

УДК 532.516

© 2003 г. А. А. ИВАНОВА, В. Г. КОЗЛОВ

ВИБРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ НЕПОСТУПАТЕЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ПОЛОСТИ (ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ СЛУЧАЙ)

Экспериментально исследуется осредненное движение изотермической жидкости в цилиндрической полости квадратного сечения, совершающей вращательные вибрации вокруг оси симметрии. Изучается структура вибрационного течения, его устойчивость и закономерности трансформации с изменением безразмерной частоты в интервале, охватывающем области предельно низких и предельно высоких ее значений.

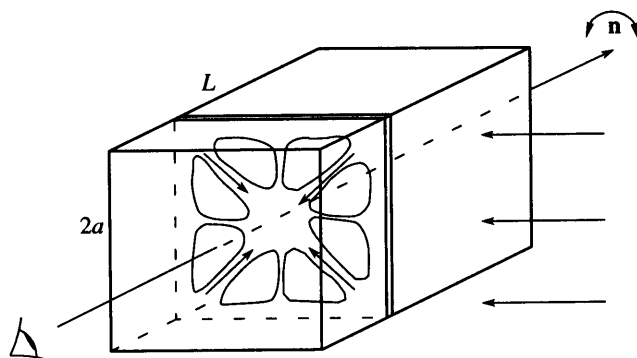
Ключевые слова: изотермическая жидкость, вращательные вибрации, конвекция, слой Стокса, осредненные течения.

Осцилляции жидкости, вызванные переменным силовым полем, приводят к осредненным вибрационным эффектам, которые проявляются в генерации течений, стабилизации или дестабилизации равновесия и т.д. Известным примером осредненного воздействия вибраций являются акустические течения [1], когда при колебаниях несжимаемой жидкости вблизи твердых границ в неоднородных слоях Стокса генерируется осредненное движение. При вибрационном воздействии на полость с изотермической жидкостью осцилляции последней в системе отсчета полости определяются вращательной вибрационной компонентой. Поступательная составляющая вибраций приводит лишь к перенормировке давления, не вызывая колебаний жидкости, а значит не вызывая и осредненных эффектов. Ситуация изменяется в случае неизотермической, т.е. неоднородной по плотности жидкости. Связанная с неоднородностью плотности вибрационная тепловая конвекция возникает как при чисто поступательных, так и при вращательных колебаниях полости [2, 3]. Однако комбинированные, поступательно-вращательные вибрации полости с неизотермической жидкостью особенно эффективны [3, 4].

В настоящей работе на примере цилиндра квадратного сечения экспериментально изучается осредненное течение изотермической жидкости в полости, совершающей вращательные вибрации вокруг оси симметрии.

1. Постановка задачи. Рассмотрим осредненную динамику изотермической жидкости в полости при ее непоступательных гармонических колебаниях с циклической частотой Ω . В системе отсчета полости жидкость совершает колебания, вызванные изменением ориентации полости в пространстве, т.е. вращательной вибрационной компонентой. Поскольку поступательная компонента вибраций несущественна, ее можно исключить из рассмотрения.

Остановимся на механизме возбуждения осредненных течений несжимаемой изотермической жидкости. Простое описание возможно в предельном случае высоких частот, когда толщина слоев Стокса $\delta = \sqrt{2\nu/\Omega}$ мала по сравнению с размерами полости h . Движение жидкости возникает в результате генерации осредненной завихренности в неоднородных скин-слоях. В слоях Стокса формируется интенсивное осредненное вихревое движение, и слои начинают работать подобно ленточным транспортерам, сообщая жидкости на своей внешней границе касательную к поверхности осредненную компоненту скорости. Для описания движения, вызываемого данным "поверхност-



Фиг. 1. Постановка задачи

ным" механизмом, используются эффективные граничные условия для касательной компоненты осредненной скорости жидкости [5].

Интенсивность осредненных потоков определяется пульсационным числом Рейнольдса $Re_p = (h\varphi_0)^2 \Omega / \nu$, где φ_0 – амплитуда угловых колебаний полости, ν – кинематическая вязкость жидкости, произведение $h\varphi_0$ характеризует амплитуду колебаний жидкости вблизи границ полости. Поскольку в основе данного механизма лежит неоднородность пульсационного поля скорости вблизи границ, в полости прямоугольной формы он будет проявляться в торцовых концах, где неоднородность пульсационного поля вдоль твердой границы связана с наличием углов.

