

# ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫХ СТРУКТУР В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н.Н. КАРТАВЫХ

Пермский государственный национальный исследовательский  
университет, 614990, Пермь, Букирева, 15

Получены зависимости интенсивности конвективных течений от безразмерного электрического параметра. Определены области существования периодических и хаотических колебательных режимов электроконвекции в переменном поле плоского конденсатора.

Рассматриваются нелинейные режимы течения вязкой несжимаемой слабопроводящей жидкости, заполняющей плоский горизонтальный конденсатор. Жидкость находится под действием переменного вертикального электрического поля и поля тяжести  $g$ . Ось  $z$  направлена перпендикулярно границам слоя, ось  $x$  – вдоль его нижней границы. Идеально тепло- и электропроводные пластины конденсатора расположены при  $z = 0, h$  ( $h$  – толщина слоя). Потенциал поля верхней границы равен нулю:  $\varphi(h) = 0$ , потенциал нижней – гармонически меняется со временем:  $\varphi(0) = U \cos(2\pi vt)$ ,  $U$  – амплитуда,  $\nu$  – частота поля. Границы слоя нагреты до разных температур:  $T(0) = \Theta, T(h) = 0$ .

Электроконвекция может быть описана в рамках модели, предложенной в [1] и представляющей собой расширение модели Лоренца на случай течений слабопроводящих жидкостей в электрическом поле:

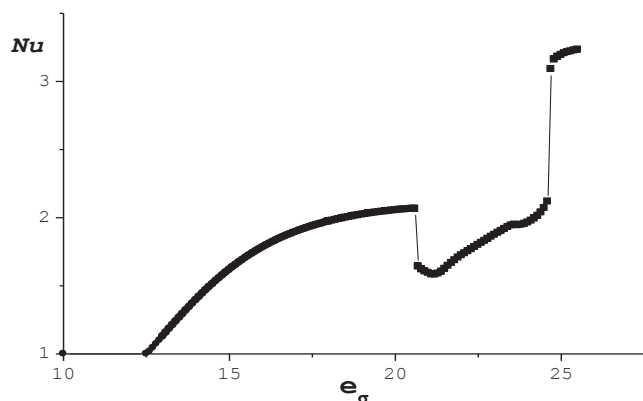
$$\begin{aligned} \dot{X} &= \text{Pr}(-X + rY - e_\sigma T \cos(2\pi vt)), \\ \dot{Y} &= -Y + X + XZ, \\ \dot{Z} &= -bZ - XY, \\ \dot{V} &= \text{Pr}(-dV + (rW + e_\sigma S \cos(2\pi vt))/d), \\ \dot{W} &= -dW + V, \\ \dot{S} &= -fS + XU - fY \cos(2\pi vt), \\ \dot{T} &= -fT - fW \cos(2\pi vt), \quad \dot{U} = -fU - XS - 2fZ \cos(2\pi vt), \end{aligned} \quad (1)$$

$$r = \frac{\text{Ra}}{\text{Ra}_0}, \quad e = \frac{\text{Ra}_\sigma}{\text{Ra}_{\sigma 0}}, \quad \text{Ra}_0 = \frac{\pi^4(1+k^2)^3}{k^2},$$

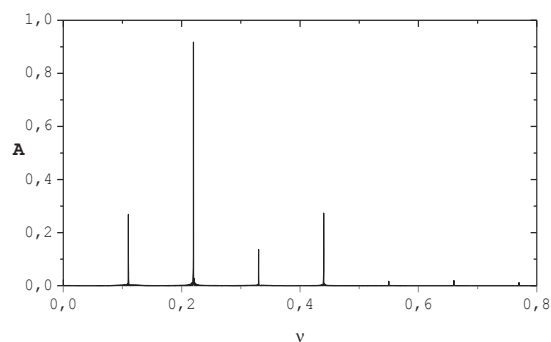
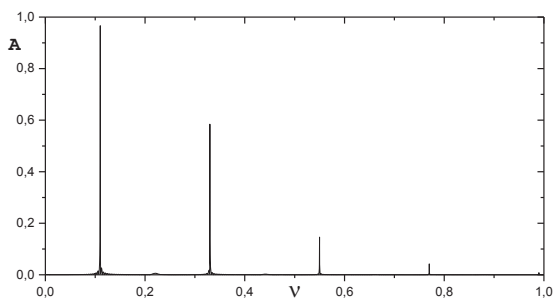
$$\text{Ra}_{\sigma 0} = \frac{3\pi^4(1+k^2)^3}{8k^2}, \quad b = \frac{4}{1+k^2}, \quad d = \frac{4+k^2}{1+k^2}, \quad f = \frac{\text{Pr}}{\pi^2(1+k^2)\text{Pr}_e},$$

