

УДК 532.51.013.4:536.24:537.2

© 2001 г. Б.Л. СМОРОДИН

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОГО ДИЭЛЕКТРИКА В ПОПЕРЕЧНОМ ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Исследовано влияние переменного электрического поля произвольной частоты на устойчивость конвективного течения диэлектрической жидкости, заполняющей вертикальный слой. Рассмотрение проведено в рамках электрогидродинамического приближения в условиях, когда зарядообразование связано только с неоднородной поляризацией жидкости. В линейном приближении с помощью теории Флоке определены пороги устойчивости. Исследована конкуренция диэлектрофоретического и термогравитационного механизмов неустойчивости. Показано, что в случае гармонической модуляции поля наиболее опасными могут быть либо квазипериодические возмущения, либо возмущения, синхронные с внешним воздействием. При модуляции треугольной формы появляется еще одна мода критических возмущений, соответствующая субгармоническому отклику на изменение внешнего поля. Асимптотическое поведение критических параметров в предельном случае модуляции низкой частоты исследовано с помощью метода Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна.

Конвекция неоднородно нагретой жидкости в электрическом поле может наступить благодаря действию специфических электроконвективных механизмов неустойчивости, связанных с различными способами образования заряда в жидкости. К ним относятся диэлектрофоретический механизм, электрокондуктивный механизм и инжекция заряда [1].

Электротермическая неустойчивость диэлектрической жидкости в постоянном электрическом поле плоского конденсатора изучена в [2, 3]. Устойчивость плоскопараллельного конвективного течения диэлектрической жидкости в вертикальном слое исследована в широкой области чисел Прандтля [4]. В этих работах неустойчивость объясняется только действием диэлектрофоретического механизма, который обусловлен неоднородностью диэлектрической проницаемости вблизи горячего и холодного электродов. Проводимость жидкости и инжекция заряда считались пренебрежимо малыми.

Переменные электрические поля, являясь примером периодического действия на жидкость, сильно изменяют пороги неустойчивости и могут обеспечить эффективный способ контроля конвекции в различных технологических приложениях. Электроконвективная неустойчивость омической неоднородно нагретой жидкости в модулированных или переменных полях изучена в случае, когда зарядообразование обусловлено неоднородной электропроводностью жидкости [5, 6]. Динамическое возбуждение термоэлектрической неустойчивости в жидких полупроводниках или ионных расплавах исследовано в [7]. Параметрическое возбуждение неустойчивости неоднородно нагретой диэлектрической жидкости в горизонтальном слое рассмотрено для модельного случая свободных границ и прямоугольной модуляции электрического поля [8].

Данная работа посвящена неустойчивости конвективного течения жидкого диэлектрика в переменном поле вертикального конденсатора с нагретыми до различных температур границами. Показано, что наиболее опасные возмущения являются синхронным, субгармоническим или квазипериодическим откликом на внешнее воздействие.

1. Постановка задачи. Рассмотрим влияние переменного электрического поля на стационарное конвективное течение диэлектрической жидкости в плоском вертикальном слое между идеально тепло- и электропроводными границами $z = \pm h$ (h толщина слоя), нагретыми до разной температуры $T = \mp \Theta$. Ось x направлена вдоль слоя вниз, жидкость поднимается около горячей границы и опускается около холодной. Электрическое поле перпендикулярно границам слоя. Разность потенциалов на границах изменяется периодически: $\varphi(+h) - \varphi(-h) = -2Uf(t)$; $f(t) = f(t + T)$ с частотой $\Omega = 2\pi/T$. Рассмотрены случаи гармонической модуляции и модуляции треугольной формы

$$f(t) = \cos(2\pi t / T)$$

$$f(t) = \begin{cases} -1 + 2t/(0.9T), & 0 \leq t \leq 0.9T \\ 10(1.9 - 2t/T), & 0.9T \leq t \leq T \end{cases} \quad (1.1)$$

Электрическая сила, действующая на единицу объема жидкости [9]

$$\mathbf{f}_e = \rho_e \mathbf{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \epsilon + \frac{1}{2} \nabla \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} E^2 \right) \quad (1.2)$$

Здесь ϵ – диэлектрическая проницаемость жидкости, ρ_e – свободный заряд единицы объема, \mathbf{E} – напряженность электрического поля.