Второй определяющий параметр – безразмерная частота вибраций $\omega = \Omega h^2 / \nu$, характеризующая отношение размера полости к толщине слоя Стокса. Приведенное выше описание справедливо для частот $\omega \gg 1$. В области умеренных и низких частот само осциллирующее движение жидкости во всем объеме полости существенно определяется вязкими силами. Осредненная динамика жидкости в этом случае определяется двумя параметрами, Re_p и ω .

Движение жидкости в цилиндрической полости треугольного сечения, совершающей высокочастотные вращательные вибрации относительно своей оси, теоретически в приближении ползущих течений рассматривалось в [6]. Начало экспериментальных и теоретических исследований движения в полости квадратного сечения положено работой [7], часть теоретических результатов вошла в [2].

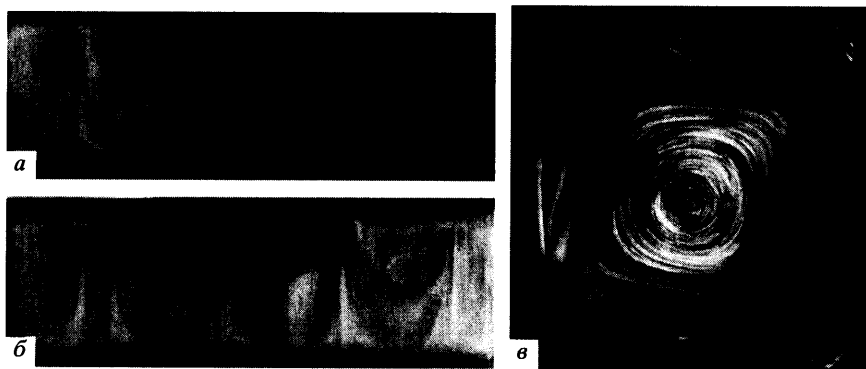
Экспериментальная установка состоит из механического вибратора, обеспечивающего вращательные колебания платформы с полостью, фотокамеры и осветителя (описание вибратора имеется в [8]).

Полость с жидкостью длиной $L = 16$ см и стороной поперечного сечения $2a = 5.0$ см (фиг. 1) совершает вращательные колебания вокруг оси n по закону $\varphi = \varphi_0 \cos(\Omega t)$. Частота и амплитуда вибраций изменяются в интервале $f = 0-40$ Гц, $\varphi_0 = 0-0.5$ рад. Измерение частоты проводится при помощи цифрового тахометра с точностью 0.01 Гц (нестабильность частоты не превышает 1%), амплитуда измеряется при помощи оптического катетометра с точностью $2 \cdot 10^{-4}$ рад; основные результаты получены при $\varphi_0 \leq 0.2$ рад.

Рабочими жидкостями являются вода, водоглицериновые смеси и этиловый спирт. Наблюдение и фоторегистрация ведутся через прозрачные стенки кюветы (с боковой стороны или со стороны торца) при подсветке в виде светового ножа в поперечном к оси вибраций сечении, визуализатором является алюминиевая пудра. Фотоаппарат располагается неподвижно в лабораторной системе отсчета, время экспозиции изменяется от 1 до 20 с при стробоскопическом освещении с частотой от 0.1 до 1 Гц. Измерение скорости жидкости проводится по фотографиям.



