

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАДКРИТИЧЕСКИХ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ—ШОУ

Г. Ф. ПУТИН, Е. А. ТКАЧЕВА

(Пермь)

Нерегулярные режимы конвекции вязкой жидкости в области перехода от ламинарного течения к турбулентному служат примером стохастического поведения детерминированных динамических систем [1, 2]. Такие режимы рассматривались в основном в классической задаче Бенара—Рэлея [2–6], а также в конвективной петле [7]. Нерегулярные конвективные колебания в вертикальном слое жидкости с границами высокой теплопроводности изучались экспериментально и теоретически в [8]. Однако металлические границы полости, использовавшейся в опытах, ограничивали возможности изучения формы нестационарных течений. В данной работе надкритические движения исследуются в плоской вертикальной щели (ячейке Хеле—Шоу) в подогреваемом снизу прозрачном блоке низкой теплопроводности, позволяющем непосредственно наблюдать эволюцию конвективных структур. Задача представляет интерес как при изучении переходных процессов, так и в связи с возможностью моделировать посредством ячейки Хеле—Шоу с теплоизолированными границами плоскую конвекцию в пористой среде [9].

Определены граница устойчивости равновесия и структура стационарных и колебательных движений вплоть до чисел Рэлея, на два порядка превышающих критическое значение. Описаны два типа колебаний и найдены для них области регулярного и стохастического поведения.

Конвективные движения жидкости в подогреваемой снизу полости, один из горизонтальных размеров которой много меньше двух других, отличаются тем, что из-за большого теплового и гидравлического сопротивления область колебательных режимов оказывается значительно ближе к основному уровню неустойчивости, чем в горизонтальном слое либо в полостях, имеющих размеры одного порядка. Кроме того, в ячейке Хеле—Шоу плоскости траекторий располагаются параллельно широким граням, а дискретность спектра движений существенно облегчает выяснение факторов, определяющих характер течения в надкритической области. Указанные обстоятельства делают ячейку Хеле—Шоу весьма удобным объектом для теоретического и экспериментального исследования.

Рабочими полостями служили узкие вертикальные каналы прямоугольного сечения, выбранные в средней части плексигласовых блоков размерами 16×16 см² и высотой от 2 до 8 см перпендикулярно их основаниям. Блоки помещались между горизонтальными медными пластинами теплообменников, по которым прокачивалась вода от струйных ультратермостатов. Таким образом, полость оказывалась ограниченной изотермическими границами сверху и снизу и плексигласовым массивом с боковых сторон. Значительные размеры модели по горизонтали практически исключали влияние внешних тепловых условий и позволяли получать в отсутствие конвекции достаточно однородный вертикальный градиент температуры в массиве и в жидкости.

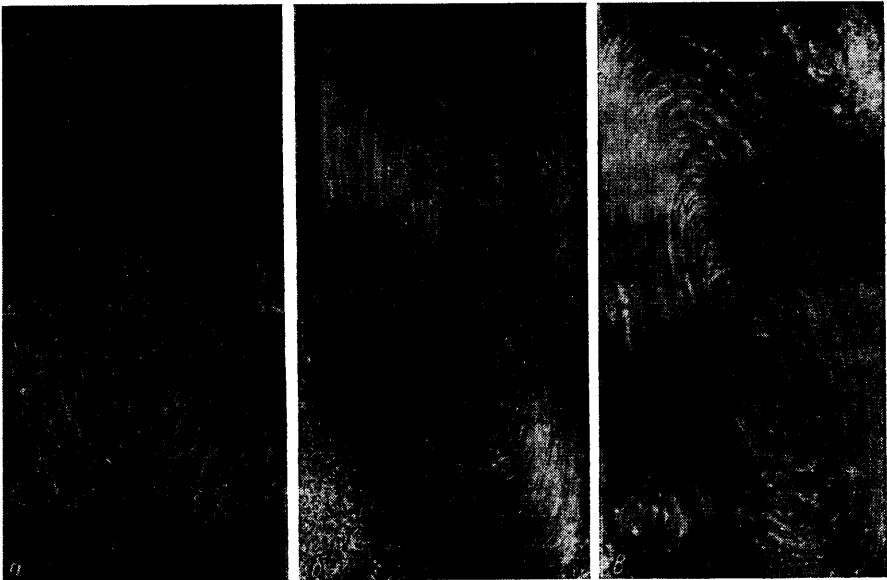
Структура конвективного течения определялась с помощью дифференциальных медноконстантановых термопар с диаметром проводов 0.1 мм. «Горячие» спай термопар располагались вдоль большой горизонтальной оси симметрии полости. Число таких спаев достигало 15. Общий «холодный» спай размещался на той же высоте в плексигласе на расстоянии 4 см от границ блока, где распределение температуры оставалось невозмущенным. Термопары измеряли отклонения температуры ϕ в соответствующих точках полости от равновесного значения. По этим отклонениям можно судить о форме движения, поскольку области с $\phi > 0$ соответствуют восходящим, а с $\phi < 0$ — нисходящим потокам жидкости.