Последнее слагаемое в (1.2) имеет градиентный вид и приводит лишь к переопределению давления. Первая (кулоновская) часть силы не будет учитываться. В переменных электрических полях, когда период мал по сравнению со временем релаксации заряда, свободные заряды не успевают возникать в объеме жидкости [3, 4]. Кроме того, используется электрогидродинамическое приближение, в котором магнитные эффекты пренебрежимо малы. Для слоев толщиной меньше 10^{-1} м это приближение оправдано, если частота модуляции электрического поля меньше 10^9 рад/с и проводимость жидкости удовлетворяет условию $\sigma \ll 10^{-1}$ Ом · м⁻¹ [10]. Таким образом, существенна только диэлектрофоретическая часть электрической силы, связанная с неоднородностью диэлектрической проницаемости ϵ . Будем считать, что ϵ – линейная функция температуры: $\epsilon = \epsilon_0(1 - \beta_\epsilon T)$, с положительным коэффициентом β_ϵ , так что диэлектрическая проницаемость уменьшается с ростом температуры.

Используем безразмерные переменные на основе масштабов расстояния h , времени h^2/ν , скорости $g\beta\Theta h^2/\nu$, давления $\rho_0 g\beta\Theta h$, температуры Θ , электрического потенциала U и поля U/h , где ρ_0 , ν , β – плотность жидкости, кинематическая вязкость и коэффициент теплового расширения соответственно.

Пренебрегая инжекцией электрического заряда, джоулевым разогревом и вязкой диссипацией, запишем безразмерную систему уравнений конвекции жидкого диэлектрика в постоянном гравитационном и переменном электрическом полях

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{v} + T\mathbf{e} - \frac{R'_\epsilon}{\text{Gr} P} E^2 \nabla \epsilon \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v} \nabla) T &= \frac{1}{P} \nabla^2 T, \quad \text{div} \mathbf{v} = 0 \\ \text{div}(\epsilon \mathbf{E}) &= 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad \epsilon = (1 - S_\epsilon T) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\text{Gr} = g\beta\Theta h^3 / \nu^2, \quad R'_\epsilon = \epsilon_0 U^2 / \nu \chi \rho_0, \quad P = \nu / \chi$$

$$\omega = \Omega h^2 / \nu, \quad S_\epsilon = \beta_\epsilon \Theta$$

$$z = \pm 1: \quad \mathbf{v} = 0, \quad T = \mp 1, \quad \varphi = \mp f(\omega t)$$

где \mathbf{v} – скорость, p – давление, T – температура, φ – электрический потенциал.

Система (1.3) содержит следующие безразмерные параметры: Gr – число Грасгофа, характеризующее интенсивность термогравитационной конвекции, R'_ϵ – диэлектроретический аналог числа Галилея, P – число Прандтля, ω – безразмерная частота модуляции, S_ϵ – малый параметр, характеризующий неоднородность диэлектрической проницаемости жидкости.

Система уравнений (1.3) имеет решение в виде плоскопараллельного течения $T_0 = T_0(z)$, $v_0(V_0(z, t), 0, 0)$, $E_0(0, 0, E_0)$, $\phi(z, t)$. Это решение должно удовлетворять граничным условиям и условию замкнутости, так что общий поток жидкости через поперечное сечение равен нулю

$$\int_{-1}^1 V_0 dz = 0 \quad (1.4)$$

В плоскопараллельном течении скорость имеет кубический профиль, тогда как распределение температуры и потенциала линейны. (Для малых значений S_ϵ можно пренебречь неоднородностью электрического поля. Для диэлектрических жидкостей $\beta_\epsilon \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ grad}^{-1}$ [1] и условие $S_\epsilon \ll 1$ остается справедливым для разностей температур вплоть до 10°)

$$\begin{aligned} V_0 &= (z^3 - z)/6, \quad T_0(z) = -z \\ \phi &= -zf(t), \quad E_0 = f(t) \end{aligned} \quad (1.5)$$

Исследуем устойчивость основного течения относительно малых возмущений. Для постоянного электрического поля наиболее опасны двухмерные возмущения. Можно показать, что в случае переменного поля это свойство сохраняется. Таким образом, рассмотрим малые двухмерные возмущения основного состояния $v(v_x, 0, v_z)$, T' , p' , $E(E_x, 0, E_z)$ и ϕ' .