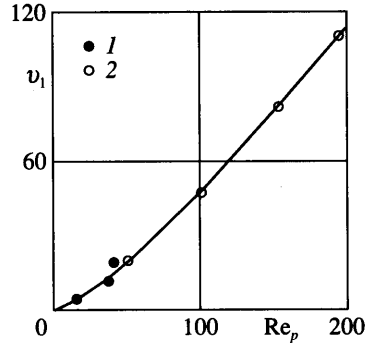
Фиг. 2. Осредненное движение водоглицериновой смеси; $Re_p = 4,1$, $\omega = 1100$



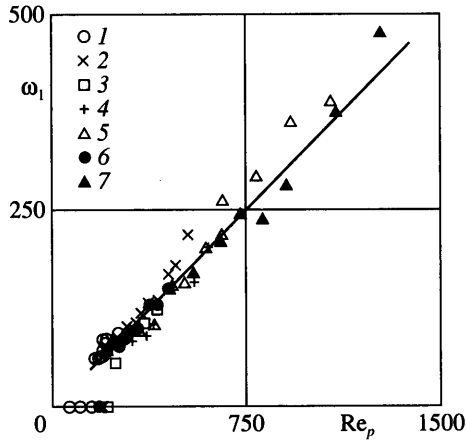
Фиг. 3. Вид надкритического движения этилового спирта сбоку ($a - Re_p = 480$, $б - Re_p = 280$) и в поперечном сечении ($в$): $Re_p = 242$, $\omega = 1.7 \cdot 10^4$, центральное ядро вращается против часовой стрелки

2. Вибрации высокой частоты. При вращательных колебаниях полости возбуждается интенсивное движение жидкости, структура которого зависит от безразмерной частоты $\omega \equiv \Omega a^2 / \nu$, если $\omega < 5000$, и оказывается автомодельной по частоте для $\omega > 5000$. Генерируемое слоями Стокса течение захватывает весь объем полости. При сравнительно слабых вибрациях течение оказывается двумерным (фиг. 2) и состоит из восьми симметричных вихрей, вращающихся согласованно друг с другом. Потoki жидкости направлены вдоль диагоналей из углов полости к центру. Интенсивность среднего движения пропорциональна частоте и квадрату амплитуды вибраций.

При увеличении интенсивности вибраций двумерное вихревое течение теряет устойчивость, и на смену ему приходит система тороидальных вихрей, согласованно вращающихся друг относительно друга (фиг. 3, a , $б$). Одновременно вся система совершает интенсивное вращение вокруг оси полости. Вращение может быть и по часовой, и против часовой стрелки (направление вращения определяется начальными условиями). В центральной части полости в поперечном сечении видно ядро, совершающее вращение, близкое к твердотельному: все его элементы движутся с близкой угловой скоростью (фиг. 3, $в$).



Фиг. 4. Зависимость скорости среднего течения от пульсационного числа Рейнольдса (точки 1 – глицерин, 2 – этиловый спирт)

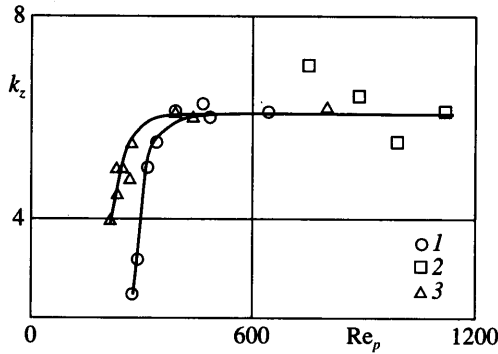


Фиг. 5. Зависимость угловой скорости вращения центрального ядра $\omega_1 = 2\pi a^2/T\nu$ (T – период) от вибрационного параметра; точки 1–5 – этиловый спирт, $\varphi_0 = 0.052, 0.078, 0.084, 0.122$ и 0.172 рад; 6, 7 – вода, $\varphi_0 = 0.073$ и 0.152 рад

Из сравнения фиг. 2 и фиг. 3, в видно, что центральное ядро формируется в результате объединения четырех докритических вихрей, имеющих одно направление вращения. Четыре вихря противоположного направления вращения в надкритической области прижаты к боковым стенкам полости и имеют значительно меньший размер.

В случае высоких частот, $\omega \gg 1$, и относительно малых амплитуд вибраций структура осредненного течения и его интенсивность, как и порог устойчивости, определяются безразмерным вибрационным параметром $Re_p = \varphi_0^2 a^2 \Omega / \nu$. Интенсивность среднего течения (максимальная скорость струи $v_1 = \omega a / \nu$, направленной из угла полости) монотонно повышается с увеличением параметра Re_p (фиг. 4).