Опыты проводились в основном с дистиллированной водой. Для визуализации течения использовались частички алюминиевой пудры, а при слабых интенсивностях, когда пудра довольно быстро оседала на дно полости, применялась электро-

химическая методика визуализации, описанная в [10]. Измерения проводились при стационарной разности температур T между нагревателем и холодильником. Время установления определенного режима конвекции составляло несколько часов и определялось по неизменности характера показаний термомпар в течение длительного времени.

Высота H щелей варьировалась от 2 до 8, а длина L — от 1.5 до 13 см. Толщина d изменялась от 1 до 4 мм и выдерживалась с точностью, не меньшей $2 \cdot 10^{-2}$ мм.

Наиболее интересными и в то же время наиболее доступными для анализа оказались результаты опытов с щелями, длина которых вдвое меньше высоты. Использовались три таких полости размерами $80 \times 40 \times 2.0$, $50 \times 25 \times 3.2$ и $30 \times 15 \times 2.0$ мм³.



Фиг. 1

Для этих полостей критические числа Рэлея R_1 , при которых механическое равновесие жидкости становится неустойчивым, оказались равными 0.65, 0.80 и 0.95 соответственно, т. е. несколько возрастают с увеличением относительной толщины d/H (число Рэлея определено через T и $d/2$). Критическое число для слоя жидкости, ограниченного твердыми абсолютно теплопроводными границами, составляет 6.08 [11]. Существенное отличие этого значения от найденных в настоящей работе чисел R_1 объясняется понижением устойчивости из-за уменьшения затухания температурных возмущений в окружающем массиве (отношение теплопроводностей воды и плексигласа составляет 3.3).

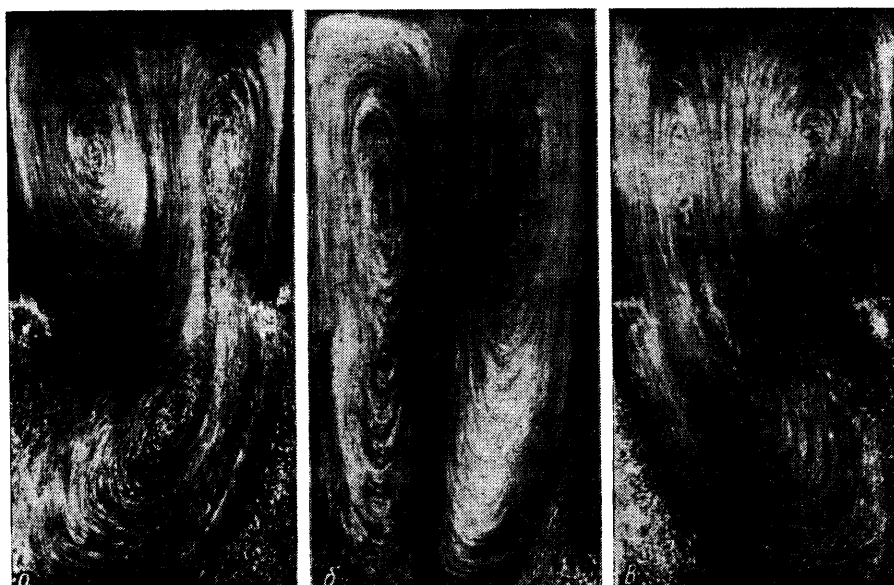
Во всех трех полостях кризис равновесия связан с одновихревым монотонным движением. Фотография такого движения, полученная в полости $H=80$ мм, приведена на фиг. 1 (фрагменты *a*, *b* и *c* соответствуют числам Рэлея 0.65, 0.7 и 0.8). Из фотографии видно, что линии тока представляют собой овалы, большая ось которых несколько наклонена от вертикали в сторону циркуляции, и лежат в плоскостях, параллельных широким границам щели; составляющая скорости, перпендикулярная этим границам, отсутствует. С увеличением R одновихревое движение становится более интенсивным, овальные линии тока вытягиваются, а их