Подставляя возмущенные поля в (1.3) и линеаризуя относительно плоскопараллельного течения, получим систему для возмущений, которую запишем в терминах функции тока Ψ , температуры T' и потенциала ϕ'

$$\begin{aligned} \Psi(x, z, t) &= \psi(z, t) \exp(ikx), \quad T'(x, z, t) = \theta(z, t) \exp(ikx) \\ \phi'(x, z, t) &= \phi(z, t) \exp(ikx) \end{aligned} \quad (1.6)$$

где ψ , θ и ϕ – амплитуды, k – волновое число.

Подставляя (1.6) в (1.3), исключая давление обычным способом и предполагая слабую неоднородность ϵ ($S_\epsilon \ll 1$), получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial D\Psi}{\partial t} &= D^2\Psi - ikGrH\Psi + \frac{\partial\theta}{\partial z} - ik\frac{R'_\epsilon}{GrP}\left(\theta f^2(t) + \frac{\partial\phi}{\partial z}f(t)\right) \\ \frac{\partial\theta}{\partial t} &= \frac{1}{P}D\theta - ikGr(V_0\theta + \psi), \quad H\Psi = V_0D\Psi - \frac{\partial^2V_0}{\partial z^2}\Psi \\ D\phi + \frac{\partial\theta}{\partial z}f(t) &= 0, \quad D = \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \end{aligned} \quad (1.7)$$

с периодической функцией $f(t)$, определенной (1.1).

Несмотря на малость параметра S_ϵ , электрический аналог числа Рэлея $R_\epsilon = R'_\epsilon S_\epsilon^2$ остается конечным, поскольку R'_ϵ – большое.

Система уравнений и условия периодичности во времени для всех переменных определяют задачу на собственные значения для R_ϵ как функции оставшихся параметров P , Gr и k .

Условия существования периодических решений системы (1.7) и определяемые ими границы конвективной неустойчивости могут быть найдены с помощью теории Флоке.

2. Метод решения. Для решения задачи (1.7) для произвольных значений частоты был применен численный метод. Решение для возмущений скорости и температуры строилось с помощью метода Галеркина в виде суперпозиции пространственных функций с переменными во времени коэффициентами

$$w = \sum_{m=1}^M a_m(t)w_m, \quad \theta = \sum_{n=1}^N b_n(t)\theta_n \quad (2.1)$$

Базисные функции для возмущений скорости w_m являются решениями задачи на собственные значения четвертого порядка, для возмущений температуры θ_n – собственными функциями уравнения второго порядка

$$D^2 w_m = -\mu_m D w_m, \quad w_m(\pm 1) = w'_m(\pm 1) = 0$$

$$D \theta_n = -P \nu_n \theta_n, \quad \theta_n(\pm 1) = 0 \quad (2.2)$$

Для температуры θ_n имеем тригонометрические базисные функции. Явный вид собственных функций w_n , приведен в [11]. При этом w_n составляют полную ортонормированную систему

$$\int_{-1}^1 w_i D w_j dz = -\delta_{ij} \quad (2.3)$$

Можно решить уравнение для электрического потенциала и выразить его через базисные функции температуры

$$\varphi = \left(\sum_{n=1}^N b_n \varphi_n \right) f(t)$$

$$\varphi_n = \frac{q_n}{q_n^2 + k^2} \left(\frac{\text{sh } kz}{\text{sh } k} \sin q_n - \sin(q_n z) \right), \quad n = 0, 2, 4 \dots$$

