

# Модель электротермической конвекции слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе

\*В. А. Ильин, Н. Н. Картавых

*Пермский государственный национальный исследовательский университет,  
ул. Букирева, 15, г. Пермь, 614990, Россия, \*e-mail: ilin1@psu.ru*

Изучена электроконвекция слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле горизонтального конденсатора с твердыми границами в случае мгновенной релаксации заряда на основе пятимодовой модели. Исследованы нелинейные режимы электроконвекции. Построена карта режимов. Выявлены квазипериодические и синхронные колебательные режимы конвекции. Обнаружено, что в зависимости от частоты внешнего поля переход к хаосу происходит либо через квазипериодичность, либо через перемежаемость.

*Ключевые слова: электроконвекция, слабопроводящая жидкость, переход к хаосу.*

УДК 532.5

## ВВЕДЕНИЕ

Процессы тепло- и массообмена охватывают разнообразные области человеческой деятельности и приобретают большое значение в связи с совершенствованием современных технологий и технических средств их реализации. Исследователи уделяют внимание поиску новых методов управления процессами переноса. Среди таких методов особое место отводится воздействию электрических полей на теплоноситель благодаря высокой эффективности, простоте регулирования и контроля над данным воздействием [1–3].

Электрическое поле может оказывать влияние на движение жидкости благодаря действию специфических электроконвективных механизмов неустойчивости, связанных с различными способами возникновения заряда в жидкости [4–7]. Диэлектрофоретический механизм зарядообразования связан с зависимостью диэлектрической проницаемости жидкости от температуры, электрокондуктивный механизм зарядообразования – с зависимостью электропроводности жидкости от температуры [2]. В случае инъекции свободный заряд появляется вблизи поверхности электрода, а затем проникает в объем жидкости [2]. Эти механизмы вызывают накопление в объеме жидкости зарядов, взаимодействие которых с внешним полем может привести к возникновению конвекции даже в невесомости.

В настоящей работе рассматривается слабопроводящая жидкость с электрокондуктивным механизмом зарядообразования в переменном электрическом поле горизонтального конденсатора. В такой постановке электроконвекция слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле исследована в работе [8], а в

переменном электрическом поле в [9]. В работах [8, 9] использованы свободные граничные условия. В отличие от них в настоящей работе рассмотрены твердые граничные условия. Для них получена маломодовая модель электроконвекции. Проведено исследование нелинейных режимов движения жидкости в переменном электрическом поле в случае мгновенной релаксации заряда.

С прикладной точки зрения наиболее интересны результаты по усилению теплопередачи в зависимости от величины прикладываемого напряжения. Использование электрогидродинамических систем с инъекцией зарядов позволяет усилить теплоотдачу в 10 и более раз [10]. Но встречаются задачи, в которых инъекция не проявляется, а наблюдается электрокондуктивный механизм зарядообразования или омическая модель проводимости. Это имеет место, когда толщина конденсатора больше или порядка 1 см, а напряженность электрического поля  $\sim 1$  кВ/см [6]. В таком случае, как показано в настоящей работе, тепловой поток можно усилить более чем в 2 раза. При изменении параметров задачи можно резко менять интенсивность конвекции и совершать переходы между разными режимами поведения жидкости: равновесием, синхронной и квазипериодической колебательной электроконвекцией.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоский горизонтальный конденсатор с вязкой слабопроводящей жидкостью, находящейся в переменном вертикальном электрическом поле  $\vec{E}$  и поле силы тяжести  $\vec{g}$ . Ось  $x$  направлена вдоль слоя, ось  $z$  – перпендикулярно границам слоя.

Идеально тепло- и электропроводные границы конденсатора расположены в  $z = -h/2, h/2$  ( $h$  – толщина слоя), нагреты до разной температуры  $T(-h/2) = \Theta, T(h/2) = 0$ . Здесь  $T$  – температура, отсчитываемая от верхнего электрода;  $\Theta$  – характерная разность температур. Случай  $\Theta > 0$  соответствует нагреву снизу. Слой находится в переменном электрическом поле, которое направлено вдоль оси  $z$  перпендикулярно границам. Потенциал поля верхней границы равен нулю:  $\varphi(h/2) = 0$ , потенциал нижней – изменяется со временем  $t$  по гармоническому закону:  $\varphi(-h/2) = U \cos(\omega t)$ . Здесь  $U$  – амплитуда напряжения,  $\omega = 2\pi/t_f$  – частота;  $t_f$  – период модуляции. Возмущения скорости  $\vec{v}$  и температуры на границах обращаются в ноль.

