

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ГРАНИЦАХ

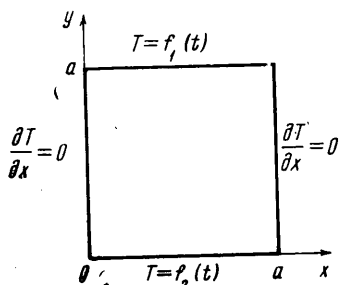
Г. И. БУРДЭ (Пермь)

Исследуется плоское нестационарное конвективное движение, возникающее в вязкой несжимаемой жидкости при наличии периодических колебаний температуры на ее горизонтальных границах. Рассматриваются два различных способа изменения температуры границ со временем. Определяются границы конвективной устойчивости, а также значения нелинейных характеристик движения в режиме стационарных колебаний.

Параметрическое возбуждение конвекции происходит вследствие периодического изменения величины подъемной силы, которое может быть вызвано либо нестационарностью поля внешних сил [1-4], либо нестационарностью режима подогрева [5-7].

В работах [1-4] рассматривается конвекция, которая возникает в условиях периодической модуляции поля тяжести переменными силами инерции, появляющимися в результате вертикальных колебаний полости. Температура на границах жидкости предполагается постоянной, так что вследствие линейности равновесного вертикального распределения температуры модуляция подъемной силы оказывается однородной по фазе и амплитуде. В [1-3] задача решается в линейной постановке, в [4] изложены результаты численного решения нелинейных нестационарных уравнений конвекции.

В работах [5-7] на основе линеаризованных уравнений для малых возмущений исследуется



Фиг. 1

конвективная устойчивость равновесия горизонтального слоя жидкости с периодически меняющейся температурой границ. В этих условиях в жидкости распространяется тепловая волна, в результате чего амплитуда и фаза колебаний вертикального градиента температуры, определяющего величину подъемной силы, неодинаковы в различных точках жидкости. В [5] и [6] рассматриваются соответственно случаи низкой и высокой частоты изменения температуры поверхности, что позволяет решать задачу, предполагая либо однородность модуляции градиента температуры по слою [5], либо малость глубины проникновения тепловой волны по сравнению с толщиной слоя [6]. В [7] задача об устойчивости равновесия жидкости при наличии модуляции температуры на границах слоя решается без каких-либо предположений о характере тепловой волны, однако амплитуда модуляции считается малой по сравнению с величиной средней по времени разности температур между нижней и верхней границами. Возмущения и критическое число Рэлея разлагаются в ряды по степеням амплитуды модуляции, так что полученные результаты справедливы лишь для разностей температур, близких по величине к критическому значению, определяющему возникновение конвекции в стационарном случае.

**1. Постановка задачи и метод решения.** Пусть жидкость заполняет бесконечный горизонтальный цилиндр, сечение которого есть квадрат со стороной  $a$ . Рассмотрим плоское конвективное движение, возникающее в таком цилиндре при периодическом изменении температуры на его нижней и верхней границах. Боковые границы теплоизолированы; все стенки цилиндра твердые. Расположение координатных осей показано на фиг. 1.

При первом способе температура на верхней и нижней границах меняется одинаково по закону  $1/2\theta \sin \omega t$ , т. е. разность температур границ остается равной нулю в любой момент времени (колебания температуры «в фазе»).

При втором способе возбуждения температура границ меняется также с одинаковой амплитудой, но в противофазе: на нижней границе по закону  $1/2\theta \sin \omega t$ , на верхней — по закону  $-1/2\theta \sin \omega t$ .

Уравнения конвекции имеют обычный вид [8]. Запишем эти уравнения в переменных  $\psi, \zeta, T$ , где  $T$  — температура, а  $\psi$  и  $\zeta$  — функция тока и  $Z$  — составляющая вихря скорости, связанные с компонентами скорости соотношениями

$$v_x = \partial\psi / \partial y, \quad v_y = -\partial\psi / \partial x; \quad \zeta = \partial v_x / \partial y - \partial v_y / \partial x$$

После перехода к безразмерным переменным получим

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} + \left( \frac{\partial\psi}{\partial y} \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial\psi}{\partial x} \frac{\partial\zeta}{\partial y} \right) - \Delta\psi = -G \frac{\partial T}{\partial x}, \quad G = \frac{g\beta\theta a^3}{\nu^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{1}{P} \Delta T = 0, \quad P = \frac{\nu}{\chi} \quad (1.1)$$

Здесь  $G$  — число Грасгофа, определенное через амплитуду изменения температуры границ  $\vartheta$ ,  $P$  — число Прандтля. В качестве единиц измерения длины, времени, функции тока и температуры выбраны соответственно  $a$ ,  $a^2/\nu$ ,  $\nu$  и  $\vartheta$ .