большая ось сильнее наклоняется к вертикали. При этом в углах полости появляются застойные зоны, в которых возникает медленное возвратное течение значительно меньшей интенсивности, чем основное. Одновихревое движение сохраняется при постепенном увеличении T вплоть до значений R_2 , равных 0,8, 1,6 и 1,4 для полостей высотой 80, 50 и 30 мм соответственно. При $R \geq R_2$ устанавливается стационарное двухвихревое течение (фиг. 2, б). Кроме движений, изображенных на фиг. 1 и 2, б, с равной вероятностью возникает одновихревая структура с противоположным направлением вращения и двухвихревое течение с нисходящим потоком в центре полости.

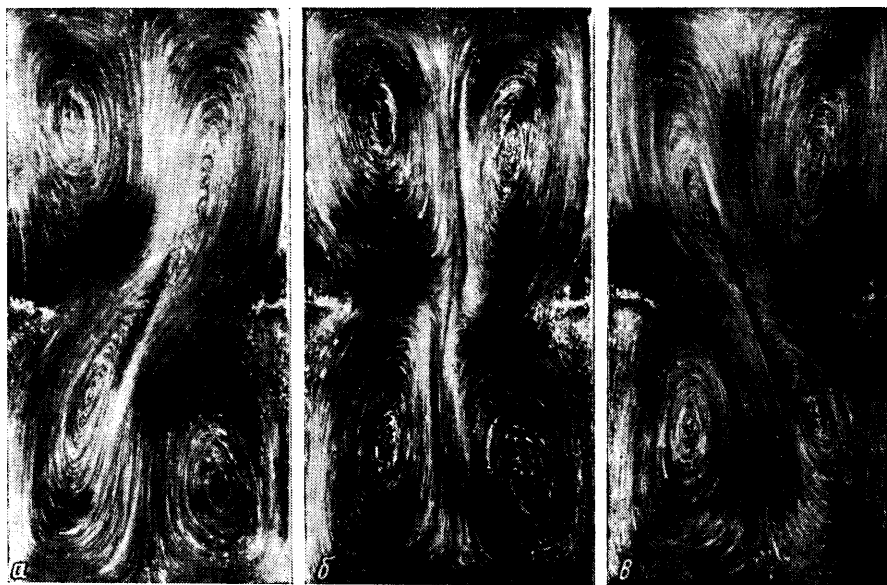
Монотонные конвективные движения остаются устойчивыми в весьма узком диапазоне чисел Рэлея. Так, в полости высотой 80 мм уже при $R = 1,0$ двухвихревое стационарное движение сменяется колебаниями, характерные стадии которых изображены на фиг. 2. Основное состояние — двухвихревое течение (фиг. 2, б), оказывается неустойчивым. С течением времени одна из ячеек (на фиг. 2, а правая) увеличивается, вытесняя вторую ячейку в верхний угол полости. Это состояние в свою очередь неустойчиво — интенсивность и размеры угловой ячейки возрастают, и она снова становится равной первой ячейке (фиг. 2, б), а затем вытесняет ее в другой верхний угол (фиг. 2, в). После этого процесс повторяется. Описанные колебания приблизительно можно рассматривать как результат суперпозиции одновихревой (фиг. 1, а) и двухвихревой (фиг. 2, б) гармоник с коэффициентами, периодически меняющимися со временем.

При значениях $R > 1,1$ преобладающим становится одно из асимметричных состояний, например изображенное на фиг. 2, в; колебания сводятся к пульсациям вблизи этого состояния, тогда как структуры, отвечающие фиг. 2, а, б, не появляются. В то же время в одном из нижних углов полости образуется еще одна ячейка, в результате чего устанавливается колебательное движение, характерные стадии которого показаны на фиг. 3. В состоянии, соответствующем фиг. 3, а, имеются одна большая диагональная ячейка с отрицательным (против часовой стрелки) направлением циркуляции и две ячейки меньших размеров в углах полости с положительным направлением вращения. Угловые ячейки со временем увеличиваются; при этом большая ячейка пережимается в середине и делится на две части. В результате образуются четыре практически равные ячейки (фиг. 3, б), причем в ячейках, расположенных по диагонали, направление вращения совпадает. Затем увеличиваются и сливаются в одну ячейки с положительным направлением циркуляции (фиг. 3, в). Такая структура в свою очередь сменяется четырьмя ячейками и т. д. Фазы движения, изображенные на фиг. 3, обладают инверсионной симметрией относительно центра области и являются результатом взаимодействия одно- и четырехвихревой гармоник.