В общем виде электрическая сила, действующая на единицу объема диэлектрической жидкости, может быть записана в виде  $\vec{f}_e = \rho_e \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon + \frac{1}{2} \nabla (\rho E^2 \partial \varepsilon / \partial \rho)$ , где  $\rho_e$  – свободный заряд единицы объема,  $\varepsilon, \rho$  – диэлектрическая проницаемость и плотность жидкости соответственно. Последнее слагаемое имеет градиентный вид и приводит лишь к переопределению давления  $p$  в уравнении Навье–Стокса. Вторая (диэлектрофоретическая) часть силы, связанная с неоднородностью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ , не существенна. Такой подход оправдан в случае, когда неоднородность электропроводности, связанная с градиентом температуры, намного больше, чем неоднородность диэлектрической проницаемости. Движение может вызвать только первая (кулоновская) часть силы, связанная со свободным зарядом в жидкости.

Рассмотрим поведение слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле, используя электрогидродинамическое приближение, в котором магнитные эффекты пренебрежимо малы по сравнению с электрическими [1]. Считается, что разность потенциалов на пластинах конденсатора не превышает критического значения  $U_*$ , начиная с которого существенна инжекция. Плотность и электропроводность жидкости линейно зависят от температуры:  $\rho = \rho_0(1 - \beta T), \sigma = \sigma_0(1 + \beta_\sigma T)$ .

Уравнения конвекции жидкого диэлектрика были обезразмерены на основе масштабов: времени –  $\rho_0 h^2 / \eta$ , расстояния –  $h$ ; скорости –  $\chi / h$ ; температуры –  $\Theta$ ; потенциала –  $U$ ; плотности заряда –  $\varepsilon \varepsilon_0 U \beta_\sigma \Theta / h^2$ ; давления –  $\eta \chi / h^2$ ; частоты –  $\eta / \rho_0 h^2$ . Здесь  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\eta$  – динамическая вязкость;  $\chi, \beta, \beta_\sigma$  – коэффициенты температуропроводности, теплового расширения жидкости и температурный коэффи-

циент проводимости. Условие малости  $\beta_\sigma \Theta \ll 1$  дает возможность использовать безындукционное приближение, в котором в расчет берется только внешнее электрическое поле (электрическое поле, связанное с перераспределением заряда в жидкости, пренебрежимо мало) [2]. В результате система уравнений электроконвекции примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} &= -\nabla p + \Delta \vec{v} + \text{Ra} T \vec{\gamma} + \text{Ra}_\sigma \rho_e \vec{\gamma} \cos \omega t, \\ \text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) T &= \Delta T, \quad \text{div} \vec{v} = 0, \\ \text{Pr}_e \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\text{Pr}_e}{\text{Pr}} (\vec{v} \cdot \nabla) \rho_e &+ \rho_e + \frac{\partial T}{\partial z} \cos \omega t = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\vec{\gamma} = (0, 0, 1)$  – орт, направленный по вертикали вверх, введены безразмерные параметры – тепловое число Рэлея  $\text{Ra}$ , число Прандтля  $\text{Pr}$ , электрическое число Прандтля  $\text{Pr}_e$ , электрическое число Рэлея  $\text{Ra}_\sigma$ :

$$\begin{aligned} \text{Ra} &= \frac{\rho_0 g \beta \Theta h^3}{\eta \chi}, \quad \text{Pr} = \frac{\eta}{\chi \rho_0}, \quad \text{Pr}_e = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \eta}{h^2 \rho_0 \sigma_0}, \\ \text{Ra}_\sigma &= \frac{\varepsilon \varepsilon_0 U^2 \beta_\sigma \Theta}{\eta \chi}. \end{aligned} \quad (2)$$

В переменных полях жидкость может разогреваться за счет диэлектрических потерь. В работе [6] рассмотрены электрогидродинамические уравнения в переменных полях с учетом этих потерь. Диэлектрические потери согласно [11] при малых частотах для жидкостей типа трансформаторного масла не зависят от частоты и являются потерями сквозной проводимости. Этими потерями можно пренебречь, когда в уравнении теплопроводности мощность диэлектрического нагрева много меньше слагаемого, описывающего молекулярную теплопроводность. Оценка этого отношения дает условие, когда можно пренебречь этим нагревом:  $\sigma E^2 h^2 / (2\kappa \Theta) \ll 1$  ( $\kappa$  – коэффициент теплопроводности).