Граничные условия для функции тока и температуры имеют вид

$$\psi = \partial \psi / \partial x = 0 \quad \text{при } x = 0, x = 1 \quad (1.2)$$

$$\psi = \partial \psi / \partial y = 0 \quad \text{при } y = 0, y = 1$$

$$\partial T / \partial x = 0 \quad \text{при } x = 0, x = 1 \quad (1.3)$$

$$T = f_1(t) \quad \text{при } y = 0, \quad T = f_2(t) \quad \text{при } y = 1$$

В случае изменения температуры границ в фазе

$$f_1(t) = f_2(t) = +1/2 \vartheta \sin \omega t \quad (1.4)$$

а при изменении в противофазе

$$f_1(t) = 1/2 \vartheta \sin \omega t, \quad f_2(t) = -1/2 \vartheta \sin \omega t \quad (1.5)$$

Нестационарные нелинейные уравнения (1.1) с нестационарными граничными условиями (1.2) — (1.4) или (1.5) решались численно методом конечных разностей. В дальнейшем будем пользоваться обозначениями

$$x_i = ih \quad (i=0, 1, 2, \dots, I), \quad y_k = kh \quad (k=0, 1, 2, \dots, I) \\ t_n = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3 + \dots + \Delta t_n; \quad f_{i,k}^n = f(x_i, y_k, t_n)$$

В расчетах применялась явная конечно-разностная схема, при получении которой все пространственные производные заменяются центральными разностями — порядок аппроксимации этой схемы  $O(h^2)$ . Граничные условия для  $\zeta_{i,k}$  получаются из (1.2) как обычно [3], а способ аппроксимации условия теплоизолированности (1.3) обсуждался в работе [4]. Описание порядка расчета в применении к уравнениям конвекции (1.1) приведено в [10].

Большая часть расчетов производилась на сетке  $10 \times 10$ ; в некоторых проверочных вычислениях, а также в ряде расчетов для больших значений частоты возбуждения  $\omega$  и амплитудного числа Грасгофа  $G$  использовались более мелкие сетки  $16 \times 16$  и  $18 \times 18$ . Результаты, полученные на различных сетках, качественно совпадают.

Для решения нестационарных конечно-разностных уравнений необходимо задание начальных значений величин  $\psi_{i,k}$ ,  $\zeta_{i,k}$ ,  $T_{i,k}$ . Обычно использовались начальные возмущения в форме вихря в центре полости, наложенного на покоящуюся и изотермическую жидкость, причем подогрев включался одновременно с внесением возмущения. Начальные поля  $\psi_{i,k}^0$ ,  $\zeta_{i,k}^0$ ,  $T_{i,k}^0$  имели при этом вид (сетка  $10 \times 10$ )

$$\psi_{i,k}^0 = 0, \quad T_{i,k}^0 = 0, \quad \zeta_{i,k}^0 = 0 \quad \text{при } i \neq 5, k \neq 5; \quad \zeta_{5,5}^0 = \pm(10^2 \div 10^3).$$

За развитием возмущения можно наблюдать по поведению интегральных характеристик интенсивности движения. В качестве таких характеристик использовались величины  $\psi_a$ ,  $\psi_a^+$  и  $\psi_a^-$ . Здесь  $\psi_a$  есть сумма значений функции тока в узлах сетки, отнесенная к числу узлов

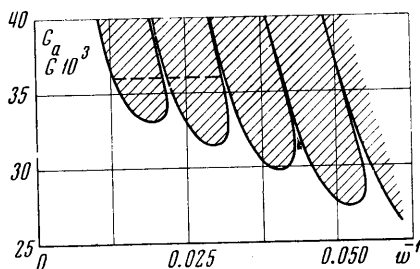
$$\psi_a = \frac{\sum \psi_{i,k}}{(I+1)^2},$$

а величины  $\psi_a^+$  и  $\psi_a^-$  вычисляются путем суммирования либо только положительных ( $\psi_a^+$ ), либо только отрицательных ( $\psi_a^-$ ) значений  $\psi_{i,k}$ , причем результат делится также на  $(I+1)^2$  ( $\psi_a = \psi_a^+ + \psi_a^-$ ).