$$\varphi_n = -\frac{q_n}{q_n^2 + k^2} \left(\frac{\text{ch } kz}{\text{ch } k} \cos q_n - \cos(q_n z) \right), \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

$$q_n = \frac{\pi}{2}(n+1) \quad (2.4)$$

После исключения потенциала из (1.7) и проведения процедуры ортогонализации методом Галеркина остается набор $K = M + N$ обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд a_m, b_n , зависящих от времени

$$\frac{\partial a_r}{\partial t} = ik \text{Gr} \sum_{m=1}^M H_{rm} a_m - \mu_r a_r -$$

$$- \sum_{n=1}^N \left(E_{rn} - \frac{ik R_\epsilon}{\text{Gr } P} f^2(t) (C_{nr} + D_m) \right) b_n, \quad r = 1, 2, \dots, M$$

$$\frac{\partial b_s}{\partial t} = \sum_{m=1}^M (-ik \text{Gr}) C_{sm} a_m - \nu_s b_s - ik \text{Gr} \sum_{n=1}^N B_{sn} b_n, \quad s = 1, 2, \dots, N$$

$$H_{rm} = \int_{-1}^1 \psi_r H \psi_m dz, \quad C_{sm} = \int_{-1}^1 \theta_s \psi_m dz$$

$$B_{sn} = \int_{-1}^1 \theta_s V_0 \theta_n dz, \quad D_{rn} = \int_{-1}^1 \psi_r \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} dz, \quad E_{rn} = \int_{-1}^1 \psi_r \frac{\partial \theta_n}{\partial z} dz \quad (2.5)$$

В соответствии с теорией Флоке [12] любое решение уравнений (2.5) можно представить в виде

$$F(t) = e^{\lambda t} F_0(t), \quad F(t) = \begin{pmatrix} a_m \\ b_n \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

где $F(t)$, $F_0(t)$ – векторные функции размерности K , $F_0(t)$ – периодическая функция с периодом $T = 2\pi/\omega$, $\lambda = \lambda_r + i\lambda_i$ – комплексный показатель роста возмущений, вещественная часть которого определяет границу устойчивости.

Фундаментальные решения для коэффициентов a_m , b_n , соответствующие различным начальным условиям и взятые в конце одного полного периода модуляции, составляют матрицу $K \times K$ монодромии. Эти решения получались с помощью численного интегрирования методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Собственные значения матрицы монодромии дают набор мультипликаторов Флоке $\gamma_k = e^{\lambda_k T}$.

Периодическое решение, описывающее квазиравновесное состояние, устойчиво, если модуль любого мультипликатора $|\gamma_k|$ не превышает единицы. Для упорядоченных по модулю мультипликаторов должно выполняться условие $1 \geq |\gamma_1|, \geq |\gamma_2|, \dots \geq |\gamma_K|$. Условие $|\gamma_1| = 1$ определяет область неустойчивости в пространстве параметров R_e , Gr, P , ω и k . При этом для $\gamma_1 = 1$ ($\lambda_r = 0$, $\lambda_i = \omega$) имеем возмущения синхронного отклика, если $\gamma_1 = -1$ ($\lambda_r = 0$, $\lambda_i = \omega/2$) и нейтральные возмущения представляют субгармонический отклик на внешнее воздействие. Для пары комплексно-сопряженных собственных значений, модуль которых $|\gamma| = 1$ ($\lambda_r = 0$, $\lambda_i \neq 0$), имеем нейтральное возмущения квазипериодического типа. Для вычисления значений γ_k применялся QR-алгоритм [13].

Для большинства найденных решений использовались 16 базисных функций ($M = N = 8$). В проверочных расчетах, проведенных с 20-базисной функцией ($M = N = 10$), пороги конвекции изменялись менее чем на 1%.

