

УДК 532.5.013.4:536.25

© 1991 г.

А. Ю. ГЕЛЬФГАТ

РАЗВИТИЕ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В НАГРЕВАЕМОЙ СНИЗУ КВАДРАТНОЙ ПОЛОСТИ В ПОЛЕ ВЕРТИКАЛЬНО НАПРАВЛЕННЫХ ВИБРАЦИОННЫХ СИЛ

Высокочастотные вибрационные силовые поля являются эффективным средством управления термоконвективными течениями и их устойчивостью [1–9]. Хорошо известна предсказанная теоретически [2, 3] и экспериментально подтвержденная [5, 6] возможность стабилизации равновесия нагреваемой снизу жидкости в случае высокочастотных вибраций сосуда с жидкостью в вертикальном направлении. При этом жидкость совершает квазитвердое колебательное движение вместе с сосудом, а осредненное конвективное течение отсутствует.

Более сложным является вопрос о влиянии вибрационных сил на возникающее после потери устойчивости вторичное стационарное конвективное течение. Вторичные конвективные течения в плоском горизонтальном слое при различных значениях гравитационного и вибрационного чисел Рэлея исследовались в [4]. В [7–9] изучались вибрационно-конвективные течения в квадратной полости в случае, когда взаимная ориентация вибрационной силы и градиента температуры не допускает существования конвективного квазиравновесия.

Настоящая работа посвящена численному исследованию пространственной структуры и устойчивости вторичных вибрационно-конвективных течений, возникающих в результате неустойчивости равновесия нагреваемой снизу жидкости. Рассматривается случай вибраций, параллельных вектору силы тяжести (вертикальные вибрации). При этом, как и в работах [7–9], используется область конечных размеров – квадратная, нагреваемая снизу полость. Показано, что усиление вибрационного воздействия на естественно-конвективное течение может приводить как к стабилизации, так и к дестабилизации течений с различной пространственной структурой, а также к стабилизации некоторых решений системы уравнений конвекции, неустойчивых в отсутствие вибрационных сил. Кроме того, увеличение вибрационного числа Рэлея может приводить к изменению механизмов, вызывающих неустойчивость равновесия и колебательную неустойчивость вторичных стационарных течений.

Уравнения, описывающие медленную по сравнению с вибрационной составляющую конвективного течения, имеют следующий вид [10]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + [Ra_g \theta \mathbf{e}_y + Ra_v (\mathbf{w} \nabla) (\theta \mathbf{n} - \mathbf{w})] \frac{1}{Pr} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \theta = \frac{\Delta \theta}{Pr}, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

$$Ra_g = \frac{g \beta \Delta \theta l^3}{\nu^2}, \quad Ra_v = \frac{(\beta b \omega \Delta \theta l)^2}{2 \nu \chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}$$

где $\mathbf{v}$ – скорость жидкости, θ – температура, p – давление, Ra_g , Ra_v – гравитационное и вибрационное числа Рэлея, Pr – число Прандтля, $\mathbf{e}_y$ – единичный вектор в направлении оси y , g – ускорение свободного падения, β – коэффициент объемного расширения, $\Delta \theta$ – разность температур, поддерживающихся на горизонтальных границах полости, l – длина по-

лости, ν — кинематическая вязкость, χ — температуропроводность, b, ω — амплитуда и круговая частота вибрационного движения ($\omega \gg 1$), $\mathbf{p}$ — единичный вектор в направлении оси вибрации, $\mathbf{w}$ — соленоидальная часть вектора $\theta \mathbf{n}$, на границе области удовлетворяющая условию $\mathbf{w} \cdot \mathbf{m} = 0$, $\mathbf{m}$ — нормаль к границе.

Границы полости считаются твердыми и теплопроводящими. На горизонтальных границах задаются постоянные значения температуры. На вертикальных границах — линейное распределение $\theta(y)$:

$$x=0, 1; \quad x=-1, \quad \nu=0, \quad \theta=1-y \quad (3)$$

$$y=0, \quad \nu=0, \quad \theta=1 \quad (4)$$

$$y=1, \quad \nu=0, \quad \theta=0 \quad (5)$$

Применимость осредненной модели (1), (2) подтверждена экспериментально [5–6] и численно [7]. В частности, при достаточно большой частоте вибрационного воздействия осредненное по времени решение системы уравнений Обербека — Буссинеска, содержащей вибрационную силу, и стационарное решение системы (1)–(2) совпадают [7].