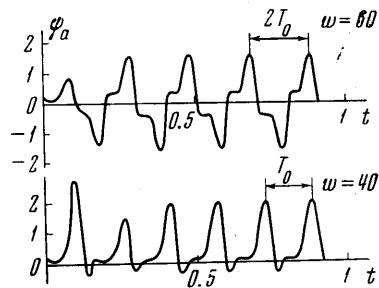
Среднее значение функции тока в полости  $\psi_a$  удобно использовать как характеристику одновихревого движения или такого движения, в котором интенсивность одного из вихрей намного превышает интенсивность остальных. Если движение состоит из нескольких вихрей, то  $\psi_a^-$  характеризует интенсивность движения, происходящего по часовой стрелке, а  $\psi_a^+$  — интенсивность обратного движения.

В областях неустойчивости нарастание возмущений приводит к установлению стационарного колебательного режима, в котором изменение каждой из величин  $\psi_a$ ,  $\psi_a^+$  и  $\psi_a^-$  представляет собой колебания с определенным средним значением и амплитудой. Если колебательные конвективные движения имеют одновихревую структуру, средняя интенсивность движения в режиме стационарных колебаний характеризуется величиной  $\psi_0$ , равной среднему значению функции  $\psi_a(t)$  на периоде; при этом амплитуда колебаний  $A$  определяется как полуразность максимального и минимального значений функций  $\psi_a(t)$ . (Для движения, которое состоит из нескольких вихрей, можно аналогично ввести величины  $\psi_0^+$  и  $\psi_0^-$ ,  $A^+$  и  $A^-$ .) Средняя интенсивность  $\psi_0$  и амплитуда  $A$  являются существенно нелинейными характеристиками, значения которых можно найти лишь путем решения полных уравнений конвекции. Обе нелинейные характеристики  $\psi_0$  и  $A$  равны нулю в областях устойчивости равновесия и меняются при изменении параметров внутри областей неустойчивости.

Для двух описанных выше способов подогрева определялось положение границ областей неустойчивости на плоскости  $(G, \omega^{-1})$ . Изменение характеристик установив-



Фиг. 2



Фиг. 3

шихся колебаний  $\psi_0$  и  $A$  в зависимости от параметров возбуждения  $G$  и  $\omega$  исследовалось вдоль сечений областей неустойчивости, соответствующих либо постоянному значению амплитудного числа Грасгофа  $G$  (горизонтальные сечения) на плоскости  $(G, \omega^{-1})$ , либо постоянному значению частоты возбуждения  $\omega$  (вертикальные сечения). Число Прандтля во всех расчетах было фиксированным  $P = 1$ , амплитудное число Грасгофа  $G$  и безразмерная частота  $\omega$  менялись в пределах  $0 \leq G \leq 2 \cdot 10^6$ ,  $5 \leq \omega \leq 200$ .

**2. Колебания температуры в противофазе.** При распространении тепловой волны, вызванной изменением температуры границ, развитие возмущений происходит на фоне нестационарного температурного поля, зависящего только от вертикальной координаты  $y$ , причем распределение температуры по вертикали отличается от линейного.

Однако при подогреве границ в противофазе невозмущенное вертикальное распределение температуры, так же как и линейное, антисимметрично относительно середины полости, так что средний по высоте вертикальный градиент температуры отличен от нуля и изменяется со временем по гармоническому закону. Вследствие этого результаты определения границ устойчивости для не слишком больших значений частоты возбуждения  $\omega$  качественно близки картине резонансных областей неустойчивости, получающейся для случая осциллирующего линейного распределения температуры, когда амплитуда и фаза изменения подъемной силы одинаковы во всех точках жидкости [1, 4, 5].