Режим возбуждения описанных выше колебательных движений оказывается различным в полостях с различным отношением d/H . В полости $H=80$ мм двухвихревое колебательное движение появляется и затухает с увеличением и уменьшением T при одном и том же значении числа Рэлея, причем вблизи этой точки амплитуда колебаний исчезающе мала, т. е. характер возбуждения оказывается мягким. В щели высотой 50 мм с увеличением T двухячейное течение при $R=5,6$ скачком сменяется четырехвихревым колебательным движением конечной амплитуды, которое, если уменьшать T , прекращается при $R=2,8$, причем вблизи точки затухания его амплитуда также конечна. Таким образом, в этом случае имеет место жесткое возбуждение колебаний, что связано, по-видимому, с различием симметрии монотонного и сменяющего его колебательного движений. Однако в некоторых опытах при $R \geq 5,6$ возбуждались двухвихревые



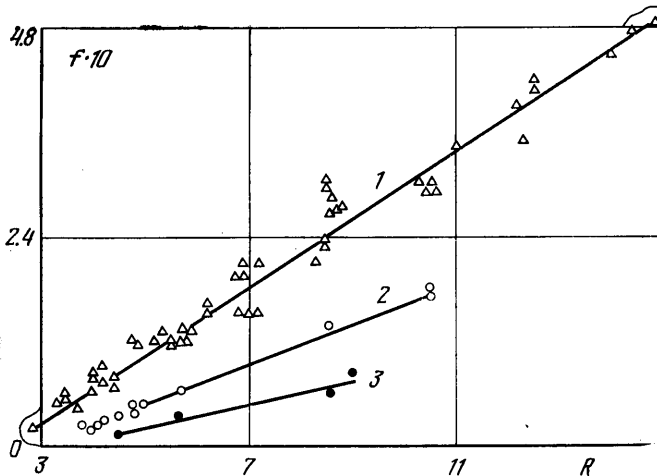
Фиг. 2



Фиг. 3

колебания; при этом, уменьшая T , удавалось наблюдать их мягкий переход к стационарному течению, минуя инверсионно-симметричные колебания. Аналогичным образом происходит возбуждение и затухание колебаний в полости $H=30$ мм. Особенностью конвективного движения в этой полости по сравнению с щелью высотой 50 мм является наличие двухвихревых колебаний в переходной области между одно- и двухвихревыми стационарными течениями.

При больших надкритичностях во всех трех полостях устанавливаются инверсионно-симметричные колебания (фиг. 3), причем при одинаковых R/R_* (R_* — минимальное число Рэлея, при котором наблюдаются колебания в данной модели при понижении T) они имеют одинаковый характер. Из-за большей толщины слоя d максимальные числа Рэлея (до $150 R_*$) достигались в полости высотой 50 мм, поэтому дальнейшее описание колебательных режимов основывается на результатах опытов с этой моделью.



Фиг. 4

Представляется интересным проследить, как изменяется характер колебаний с увеличением R . Количественный анализ записей сигналов термомпар показывает, что при числах Рэлея, близких к R_* , температуры φ изменяются со временем по гармоническому закону. С увеличением надкритичности ($R \geq 5$) могут возникать как гармонические колебания, так и колебания, имеющие вид биений, характерных для наложения нескольких частот. График зависимости безразмерной частоты $f = d^2 / 4\chi\tau$ (χ — температуропроводность жидкости, τ — размерный период) регулярных колебаний от числа Рэлея представлен на фиг. 4. В большинстве случаев возбуждались колебания, частоты которых группируются вблизи прямой 1. При небольших R иногда возникали стационарные колебания, частоты которых были в 2 и 4 раза ниже основной частоты (прямые 2, 3). Низкочастотные колебания имели такую же структуру, как и колебания, частоты которых лежат на линии 1, и, раз возникнув, продолжались в течение всего опыта. Однако при изменении T колебания с кратными частотами становились, как правило, неустойчивыми и сменялись колебаниями с основной частотой. Период колебаний вдоль прямой 1 убывает от 30 мин при $R=2.8$ до 20 сек при $R=20$. Наибольший период наблюдался в опыте с числом Рэлея $R=4.4$ (прямая 3) и составляла 60 мин. Аналогичные графики получены в опытах с полостями высотой 70 и 30 мм, при этом безразмерные частоты $f(R/R_*)$ в различных полостях совпадают.

