

УДК 532.5.013.4:536.25

О ВОЗНИКНОВЕНИИ КОНВЕКЦИИ НА ФОНЕ МЕДЛЕННОГО ТЕЧЕНИЯ

ГЛУХОВ А. Ф., ПУТИН Г. Ф.

В подогреваемой однородно снизу жидкости по достижении критического числа Рэлея от равновесия мягко ответвляется конвективное движение, амплитуда которого возрастает с надкритичностью [1]. В реальной обстановке строгие условия равновесия, как правило, не выполняются, и в подкритической области имеются медленные возмущающие течения. В работах [2–5] теоретически и в [6] экспериментально показано, что возмущение, имеющее структуру первого критического движения, сохраняет мягкий режим возбуждения свободной конвекции. С другой стороны, из численных и аналитических исследований различных двумерных задач [4, 5, 7] следует, что в ситуации, когда возмущение соответствует более высокому уровню неустойчивости, переход к интенсивной конвекции может происходить жестко и сопровождаться гистерезисом по числу Рэлея.

В настоящей работе экспериментально исследован характер неустойчивости и надкритические конвективные движения, возникающие на фоне медленного индуцированного течения, обладающего структурой второй критической моды. Для сопоставления с теорией используется вертикальная ячейка Хеле – Шоу, конвекция в которой может считаться двумерной [8].

Показано, что возмущения значительной амплитуды подавляют нижнее критическое движение. Слабые возмущения деформируют основной уровень неустойчивости и приводят к жесткому развитию свободной конвекции. Описаны различные режимы возбуждения и взаимные переходы между свободноконвективным и индуцированным течениями.

В данной работе размеры ячейки подбирались таким образом, чтобы нижнее критическое движение было одно-, а следующее двухвихревым (фотографии соответствующих структур приведены в [8]). Двухвихревое возмущающее течение создавалось системой подогреваемых электрическим током проволочек диаметром 0,1 мм, установленных в вертикальном сечении, проходящем через малую ось ячейки. Рабочая полость высотой 100, длиной 50 и толщиной 14,5 мм ограничивалась с широких боковых сторон двумя параллельными пластинами из меди толщиной 1 мм. Пластины припаивались к массивным медным теплообменникам, служившим горизонтальными гранями полости. С узких боковых сторон полость замыкалась пенопластовыми блоками. В теплообменниках имелись отверстия, по которым циркулировала вода от ультратермостатов, регулирующих температуру с точностью до 0,05 С. При этом на горизонтальных гранях ячейки устанавливалось однородное, а на боковых – линейное по вертикали распределение температуры. Опыты проводились с воздухом.

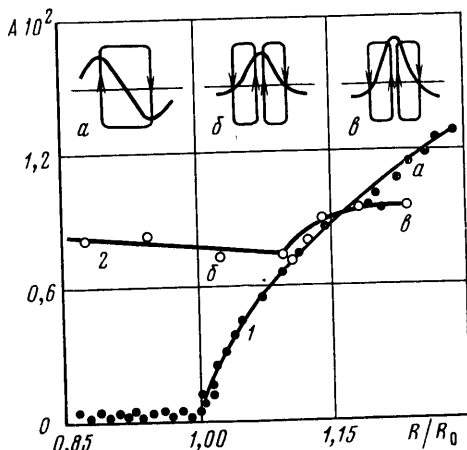
Структура конвективного течения определялась по показаниям ϕ_i спаяв шести термопар, расположенных вдоль большой горизонтальной оси полости. Общий холодный спай укреплялся на той же высоте на медной стенке. Для наблюдения течений были проделаны контрольные опыты с ячейками, имеющими плексигласовые широкие стенки. Движение визуализировалось табачным дымом. Картины течения, построенные по температурным профилям ϕ_i , согласуются с непосредственно наблюдаемыми структурами.