где  $X, V$  – амплитуды пространственных гармоник функции тока,  $Y, Z, W$  – температуры,  $S, T, U$  – плотности заряда,  $r$  – эффективное тепловое число Рэлея и  $e_\sigma$  – безразмерный электрический параметр;  $\text{Ra}_0, \text{Ra}_{\sigma 0}$  – крити-

ческие числа, при которых начинается термогравитационная [2] или электрокондуктивная [3] конвекция соответственно;  $b$ ,  $d$  – геометрические параметры;  $f$  – определяет отношение времени релаксации тепловых возмущений и возмущений заряда,  $k$  – волновое число, характеризующее



**Рис. 1.** График зависимости безразмерного теплопотока  $Nu$  от электрического числа  $e_\sigma$  при  $\nu = 0.11$



б)

**Рис. 2.** Спектры Фурье надкритических колебаний в случае  $V = 0.11$ .

а)  $e_\sigma = 20.6$ , б)  $e_\sigma = 21$

периодичность электроконвективных структур вдоль конденсатора. Важным отличием системы (1) от модели Лоренца является то, что даже в статическом случае жидкость теряет устойчивость колебательным образом.

Эволюция течений проведена для параметров  $Pr = 400$ ,  $Pr_e = 30$ , соответствующих таким слабопроводящим жидкостям как конденсаторные и трансформаторные масла, и интенсивности нагрева  $\tau = 0.8$ . Значение волнового числа  $k = 0.933$  соответствует минимуму нейтральной кривой электроконвекции в отсутствии гравитации ( $\tau = 0$ ), при этом значения параметров таковы:  $b = 2.138$ ,  $d = 2.604$ ,  $f = 0.722$ . Задача в аналогичной постановке в постоянном электрическом поле исследована в [1].

В случае, когда эффективное число Рэлея превышает порог устойчивости, мягко возбуждаются колебательные режимы (рис.1), и в результате эволюции система выходит на периодические вторичные течения. Результаты Фурье-анализа временной эволюции сигнала пред-

ставлен на рис. 2.

Рост степени надкритичности ведет к каскаду удвоений периода и переход к хаотическим режимам. Для частоты  $\nu = 0.11$  это проиллюстрировано в таблице, где приведены первые восемь частот, наблюдаемых в спектре Фурье. Жирным шрифтом выделена основная частота, соответствующая данному значению  $e_\sigma$ .

$e_\sigma$	20,60	20,70	25,576	25,804	25,856	25,865	25,867	$e_\sigma > 25,868$
$\nu_m$	<b>0,11</b>	0,11	0,055	0,0275	0,01375	0,006875	0,006875	x
$\nu_m$	0,22	<b>0,22</b>	0,110	0,0550	0,02750	0,013750	0,013750	a
$\nu_m$	0,33	0,33	0,165	0,0825	0,04125	0,020625	0,020625	o
$\nu_m$	0,44	0,44	<b>0,220</b>	0,1100	0,05500	0,027500	0,027500	c
$\nu_m$	0,55	0,55	0,275	0,1375	0,06875	0,034375	0,034375	
$\nu_m$	0,66	0,66	0,330	0,1650	0,08250	0,041250	0,041250	
$\nu_m$	0,77	0,77	0,385	0,1925	0,09625	0,048125	0,048125	
$\nu_m$	0,88	0,88	0,440	<b>0,2200</b>	0,11000	0,055000	0,055000	

Табл. 1. Характерные частоты колебаний в спектрах Фурье.

Из таблицы видно, что рост каскад удвоений периода начинается с  $e_\sigma = 25.576$ , а хаотические колебания возникают при  $e_\sigma > 25.868$ . В области хаоса обнаружено окно периодичности с минимальной частотой колебаний равной трети внешней частоты и кратными ей гармониками (например, при  $e_\sigma = 26 \nu_m = m \cdot 0.037$  и  $m = 1 - 8$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-01-00171).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильин В. А., Смородин Б. Л. Нелинейные режимы конвекции слабопроводящей жидкости// Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 8. С. 81–87.
2. Гершуни Е. М., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
3. Gross M. J., Porter J. E. Electrically induced convection in dielectric liquids // Nature. – 1966. – V. 212, N. 5068. – P. 1343–1345.