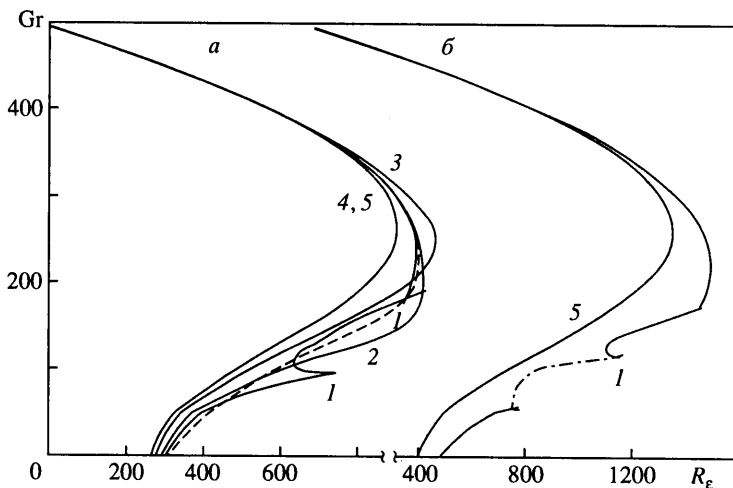
Если период внешнего электрического поля T много больше, чем характерные гидродинамическое и тепловое времена системы $T \gg \max [h^2/\nu, h^2/\chi]$, тогда безразмерная частота мала $\omega \ll [1, P^{-1}]$. В этом случае для определения границы неустойчивости целесообразно применить асимптотический метод Вентцеля–Крамерса–Брюллюэна [14] с малым параметром ω . Для определения порогов конвекции в модулированных полях различного типа метод применялся в [5, 15].

В основном состоянии получаем течение жидкого диэлектрика в медленно меняющемся электрическом поле, состоящее из двух встречных потоков с кубическим профилем скорости и точкой перегиба на границе потоков. В постоянном электрическом поле устойчивость такого течения изучена [4]. В нулевом по ω порядке получаем семейство "замороженных" электрических полей, а граница устойчивости может быть найдена из интегрального соотношения

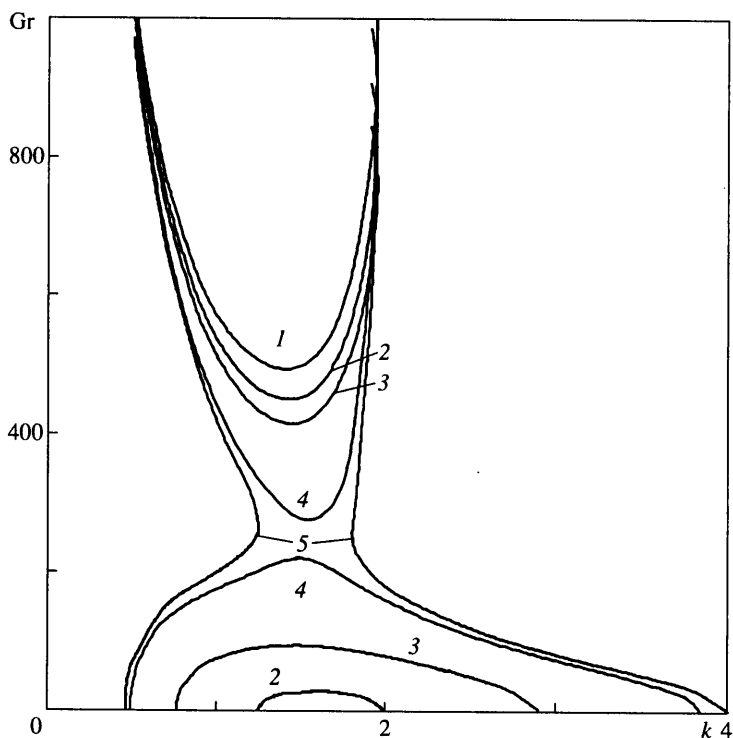
$$\int_0^{2\pi} \lambda_r(R_e, f(\tau)) d\tau = 0 \quad (2.7)$$

где λ_r – вещественная часть λ – комплексный декремент наиболее опасной моды в задаче устойчивости встречных потоков с поперечными электрическим полем и градиентом температуры. Для нахождения собственных значений λ также применялся метод Галеркина с базисными функциями w_m , θ_n .

