазиравновесия при различных значениях пористости и безразмерной частоты вибрации. Области неустойчивости расположены выше этих кривых. Как и в случае термогравитационной конвекции в земных условиях, имеются два минимума, которые соответствуют двум разным видам неустойчивости. Одна из них характеризуется коротковолновыми конвективными валами с большим волновым числом k , а другая – длинноволновыми валами с малым k . Коротковолновые валы формируются, главным образом, в жидкостном слое, длинноволновые валы проникают в оба слоя. В невесомости причиной возбуждения конвекции является вибрационная инерционная сила, поэтому порог устойчивости квазиравновесия сильно зависит от частоты вибрации. По нейтральным кривым можно определить, что в случае малых значений частоты вибрации наблюдается монотонный рост критического числа Рэлея–Дарси с повышением пористости. При этом порог устойчивости относительно длинноволновых валов изменяется в разы больше, чем порог устойчивости относительно коротковолновых валов (рис. 4, а). При больших частотах ситуация меняется: наибольшее изменение порога фиксируется для коротковолновых валов (рис. 4, б).

Более детально проследить за тем, как пористость влияет на порог возбуждения термовибрационной конвекции, можно по графикам зависимости минимального критического числа Рэлея–Дарси и волнового числа наиболее опасных конвективных валов от пористости. Графики построены при разных фиксированных частотах и представлены на рис. 5. Видно, что при $\Omega \geq 0.5$ с ростом пористости происходит резкая смена вида неустойчивости: с коротковолновой на длинноволновую (рис. 5, б). Таким образом, при больших пористостях (и соответствующих проницаемостях) течение будет возникать в виде длинноволновых валов и проникать в пористую зону. При малых частотах $\Omega < 0.5$ валы будут оставаться коротковолновыми для всех значений пористости в диапа-

зоне от 0.2 до 0.8. Однако их волновое число будет меняться по параболическому закону с максимумом при $m \approx 0.5$. Кривые зависимости порогового числа Рэлея–Дарси от пористости имеют излом при указанной резкой смене характера неустойчивости (рис. 5, а).

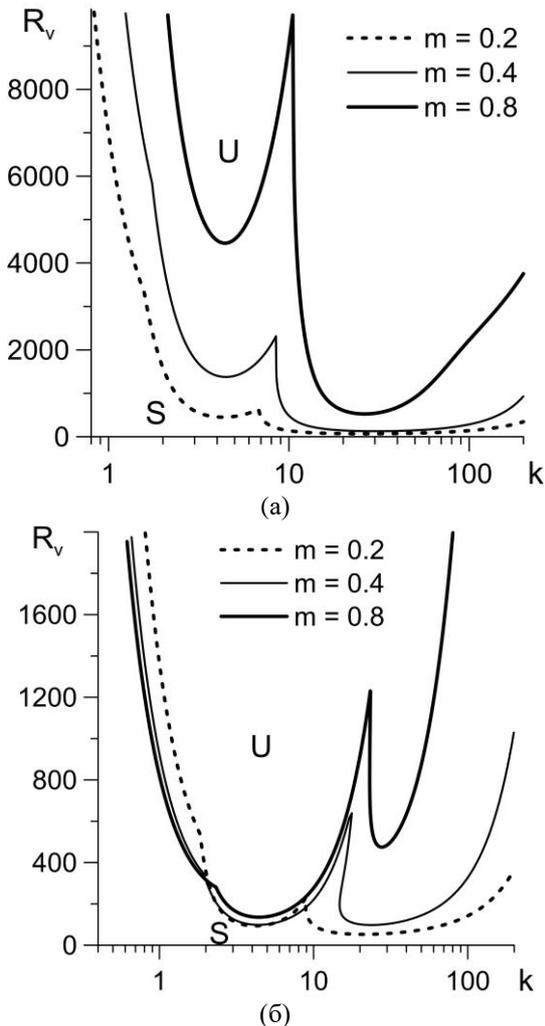


Рис. 4. Нейтральные кривые устойчивости квазиравновесия при $d = 0.15$ и различных значениях пористости и безразмерной частоты вибрации: а – $\Omega = 0.1$; б – $\Omega = 0.8$. S – область устойчивости, U – область неустойчивости