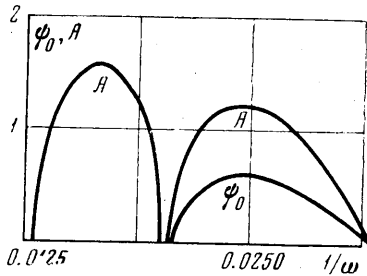
При высоких частотах возбуждения невозмущенное поле температур имеет пограничный характер, так что вертикальный градиент температуры практически равен нулю в любой момент времени всюду, кроме узких приграничных областей, толщина которых (в безразмерных единицах) порядка  $\omega^{-1/2}$ . В этих условиях, очевидно, не существует конвективных движений, захватывающих все сечение цилиндра.

На фиг. 2 приведена карта устойчивости на плоскости  $(G, \omega^{-1})$ , полученная для случая изменения температуры границ в противофазе (области неустойчивости заштрихованы). Положение границ областей неустойчивости определялось путем наблюдения за поведением возмущений равновесия. Колебательные конвективные движения, возникающие в областях неустойчивости, имеют одновихревую структуру, поэтому будем характеризовать их интенсивность величиной  $\psi_a$ . Каждой области неустойчивости соответствует неизменная форма колебаний  $\psi_a$  и определенная связь между частотой колебаний и частотой возбуждения  $\omega$ . Колебания могут происходить либо с частотой, равной частоте возбуждения  $\omega$  (целые области), либо с половиной частотой  $\omega/2$  (полуцелые области). На фиг. 3 для  $G = 36\,000$  показана форма ко-

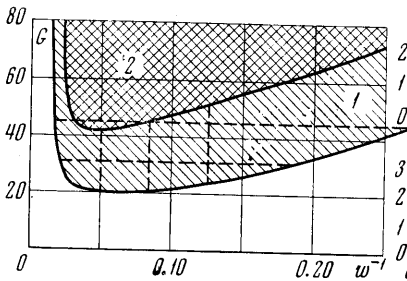
лебаний величины  $\psi_a$  в первой полуполосе области, прилегающей к вертикальной оси на фиг. 2, и следующей за ней целой области; далее полуполосы и целые области чередуются. Видно, что после некоторого переходного периода устанавливаются стационарные колебания, каждое из которых характеризуется определенными значениями  $\psi_0$  и  $A$ . Обе нелинейные характеристики отличны от нуля лишь внутри целых областей; колебания, которые устанавливаются в полуполосах, симметричны, так что величина  $\psi_0$ , определяемая как среднее по времени от  $\psi_a(t)$ , равна нулю. На фиг. 4 показано, как меняются  $A$  и  $\psi_0$ , при изменении частоты возбуждения вдоль сечения первые двух областей неустойчивости ( $G = 36\ 000$ ; сечение отмечено на фиг. 2 пунктиром).

**3. Колебания температуры в фазе.** При изменении температуры горизонтальных границ в фазе невозмущенное вертикальное распределение температуры представляет собой параболический профиль, осциллирующий со временем. В этом случае средний по высоте вертикальный градиент температуры равен нулю в любой момент времени, но всегда при этом жидкость стратифицирована устойчиво в одной части полости и неустойчиво в другой, так что даже при малых частотах возбуждения изменение подъемной силы со временем происходит неоднородно по фазе и амплитуде. Поэтому при исследовании устойчивости жидкости, подогреваемой в фазе, обнаруживается качественное отличие от картины областей неустойчивости, соответствующей случаям, когда конвективные колебания возбуждаются путем периодического изменения поля внешних сил или путем изменения температуры границ в противофазе.

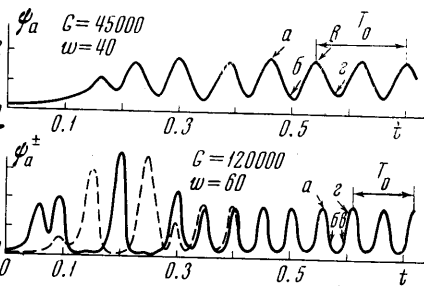
Интервалу изменения частоты  $\omega$ , в котором при возбуждении в противофазе происходило чередование целых и полуполос областей, в случае возбуждения в фазе соответствует одна область неустойчивости. Форма области на плоскости ( $G, 1/\omega$ ) показана на фиг. 5. Конвективные колебания, возникающие в этой области, характеризуются определенной, одинаковой для всех точек области, частотой изменения поля функции тока, однако область является неоднородной по структуре установившегося колебательного движения. К границе области прилегает зона, в которой движение, возникшее из начального возмущения



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

в форме вихря в центре полости, остается преимущественно одновихревым в любой момент времени. (Возможно появление пульсирующих вторичных вихрей, но их интенсивность намного меньше интенсивности основного вихря.)