3. Результаты расчетов. Положение границ неустойчивости определяется взаимодействием гидродинамического и диэлектрофоретического механизмов неустойчивости. Карты устойчивости на плоскости параметров (R_e, Gr) представлены на фиг. 1 для числа Прандтля $P = 1$ и различных значений частоты поля в случаях гармонической (а) и треугольной модуляции (б) (проведена минимизация по волновому числу k). Область устойчивости находится слева от кривых. Как и в случае параметри-



Фиг. 1. Границы устойчивости течения жидкого диэлектрика на плоскости (R_ϵ, Gr) ; $P = 1$; $\omega = 2, 4, 10, 100, \omega \rightarrow \infty$ (кривые 1–5) для гармонической (а) и прямоугольной модуляции (б). Сплошные линии представляют границы нарастающих целых возмущений (синхронных с внешним воздействием), штрихпунктирная линия – граница полужелых (субгармонических) режимов. Граница неустойчивости в низкочастотном пределе ($\omega \rightarrow 0$) представлена штриховой линией



Фиг. 2. Семейство нейтральных кривых $P = 1$ и $\omega = 10$ при $R_\epsilon = 0, 300, 500, 980, 1100$ (кривые 1–5)

ческого возбуждения термогравитационной конвекции при горизонтальных вибрациях [15], в гармонически меняющемся поле ($f(t) = \cos(2\pi t/T)$) не существует возмущений субгармонических по отношению к внешнему воздействию. Решения (1.7) делятся на два типа, обладающих различной симметрией. Для первого выполняется условие $t \rightarrow t + T/2, w \rightarrow -w, \theta \rightarrow -\theta, \varphi \rightarrow \varphi$, для второго $t \rightarrow t + T/2, w \rightarrow w, \theta \rightarrow \theta, \varphi \rightarrow -\varphi$, однако оба типа решений представляют собой синхронные возмущения $t \rightarrow t + T, w \rightarrow w, \theta \rightarrow \theta, \varphi \rightarrow \varphi$.

Для треугольной модуляции вида (1.1 б) имеются решения, соответствующие как синхронному $t \rightarrow t + T, w \rightarrow w, \theta \rightarrow \theta, \varphi \rightarrow \varphi$, так и субгармоническому $t \rightarrow t + T, w \rightarrow -w, \theta \rightarrow -\theta, \varphi \rightarrow -\varphi$ откликам на внешнее воздействие.

Для чисел Прандтля $P < P_* = 11.562$ без электрического поля $R_e = 0$ неустойчивость связана с монотонной гидродинамической модой. Характеристики критических возмущений следующие: $Gr = 496.265$ и $k = 1.404$ [16]. В переменном электрическом поле малой амплитуды наиболее опасны возмущения, синхронные с внешним сигналом. Рост амплитуды поля приводит к дестабилизации конвективного течения для всех значений частоты.

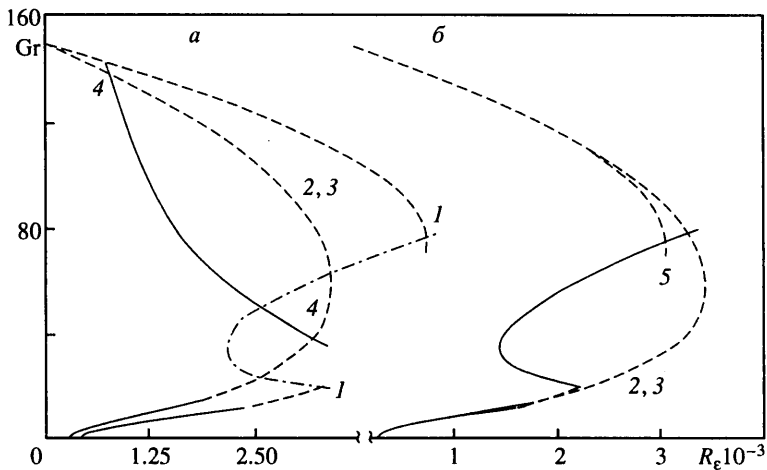
Противоположный предельный случай $Gr = 0$ соответствует невесомости. В этом случае основное состояние – квазиравновесие в переменном электрическом поле и порог неустойчивости для высокочастотной гармонической модуляции $R_e = 266.2$ соответствует критическим возмущениям в виде валов с волновым числом $k = 1.61$. Это значение вдвое больше, чем порог электроконвекции в постоянном электрическом поле ($R_e = 133.1$) [3]. Таким образом, высокочастотное гармоническое поле с эффективным значением напряжения ($U_{ef} = U_{max} / \sqrt{2}$) оказывает на устойчивость жидкости такое же действие, как и постоянное поле. В высокочастотном поле треугольной модуляции (1.1 б) среднее за период значение $f^2(t)$ равно $1/3$ и порог неустойчивости равновесия жидкого диэлектрика в 3 раза выше, чем в постоянном поле $R_e = 399.3$. При $Gr > 0$ появляется течение жидкости, препятствующее установлению конвективных валов. Порог электроконвективной неустойчивости повышается. Изломы на границе диэлектрофоретической моды для относительно низких частот $\omega = 2$ связаны с переходами между возмущениями, отличающимися пространственным периодом и временным поведением.