Для решения задачи (1)–(3) применялся метод Галеркина с координатными функциями, построенными предложенным в [11] способом. Этот метод успешно применялся ранее [12, 13] для исследования устойчивости конвективных течений в нагреваемой сбоку квадратной полости.

Функции ν и θ , аппроксимируются суммами

$$\nu = \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^N c_{ij}(t) \Phi_{ij}(x, y), \quad \theta = (1-y) + \sum_{i=0}^K \sum_{j=0}^K d_{ij}(t) q_{ij}(x, y) \quad (6)$$

Базисные функции Φ_{ij} и q_{ij} строятся в виде линейных комбинаций полиномов Чебышева 1-го и 2-го рода так, чтобы удовлетворить всем граничным условиям и уравнению неразрывности (см. [11–13]). Скалярные произведения функций, используемые в методе Галеркина, определяются следующим образом:

$$(f, g) = \int_V f g dV, \quad (\mathbf{u}, \mathbf{v}) = (u_x, v_x) + (u_y, v_y) \quad (7)$$

Функция $\mathbf{w}$ является соленоидальной частью вектора $\theta \mathbf{n}$ и определяется следующей системой уравнений:

$$\theta \mathbf{n} = \mathbf{w} + \text{grad } \Phi, \quad \text{div } \mathbf{w} = 0 \quad (8)$$

Положив $w_x = -\partial \Psi / \partial y$, $w_y = \partial \Psi / \partial x$ и применив операцию rot к первому из уравнений (8), получим

$$\Delta \Psi = -\text{rot}_z (\theta \mathbf{n}) \quad (9)$$

Из условия $\mathbf{w} \cdot \mathbf{m}|_{\Gamma} = 0$ следует $\Psi|_{\Gamma} = 0$. Так как граничные условия для Ψ совпадают с граничными условиями для q_{ij} , Ψ и $\mathbf{w}$ могут быть аппроксимированы суммами

$$\Psi = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M f_{ij}(t) q_{ij}(x, y), \quad \mathbf{w} = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M f_{ij}(t) \Phi_{ij}^*(x, y) \quad (10)$$

$$(\Phi_{ij}^*)_x = -\partial q_{ij} / \partial y, \quad (\Phi_{ij}^*)_y = \partial q_{ij} / \partial x$$

Очевидно, что на границе полости $\Phi_{ij}^* \cdot \mathbf{m} = 0$.

Коэффициенты f_{ij} могут быть выражены через коэффициенты d_{ij} посредством решения уравнения (9) методом Галеркина с использованием разложений (6) и (10). С другой стороны, проектирование первого из уравнений (8) на базис

Φ_{ij} с учетом того, что

$$\int_V \Phi_{ij} \operatorname{grad} \Phi dV = \int_V [\operatorname{div}(\Phi_{ij} \Phi) - \Phi \operatorname{div} \Phi_{ij}] dV = \int_V \Phi_{ij} m d\Gamma = 0 \quad (11)$$

для любой функции Φ , также дает соотношение между f_{ij} и d_{ij} .

С помощью несложных преобразований, аналогичных (11), можно показать, что

$$(\Delta \Phi, q_{ij}) = -(\mathbf{w}, \Phi_{ij}^*), \quad (\operatorname{rot}_z(\Theta \mathbf{n}), q_{ij}) = -(\Theta \mathbf{n}, \Phi_{ij}^*) \quad (12)$$

Таким образом, оба способа определения коэффициентов f_{ij} являются эквивалентными. Явное выражение коэффициентов f_{ij} через коэффициенты d_{ij} позволяет не вводить дополнительные неизвестные величины в вычислительный процесс, но приводит к появлению дополнительных билинейных слагаемых, содержащих произведения вида $c_{ij} d_{kl}$ в уравнениях, определяющих коэффициенты $c_{ij}(t)$. Подстановка (6), (10) в (1)–(3), вычисление соответствующих скалярных произведений и выражение коэффициентов f_{ij} через коэффициенты d_{ij} сводит задачу (1)–(5) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений вида

$$\dot{X}_i(t) = a_{ij} X_j(t) + b_{ijk} X_j(t) X_k(t) + F_i \quad (13)$$

где $X_i(t)$ — один из коэффициентов $c_{ij}(t)$ или $d_{ij}(t)$.