В настоящей работе в размерных единицах рассматриваются частоты меньше 1 Гц, напряженности электрического поля порядка 1 кВ/см при толщине слоя жидкости в 1 см. Для электропроводности очищенного трансформаторного масла  $\sigma = 2,1 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$  [6] и характерных параметров трансформаторного масла [12] оценка критерия малости дает значение меньше или порядка  $10^{-2}$ . Поэтому вкладом диэлектрического нагрева можно пренебречь.

Представим поля скорости, температуры, давления и плотности заряда в виде:  $\vec{v}, T = T_0 + \mathcal{S}', p = p_0 + p', \rho_e = \rho_{e0} + \rho_e'$  (штрихи означают

отклонения величин от равновесных значений  $T_0, p_0, \rho_{e0}$ , далее штрихи опускаем). Учтем равновесные решения. Плоские и пространственные возмущения одинаково опасны, поскольку задача изотропна в плоскости слоя, поэтому рассмотрим плоские возмущения:  $\vec{v} = (u, 0, w)$ ,  $\partial/\partial y = 0$  [13]. Границы слоя считаются недеформируемыми, твердыми, изотермическими:

$$z = \pm 1/2 : u = w = \vartheta = 0. \quad (3)$$

Введем функцию тока  $\psi$ :  $w = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ ,  $u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}$ . В ее терминах уравнения электротермической конвекции запишутся в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi + \frac{1}{\text{Pr}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} \Delta \psi - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi \right) = \\ & = \text{Ra}_\sigma \frac{\partial \rho_e}{\partial x} \cos \omega t + \text{Ra} \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \Delta^2 \psi, \\ & \text{Pr} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \vartheta}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \vartheta}{\partial x} = \Delta \vartheta + \frac{\partial \psi}{\partial x}, \\ & \text{Pr}_e \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\text{Pr}_e}{\text{Pr}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} \right) + \\ & + \rho_e + \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \cos \omega t = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия изменятся (штрих означает производную по  $z$ ):

$$z = \pm 1/2 : \psi = \psi' = \vartheta = 0. \quad (5)$$

Для решения системы уравнений (4) использовался метод Галеркина. Используемые для плотности заряда базисные функции, как и в [8, 9, 14], удовлетворяют граничному условию  $\rho_e = -\partial \vartheta / \partial z$ . Такой набор базисных функций позволяет решить различные задачи линейной устойчивости в переменных полях. Аппроксимации полей, удовлетворяющие граничным условиям, выбраны следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi &= \left( A_1 \left( \frac{1}{4} - z^2 \right) + A_2 \left( \frac{1}{4} - z^2 \right) z \right) \sin kx, \\ \vartheta &= \left( B_1 \left( \frac{1}{4} - z^2 \right) + B_2 \left( \frac{1}{4} - z^2 \right) z \right) \cos kx + \\ &+ C \left( \frac{1}{4} - z^2 \right) z, \\ \rho_e &= \left( D_1 z + D_2 \left( \frac{1}{4} - 3z^2 \right) \right) \cos kx + E \left( \frac{1}{4} - 3z^2 \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $k$  – волновой вектор, характеризующий периодичность возмущений в плоскости слоя;  $A_1(t)$ ,  $A_2(t)$ ,  $B_1(t)$ ,  $B_2(t)$ ,  $C(t)$ ,  $D_1(t)$ ,  $D_2(t)$ ,  $E(t)$  – амплитуды, зависящие от времени. Вторые слагаемые в

аппроксимациях необходимы, чтобы учесть нелинейность системы (4).