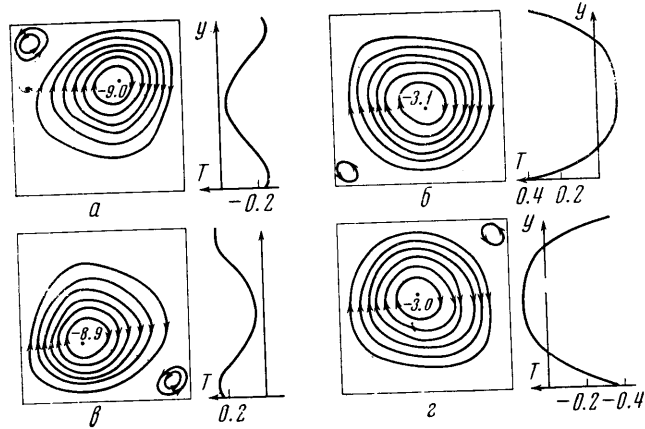
При достаточно больших значениях амплитудного числа Грасгофа  $G$  из начального возмущения того же вида развивается движение, которое в режиме установившихся колебаний состоит из двух или большего числа вихрей, причем интенсивность движения, происходящего по часовой стрелке, и интенсивность обратного движения совпадают в каждый момент времени. Вся картина в этом случае симметрична относительно вертикальной оси. Можно определить положение границы, разделяющей область неустойчивости на зоны одновихревого 1 и многотовревого 2 движений (последняя отмечена на фиг. 5 двойной штриховкой).

Интенсивность одновихревого движения характеризуется величиной  $\psi_a$ . На фиг. 6, а приведен график зависимости  $\psi_a$  от времени для движения, относящегося к первой зоне. (Начальный вихрь выбирался соответствующим движению по часовой стрелке. Поэтому  $\psi_a < 0$ , а на графике откладывается абсолютная величина  $\psi_a$ .)

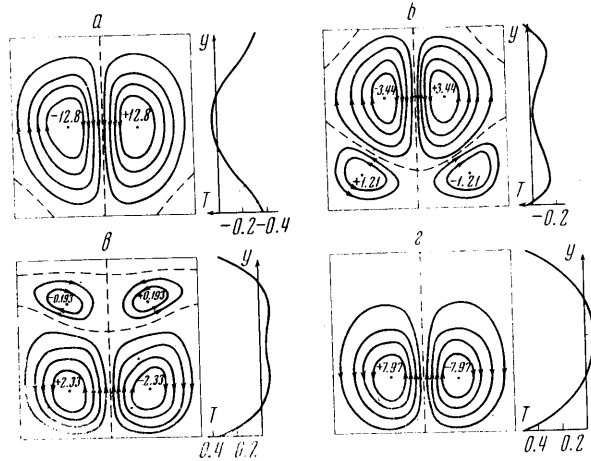
Для наблюдения за многотовревым движением, возникающим во второй зоне, использовались величины  $\psi_a^+$  и  $\psi_a^-$ ; на фиг. 6, б показана зависимость этих харак-

теристик от времени ( $\psi_a^-$  берется по абсолютной величине и ее график проведен сплошной линией; прерывной линией изображен график  $\psi_a^+$ ). Из рассмотрения фиг. 6, б видно, что при  $t > 0.4$ , когда устанавливается стационарный колебательный режим,  $\psi_a^+$  и  $\psi_a^-$  совпадают, т. е. интенсивности движений, происходящих в противоположных направлениях, оказываются одинаковыми.