Стационарные решения системы уравнений (13), соответствующие стационарным решениям задачи (1)–(5), определялись в работах [12, 13] методом Ньютона. В случае подогрева снизу задача (1)–(5) обладает различными видами пространственной симметрии, поэтому метод Ньютона позволяет получить решения, обладающие тем же видом симметрии, что и начальное приближение, которое должно быть выбрано достаточно далеко от тривиального решения $X_i = 0$. Поэтому в тех случаях, когда требовалось найти стационарное решение с неизвестной заранее пространственной структурой, использовался метод установления. Устойчивость стационарных решений исследовалась так же, как в [12, 13].

В случае обнаружения бифуркации Хопфа предполагается, что частота вибрационного движения значительно превышает частоту появляющегося колебательного течения. При появлении одного нулевого собственного значения (монотонная неустойчивость) течение в закритической области определялось методом установления. В тех случаях, когда интегрирование системы уравнений (13) по времени приводило к новому стационарному решению, это решение также исследовалось на устойчивость. В некоторых случаях, несмотря на монотонную неустойчивость, интегрирование по времени приводило к появлению осциллирующего решения, что свидетельствовало о наличии колебательной неустойчивости, которая развивается отличным от бифуркации Хопфа образом.

Результаты работ [7, 9], относящиеся к вибрационно-гравитационной конвекции жидкости с $Rg=1$ в нагреваемой сбоку квадратной полости ($F_1 \neq 0$) использовались для проверки работоспособности применяемого численного метода. Экстремальные значения функции тока, полученные для разных значений Ra_g и Ra_b в работах [7, 9] и в настоящей работе при $N=M=K=6$ хорошо согласуются (см. таблицу). Бифуркация от 4-вихревого к 3-вихревому режиму течения в случае $Ra_g=0$ происходит при $Ra_b > 1,5 \cdot 10^4$ [9]. В данной работе полученное значение Ra_b , соответствующее этой бифуркации: $Ra_b^* = 1,88 \cdot 10^4$.

Расчеты проводились для трех фиксированных значений числа Прандтля: 0,02; 1; 15. Линии тока и изотермы стационарных конвективных течений, соответствующих различным видам пространственной симметрии, показаны на фиг. 1. При указанных значениях числа Прандтля в плоскости Ra_g и $\alpha = Ra_b/Ra_g$ были получены области устойчивости течений, обладающих центральной симметрией относительно центра полости (фиг. 1, а,

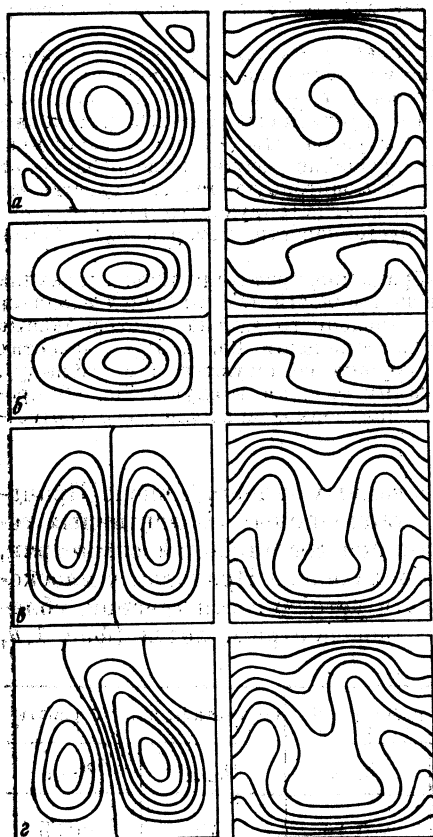
Ra_g	Ra_b	Число вихрей	Результаты работ [7, 9]		Результаты данной работы	
			$\psi_{\max}$	$\psi_{\min}$	$\psi_{\max}$	$\psi_{\min}$
10^4	$4 \cdot 10^4$	3	5,39	-0,8	5,72	-0,25
10^4	$2,5 \cdot 10^4$	3	5,35	-4,5	5,02	-4,33
0	$4 \cdot 10^4$	4	1,45	-1,45	1,44	-1,44
0	$4 \cdot 10^4$	3	2,2	-1,2	2,16	-1,17