Подставляя разложения (6) в систему (4), после ортогонализации получаем систему восьми обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд. В случае  $\text{Pr}_e = 0$ , когда время релаксации заряда много меньше характерного гидродинамического времени, получается пятимодовая модель электроконвекции. С учетом перемасштабирования переменных:

$$\begin{aligned} t &\rightarrow \frac{\text{Pr}}{10+k^2} t, \quad A_1 \rightarrow \frac{14\sqrt{2}(10+k^2)}{\sqrt{7k}} X, \\ A_2 &\rightarrow \frac{132\sqrt{2}(10+k^2)}{k} V, \\ B_1 &\rightarrow 3\sqrt{\frac{2}{7}} Y, \quad B_2 \rightarrow 6\sqrt{2} W, \quad C \rightarrow 6Z \end{aligned} \quad (7)$$

модель электроконвекции примет вид (точка над переменными – производная по времени):

$$\begin{aligned} \dot{X} &= \text{Pr}(-qX + rY - eW \cos^2 \omega t), \\ \dot{Y} &= -Y + X - XZ, \\ \dot{Z} &= -bZ + XY + VW, \\ \dot{V} &= \text{Pr}(-d_1 V + d_2 rW + d_3 eY \cos^2 \omega t), \\ \dot{W} &= -d_4 W + d_5 V - VZ. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь введены новые параметры:

$$\begin{aligned} r &= \frac{\text{Ra}}{\text{Ra}_0}, \quad \text{Ra}_0 = \frac{28(k^2+10)^2(k^2+12)}{27k^2}, \\ e &= \frac{\text{Ra}_\sigma}{\text{Ra}_{\sigma 0}}, \quad \text{Ra}_{\sigma 0} = \frac{\sqrt{7}(k^2+10)^2(k^2+12)}{9k^2}, \\ q &= \frac{k^4 + 24k^2 + 504}{(k^2+12)(k^2+10)}, \quad b = \frac{42}{k^2+10}, \\ d_1 &= \frac{k^4 + 88k^2 + 3960}{(k^2+44)(k^2+10)}, \\ d_2 &= \frac{7(k^2+12)}{27(k^2+44)}, \quad d_3 = \frac{1(k^2+12)}{6(k^2+44)}, \\ d_4 &= \frac{k^2+42}{k^2+10}, \quad d_5 = \frac{11}{3}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $e$  – нормированное электрическое число Рэлея;  $r$  – нормированное тепловое число Рэлея;  $q, b, d_1, d_2, d_3, d_4, d_5$  – геометрические параметры;  $\text{Ra}_0, \text{Ra}_{\sigma 0}$  – критические числа, при которых начинается термогравитационная или электрокондуктивная конвекция соответственно.

Динамическая система (8) является обобщением маломодовой модели Лоренца [15] на случай электроконвекции слабопроводящей

жидкости с электрокондуктивным механизмом зарядообразования в переменном электрическом поле. Фактически для получения системы (8) использован метод Бубнова–Галеркина с небольшим числом базисных функций. Несмотря на это ограничение, применение подобного подхода для описания конвекции в переменных полях [16, 17] показывает неплохое согласие теоретических и экспериментальных данных вплоть до значений управляющего параметра, соответствующих состоянию надкритичности 2,5 [17].

Метод Бубнова–Галеркина позволяет относительно просто выявить качественное поведение жидкости, но имеет известные ограничения. Задача, рассмотренная в настоящей работе, требует дальнейшего исследования с применением других методов. В настоящее время существуют вычислительные математические пакеты, используя которые можно рассчитывать электрокондуктивный теплообмен в переменных электрических полях.

Для анализа интенсивности теплопереноса через конденсатор вычислялся усредненный по времени и длине ячейки безразмерный теплопоток на границе жидкости (число Нуссельта) следующим образом:

$$\text{Nu} = -\frac{k}{2} \frac{1}{t_{\text{end}}} \int_0^{2/k t_{\text{end}}} \int_0^1 \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=\pm \frac{1}{2}} dx dt, \quad \text{Nu} = \frac{qh}{\kappa \Theta}, \quad (10)$$

где  $q$  – плотность потока тепла. Усреднение числа Нуссельта проводилось по большому временному интервалу  $t_{\text{end}} = N t_f$  ( $N > 100$ ). При подстановке температуры и интегрировании по длине ячейки получается:

$$\text{Nu} = 1 + 3 \frac{1}{t_{\text{end}}} \int_0^{t_{\text{end}}} Z(t) dt. \quad (11)$$

