

ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИЯ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ УНИПОЛЯРНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. А. Ильин, А. Н. Мордвинов, Д. А. Петров*

*Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 2014 г.

Проведено исследование устойчивости равновесия и нелинейных режимов неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе в поле тяжести и постоянном электрическом поле при униполярной инъекции заряда. Рассмотрена модель, в которой плотность инжектируемых с катода зарядов пропорциональна напряженности электрического поля в конденсаторе. Найдены зависимости критических параметров от степени нагрева и инъекции заряда. Изучено влияние числа Прандтля на границы неустойчивости равновесия и на частоту нейтральных колебаний. Нелинейные режимы электроконвекции исследованы при нагреве снизу.

DOI: 10.7868/S0044451015010174

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение конвекции слабопроводящих жидкостей в электрическом поле представляет интерес, потому что является способом прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения [1, 2]. Электрическое поле может изменить пороги тепловой конвекции и обеспечить эффективный способ управления движением жидкостей.

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, остаются открытыми вопросы, связанные с возникновением и эволюцией электроконвективных движений [3]. В работе [4] изучены нелинейные режимы электроконвекции на основе модели с диэлектростатическим механизмом зарядообразования. В работах [5, 6] проведено исследование влияния электрокондуктивного механизма зарядообразования на нелинейные режимы электроконвекции.

Другой механизм зарядообразования в жидкости — инъекционный [2]. Он связан с инъекцией зарядов с поверхности электрода. В силу сложности проблемы существует много моделей, описывающих инъекцию заряда в слабопроводящую жидкость. В работе [7] проведено исследование электроконвек-

ции слабопроводящей жидкости в случае сильной униполярной автономной инъекции заряда. В работе [8] изучено взаимовлияние инжекционного и термогравитационного механизмов конвекции при нагреве снизу в случае сильной автономной инъекции заряда. В работе [9] изучение процессов распространения волн заряда в слабопроводящих жидкостях проведено на основе модели пороговой инъекции. В работах [10, 11] рассмотрена модель, описывающая униполярную автономную инъекцию ионов.

Ряд экспериментальных данных описываются моделью, в которой инжектируемый с катода заряд зависит от напряженности электрического поля в конденсаторе [3, 12]. В настоящей работе в рамках этой модели рассматривается электроконвекция неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе в поле тяжести и в постоянном электрическом поле при униполярной инъекции заряда. Используется электрогидродинамическое приближение (магнитными эффектами по сравнению с электрическими пренебрегают). Инжектируемые с поверхности катода заряды движутся через слой жидкости, изменяя в ней распределение электрического поля. Диффузия заряда не учитывается. Считается, что время диффузии заряда пренебрежимо мало по сравнению с характерным гидродинамическим временем и временем релаксации заряда.

*E-mail: ilin1@psu.ru

В работе [12] в аналогичной постановке проведено исследование линейной устойчивости изотермической слабопроводящей жидкости, нагрев жидкости в ней не рассматривается. В работе [13] в одномерном случае проведено исследование динамики переноса заряда в изотермической жидкости в модулированном электрическом поле. В работе [14] приведены результаты исследования линейной устойчивости неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости при нагреве снизу. В работе [15] исследовано влияние подвижности носителей заряда на критические параметры задачи, изучены нелинейные режимы электроконвекции при нагреве сверху.

В настоящей работе изучена линейная устойчивость неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости в поле тяжести и постоянном электрическом поле при нагреве снизу и сверху, а также исследованы нелинейные режимы электроконвекции при нагреве снизу.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим бесконечный плоский горизонтальный слой вязкой несжимаемой слабопроводящей жидкости в вертикальном постоянном электрическом поле и в поле тяжести с ускорением свободного падения \mathbf{g} . Ось x направлена вдоль нижней границы слоя, ось z перпендикулярна границам слоя. Два плоских электрода лежат в плоскостях $z = 0$ и $z = h$ (рис. 1), h — толщина слоя.

Идеально тепло- и электропроводные пластины конденсатора нагреты до разной температуры: $T(0) = \Theta$, $T(h) = 0$. Здесь T — температура, отсчитываемая от температуры верхнего электрода, Θ — характерная разность температур. Случай $\Theta > 0$ соответствует нагреву снизу. На катоде (нижнем электроде) потенциал равен нулю, $\varphi(0) = 0$, на аноде

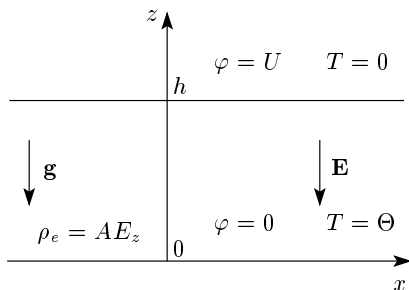


Рис. 1. Геометрия задачи

(верхнем электроде) — $\varphi(h) = U$. Здесь U — напряжение электрического поля.