$Ra_g=1,4 \cdot 10^5$, $Ra_v=0$, $Pr=0,02$, $|\psi|_{\max}=1420$), зеркальной симметрией относительно прямой $x=0,5$ (фиг. 1, б, $Ra_g=2,2 \cdot 10^5$, $Ra_v=6,6 \cdot 10^5$, $Pr=1$, $|\psi|_{\max}=11,1$) и зеркальной симметрией относительно прямой $y=0,5$ (фиг. 1, в, $Ra_g=4,5 \cdot 10^4$, $Ra_v=0$, $Pr=15$, $|\psi|_{\max}=0,523$), ψ — функция тока. Пример несимметричного конвективного течения, являющегося результатом неустойчивости симметричного течения, показанного на фиг. 1, в, приведен на фиг. 1, г ($Ra_g=6 \cdot 10^4$, $Ra_v=0$, $Pr=15$, $\psi_{\max}=0,52$, $\psi_{\min}=-0,61$). Результаты исследования устойчивости показаны для $Pr=0,02$, 1, и 15 на фиг. 2—4 соответственно.

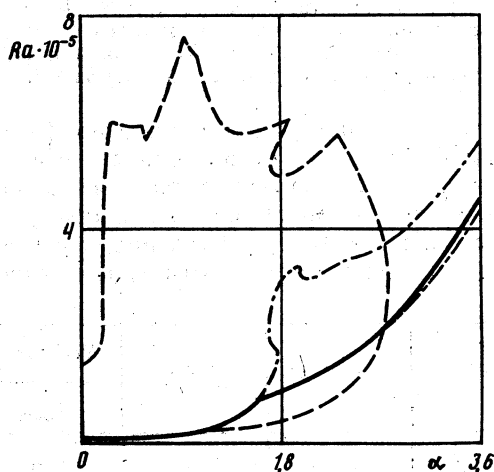
Сплошные линии на фиг. 2—4 соответствуют неустойчивости равновесия. Штриховые линии ограничивают области устойчивости течений, центрально-симметричных относительно центра полости (см. фиг. 1, а). Штрихпунктирные линии соответствуют границам устойчивости течения, зеркально-симметричных относительно прямой $y=0,5$ (см. фиг. 1, б, кривые 1 на фиг. 2—4), и развивающихся из них несимметричных течений (см. фиг. 1, в, кривые 2 на фиг. 2—4). Пунктирными линиями 3, 4, 6 на фиг. 4 ($Pr=15$) показана область устойчивости течений, зеркально-симметричных относительно прямой $x=0,5$ (фиг. 1, в), а кривые 4 и 5 ограничивают область устойчивости соответствующих несимметричных течений (см. фиг. 1, г). Такие течения становятся устойчивыми при достаточно больших числах Прандтля. С уменьшением Pr область, ограничиваемая кривыми 3, 5, 6 и осью ординат, постепенно сжимается и затем исчезает. На фиг. 3 для $Pr=1$ эта область схематично показана пунктирными линиями. При $Pr=0,02$ течения с пространственной структурой показанной на фиг. 1, в, г, неустойчивы при всех значениях Ra_g и Ra_v .

Нейтральные кривые, соответствующие неустойчивости равновесия (сплошные линии на фиг. 2—4), имеют излом при $\alpha=1,6$, положение которого не зависит от числа Прандтля.

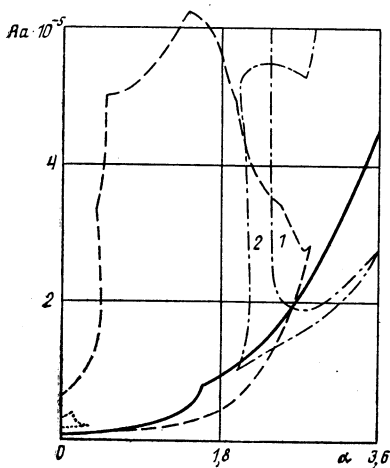
При $\alpha < 1,6$ наиболее опасное возмущение конвективного квазиравнове-