Случай  $\text{Nu} = 1$  соответствует процессу молекулярного теплопереноса, превышение числа Нуссельта над единицей  $\text{Nu} > 1$  свидетельствует о возникновении конвекции.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Было проведено исследование линейной устойчивости равновесия жидкости в постоянном электрическом поле. Для  $\text{Pr} = 100$  в случае невесомости критическое волновое число, электрическое число Рэлея, его нормированное значение и частота в минимуме нейтральной кривой колебательной неустойчивости следующие:  $k_c = 4,444$ ,  $\text{Ra}_{\text{cc}} = 288947$ ,  $e = 69,07$ ,  $\omega = 17,52$ . В случае свободных границ критические параметры меньше:  $k_c = 3,023$ ,  $\text{Ra}_{\text{cc}} = 11697$ ,  $e = 41,51$ ,  $\omega = 15,99$  [8].

Исследование нелинейных режимов конвекции было проведено для числа Прандтля  $\text{Pr} = 100$  в случае невесомости  $r = 0$ . Волновое число было взято в минимуме нейтральной кривой  $k = 4,444$ . Все вычисления сделаны для этих значений параметров.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд (8) интегрировалась численно методом Рунге–Кутты–Мерсона с постоянными начальными условиями и методом продолжения по параметру. Временная эволюция амплитуд анализировалась с помощью быстрого преобразования Фурье. По спектрам Фурье определялись типы режимов.

Результаты расчетов были систематизированы, и построена карта режимов электроконвекции на плоскости параметров «нормированное электрическое число Рэлея  $e$  – обратная частота  $1/\nu$ » (рис. 1). В области I жидкость находится в равновесии; II – область квазипериодических режимов; III – область синхронных колебаний, IV – область хаоса с окнами периодичности.

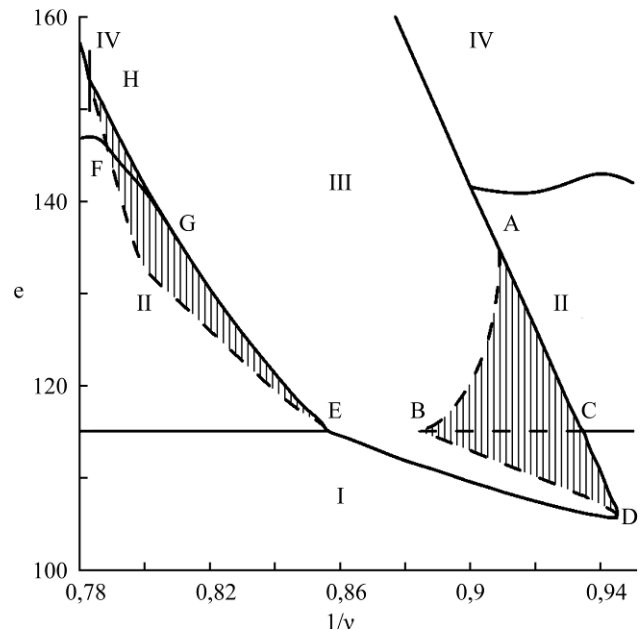
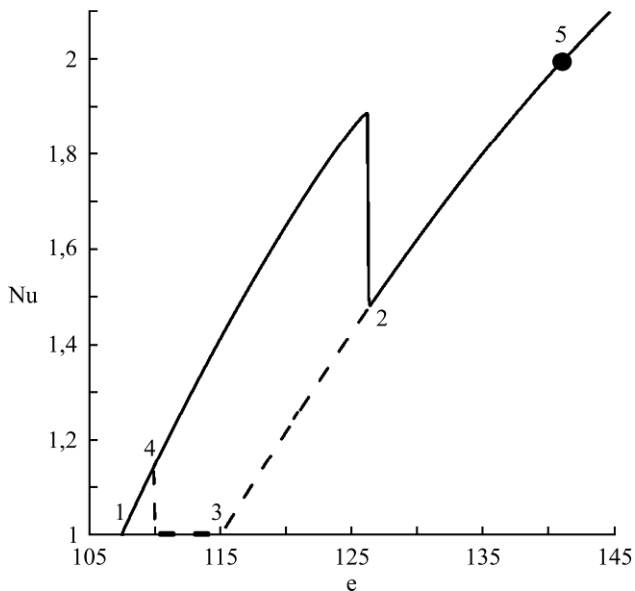