Заметим, что поведение порога неустойчивости с ростом пористости несколько необычно. Оно отличается от случая термогравитационной конвекции, где было получено монотонное уменьшение критического числа Рэлея–Дарси с ростом пористости, обусловленное тем, что в более проницаемой пористой зоне конвекцию вызвать легче. В случае конвекции в поле вибрационной силы, как уже отмечалось выше, играет роль безразмерная частота вибрации. При $\Omega \leq 0.8$ порог повышается с ростом пористости, а при $\Omega > 0.8$ имеется интервал пористостей от 0.3 до 0.8, где порог начинает понижаться (кривая 4, рис. 5, а).

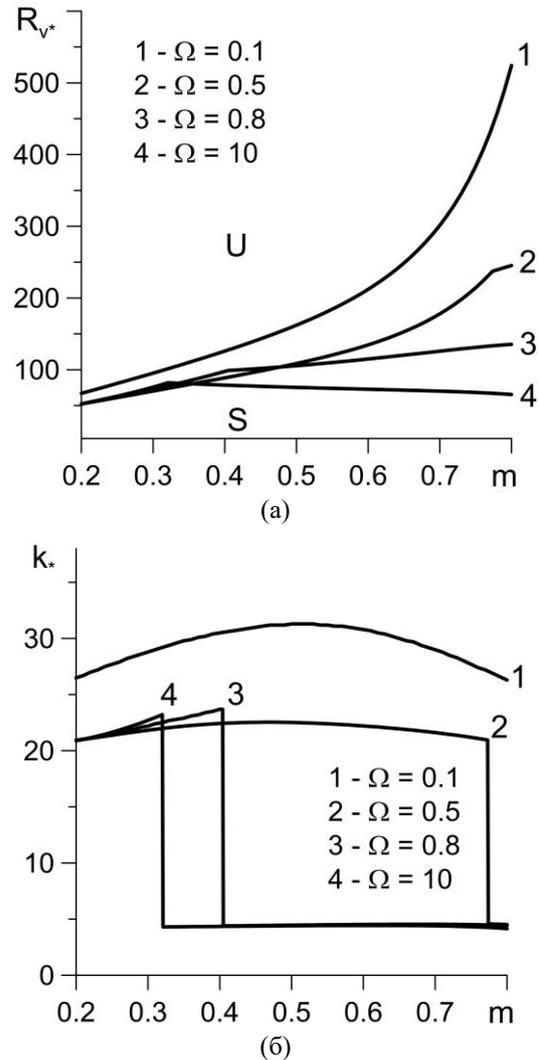


Рис. 5. Графики зависимости: а – порогового числа Рэлея–Дарси; б – волнового числа наиболее опасных конвективных валов от пористости при $d = 0.15$ и различных значениях безразмерной частоты вибрации Ω . S – область устойчивости, U – область неустойчивости

При анализе поведения порога устойчивости с ростом пористости необходимо также учесть влияние параметра δ . Этот параметр характеризует разницу в горизонтальных компонентах амплитуд пульсационных скоростей вблизи границы раздела слоев. Значение $\delta = 1$ соответствует одинаковым амплитудам скоростей и достигается при $m \rightarrow 1$, когда твердая фаза полностью отсутствует. На рис. 6 показаны графики зависимости параметра δ от пористости при различных фиксированных частотах вибрации. Видно, что при $\Omega \leq 0.8$ есть интервал пористостей, при котором этот параметр уменьшается, а при $\Omega > 0.8$ его значения только увеличиваются в ростом пористости. Такое немонотонное поведение δ и обуславливает упомянутое ранее необычное изменение порога устойчивости.