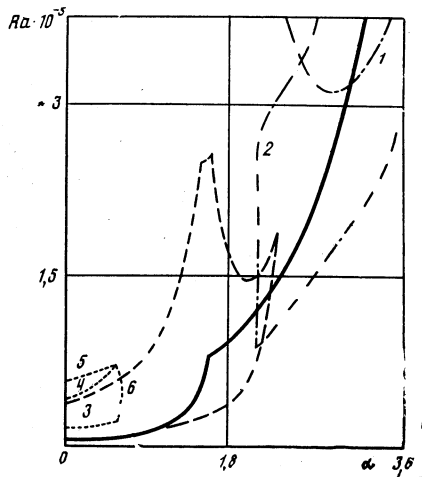
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

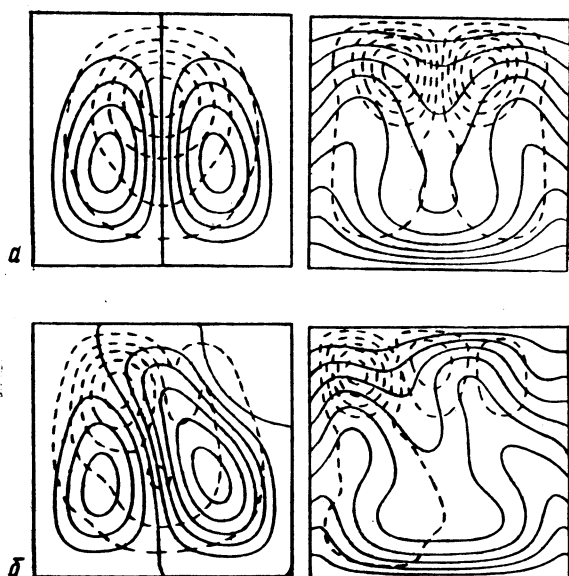


Фиг. 4

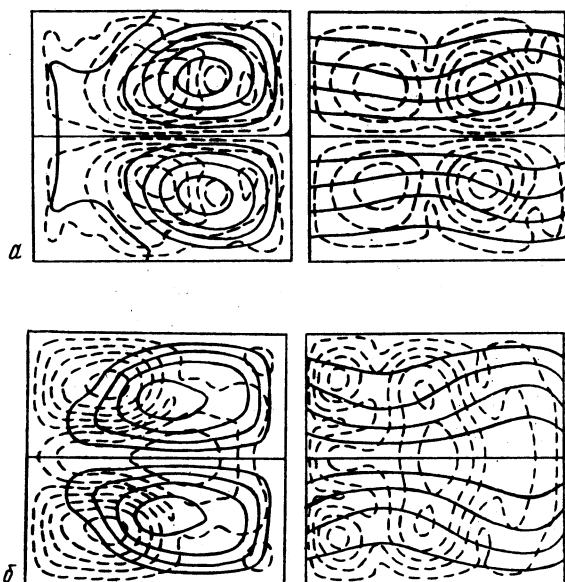
сия обладает центральной симметрией и в результате неустойчивости возникает центрально-симметричное течение (см. фиг. 1, а). При $\alpha > 1,6$ наиболее опасным становится возмущение, обладающее зеркальной симметрией относительно прямой $y=0,5$. Соответствующее этому возмущению вторичное конвективное течение (см. фиг. 1, б) устойчиво в случае малых чисел Прандтля при $\alpha > 1,6$ (штрихпунктирная кривая на фиг. 2). Однако при больших числах Прандтля такие течения становятся устойчивыми только при $\alpha > 2$, причем сначала становятся устойчивыми соответствующие несимметричные течения (кривые 2 на фиг. 3–4), а лишь затем — симметричные (кривые 1 на фиг. 3–4). Как видно из фиг. 2–4, усиление вибрационного воздействия приводит к появлению гистерезисных явлений: стационарные течения могут оставаться устойчивыми в подкритической с точки зрения устойчивости равновесия области.

Результаты, относящиеся к колебательной неустойчивости, имеют физический смысл только в тех случаях, когда частота развивающегося после потери устойчивости колебательного конвективного течения ω_0 много меньше частоты вибрационного движения ω : $\omega \gg \omega_0$. Если переход к колебательному режиму осуществляется через бифуркацию Хопфа, то оценкой величины ω_0 служит мнимая часть доминирующего собственного значения. Максимальные безразмерные значения ω_0 (размерный масштаб — χ/l^2), полученные в процессе исследования устойчивости, могут быть оценены следующим образом: для центрально-симметричных течений (фиг. 1, а) $\omega_0 = 2 \cdot 10^3$; для течений, состоящих из двух вертикально расположенных вихрей (фиг. 1, в, г), — 600; для течений, состоящих из двух расположенных друг над другом вихрей, — 450. Размерный масштаб частоты χ/l^2 , как правило, меньше 10^{-4} Гц и поэтому полученные значения ω_0 соответствуют колебаниям с частотой, не превышающей 1 Гц, что вполне соответствует рассматриваемой осредненной модели.