Под действием электрического поля в узком слое вблизи катода в результате электрохимических реакций образуется заряд. Плотность свободных зарядов у катода пропорциональна нормальной составляющей вектора напряженности поля, $\rho_e = AE_z$. Инжектированный заряд под действием поля движется в глубь жидкости. Двигаясь к аноду, заряд может увлекать за собой жидкость, вызывая электроконвективное течение. Движение жидкости и свободных зарядов в слое описывается системой уравнений электрогидродинамики

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + \rho \nu_0 \Delta \mathbf{v} + \rho_e \mathbf{E} + \rho \mathbf{g}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T &= \chi \Delta T, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_e \mathbf{v} - b \rho_e \mathbf{E}) &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \quad \rho = \rho_0(1 - \beta T), \\ \operatorname{div}(\varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}) &= \rho_e, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \end{aligned} \tag{1}$$

где ρ — массовая плотность жидкости, \mathbf{v} — вектор скорости жидкости, p — давление, ν_0 — коэффициент кинематической вязкости, ρ_e — плотность свободных зарядов, χ — коэффициент температуропроводности, β — коэффициент теплового расширения жидкости, ε — диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 — электрическая постоянная, b — подвижность зарядов, \mathbf{E} — напряженность, φ — потенциал поля.

Границы слоя считаются твердыми, непроницаемыми, на них выполняются условия прилипания — скорость равна нулю:

$$\begin{aligned} z = 0: \quad \mathbf{v} &= 0, \quad \varphi = 0, \\ \rho_e &= aE_z = -a \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad T = \Theta, \\ z = h: \quad \mathbf{v} &= 0, \quad \varphi = U, \quad T = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Введем безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} t &= \frac{t}{h^2/\nu_0}, \quad \mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}}{h}, \quad \mathbf{v} = \frac{\mathbf{v}}{\nu_0/h}, \\ \varphi &= \frac{\varphi}{U}, \quad p = \frac{p}{\rho \nu_0^2/h^2}, \quad T = \frac{T}{\Theta}, \quad \rho_e = \frac{\rho_e}{\varepsilon \varepsilon_0 U/h^2}, \end{aligned}$$

где h^2/ν_0 — время вязкой диссипации, h — расстояние между электродами.

Система уравнений (1) в безразмерных переменных с граничными условиями (2) приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p + \Delta \mathbf{v} - \text{Gr}_e \rho_e \nabla \varphi + \text{Gr} T \gamma, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T &= \frac{1}{\text{Pr}} \Delta T, \\ \text{div } \mathbf{v} &= 0, \quad \Delta \varphi + \rho_e = 0, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho_e &= B(\rho_e^2 - \nabla \varphi \cdot \nabla \rho_e), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\gamma = (0, 0, 1)$, p — превышение давления над гидростатическим. Граничные условия переписутся в виде

$$\begin{aligned} z = 0: \quad \mathbf{v} &= 0, \quad \varphi = 0, \quad \rho_e = -A \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad T = 1, \\ z = 1: \quad \mathbf{v} &= 0, \quad \varphi = 1, \quad T = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены безразмерные параметры — тепловое (Gr) и электрическое (Gr_e) числа Грасгофа, число Прандтля Pr , подвижность B зарядов и параметр A инжекции:

$$\begin{aligned} \text{Gr} &= \frac{g\beta\Theta h^3}{\nu_0^2}, \quad \text{Gr}_e = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U^2}{\rho\nu_0^2}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu_0}{\chi}, \\ B &= \frac{bU}{\nu_0}, \quad A = \frac{ah}{\varepsilon\varepsilon_0}. \end{aligned} \quad (5)$$

Переписем числа Грасгофа и подвижность зарядов в соответствии с [7]:

$$\begin{aligned} \text{Gr} &= \frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}, \quad \text{Ra} = \frac{g\beta\Theta h^3}{\nu_0\chi}, \quad \text{Gr}_e = \frac{T_e^2}{M^2}, \\ B &= \frac{T_e}{M^2}, \quad T_e = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U}{b\rho\nu_0}, \quad M = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\rho}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где Ra — тепловое число Рэлея, T_e и M — новые электрические параметры.

3. ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РАВНОВЕСИЯ

В работе [12] в изотермическом случае найдены равновесные решения системы (3), (4), когда $\mathbf{v} = 0$. Распределения равновесных значений потенциала, заряда и температуры имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= \frac{(1 + 2Az)^{3/2} - 1}{(1 + 2A)^{3/2} - 1}, \\ \rho_{e0} &= -\frac{3A^2(1 + 2Az)^{-1/2}}{(1 + 2A)^{3/2} - 1}, \quad T_0 = -z + 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Для исследования устойчивости основного состояния равновесия жидкости ищем решение системы (3) в виде малых отклонений от равновесных решений (7). Рассматриваем плоские возмущения

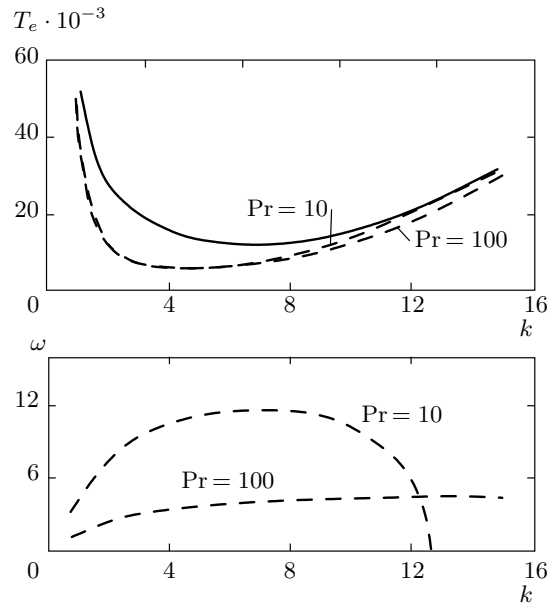


Рис. 2. Нейтральные кривые электроконвекции и зависимость частоты нейтральных колебаний от волнового числа при разных числах Прандтля. Сплошная линия соответствует порогу монотонной неустойчивости, штриховая — колебательной. $\text{Ra} = -2500$, $A = 0.25$, $M = 14.14$

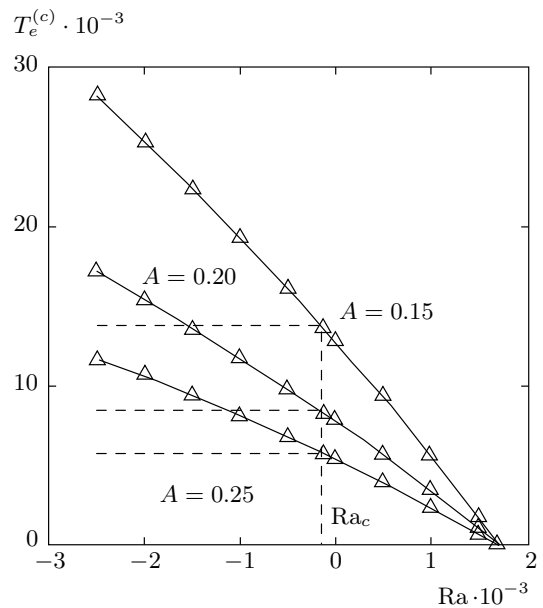


Рис. 3. Зависимости порогов монотонной (сплошные линии) и колебательной (штриховые линии) неустойчивостей от числа Рэлея при разных значениях параметра инжекции A ; $M = 14.14$, $\text{Pr} = 10$