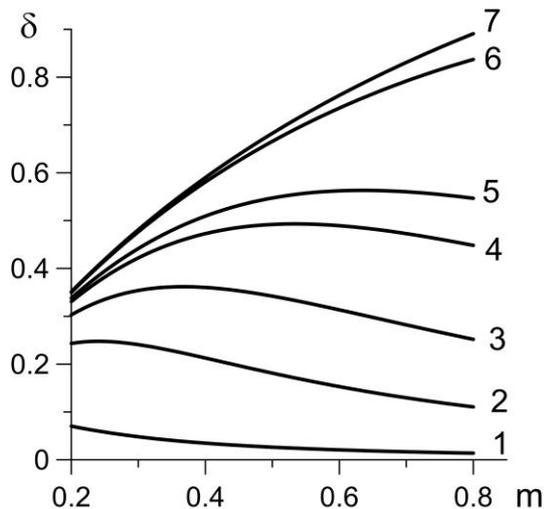


Рис. 6. Графики зависимости параметра δ от пористости при различных значениях безразмерной частоты вибраций Ω : 1 – 0.1; 2 – 0.3; 3 – 0.5; 4 – 0.8; 5 – 1.0; 6 – 3.0; 7 – 10.0

5. Заключение

Исследовано влияние вариации пористости и проницаемости на порог возникновения термовибрационной конвекции в двухслойной системе «жидкость – пористая зона» в невесомости. Система совершала высокочастотные малоамплитудные колебания в продольном направлении. Пористая зона не испытывала деформации под воздействием вибрации. Ее проницаемость связана с пористостью формулой Кармана–Козени. Проведено сравнение отклика системы при задании двух разных типов условий на границе раздела жидкостного и пористого слоев: 1) условие нулевой касательной скорости жидкости и 2) условие Биверса–Джозефа. Последнее учитывало изменение касательной скорости вблизи границы раздела сред. Задача моделировалась численно на основе метода построения фундаментальной системы решений с применением ортогонализации векторов частных решений.

Показано, что в отличие от термогравитационной конвекции в поле силы тяжести, при конвекции в невесомости порог устойчивости квазиравновесия жидкости может немонотонно изменяться с ростом пористости в зависимости от значения безразмерной частоты вибрации Ω . При $\Omega \leq 0.8$ порог повышается, а при $\Omega > 0.8$ имеется интервал пористостей от 0.3 до 0.8, где порог начинает понижаться. Однако сохраняется характерный для таких систем резкий переход от коротковолновых к длинноволновым наиболее опасным конвективным валам, происходящий с увеличением пористости. Под коротковолновыми валами в данном случае понимаются вали, локализующиеся, в основном, в жидкостном слое над пористой зоной.

Длинноволновые вали пронизывают всю систему в целом.

Использование разных типов условий на границе раздела слоев оказывает влияние на коротковолновую неустойчивость, являющуюся причиной локальной конвекции в жидкостном слое. Длинноволновые вали, проникающие в поры, возбуждаются практически при одних и тех пороговых числах Рэлея–Дарси в независимости от типа граничного условия в случае пористой зоны сравнительно небольшой проницаемости.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-71-00067).

Список литературы

1. Герцуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Gershuni G. Z., Lyubimov D. V. Thermal Vibrational Convection. N.Y.: Wiley, 1998. 358 p.
3. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Доклады Академии наук СССР. 1985. Т. 281, № 4. С. 815-816.
4. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. О термоконвективной неустойчивости в вибрационном поле // Доклады Академии наук СССР. 1988. Т. 299, № 2. С. 309-312.
5. Demin V. A., Gershuni G. Z., Verkholtantsev I. V. Mechanical quasiequilibrium and thermovibrational convective instability in an inclined fluid layer. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1996. Vol. 39. P. 1979-1991.
6. Бабушкин И. А., Демин В. А. Вибрационная конвекция в ячейке Хеле-Шоу. Теория и эксперимент // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47, № 2. P. 40-48.
7. Бабушкин И. А., Демин В. А. К вопросу о вибрационно-конвективных течениях в ячейке Хеле-Шоу // Инженерно-физический журнал. 2008. Т. 1, № 8. С. 712-720.
8. Зеньковская С. М. Действие высокочастотной вибрации на фильтрационную конвекцию // Прикладная механика и техническая физика. 1992. № 5. С. 83-88.
9. Bardan G., Mojtabi A. On the Horton–Rogers–Lapwood convective instability with vertical vibration // Physics of Fluids. 2000. Vol. 12. P. 2723–2731.
10. Bardan G., Razi Y. P., Mojtabi A. Comments on the mean flow averaged model // Physics of Fluids. 2004. Vol. 16, N. 12. P. 4535.
11. Govender S. Linear stability and convection in a gravity modulated porous layer heated from below: Transition from synchronous to subharmonic oscillations. // Transport in Porous Media. 2005. Vol. 59. P. 227–238.