Физические механизмы, вызывающие неустойчивость стационарных конвективных течений, характеризуются при критических значениях параметров собственным вектором линеаризованной в окрестности стационарного течения задачи (1)–(4), соответствующим доминирующему собственному значению. Поскольку компонентами собственного вектора являются комплексные числа, определенный физический смысл имеет модуль наиболее опасного возмущения, величина которого в случае бифуркации Хопфа характеризует пространственное распределение сред-



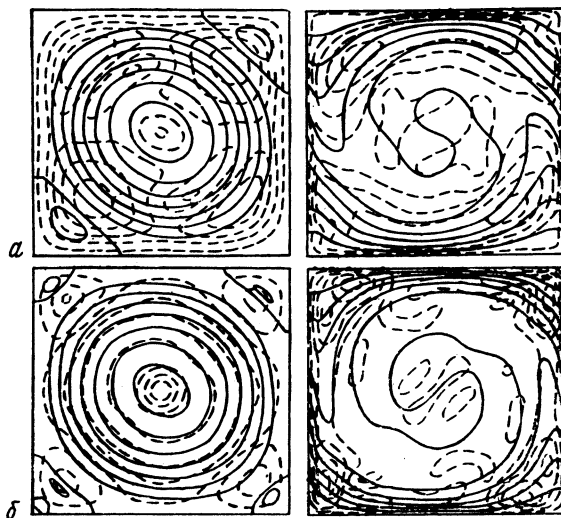
Фиг. 5



Фиг. 6

неквадратичной амплитуды пульсаций, экспоненциально нарастающих в момент потери устойчивости. Изломы на нейтральных кривых, изображенных на фиг. 2—4, соответствуют смене одного наиболее опасного возмущения другим. Анализ пространственной структуры наиболее опасного бесконечно малого возмущения позволяет изучить физические механизмы, вызывающие неустойчивость конвективного течения.

На фиг. 5—7 показаны: сплошными линиями — линии тока (слева) и изотермы (справа) теряющих устойчивость стационарных конвективных



Фиг. 7

течений, штриховыми линиями — изолинии абсолютного значения наиболее опасного бесконечно малого возмущения функции тока и температуры. Развитие колебательной неустойчивости может быть представлено в виде суммы постоянных во времени течений, изображенных на фиг. 5—7 сплошными линиями, и пульсирующих слагаемых с экспоненциально растущей амплитудой (штриховые линии на фиг. 5—7).

На фиг. 5 показаны конвективные течения и разрушающие их наиболее опасные возмущения для симметричного и несимметричного течений, состоящих из двух конвективных вихрей (см. фиг. 1, *в*, *г*). Симметричные относительно прямой $x=0,5$ течения становятся устойчивыми выше кривой 3 (см. фиг. 4). С увеличением Ra_s эти течения становятся неустойчивыми (кривая 4) и бифурцируют к стационарному несимметричному течению. При дальнейшем увеличении Ra_s выше кривой 5 несимметричное течение становится неустойчивым относительно колебательных возмущений. С другой стороны, при увеличении α правее кривой 6 колебательно-неустойчивым становится симметричное течение. Фигура 5, *а* соответствует колебательной неустойчивости симметричного течения, возникающей на кривой 6 ($Ra_s=3,75 \cdot 10^4$, $\alpha=0,6$, $Pr=15$), фиг. 5, *б* — на кривой 5 ($Ra_s=6 \cdot 10^4$, $\alpha=0$, $Pr=15$). Пространственные структуры наиболее опасных возмущений в обоих случаях подобны и различаются только наличием или отсутствием симметрии. Максимальное значение возмущения функции тока находится на границе, разделяющей два конвективных вихря, а максимальное значение возмущения температуры — по обе стороны линии раздела вихрей в верхней части области, где течение имеет сравнительно небольшую интенсивность. Это позволяет предположить, что колебательная неустойчивость в данном случае возникает на границе, разделяющей два конвективных вихря, в области сравнительно медленного течения. Интегрирование системы (15) по времени показывает, что в случае, изображенном на фиг. 5, *а*, колебательная неустойчивость приводит к потере зеркальной симметрии, а конвективные колебания представляют собой пульсации двух вихрей, интенсивность которых изменяется в противофазе.