При еще больших надкритичностях ($R > 20$) устанавливаются существенно нерегулярные высокочастотные пульсации весьма сложного вида, температурные записи которых аналогичны кривым, приведенным в [6, 8]. Спектральный анализ термограмм, полученных при неизменных условиях подогрева в течение нескольких часов (порядка 10^3 единиц безразмерного времени), подводит к заключению, что описываемые колебания имеют, по-видимому, стохастический характер. Если представить процесс нерегу-

лярных колебаний в фазовом пространстве температура — скорость, то можно выделить две области состояний, отличающихся направлением преимущественной циркуляции жидкости (примеры движений, соответствующих таким состояниям, изображены на фиг. 3, а, в). Внутри каждой из областей совершается по несколько неперриодических пульсаций, состоящих в случайном изменении весов и фаз одно- и четырехвихревой гармоник. Переброс из одной области в другую по-прежнему осуществляется через четырехячейстую структуру (фиг. 3, б) и также происходит случайным образом, так что в целом система проводит одинаковое время в обеих областях. Подобное стохастическое поведение характерно для динамических систем, в фазовом пространстве которых имеется притягивающее множество с экспоненциально неустойчивыми траекториями [1], и обнаружено ранее в подогреваемых снизу горизонтальном слое [2-6] и ячейке Хеле — Шоу с теплопроводными границами [8].

Надкритические колебания наблюдались также в других жидкостях — трансформаторном масле, этиловом спирте, керосине и т. д. и в полостях, длина L которых больше $H/2$. Увеличение относительной длины L/H приводит к усложнению структуры движения. Так, в полости $30 \times 120 \times 2.0$ мм³ непосредственно за порогом неустойчивости равновесия образуется семь ячеек вдоль слоя. С увеличением T их число возрастает (в обсуждаемом случае наблюдалось до 12 стационарных вихрей). Колебания в таких полостях возбуждаются мягко и связаны с пульсациями боковых ячеек, тогда как ячейки в средней части полости остаются неподвижными.

Авторы благодарят Г. И. Петрова и участников его семинара за обсуждение и А. Ф. Пшеничникова и С. А. Лебедева за помощь в работе.

Поступила 14 XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. М., «Наука», 1974.
2. Martin P. C. Instabilities, oscillations and chaos. J. Phys., 1976, vol. 37, No. 1.
3. Lorenz E. N. The mechanics of vacillation. J. Atmosph. Sci., 1963, vol. 20, No. 5.
4. McLaughlin J. B., Martin P. C. Transition to turbulence of a statically stressed fluid system. Phys. Rev., Ser. A, Gen. Phys., 1975, vol. 12, No. 1.
5. Герценштейн С. Я., Шмидт В. М. Нелинейное развитие и взаимодействие возмущений конечной амплитуды при конвективной неустойчивости вращающегося плоского слоя. Докл. АН СССР, 1975, т. 225, № 1.
6. Герценштейн С. Я., Шмидт В. М. Нелинейное взаимодействие конвективных волновых движений и возникновение турбулентности во вращающемся горизонтальном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 2.
7. Welander P. On the oscillatory instability of a differentially heated fluid loop. J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, No. 1.
8. Любимов Д. В., Пугин Г. Ф., Чернагинский В. И. О конвективных движениях в ячейке Хеле — Шоу. Докл. АН СССР, 1977, т. 235, № 3.
9. Horne R. N., O'Sullivan M. J. Oscillatory convection in a porous medium heated from below. J. Fluid Mech., 1974, vol. 66, No. 2.
10. Ястребов Г. В. Применение электрохимической методики для визуализации конвективных движений быстровращающейся жидкости. В сб. «Гидродинамика», вып. 5. Уч. зап. Пермск. ун-та, 1974, № 316.
11. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.