Можно заметить, что колебания интегральных характеристик интенсивности в обеих зонах происходят с частотой, которая в два раза больше частоты возбуждения  $\omega$ . (Период колебаний  $T = 1/2 T_0$ , где  $T_0 = 2\pi/\omega$ .) Однако периодизм изменения поля



Фиг. 7



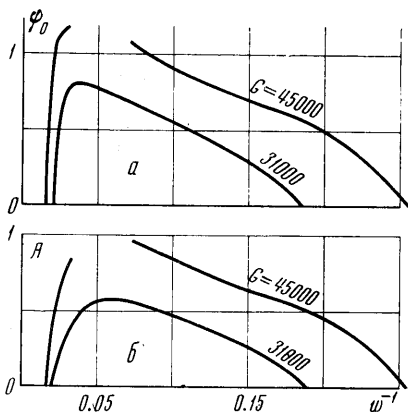
Фиг. 8

функции тока оказывается иным, поскольку одному и тому же значению интенсивности могут соответствовать различные картины движения. Подлинный периодизм можно установить, наблюдая за изменением значений функции тока в отдельных узлах сетки. При этом оказывается, что как в первой, так и во второй зоне поле функции тока меняется с частотой, равной частоте возбуждения  $\omega$ , так что картины движения, соответствующие одинаковым значениям интенсивности, чередуются. Это иллюстрируют фиг. 7 и 8. На фиг. 7 приведены карты линий тока, которые соответствуют различным фазам колебания зоны 1, изображенного на фиг. 6, а (эти фазы отмечены на фиг. 6, а также буквами а, б, в, г). Рядом с каждой картой линий тока показана форма равновесного профиля температуры для того же момента времени. Конвективные одновихревые движения, относящиеся к соседним максимумам  $\psi_a$ , отличаются местом локализации основного и вторичного вихрей.

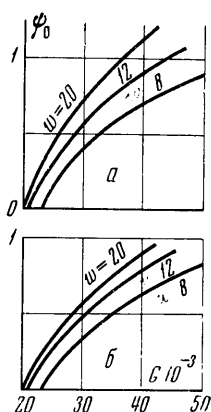
На фиг. 8 можно проследить за тем, как происходит перестройка поля функции тока в процессе колебания, устанавливающегося во второй зоне. Форма этого колебания показана на фиг. 6, б, там же буквами отмечены моменты времени, для кото-

рых приводятся линии тока и равновесные профили температуры на фиг. 8. Максимумам  $\psi_a^+$  ( $\psi_a^-$ ) соответствуют движения, состоящие из двух симметричных вихрей одинаковой интенсивности. Каждые полпериода положительный и отрицательный вихри меняются местами; отдельные фазы этого процесса показаны на фиг. 8.

Для зоны одновихревого движения 1 исследовалась зависимость нелинейных характеристик  $\psi_0$  и  $A$  от параметров возбуждения. На фиг. 9, а, б приведены кривые, показывающие, как средняя интенсивность  $\psi_0$  и амплитуда колебаний  $A$  зависят от частоты возбуждения  $\omega$  при фиксированном значении  $G$ . (Соответствующие горизонтальные сечения на фиг. 5 проведены пунктиром.) При  $G = 45\ 000$  сечение



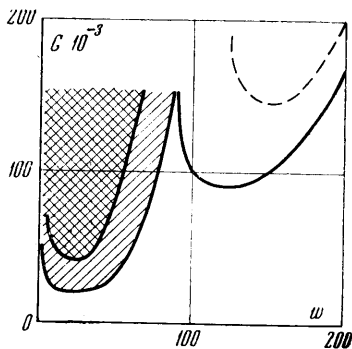
Фиг. 9



Фиг. 10

проходит через зону 2, в которой определение  $\psi_0$  и  $A$  не имеет смысла; поэтому кривые нелинейных характеристик для  $G = 45\ 000$  имеют участок разрыва. На фиг. 10, а, б показана зависимость  $\psi_0$  и  $A$  от амплитудного числа Грасгофа  $G$  для различных значений частоты  $\omega$  (вертикальные сечения на фиг. 5). Эти кривые также обрываются на границе, разделяющей зоны с различной структурой движения.

Область неустойчивости, изображенная на фиг. 5, оказывается не единственной — существуют другие области, расположенные в интервале более высоких значений частоты  $\omega$  (соответственно, меньших значений величины  $1/\omega$ ; на фиг. 5 эти области не обозначены). В этих областях возникают конвективные колебания, частота которых не совпадает с частотой возбуждения. Рядом с основной областью неустойчивости лежит область, соответствующая конвективным колебаниям, в процессе которых поле функции тока меняется с частотой в три раза меньшей частоты возбуждения. При этом структура движения в режиме установившихся колебаний неодинакова в различных точках области. Здесь также существует зона, где происходит чередование симметричных двухвихревых картин, отличающихся направлением движения. Структуру следующих областей неустойчивости удобно изображать на плоскости  $G\omega$ . На фиг. 11 показана форма основной области неустойчивости (частота колебаний  $\omega$ ) и примерная форма ближайшей к ней области, где колебания происходят с частотой  $1/3\omega$  (сплошной линией проведена граница устойчивости, пунктир разделяет область на зоны, соответствующие различным структурам движения. Положение границ этой области неустойчивости определялось с меньшей точностью, чем положение границ основной области).