Рис. 1. Карта режимов: I – область равновесия; II – область квазипериодических режимов; III – область синхронизации; IV – область хаоса; ABC и EFG – области гистерезиса между синхронным и квазипериодическим режимами; BCD – область гистерезиса между равновесием и синхронным режимом; FGH – область гистерезиса между хаотическим и синхронным режимами.

Методом продолжения по параметру обнаружены гистерезисные переходы между различными режимами. На рис. 1 они обозначены штриховкой: ABC и EFG – области гистерезиса между синхронным и квазипериодическим режимами; BCD – область гистерезиса между равновесием и синхронным режимом; FGH – область гистерезиса между хаотическим и синхронным режимами.

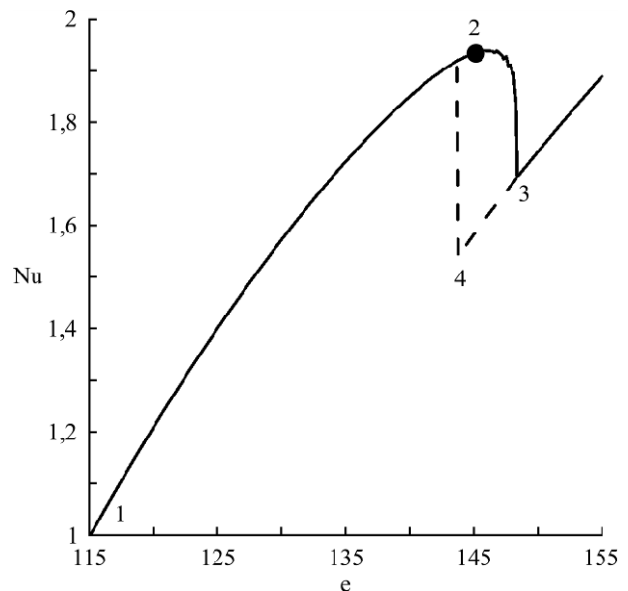


**Рис. 2.** График зависимости безразмерного теплопотока от электрического числа при  $\nu = 1,087$ . В точке 1 происходит переход через линию ED на рис. 1; в 2 – переход через линию AC, в 3 – переход через линию BC, в 4 – переход через линию BD, в 5 устанавливаются хаотические колебания.

В области II на пороге устойчивости рождаются квазипериодические колебания – возникают две несоизмеримые и комбинированные частоты. Они эволюционируют, затем через квазипериодичность происходит переход к хаотическому режиму, в котором спектр Фурье сплошной (область IV). В области III существуют синхронные колебания. Переход к хаосу из этой области происходит через перемежаемость.

При изменении частоты внешнего воздействия сценарий перехода к хаосу через квазипериодичность сменяется сценарием перехода к хаосу через перемежаемость. Из синхронного периодического режима возникает перемежаемый хаос, при рассинхронизации частоты колебаний становятся несоизмеримыми, и переход к хаосу происходит через квазипериодичность.

На рис. 2 представлен график зависимости числа Нуссельта, безразмерного теплопотока, от электрического числа при  $\nu = 1,087$ . В точке 1 из равновесия рождаются синхронные колебания – происходит переход через линию ED на рис. 1. В точке 2 происходит переход от синхронных периодических колебаний к квазипериодическому режиму колебаний – переход через линию AC (рис. 1). В точке 3 осуществляется переход через линию BC (рис. 1) – переход между областями с разными гистерезисами: гистерезисом между равновесием и синхронным режимом и гистерезисом между синхронным и квазипериодическим режимами. В точке 4 осуществляется переход через линию BD (рис. 1), выше которой начинается область гистерезиса между



**Рис. 3.** График зависимости безразмерного теплопотока от электрического числа при  $\nu = 1,266$ . В точке 1 происходит переход через линию устойчивости на рис. 1; в 2 – переход через линию GF, в 3 – переход через линию GH, в 4 – переход через линию EFH.