Угловая скорость вращения жидкости в центральной части полости $\omega_1 = 2\pi a^2 / T\nu$ (T – период вращения) в надкритической области пропорциональна Re_p (фиг. 5). Результаты, полученные при различных параметрах вибраций для этилового спирта (точки 1–5) и воды (6, 7), хорошо согласуются между собой, подтверждая определяющую роль параметра Re_p для предельного случая высоких частот.



Фиг. 6. Зависимость безразмерного волнового числа k_z от вибрационного параметра (1, 2 – этиловый спирт, $\varphi_0 = 0.076$ и 0.152 рад; 3 – вода, $\varphi_0 = 0.056$ рад)

В случае малых амплитуд вибраций ($\varphi_0 < 0.05$ рад) переход от двумерного вибрационного течения (восьмивихревого) к трехмерному с однонаправленным вращением жидкости в центральной части полости происходит пороговым образом при $Re_p \sim 150$ (фиг. 5). С повышением амплитуды порог смещается в область более высоких значений Re_p .

На фиг. 6 показана зависимость безразмерного волнового числа k_z трехмерных структур от вибрационного параметра Re_p . Длина пространственного периода вдоль оси симметрии измеряется по фотографиям, подобным фиг. 3, а, б. В качестве единицы длины волны используется половина стороны квадрата. В надкритической области и для спирта (1, 2) и для воды (3) волновое число с увеличением Re_p быстро нарастает и принимает постоянное значение $k_z = 6.5 \pm 0.5$. При $Re_p > 500$ интенсивность и структура вибрационного течения уже не зависят от амплитуды, а определяются лишь параметром Re_p .

Определяющая роль вибрационного параметра Re_p объясняется механизмом возбуждения движения в объеме полости, а именно вязкой диффузией осредненной завихренности, генерируемой в осциллирующих слоях Стокса около твердых стенок полости. Параметр Re_p отвечает за структуру осредненного движения в объеме полости, т.е. во внешней по отношению к вязким пограничным слоям области.

В рассмотренных опытах безразмерная частота $\omega > 10^3$ была достаточно высокой. Наблюдать движение в самих пограничных слоях при таких частотах сложно, можно лишь контролировать движение, внешнее по отношению к вязким слоям. Ясно, что при уменьшении безразмерной частоты, т.е. при увеличении относительного размера пограничного слоя, осредненное течение во внутренней части слоя проявит себя, когда его толщина сравнится с размером полости.

3. Область умеренных и низких частот. Достаточно сложное осредненное течение вблизи стенок полости, непосредственно в вязких пограничных слоях, можно видеть уже на фиг. 2. Течение в целом состоит из четырех пар вихрей, расположенных в объеме полости, и четырех пар вихрей, локализованных непосредственно под первыми вблизи твердых стенок. Поперечный размер вихрей, находящихся около стенок, пропорционален толщине слоя Стокса и в несколько раз превосходит его. Назовем эти вихри внутренними погранслойными вихрями. Толщина внутренних вихрей может быть малой по сравнению с размером полости, однако скорость в них превосходит скорость во внешних по отношению к ним потоках. Это связано с тем, что генерация осредненной завихренности происходит именно в осциллирующих пограничных слоях. На границе между внутренними и внешними вихрями движение (осредненные по-



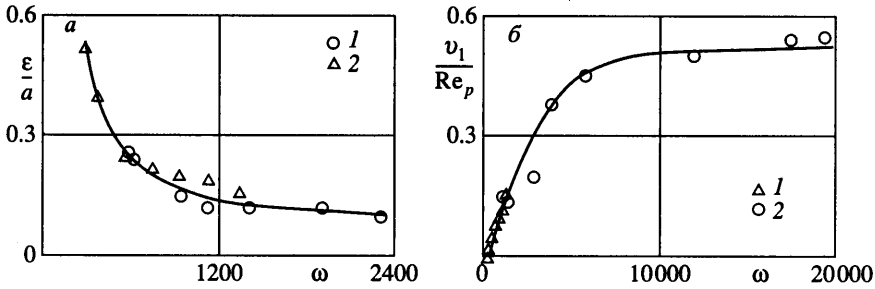
Фиг. 7. Вид двумерного осредненного течения водоглицериновой смеси ($\nu = 0.87$ Ст): $\omega = 630$, $Re_p = 1.9$ (а) и $\omega = 200$, $Re_p = 4.2$ (б)

токи жидкости) направлено вдоль стенок полости от их центров к углам, т.е. из области максимального значения амплитуды пульсационной составляющей скорости в область ее минимального значения. Это находится в полном согласии с основной идеей генерации осредненных течений в неоднородных слоях Стокса.