Фиг. 11

В заключение следует отметить, что если средняя по времени разность температур между горизонтальными границами отлична от нуля, то появляются дополнительные эффекты, обусловленные влиянием модуляции температуры границ на стратифицированную средним градиентом жидкость. Соответствующие расчеты в настоящее время производятся.

Автор благодарен Г. З. Гершуни за постановку задачи и руководство.

Поступило 22 V 1970

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. О конвективной устойчивости при наличии периодически меняющегося параметра. ПММ, 1970, т. 34, вып. 3.
2. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
3. Зеньковская С. М. Исследование конвекции в слое жидкости при наличии вибрационных сил. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
4. Бурда Г. И. Численное исследование конвекции, возникающей в модулированном поле внешних сил. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О параметрическом возбуждении конвективной неустойчивости. ПММ, 1963, т. 27, вып. 5.
6. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости теплового скин-слоя. ПМТФ, 1965, № 6.
7. Venezian G. Effect of modulation on the onset of thermal convection. J. Fluid Mech., 1969, vol. 35, pt 2, pp. 243—254.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
9. Том А., Эйплт К. Числовые расчеты полей в технике и физике. М.—Л., «Энергия», 1964.
10. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Численное исследование конвективного движения в замкнутой полости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1965, № 5.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЦЕЛЕВЫХ ПОЛОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

А. В. МАЛИНОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального изучения явления естественной конвекции в щелевых замкнутых полостях для диапазона числа Релея  $R = 3 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^4$  и числа Прандтля  $P \approx 10^3$  — глицерин.

Рассматривается изменение характера течения в полости от ячеистого течения Бенара в горизонтальных полостях к течению пограничного слоя в вертикальных.

Предложена физическая модель наблюдаемого явления. Изучение естественной конвекции в щелевых полостях с боковыми стенками, нагретыми до различной температуры, проводилось в основном либо для случая горизонтальной [1—6], либо для случая вертикальной [7—13] ориентации полостей.

Как известно, в первом случае (при подогреве снизу — ячеистое течение Бенара) имеет место эффект пороговой (так называемой тепловой или конвективной) неустойчивости жидкости — течение начинается лишь при достижении критического перепада температур между боковыми стенками. В вертикальных полостях течение (типа замкнутого пограничного слоя) начинается при любом отличном от нуля перепаде температур (так называемая гидродинамическая неустойчивость встречных конвективных потоков).

Теоретическое исследование смены форм неустойчивости в щелевых полостях при произвольной ориентации по отношению к направлению силы тяжести методом малых возмущений проведено Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицким и др. в [14—16]. Авторами [15] показано, что переход от тепловой неустойчивости к гидродинамической при изменении ориентации происходит непрерывно.

Ниже приводятся экспериментальные результаты, подтверждающие этот вывод.

1. Описание экспериментальной установки и проведения исследований. На фиг. 1, а показана схема экспериментальной установки. Две пластины (рабочей площадью  $21 \times 35$  см<sup>2</sup>) — стеклянная холодная 4 и медная горячая 7 — разделены замкнутой прокладкой 6. Щелевая полость 2 заполняется исследуемой жидкостью (глицерином). Наблюдение течения и фотографирование ведется фотоаппаратом 3 через воздушную (~1 см) теплоизоляционную прослойку 1 и стеклянную термостатируемую пластину 4.

Внешняя сторона медной пластины и боковые стороны установки теплоизолированы (~5 см) слоем пенопласта 8. Температурные измерения на холодной и горячей стенках полости 2 производятся десятью медь-константановыми термопарами диаметром 0.1 мм, расположенными равномерно по высоте внутренних стенок полости. Температура внутри исследуемого слоя жидкости фиксируется термопарным зондом 5 (фиг. 1, б), приводимым в движение шаговым двигателем 9 со скоростью ~ 1.5 мм/мин; результаты измерения приведены на фиг. 2.