синхронным режимом и равновесием. В точке 5 устанавливаются хаотические колебания.

На рис. 3 представлен график зависимости числа Нуссельта от электрического числа при  $\nu = 1,266$ . В точке 1 из равновесия рождаются квазипериодические колебания – происходит переход через линию устойчивости на рис. 1. В точке 2 осуществляется переход к хаосу, что соответствует линии GF на рис. 1. В точке 3 происходит переход к области синхронизации (GH на рис. 1). Линия GF разграничивает области с разными гистерезисами: конкуренцией между синхронным и квазипериодическим режимами (ниже GF) и гистерезисом между хаотическим и синхронным режимами (выше GF). В точке 4 происходит переход между квазипериодическими и синхронными колебаниями (линия EFH на рис. 1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована электротермическая конвекция слабопроводящей жидкости для твердых граничных условий в переменном электрическом поле горизонтального плоского конденсатора. Рассмотрено действие электрокондуктивного механизма зарядообразования. В случае мгновенной релаксации заряда получена пятимодовая модель электроконвекции. На ее основе изучены нелинейные режимы движения жидкости.

Результаты могут быть использованы при планировании экспериментов со слабопроводящими жидкостями, например трансформаторным маслом в плоском горизонтальном конденсаторе

толщиной в пределах 1 см. В переменном электрическом поле теплообмен может быть увеличен по сравнению с теплопроводным режимом более чем в 2 раза.

Выделены синхронные периодические, квазипериодические и хаотические режимы движения жидкости. Определены области существования этих режимов. Исследованы гистерезисные переходы между ними. Определены сценарии перехода к хаосу – в зависимости от частоты переход к хаосу происходит либо через квазипериодичность, либо через перемежаемость.

*Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-01-31253-мол\_а).*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Остроумов Г. А. *Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики*. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожухарь И. А. *Электроконвекция и теплообмен*. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
3. Стишков Ю. К., Остапенко А. А. *Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках*. Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. 174 с.
4. Traore Ph., Perez A.T., Koulova D., Romat H. *J Fluid Mech.* 2010, **658**, 279–293.
5. Siddheshwar P.G., Radhakrishna D. *Commun Non-linear Sci Numer Simul.* 2012, **17**(7), 2883–2895.
6. Жакин А.И. *УФН*. 2012, **182**(5), 495–520.
7. Fogaing M.T., Yoshikawa H.N., Crumeyrolle O., Mutabazi I. *Eur Phys J E.* 2014, **37**(4). DOI 10.1140/epje/i2014-14035-0
8. Ильин В.А. *ЖТФ*. 2013, **83**(1), 64–73.
9. Картавых Н.Н., Смородин Б.Л., Ильин В.А. *ЖЭТФ*. 2015, **148**(1), 178–189.
10. Жакин А.И., Кузько А.Е. *МЖГ. Известия РАН*. 2013, (3), 31–42.
11. Сканава Г.И. *Физика диэлектриков: область слабых полей*. М.: ГИТТЛ, 1949. 500 с.
12. Варгафтик Н.Б. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей*. М.: Наука, 1972. 420 с.
13. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е. М. *Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости*. М.: Наука. 1972. 392 с.
14. Smorodin B.L., Velarde M.G. *J Electrostat.* 2000, **48**(3–4), 261–277.
15. Берже П., Помо И., Видаль К. *Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности*. М.: Мир, 1991. 368 с.
16. Finucane R.G., Kelly R.E. *Int J Heat Mass Transfer.* 1976, **19**, 71–83.
17. Ahlers G., Hohenberg P.C., Lücke M. *Phys Rev A.* 1985, **32**, 3493–3534.

Поступила 26.02.16

После доработки 04.05.16

#### Summary

The electroconvection of a weakly conducting liquid in an alternating electric field of a horizontal capacitor with hard boundary conditions is investigated on the base of a five-mode model in case of instantaneous charge relaxation. Nonlinear regimes of electroconvection are investigated. A card of regimes is constructed. Both quasi-periodic and synchronic oscillation regimes of convection are revealed. It is found that, depending on the external field frequency, the transition to chaos is realized either through quasi-periodicity or through alternation.

*Keywords:* electroconvection, weakly conducting liquid, transition to chaos.