Модель ориентировалась таким образом, чтобы одновихревые течения с различной циркуляцией, возникающие в отсутствие индуцированного возмущения в нижней критической точке, были симметричными и появлялись с одинаковой вероятностью. В начале каждого опыта устанавливались одинаковые температуры термостатов, а на проволочный нагреватель подавалось некоторое напряжение, поддерживающееся в дальнейшем постоянным. Затем разность температур T между теплообменниками увеличивалась ступеньками через 0,5°, а вблизи порога неустойчивости – через 0,1° (критическая разность температур T_0 составляла 5,4°), и регистрировался переход от возмущающего течения к интенсивной конвекции. После этого температура T постепенно уменьшалась и наблюдался обратный переход к медленному индуцированному течению. На каждом шаге по T в стационарных условиях, достигавшихся через 0,5 ч после изменения температур термостатов, измерялись профили ϕ_i , по которым восстанавливалась структура течения.

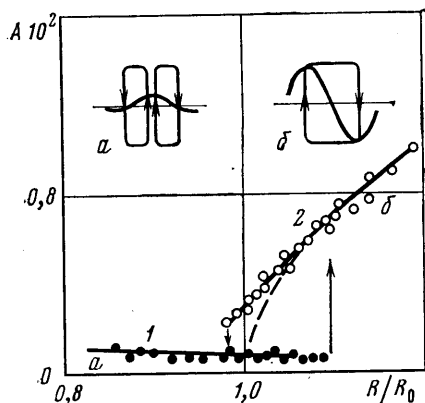
Результаты опытов представлялись в виде зависимости безразмерной амплитуды течения $A = \langle |\phi_i| \rangle / T$ от числа Рэлея R , определенного через полутолщину слоя.

На фиг. 1 изображена такая зависимость для случая, когда возмущающее течение отсутствует (кривая 1). По оси абсцисс графика отложено относительное число R/R_0 , где $R_0=14,4$ — критическое число Рэлея, найденное экстраполяцией амплитудной кривой к значению $A=0$; погрешность в определении R_0 не превышает 2%. В подкритической области экспериментальные данные группируются вблизи оси абсцисс. При $R>R_0$ точки, полученные при повышении и понижении T , ложатся на одну и ту же амплитудную кривую. Температурный профиль Φ , отвечающий точке a графика, показан на фрагменте a (здесь и далее профили, относящиеся к определенным точкам графика, носят одинаковые с ними обозначения).

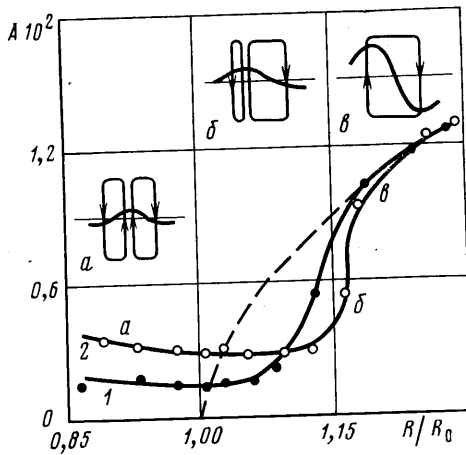
Характер неустойчивости при нарушении равновесия определяется величиной возмущения. Поскольку в соответствии с определением относительная амплитуда A постоянного возмущения убывает с ростом T , удобно использовать значение $A(T_0)$ в критической точке. Когда амплитуда индуцированного течения $A(T_0) > 6 \cdot 10^{-3}$, медленное двухвихревое течение при $R > R_0$ плавно



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

переходит в интенсивное течение такой же структуры; обратный переход при уменьшении T совершается вдоль этой же линии (кривая 2 и обозначения δ, ϵ на фиг. 1). При меньших возмущениях возбуждалось одновихревое свободноконвективное движение. График, приведенный на фиг. 2 ($A(T_0)=8 \cdot 10^{-4}$), характерен для возмущений, симметричных относительно вертикали. Слабое двухвихревое течение (ветвь 1, фрагмент a) при медленном увеличении T сохраняется вплоть до $R=1,1 R_0$, а затем скачком, т. е. без промежуточных стационарных состояний, перестраивается в одновихревое движение большей амплитуды (ветвь 2, фрагмент δ). При последующем уменьшении T одновихревое течение сменяется двухвихревым также скачком, однако обратный переход совершается при $R=0,98 R_0$. В интервале чисел Рэлея, ограниченном стрелками, возможны одно- или двухвихревые стационарные течения. Переход с одной ветви на другую происходит жестким образом и сопровождается гистерезисом. Заметим, что изложенные выше результаты качественно согласуются с расчетами [7].