В случае высоких частот, когда толщина пограничных слоев мала, наблюдение внутреннего осредненного течения оказывается невозможным, на фиг. 2 оно видно благодаря сравнительно небольшому значению ω . При понижении ω увеличивается относительная толщина слоев Стокса и соответственно поперечный размер внутренних вибрационных структур. Это, в свою очередь, приводит к вытеснению внешних вихрей в центральную часть полости, размер и интенсивность последних уменьшаются (фиг. 7, а). При $\omega < 200$ внутренние вихри занимают практически весь объем полости, внешние структуры исчезают вовсе (на фиг. 7, б видны только четыре пары вихрей). В области низких безразмерных частот вибрационные потоки направлены вдоль диагоналей, но из центра полости к ее углам, при этом направление вращения вихрей оказывается противоположным тому, что наблюдается в случае высоких частот (фиг. 2).

Относительный поперечный размер внутренних вихрей ϵ/a в зависимости от безразмерной частоты показан на фиг. 8, а. Измерения выполнены по фотографиям для водоглицериновых смесей. Из фотографий видно, что при $\omega < 200$ внутренние вихри занимают практически всю полость, а при $\omega > 2000$ их размер оказывается на порядок меньше размера полости.

4. Обсуждение результатов. В области высоких частот ($\omega > 10^4$) структура осредненного течения определяется единственным безразмерным параметром – Re_p . При малых значениях Re_p течение состоит из восьми вихрей, образованных четырьмя потоками жидкости (струями), направленными из углов полости вдоль диагоналей квадрата в ее центр. Один из важных результатов эксперимента – обнаружение неустойчивости двумерного течения, которая развивается по достижении критического значения $Re_p^* \sim 150$, когда на смену двумерному восьмивихревому течению приходит пятивихревое (фиг. 3, в). Результаты экспериментальных исследований удовлетворительно согласуются с теоретическими: в пределе малых амплитуд вибраций теоретический порог перехода от восьмивихревого течения к пятивихревому находится при $Re_p^* \sim 81$ [7].



Фиг. 8. Зависимость толщины внутренних вихрей (а) и отношения v_1/Re_p (б) от безразмерной частоты; 1 и 2 – $\varphi_0 = 0.044$ и 0.054 рад (а) и $\varphi_0 = 0.054$ и 0.058 рад (б); v_1 – скорость внешнего потока

При каких значениях безразмерной частоты ω можно говорить о достижении области высокочастотной асимптотики? В предельном случае высоких частот при относительно малых значениях вибрационного параметра Re_p осредненные вибрационные течения автомодельны, а их интенсивность пропорциональна величине параметра Re_p . Это позволяет охарактеризовать интенсивность осредненного течения отношением v_1/Re_p , где v_1 – максимальная скорость осредненного течения, внешнего по отношению к динамическим пограничным слоям, направленного вдоль диагоналей из углов полости к ее центру. Величина отношения v_1/Re_p не должна зависеть ни от вибрационного параметра, ни от частоты, если последняя достаточно высока.

На фиг. 8, б показана зависимость v_1/Re_p от безразмерной частоты, полученная в опытах с водоглицериновыми смесями при различных значениях вибрационного параметра, однако не превышающих $Re_p = 40$.

В области низких частот интенсивность внешних по отношению к пограничным слоям течений растет с увеличением ω . При $\omega > 1.5 \cdot 10^4$ наблюдается асимптотический выход v_1/Re_p к некоторому постоянному значению $v_1/Re_p \sim 5.5$, что свидетельствует о достижении области высокочастотной асимптотики.