Фигура 6 иллюстрирует потерю устойчивости стационарными конвективными течениями, состоящими из двух расположенных друг над другом вихрей. Такие течения становятся устойчивыми при достаточно больших

значениях α . Колебательная неустойчивость зеркально-симметричного относительно прямой $y=0,5$ течения наблюдалась только при $Rg=0,02$ (штрихпунктирная кривая на фиг. 2). Различные пространственные структуры наиболее опасного возмущения для этого случая представлены на фиг. 6, *a-e*. В случае, изображенном на фиг. 6, *a* ($Ra_g=2,8 \cdot 10^5$, $\alpha=1,8$) наиболее интенсивные возмущения течения находятся вблизи экстремальных значений функции тока. При этом порождающая неустойчивость колебательная мода или разрушает существующие конвективные вихри или вызывает колебания двух зеркально-симметричных вихрей. При больших α (см. фиг. 6, *b*, $Ra_g=4 \cdot 10^5$, $\alpha=3$) наиболее интенсивные возмущения наблюдаются в области сравнительно медленного конвективного течения и на границе, разделяющей два конвективных вихря. В этом случае развитие колебательной неустойчивости приводит к качественной перестройке пространственной структуры течения, в частности к потере зеркальной симметрии.

При $Rg=1$ и 15 зеркально-симметричные относительно прямой $y=0,5$ течения теряют устойчивость относительно монотонных возмущений левее и ниже кривых 1 на фиг. 3-4. В результате неустойчивости развиваются несимметричные течения, состоящие из двух расположенных друг над другом конвективных вихрей. Несимметричные течения становятся колебательно-неустойчивыми выше кривых 2 на фиг. 3, 4. Потеря устойчивости происходит аналогично случаю, изображенному на фиг. 6, *a*, однако в случае несимметричного течения неустойчивым становится только один наиболее интенсивный конвективный вихрь.

Наибольшее разнообразие различных пространственных структур наиболее опасного бесконечно малого возмущения наблюдается при анализе устойчивости центрально-симметричных течений. Однако все они представляют собой разнообразные комбинации трех механизмов неустойчивости, иллюстрируемых на фиг. 7, *a, б*.

Фигура 7, *a* ($Ra_g=1,4 \cdot 10^5$, $\alpha=0$) иллюстрирует потерю устойчивости с резким возрастанием тепловых и гидродинамических возмущений у границ полости, что характеризует неустойчивость замкнутого пограничного слоя. При этом наиболее интенсивные возмущения функции тока и температуры располагаются на диагоналях квадрата и смещены от центра к углам полости. В центральной части течения возмущения имеют относительно слабую интенсивность.

На фиг. 7, *б* ($Ra_g=5,4 \cdot 10^5$, $\alpha=1$) показан случай, когда глобальный максимум абсолютного значения возмущения функции тока находится в центре полости, а меньшие по величине максимумы располагаются на диагоналях между основным и обратными конвективными вихрями. Максимумы абсолютного значения возмущения температуры также находятся вблизи обратных вихрей, в то время как в центре полости возмущение температуры сравнительно мало. В рассматриваемом случае отчетливо видны две характерные причины колебательной неустойчивости: неустойчивость основного конвективного вихря и неустойчивость, вызванная взаимодействием основного и обратного конвективных вихрей.

Наиболее опасные бесконечно малые возмущения центрально-симметричных конвективных течений могут иметь и другие пространственные структуры, заметно отличающиеся от показанных на фиг. 7. Однако во всех случаях изолинии абсолютного значения возмущений свидетельствуют о наличии различных комбинаций описанных механизмов неустойчивости.