Область устойчивости для низкочастотной модуляции ($\omega \rightarrow 0$) больше, чем для высокочастотной, следовательно, такие поля оказывают стабилизирующее действие на устойчивость конвективного течения.

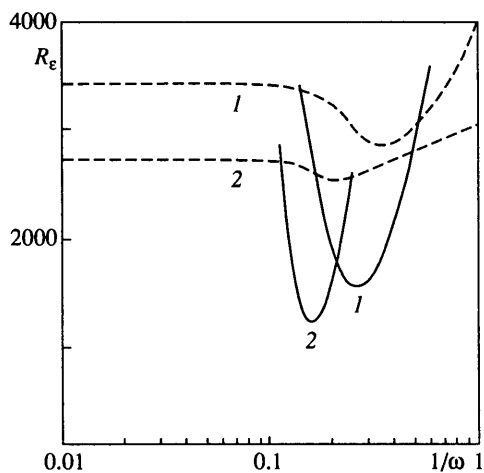
Взаимодействие различных механизмов неустойчивости прослеживается на структуре нейтральных кривых. На фиг. 2 представлены нейтральные кривые для случая гармонической модуляции, $P = 1$ и $\omega = 10$. Верхние области отражают влияние диэлектрофоретической силы на обычную гидродинамическую моду неустойчивости конвективного течения. Нижние области связаны с электроконвективной модой. Слияние верхней и нижней областей неустойчивости для данного набора параметров происходит при $R_e \approx 1003$.

Для достаточно больших чисел Прандтля $P > P_* = 11.562$ неустойчивость течения в отсутствие электрического поля связана с колебательной (волновой) модой неустойчивости. Благодаря этому в переменном поле появляются квазипериодические критические возмущения. Конкуренция синхронных, субгармонических и квазипериодических мод неустойчивости представлена на фиг. 3 для $P = 20$.

При малых числах Грасгофа, когда течение слабое, неустойчивость при любых частотах модуляции связана с синхронными возмущениями, порожденными диэлектрофоретической модой. При умеренных Gr и нерезонансных частотах опасны квазипериодические возмущения, ответвляющиеся от волновой моды неустойчивости конвективного течения. Изменение частоты в широких пределах слабо влияет на пороги устойчивости. Кроме того, при кратном отношении частот внешнего поля



Фиг. 3. Границы устойчивости на плоскости (R_e, Gr) для $P = 20$. Треугольная модуляция, $\omega = 6$ (кривая 1); гармоническая модуляция $\omega \rightarrow \infty$; $\omega = 10, 6, 3$ (кривые 2–5). Штриховые линии – границы квазипериодических мод. Сплошные и штрихпунктирные линии те же, что на фиг. 1



Фиг. 4. Электрическое число Рэля в зависимости от обратной частоты для $P = 20$ и $Gr = 50, 100$ (кривые 1–2). Сплошные и штриховые линии те же, что на фиг. 3