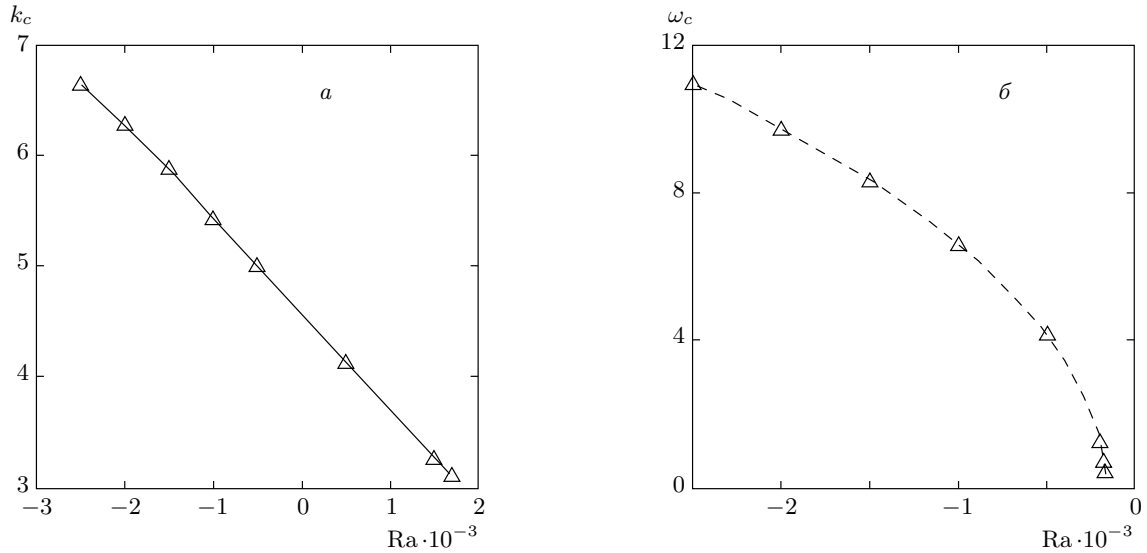


Рис. 4. Зависимости критического волнового числа монотонных возмущений (а) и критической частоты нейтральных колебаний (б) от числа Рэлея. $A = 0.25, M = 14.14, Pr = 10$

$\mathbf{v} = (u, 0, w)$ и $\partial/\partial y = 0$. Температуру представляем в виде $T = T_0 + \vartheta$, потенциал и плотность заряда заменяем на сумму равновесной части и возмущения: $\varphi \rightarrow \varphi_0 + \varphi, \rho_e \rightarrow \rho_{e0} + \rho_e$. Тогда для амплитуд вертикальной компоненты скорости, возмущений температуры, потенциала и заряда получаем однородную систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
 -\lambda(w'' - k^2 w) &= w^{IV} - 2k^2 w'' + k^4 w + \\
 &+ \frac{T_e^2}{M^2} k^2 (\varphi'_0 \rho_e - \rho'_{e0} \varphi) - \frac{Ra}{Pr} k^2 \vartheta, \\
 -\lambda \vartheta &= \frac{1}{Pr} (\vartheta'' - k^2 \vartheta) + w, \\
 \varphi'' - k^2 \varphi + \rho_e &= 0, \\
 -\lambda \rho_e + \rho'_{e0} w &= \frac{T_e}{M^2} (2\rho_{e0} \rho_e - \varphi'_0 \rho'_e - \rho'_{e0} \varphi').
 \end{aligned} \tag{8}$$

Зависимость решений от времени и горизонтальной координаты ищем в виде $\exp(-\lambda t) \exp(ikx)$, где λ — декремент затухания, k — волновое число, связанное с периодом L возмущений соотношением $k = 2\pi/L$. Решения зависят только от вертикальной координаты. В уравнениях штрихами обозначены производные по вертикальной координате. Граничные условия запишутся в виде

$$\begin{aligned}
 z = 0: \quad w = 0, \quad w' = 0, \quad \varphi = 0, \quad \vartheta = 0, \\
 \rho_e + A\varphi' = 0, \\
 z = 1: \quad w = 0, \quad w' = 0, \quad \varphi = 0, \quad \vartheta = 0.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Система (8) решалась численно методом «пристрелки» с использованием процедуры интегрирования методом Рунге–Кутты–Мерсона и ортогонализации.

В работе [12] безразмерные параметры варьировались в зависимости от безразмерной разности потенциалов $F = U/(\nu_0/b)$:

$$Gr_e = 5000F^2, \quad B = 5F. \tag{10}$$

Электрические параметры T_e и M связаны с F следующим образом:

$$T_e = 10^3 F, \quad M = 14.14.$$

Неустойчивость в этой задаче при подогреве снизу связана с монотонной модой (λ — вещественная величина), а при подогреве сверху — с колебательной модой (в этом случае λ — комплексная величина). При нагреве снизу развиваются лишь монотонные возмущения. В этом случае возбуждающие конвекцию силы Кулона, действующие на инжектированные с катода отрицательные заряды, и выталкивающие силы Архимеда являются сонаправленными, поэтому вызвать колебания не могут. При нагреве сверху (отрицательные величины Ra) возникает конкуренция двух противоположно направленных сил Кулона и Архимеда, что может привести к колебательному поведению. За счет инъекции зарядов с катода жидкость заряжается отрицательно. Под действием сил Кулона заряженный объем жид-