Фигура 3 иллюстрирует установление одновихревой конвекции в опытах, когда из-за экспериментальных погрешностей подкритическое движение было несколько несимметричным — вихри отличались шириной на 2–3%. Линия 1 отвечает возмущению с амплитудой $A(T_0)=1,6 \cdot 10^{-3}$, линия 2 — $3 \cdot 10^{-3}$. В этом случае одновихревое

течение развивается в весьма узком интервале чисел Рэлея путем постепенного увеличения одного из вихрей (см. последовательность обозначений $a-b$); однако промежуточные состояния являются устойчивыми, а обратное преобразование описывается той же кривой. Штриховой линией на фиг. 2 и 3 нанесена амплитудная кривая, полученная в отсутствие индуцированного течения. Видно, что при больших надкритических возмущении становится несущественным. При обоих вариантах возбуждения одновихревой структуры конечная точка нижней ветви смещается с интенсивностью возмущения в сторону больших R .

ЛИТЕРАТУРА

1. Сорокин В. С. О стационарных движениях в жидкости, подогреваемой снизу.— ПММ, 1954, т. 18, № 2.
2. Чернатынский В. И., Шлюomis М. И. Конвекция вблизи критических чисел Рэлея при почти вертикальном градиенте температуры.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 1.
3. Тарукин Е. Л. Ветвление решений уравнений конвекции в замкнутой полости с подвижной границей при подогреве снизу.— В кн.: Современные проблемы тепловой гравитационной конвекции. Минск, 1974.
4. Daniels P. G. The effect of distant sidewalls on the transition to finite amplitude Bénard convection.— Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 1978, v. 358, № 1693.
5. Hall P., Walton J. C. The smooth transition to a convective regime in a two-dimensional box.— Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 1978, v. 358, № 1693.
6. Зимин В. Д., Кетов А. И. Надкритические конвективные движения в кубической полости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 5.
7. Тарукин Е. Л. Конвекция в замкнутой полости, подогреваемой снизу, при нарушении условий равновесия.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 2.
8. Путин Г. Ф., Ткачева Е. А. Экспериментальное исследование надкритических конвективных движений в ячейке Хеле — Шоу.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.

Пермь

Поступила в редакцию
23.X.1979

УДК 532.546

О СТРУКТУРЕ ФРОНТА ДОВЫТЕСНЕНИЯ НЕФТИ РАСТВОРОМ АКТИВНОЙ ПРИМЕСИ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

БРАГИНСКАЯ Г. С.

Структура фронта вытеснения нефти раствором активной примеси в неизотермических условиях в «крупномасштабном» приближении без учета тепловых потерь была детально изучена в [1, 2]. Ниже это рассмотрение дополнено анализом задач довытеснения, когда начальная водонасыщенность пласта велика. Эти задачи моделируют применение активных примесей и закачки горячей воды на поздней стадии разработки, когда значительная часть нефти уже вытеснена из пласта в ходе «обычного» заводнения и начальная водонасыщенность пласта велика. Изложение целиком опирается на работы [1, 2], содержание которых предполагается известным.

1. Постановка задачи. Система уравнений движения, описывающая рассматриваемый процесс, состоит из условий баланса воды, активной примеси в растворенном и сорбированном состоянии, теплового баланса и при описании крупномасштабных одномерных движений имеет вид [1, 2]

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{U}{m} \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[cs + \frac{a(c)}{m} \right] + \frac{U}{m} \frac{\partial}{\partial x} (cF) = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [Ts + Tb] + \frac{U}{m} \frac{\partial}{\partial x} [TF + Th] = 0 \quad (1.3)$$