12. Зеньковская С. М., Роговенко Т. Н. Фильтрационная конвекция в высокочастотном вибрационном поле // Прикладная механика и техническая физика. 1999. № 3. С. 22–29.
13. Chen F., Chen C. F. Onset of finger convection in a horizontal porous layer underlying a fluid layer. // ASME Journal of Heat Transfer. 1988. Vol. 110, N. 2. P. 403–409.
14. Hirata S. C., Goyeau B., Gobin D. Stability of thermosolutal natural convection in superposed fluid and porous layers // Transport in Porous Media. 2009. Vol. 78. P. 525–536. DOI: 10.1007/s11242-008-9322-9
15. Kolchanova E. A., Lyubimov D. V., Lyubimova T. P. The onset and nonlinear regimes of convection in a two-layer system of fluid and porous medium saturated by the fluid // Transport in Porous Media. 2013. Vol. 97, N. 1. P. 25–42.
16. Любимов Д. В., Любимова Т. П., Муратов И. Д., Шишкина Е. А. Влияние вибраций на возникновение конвекции в системе горизонтального слоя чистой жидкости и слоя пористой среды, насыщенной жидкостью // Механика жидкости и газа. 2008. № 5. С. 132–143.
17. Lyubimov D., Kolchanova E., Lyubimova T. Vibration effect on the nonlinear regimes of thermal convection in a two-layer system of fluid and saturated porous medium. // Transport in Porous Media. 2015. Vol. 106. P. 237–257.
18. Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Vibration effect on the onset of thermal convection in an inhomogeneous porous layer underlying a fluid layer // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 106. P. 47–60.
19. Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Nonlinear convection regimes in superposed fluid and porous layers under vertical vibrations: Positive porosity gradients // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol.121. P. 37–45.
20. Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Nonlinear convection regimes in superposed fluid and porous layers under vertical vibrations: Negative porosity gradients // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol.127. P. 438–449.
21. Nield D. A., Bejan A. Convection in Porous Media. Cham, Switzerland: Springer, 2017. 988p.
22. Carman P. C. Fluid flow through granular beds // Transactions of the Institution of Chemical Engineers. 1937. Vol. 15. P. S32–S48.
23. Любимов Д. В., Муратов И. Д. О конвективной неустойчивости в слоистой системе // Гидродинамика. 1977. Т.10. С. 38–46.
24. Beavers G. S., Joseph D. D. Boundary conditions at a naturally permeable wall // Journal of Fluid Mechanics. 1967. Vol. 30, 197–207.
25. Лобов Н. И., Любимов Д. В., Любимова Т. П. Численные методы решения задач теории гидродинамической устойчивости: учеб. пособие. Пермь: Изд-во ПГУ, 2004. 101 с.