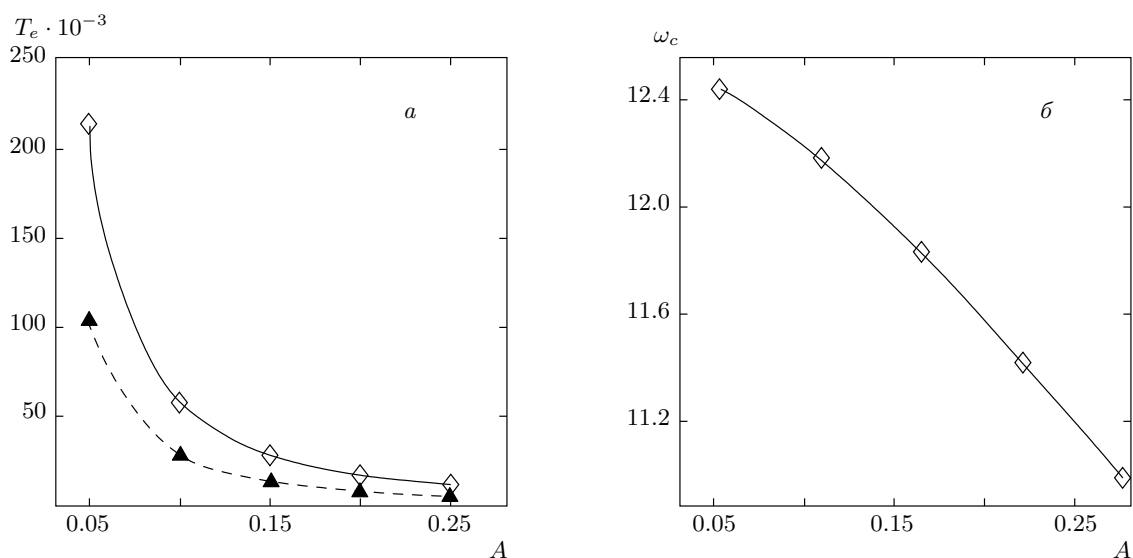


Рис. 5. Влияние числа A , характеризующего степень инъекции, на критические параметры электроконвективной неустойчивости: *а*) критические значения параметра T_e (сплошная линия — порог монотонной неустойчивости, штриховая — колебательной); *б*) критическая частота нейтральных колебаний. $Ra = -2500$, $M = 14.14$, $Pr = 10$

кости, находящейся у более холодного катода и имеющий более низкую температуру, сдвигается вверх к нагретому аноду. Там рассматриваемый объем будет холоднее и, следовательно, тяжелее окружающей жидкости, что приведет к действию на него «возвращающей» силы. Всплытие объема жидкости прекратится, и он начнет тонуть.

В рамках линейной теории устойчивости механического равновесия получены нейтральные кривые — границы устойчивости монотонной и колебательной конвекций слабопроводящей жидкости, и найдены пороги монотонных и колебательных мод возмущений.

На рис. 2 представлены нейтральные кривые электроконвекции и зависимость частоты нейтральных колебаний от волнового числа при двух значениях числа Прандтля, $Pr = 10$ и $Pr = 100$, и $Ra = -2500$, $A = 0.25$, $M = 14.14$. Увеличение числа Pr влечет за собой заметное понижение границы колебательной неустойчивости (штриховая линия) и характерной частоты ω нейтральных колебаний. Граница монотонной неустойчивости остается неизменной (сплошная линия). Со стороны малых и больших волновых чисел нейтральные кривые колебательных и монотонных мод сближаются. Частота колебаний стремится к нулю в области пересечения соответствующих кривых.

Результаты, представленные на других рисунках, приведены для $Pr = 10$, $M = 14.14$.

На рис. 3 представлены зависимости порогов монотонной и колебательной неустойчивостей от значения числа Рэлея при различных значениях параметра инъекции A . Увеличение нагрева сверху смещает пороги монотонной неустойчивости в область более высоких значений электроконвективного параметра T_e . Увеличение нагрева приводит к более сильному противодействию эффектов плавучести электрическим силам Кулона, и необходимо приложить к слою большее напряжение для того, чтобы вызвать в нем конвективную неустойчивость. При слабом нагреве сверху, $Ra > Ra_c$, минимум нейтральной кривой принадлежит ветви монотонных возмущений. При сильном нагреве сверху появляются растущие колебательные возмущения, которые становятся наиболее опасными для равновесия.