Можно отметить подобие между неустойчивостью двумерного течения в вибрирующей полости и трансформацией двумерного течения вблизи цилиндра, совершающего высокочастотные колебания в перпендикулярном собственной оси направлении [9–11]. Ставшее уже классическим [5] течение вокруг цилиндра, состоящее из четырех двумерных вихрей, аналогичным образом переходит в трехмерное, периодическое вдоль оси цилиндра.

Другой важный результат настоящего исследования – изучение трансформации структуры вибрационного течения по мере уменьшения одного из определяющих параметров – безразмерной частоты вибраций. Отметим инверсию направления осредненного течения в объеме полости по достижении низкочастотного предела, когда толщина вязких пограничных слоев становится сравнимой с геометрическими размерами задачи. Аналогичное явление наблюдалось при изучении осредненного вибрационного течения вблизи вибрирующего тела с острой кромкой [12].

Заключение. Экспериментально изучено движение изотермической жидкости в полости квадратного сечения, совершающей вращательные вибрации вокруг оси симметрии. Показано, что структура течения определяется двумя безразмерными параметрами, пульсационным числом Рейнольдса $Re_p = \varphi_0^2 a^2 \Omega / \nu$ и частотой $\omega \equiv \Omega a^2 / \nu$. (Здесь φ_0 , Ω – амплитуда и частота колебаний, a – характерный размер полости, ν – кинематическая вязкость.) В пределе высоких частот, $\omega > 5000$, при умеренных Re_p возбуждается

двумерное течение из восьми валов, интенсивность которых возрастает пропорционально Re_p . В результате неустойчивости этого течения при $Re_p \sim 150$ формируется периодическое вдоль оси цилиндра трехмерное течение с интенсивным вращением жидкости в центре полости. Интенсивность вращения пропорциональна Re_p .

Работа частично поддержана РФФИ (№ 00-01-00416).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. Т. 2. Ч. Б. М.: Мир, 1969. 420 с.
2. *Gershuni G.Z., Lyubimov D.V.* Thermal vibrational convection. N.Y.: Wiley, et al., 1998. 358 p.
3. *Козлов В.Г.* О вибрационной тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 3. С. 138–144.
4. *Козлов В.Г.* О вибрационной конвекции в полости, совершающей пространственные маятниковые качания // Конвективные течения / Под ред. Е.М. Жуховицкого. Пермь: Изд-е Перм. пед. ин-та, 1989. С. 19–27. (перев: *Kozlov V.G.* Vibrational convection in a cavity undergoing spatial pendulum oscillations // Heat Transfer – Soviet Res. 1991. V. 23. № 7. P. 999–1008.)
5. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
6. *Повицкий А.С., Любин Л.Я.* Основы динамики и теплообмена жидкостей и газов при невесомости. М.: Машиностроение, 1972. 252 с.
7. *Ivanova A.A., Kozlov V.G., Lyubimov D.V., Lyubimova T.P.* Convective processes in a fluid subjected to static gravity and non-translational oscillations // Abstr. 9th Europ. symp. on Gravity-Dependent Phenomena in Physical Sciences. Berlin, 1995. P. 291.
8. *Иванова А.А., Козлов В.Г.* Экспериментальное исследование влияния крутильных колебаний на устойчивость конвективного движения в вертикальном цилиндрическом слое кругового сечения с перегородкой // Конвективные течения / Под ред. Е.М. Жуховицкого. Пермь: Изд-е Перм. пед. ин-та. 1987. С. 38–43.
9. *Honji H.* Streaked flow around an oscillating circular cylinder // J. Fluid Mech. 1981. V. 107. P. 509–520.
10. *Sarpkaya T.* Force on a circular cylinder in viscous oscillatory flow at low Keulegan–Carpenter numbers // J. Fluid Mech. 1986. V. 165. P. 61–71.
11. *Tatsuno M., Bearman P.W.* A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan–Carpenter numbers and low Stokes numbers // J. Fluid Mech. 1990. V. 211. P. 157–182.
12. *Иванова А.А., Козлов В.Г., Любимов Д.В. и др.* Структура осредненного течения, возбуждаемого вибрирующим телом с кромкой большой кривизны // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 5. С. 30–38.

Пермь
E-mail: A.Ivanova@pspu.ac.ru
Kozlov@icmm.ru

Поступила в редакцию
14.V. 2002