References

1. Gershuni G. Z., Zhukovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Moscow: Nauka, 1972. 392 p.
2. Gershuni G. Z., Lyubimov D. V. *Thermal Vibrational Convection*. N.Y.: Wiley, 1998. 358 p.
3. Zavarykin M. P., Zorin S. V., Putin G. F. An experimental study of the vibrational convection. *Doklady Akademii nauk SSSR*, 1985, vol. 281, no. 4, pp. 815–816.
4. Zavarykin M. P., Zorin S. V., Putin G. F. On the thermoconvective instability in a vibrational field. *Doklady Akademii nauk SSSR*, 1988, vol. 299, no. 2, pp. 309–312.
5. Demin V. A., Gershuni G. Z., Verkholantsev I. V. Mechanical quasiequilibrium and thermovibrational convective instability in an inclined fluid layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1996, vol. 39, pp. 1979–1991.
6. Babushkin I. A., Demin V. A. Vibrational convection in the Hele-Shaw cell. Theory and experiment. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2006, vol. 47, no. 2, pp. 183–189.
7. Babushkin I. A., Demin V. A. On vibration-convective flows in a Hele-Shaw cell. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2008, vol. 81, no. 4, pp. 739–747.
8. Zen'kovskaya S. M. The effect of high-frequency vibrations on filtration convection. *AMTP*, 1992, vol. 33, no. 5, pp. 83–88.
9. Bardan G., Mojtabi A. On the Horton–Rogers–Lapwood convective instability with vertical vibration. *Physics of Fluids*, 2000, vol. 12, pp. 2723–2731.
10. Bardan G., Razi Y. P., Mojtabi A. Comments on the mean flow averaged model. *Physics of Fluids*, 2004, vol. 16, no. 12, pp. 4535.
11. Govender S. Linear stability and convection in a gravity modulated porous layer heated from below: Transition from synchronous to subharmonic oscillations. *Transport in Porous Media*, 2005, vol. 59, pp. 227–238.
12. Zen'kovskaya S. M., Rogovenko T. N. Filtration convection in high-frequency vibration field. *AMTP*, 1999, vol. 40, no. 3, pp. 22–29.
13. Chen F. and Chen C. F. Experimental investigation of convective stability in a superposed fluid and porous layer when heated from below. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, vol. 207, pp. 311–321. DOI: 10.1017/S0022112089002594
14. Hirata S. C., Goyeau B., Gobin D. Stability of thermosolutal natural convection in superposed fluid and porous layers. *Transport in Porous Media*, 2009, vol. 78, pp. 525–536. DOI: 10.1007/s11242-008-9322-9
15. Kolchanova E., Lyubimov D., Lyubimova T. The onset and nonlinear regimes of convection in a two-layer system of fluid and porous medium satu-

- rated by the fluid. *Transport in Porous Media*, 2013, vol. 97, no. 1, pp. 25–42. DOI: 10.1007/s11242-012-0108-8
16. Lyubimov D. V., Lyubimova T. P., Muratov I. D., Shishkina E. A. Vibration effect on convection onset in a system consisting of a horizontal pure liquid layer and a layer of liquid saturated porous medium. *Fluid Dynamics*, 2008, vol. 43, no. 5, pp. 789–798.
 17. Lyubimov D., Kolchanova E., Lyubimova T. Vibration effect on the nonlinear regimes of thermal convection in a two-layer system of fluid and saturated porous medium. *Transport in Porous Media*, 2015, vol. 106, pp. 237–257.
 18. Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Vibration effect on the onset of thermal convection in an inhomogeneous porous layer underlying a fluid layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 106, pp. 47–60.
 19. Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Nonlinear convection regimes in superposed fluid and porous layers under vertical vibrations: Positive porosity gradients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 121, pp. 37–45.
 20. Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Nonlinear convection regimes in superposed fluid and porous layers under vertical vibrations: Negative porosity gradients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 127, pp. 438–449.
 21. Nield D., Bejan A. *Convection in Porous Media*. USA: Springer, 2013. 778 p.
 22. Carman P. C. Fluid flow through granular beds. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 1937, vol. 15, pp. S32–S48.
 23. Lyubimov D. V., Muratov I. D. О конвективной неустойчивости в слоистой системе (On convective instability in a layered system). *Gidrodinamica (Hydrodynamics)*, 1977, vol. 10, pp. 38–46. (In Russian)
 24. Beavers G. S., Joseph D. D. Boundary conditions at a naturally permeable wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 1967, vol. 30, pp. 197–207.
 25. Lobov N. I., Lyubimov D. V., Lyubimova T. P. *Chislennye metody resheniya zadach teorii gidrodinamicheskoi ustoichivosti: tutorial*. Perm: PSU, 2004. 101 p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Колчанова Е. А. Влияние вариации пористости и проницаемости на конвективную устойчивость двухслойной системы при продольной вибрации в невесомости // Вестник Пермского университета. Физика. 2020. № 2. С. 38–47. doi: 10.17072/1994-3598-2020-2-38-47

Please cite this article in English as:

Kolchanova E. A. The effect of porosity and permeability variations on convective stability of a two-layer system under longitudinal vibration in zero gravity. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2020, no. 2, pp. 38–47. doi: 10.17072/1994-3598-2020-2-38-47