Начиная со значения числа Рэлея $Ra = -177$, когда колебательные возмущения становятся наиболее опасными, минимум колебательной ветви нейтральной кривой практически не зависит от интенсивности нагрева и в широком диапазоне изменения числа Рэлея пороги колебательной конвекции совпадают для различных степеней нагрева.

При понижении степени инъекции пороги как монотонной, так и колебательной неустойчивости возрастают. Зависимости порогов монотонной неустойчивости от степени нагрева почти линейные. Угол наклона прямых к горизонтальной оси уменьшается с ростом параметра A . При отсутствии

приложенного напряжения ($T_e = 0$) все зависимости пересекаются в одной точке, соответствующей порогу неустойчивости тепловой конвекции в задаче Рэлея–Бенара с твердыми границами, — в точке $Ra = 1708$ [16]. Значение числа Рэлея $Ra = -177$, при котором колебательные возмущения становятся опасными, остается постоянным независимо от значений параметра A .

Уменьшение нагрева сверху и последующее увеличение нагрева снизу приводит к уменьшению критического волнового числа (соответственно длина волны наиболее опасных возмущений растет), а частота нейтральных колебаний, соответствующая минимуму нейтральных кривых, уменьшается и исчезает (рис. 4). Параметр инжекции не оказывает влияния на период наиболее опасных возмущений — при заданном нагреве при разных значениях параметра инжекции минимальное значение волнового числа не меняется.

На рис. 5 представлены зависимости критических параметров неустойчивости от параметра инжекции A . Критические числа T_{ec} а соответственно, пороги монотонной и колебательной неустойчивостей, нелинейно убывают с ростом степени инжекции зарядов с катода (рис. 5а). Это можно объяснить следующим образом. Более слабая инжекция заряда поставляет более слабый заряд жидкости. Меньшим силам Кулона, действующим на объем заряженной жидкости, тяжелее заставить его всплыть. Для увеличения электрической силы необходимо увеличивать напряжение, прикладываемое к границам слоя. Это приводит к повышению порогов неустойчивости при понижении степени инжекции зарядов при фиксированном нагреве. По мере приближения параметра A к нулю пороги возникновения конвективной неустойчивости уходят в бесконечность.

С повышением параметра инжекции A понижается критическая частота нейтральных колебаний (рис. 5б).

4. НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ

Для исследования нелинейных режимов электроконвекции вводится функция тока ψ и вихрь скорости ϕ :

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \phi = (\text{rot } \mathbf{v})_y = \Delta \psi. \quad (11)$$

Вследствие малой инжекции нелинейную задачу можно решать в безындукционном приближении, в

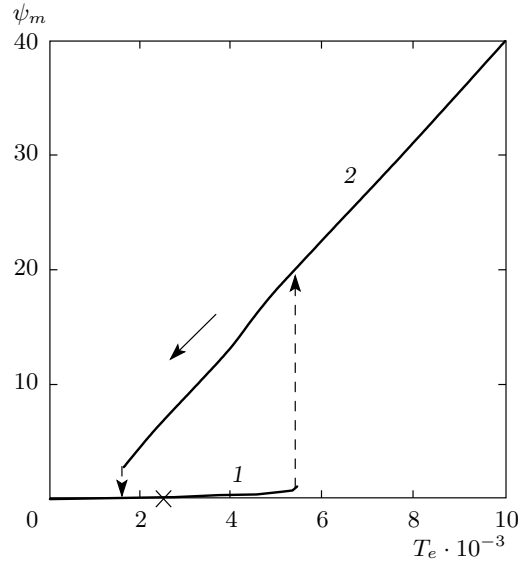


Рис. 6. Зависимость максимальной функции тока от параметра T_e : 1 — режим с малой интенсивностью вихрей; 2 — режим с большей интенсивностью вихрей

котором предполагается, что изменение распределения заряда, возникающее в результате появления электроконвективных структур, по сравнению с равновесным не вызывает заметного изменения потенциала электрического поля [12]. Система (3) в безындукционном приближении примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \\ = \Delta \phi - E \frac{T_e^2}{M^2} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \\ = \frac{T_e}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T, \end{aligned} \quad (12)$$

со следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} z = 0: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad q = AE, \quad T = 1, \\ z = 1: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad T = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

На боковых границах для всех искомых функций выполняются условия периодичности.