и собственных частот волновых возмущений имеются области параметрической неустойчивости. В случае треугольной модуляции возможны как субгармонический, так и синхронный отклики на внешнее воздействие. В гармоническом случае периодические нейтральные возмущения всегда синхронны с изменением внешнего поля. Фигура 4 отражает зависимость порогов квазипериодических и синхронных мод неустойчивости R_e от обратной частоты для чисел Грасгофа $Gr = 50; 100$ в случае гармонической модуляции. Заметим что $\omega = 3.049$ – собственная частота ω_0 волновой неустойчивости течения диэлектрической жидкости в постоянном электрическом

поле для $Gr = 50$; для $Gr = 100$ собственная частота $\omega_0 = 5.779$. Имеется сильная дестабилизация при $\omega \sim \omega_0(Gr)$, обусловленная параметрическим резонансом.

Заключение. В рамках электрогидродинамического приближения исследована неустойчивость течения неоднородно нагретой диэлектрической жидкости в переменном электрическом поле. При произвольных частотах электрического поля определены области резонансного возбуждения возмущений в жидкости внешним электрическим полем. В зависимости от параметров системы и характеристик электрического поля возможна стабилизация или дестабилизация основного состояния. Взаимодействие между различными механизмами неустойчивости ведет к конкуренции периодических (синхронных или субгармонических) и квазипериодических мод. Возмущения субгармонического отклика по отношению к внешнему гармоническому полю невозможны. Для возмущений различного типа определены границы устойчивости.

Исследования, результаты которых представлены в данной статье, выполнялись при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00507).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Castellanos A., Atten P., Velarde M.G.* Oscillatory and steady convection in dielectric liquid layers subjected to unipolar injection and temperature gradient // *Phys. Fluids*. 1984. V. 27. № 7. P. 1607–1615.
2. *Roberts P.H.* Electrohydrodynamic convection // *Quart. J. Mech. Appl. Math.* 1969. V. 22. № 2. P. 211–220.
3. *Turnbull R.J., Melcher J.R.* Electrohydrodynamic Rayleigh–Taylor Bulk Instability // *Phys. Fluids*. 1969. V. 12. № 6. P. 1160–1166.
4. *Takashima M., Hamabata H.* The stability of natural convection in a vertical layer of dielectric fluid in the presence of a horizontal ac electric field // *J. Phys. Soc. Japan*. 1984. V. 53. № 5. P. 1728–1736.
5. *Smorodin B.L., Velarde M.G.* Electrothermoconvective instability of an ohmic liquid layer under unsteady electric field // *J. Electrostat.* 2000. V. 48. № 3–4. P. 261–277.
6. *Веларде М.Г., Смородин Б.Л.* Конвективная неустойчивость плоского горизонтального слоя слабопроводящей жидкости в переменных и модулированных электрических полях // *Изв. РАН. МЖГ*. 2000. № 3. С. 31–38.
7. *Smorodin B.L., Gershuni G.Z., Velarde M.G.* On parametric excitation of thermoelectric instability in a liquid layer open to air // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1999. V. 42. № 16. P. 3159–3168.
8. *Семенов В.А.* Параметрическая неустойчивость неравномерно нагретого горизонтального слоя жидкого диэлектрика в переменном электрическом поле // *Изв. РАН. МЖГ*. 1993. № 5. С. 184–186.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.
10. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
11. *Петров Г.И.* Применение метода Галеркина к задаче об устойчивости течения вязкой жидкости // *ПММ*. 1940. Т. 4. Вып. 3. С. 3–12.
12. *Coddington E.A., Levinson N.* Theory of ordinary differential equations. N. Y.: McGraw-Hill. 1955. 429 p.
13. *Wilkinson J.H., Reinsch C.* Handbook for Automatic Computation. V. 2. Linear algebra, Berlin: Springer, 1976. 439 p.
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.
15. *Гершуни Г.З., Келлер И.О., Смородин Б.Л.* О вибрационноконвективной неустойчивости в невесомости; конечные частоты // *Докл. РАН*. 1996. Т. 348. № 2. С. 194–196.
16. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А.* Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 319 с.