Переход от стационарного решения к колебательному не всегда осуществляется через бифуркацию Хопфа. В некоторых случаях нестационарные расчеты при закритических значениях параметров позволяют установить, что неустойчивость, определяющаяся нулевым собственным

значением матрицы Якоби, является колебательной. Такая неустойчивость, в частности, наблюдается при пересечении кривых 1 (см. фиг. 3, 4) справа налево выше точки пересечения этих кривых с кривыми 2. Колебательная неустойчивость центрально-симметричных течений при $Pr \geq 1$ и сравнительно малых α также наступает подобным образом (левый гладкий участок штриховой кривой на фиг. 3, 4). Так, нестационарный расчет, проведенный для $Pr=1$, $Ra_v=0$, $Ra_g=7 \cdot 10^4$ с использованием в качестве начального условия центрально-симметричного течения, позволил обнаружить колебательный режим с несколькими кратными частотами. Временные и пространственные характеристики полученного колебательного решения соответствуют результатам, полученным в [14] для $Ra_g=7 \cdot 10^4$ и $Pr=0,71$. При этом осредненное по периоду колебаний решение нестационарных уравнений конвекции зеркально-симметрично относительно прямой $y=0,5$, т. е. в этом случае монотонная неустойчивость вызывает переход от центрально- к зеркально-симметричному стационарному течению, которое в свою очередь неустойчиво по отношению к колебательным возмущениям.

Таким образом, высокочастотные вертикально направленные вибрационные силы оказывают совершенно различное воздействие на стационарные конвективные течения с различной пространственной структурой. Относительно слабые вибрационные поля оказывают сильное стабилизирующее воздействие на центрально-симметричные конвективные течения, однако увеличение вибрационного числа Рэлея может приводить к понижению порога устойчивости таких течений вплоть до их полной дестабилизации (штриховые кривые на фиг. 2–4).

Аналогично постепенное увеличение Ra_v от нуля до Ra_v^* стабилизирует течения, зеркально-симметричные относительно прямой $x=0,5$. При $Ra_v > Ra_v^*$ эти течения полностью дестабилизируются (пунктирные кривые на фиг. 3, 4).

Принципиально иное воздействие оказывают рассматриваемые вибрационные силы на течения, зеркально-симметричные относительно горизонтальной плоскости (штрихпунктирные кривые на фиг. 2–4). Эти течения становятся устойчивыми при достижении α определенного порогового значения (излом на нейтральных кривых устойчивости конвективно-равновесия при $\alpha=1,6$, фиг. 2–4) и становятся неустойчивыми не при увеличении, а при уменьшении параметра вибрационного воздействия α .

Автор выражает благодарность Г. З. Гершуни за помощь и чрезвычайно плодотворные обсуждения результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Н. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 319 с.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Зеңьковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 51–55.
4. Зеңьковская С. М., Овчинникова С. Н. Расчет вторичных течений в задаче о термовибрационной конвекции в слое. Ростов н/Д, 1987. – Деп. в ВИНТИ 24.6.87. № 4579–В87.
5. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 815–818.
6. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. О термоконвективной неустойчивости в вибрационном поле // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299. № 2. С. 309–312.
7. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. Численное исследование свободной конвекции в замкнутой полости, совершающей вертикальные колебания // Численные методы динамики вязкой жидкости. Новосибирск, 1979. С. 85–96.

8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. Конвективные колебания в замкнутой полости в модулированном поле тяжести // Конвективные течения. Вып. 1. Пермь, 1979. С. 73–80.
9. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. Вибрационная тепловая конвекция в прямоугольной полости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 4. С. 94–99.
10. Симоненко И. Б. Обоснование метода осреднения для задачи конвекции в поле быстро осциллирующих сил и для других параболических уравнений // Мат. сборник. 1972. Т. 87. № 2. С. 236–253.
11. Гельфгат А. Ю. Вариационный метод решения задачи динамики вязкой жидкости в прямоугольных областях // Прикл. задачи мат. физики. Рига, 1987. С. 14–24.
12. Гельфгат А. Ю., Мартузан Б. Я. Устойчивость и колебательные режимы естественной конвекции в нагреваемой сбоку прямоугольной полости // Прикл. задачи мат. физики. Рига, 1988. С. 31–40.
13. Гельфгат А. Ю. Влияние величины и направления магнитного поля на колебательные режимы термогравитационной конвекции в прямоугольной полости // Магнитная гидродинамика. 1988. № 3. С. 70–75.
14. Goldhirsch I., Pelz R. B., Orszag S. A. Numerical simulation of thermal convection in a two-dimensional finite box // J. Fluid Mech. 1989. V. 199. P. 1–28.

Рига

Поступила в редакцию
6.II.1990