Система (12), (13) аппроксимировалась конечно-разностными соотношениями. Эволюционные уравнения решались по явной схеме, конвективные слагаемые в уравнении для заряда и температуры аппрок-

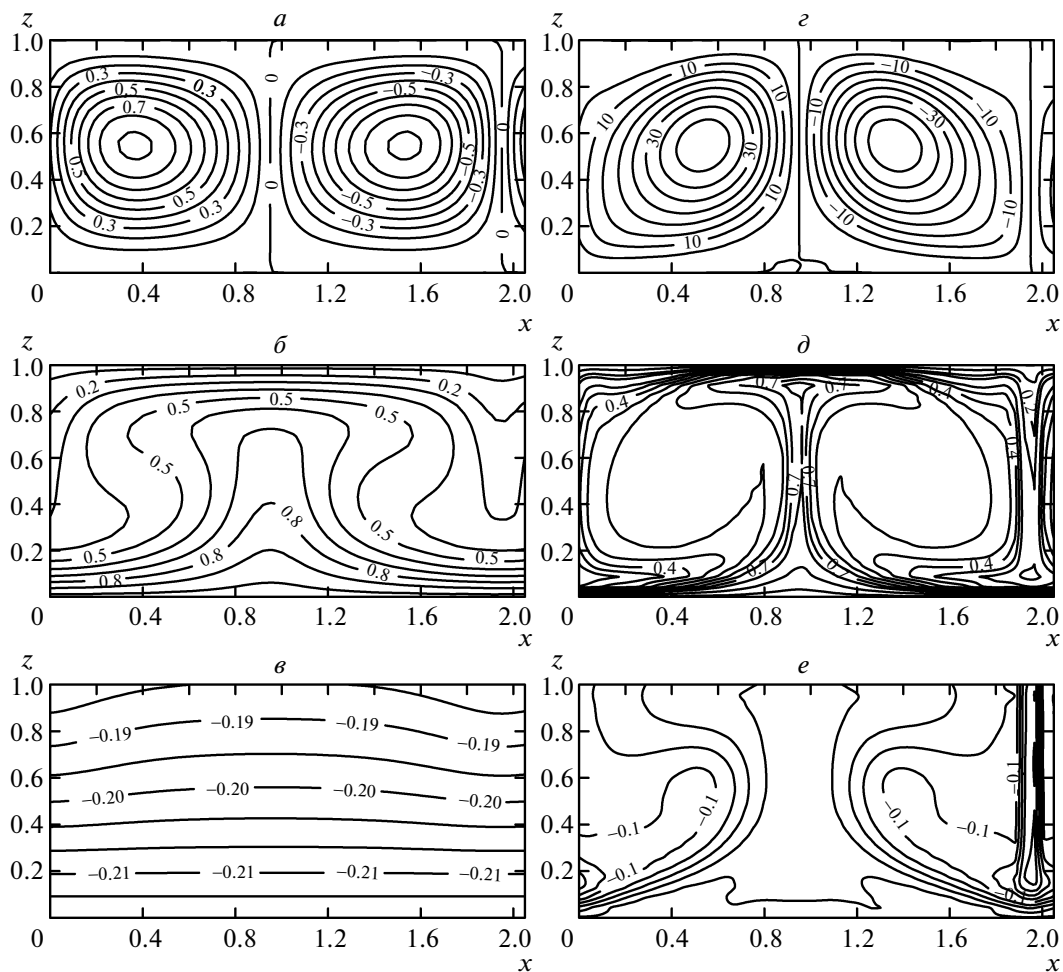


Рис. 7. Изолинии функции тока (a, z), температуры (b, d) и плотности электрического заряда (v, e) для режимов 1, $T_e = 5400$ (a, b, v) и 2, $T_e = 10000$ (z, d, e)

смиривались разностями «против потока» [12, 15]. Для уравнения переноса тепла использовались центральные разности. Для удобства работы с условиями периодичности к сетке добавлялись два вертикальных ряда. Вихрь скорости на горизонтальных границах вычислялся по формуле Тома. Для решения уравнения Пуассона использовался метод последовательной верхней релаксации.

Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1$, $L_x = 2$. Горизонтальная длина ячейки соответствует волновому числу $k = 3.14$. Размер сетки брался 21×41 узлов. Расчеты проведены для $Ra = 1000$, $A = 0.25$, $M = 14.14$, $Pr = 10$. При этих параметрах были обнаружены два режима стационарной конвекции. На рис. 6 представлены результаты численных расчетов зависимости максимальной

функции тока от параметра T_e .

При расчете с постоянными начальными условиями было обнаружено, что электроконвекция возникает мягким образом при $T_e = 2.5 \cdot 10^3$, что согласуется с данными линейной теории. При этом наблюдается режим 1 с малой интенсивностью вихрей. С ростом поля при $T_e = 5.5 \cdot 10^3$ происходит скачкообразный переход к режиму конвекции 2 с большей интенсивностью вихрей. Интенсивность этого режима растет с ростом поля.

В интервале $1.6 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.4 \cdot 10^3$ был обнаружен гистерезис, в котором поведение системы существенно зависит от начальных условий. При вычислении методом продолжения по параметру было обнаружено, что при движении в пространстве параметров справа налево режим 2 существует до $T_e = 1.6 \cdot 10^3$. При $T_e > 1.6 \cdot 10^3$ в системе независи-

мо от начальных условий затухают все возмущения и устанавливается равновесное распределение переменных.

В интервале $1.6 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 2.4 \cdot 10^3$ в зависимости от начальных условий в системе будет либо равновесие, либо стационарный режим 2; при $2.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.4 \cdot 10^3$ реализуется либо режим 1, либо режим 2. При $T_e > 5.4 \cdot 10^3$ сколь угодно малые возмущения равновесия приводят систему после переходных процессов к стационарному режиму 2.

Нелинейный анализ выявил, что при определенных начальных условиях электроконвекция может начаться пороговым образом при меньшем электрическом поле, чем предсказывает линейная теория.

На рис. 7 представлены изолинии функции тока, температуры и плотности электрического заряда для режимов 1 ($T_e = 5400$) и 2 ($T_e = 10000$). Из них видно, что по сравнению с первым режимом во втором режиме больше интенсивность валов, поток тепла, а плотность зарядов имеет более сложную структуру.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование устойчивости электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе в гравитационном и постоянном электрическом полях при униполярной инжекции заряда при нагреве снизу и сверху. Найдены нейтральные кривые, определены критические параметры в минимумах нейтральных кривых при разных степенях нагрева и параметра инжекции. Обнаружено, что при увеличении нагрева снизу в конденсаторе потеря устойчивости жидкости происходит при меньшей разности потенциалов электрического поля; увеличивается длина волны наиболее опасных возмущений. При более интенсивной инжекции заряда в жидкость электроконвекция наступает при меньшем электрическом поле. Изучено влияние числа Прандтля на границы неустойчивости — его увеличение влечет за собой понижение границы колебательной неустойчивости и характерной частоты нейтральных колебаний.

Изучены нелинейные режимы электроконвекции при нагреве снизу. Обнаружены и исследованы два нелинейных стационарных режима с сильно различающейся интенсивностью течения и гистерезисные переходы между ними.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 13-01-00171, 14-01-31253-мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Остроумов, *Взаимодействие электрических и гидродинамических полей*, Наука, Москва (1979).
2. Ю. К. Стишков, А. А. Остапенко, *Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках*, Изд-во ЛГУ, Ленинград (1989).
3. А. И. Жакин, УФН **182**, 495 (2012).
4. В. А. Ильин, ЖТФ **80**(8), 38 (2010).
5. В. А. Ильин, Б. Л. Смородин, ПМТФ **49**(3), 20 (2008).
6. В. А. Ильин, ЖТФ **83**(1), 64 (2013).
7. J. C. Lacroix, P. Atten, and E. J. Hopfinger, J. Fluid Mech. **69**, 539 (1975).
8. Ph. Traore, A. T. Perez, D. Koulova, and H. J. Romat, J. Fluid Mech. **658**, 279 (2010).
9. Б. Л. Смородин, А. В. Тараут, ПМТФ **49**(1), 3 (2008).
10. F. Pontiga and A. Castellanos, Phys. Fluids **6**, 1684 (1994).
11. Б. Л. Смородин, А. В. Тараут, Изв. РАН, сер. МЖГ вып. 1, 3 (2010).
12. А. Н. Верещага, в сб. *Гидродинамика и процессы теплопереноса*, УрО АН СССР, Свердловск (1989), с. 42.
13. В. А. Ильин, Д. А. Петров, Вестн. Перм. ун-та, сер. Физика, вып. 2(28), Пермь (2009), с. 26.
14. В. А. Ильин, Д. А. Петров, Вестн. Перм. ун-та, сер. Физика, вып. 1(16), Пермь (2011), с. 31.
15. А. Н. Мордвинов, Б. Л. Смородин, ЖЭТФ **141**, 997 (2012).
16. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий, *Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости*, Наука, Москва (1972).