

УДК 532.5.013.4:536.25:534.1

© 2002 г. В.Г. КОЗЛОВ

О ТЕРМООСЦИЛЛЯЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Рассматривается осредненная тепловая конвекция несжимаемой жидкости, совершающей высокочастотные колебания в прямом неподвижном канале. Показано, что помимо классического термовибрационного механизма в возбуждении осредненных течений важную роль играют слои Стокса. Генерация течений скин-слоями проявляется как дополнительный к термовибрационному механизм, вклад которого определяется относительной амплитудой колебаний: в зависимости от величины амплитуды он может играть как дестабилизирующую, так и стабилизирующую роль.

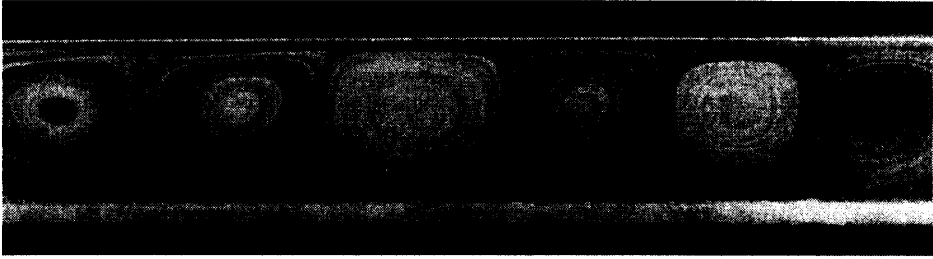
Ключевые слова: тепловая конвекция, вибрации, пограничные слои Стокса.

Возбуждение осредненной конвекции неизотермической жидкости, совершающей высокочастотные колебания в прямом длинном канале, экспериментально обнаружено в [1]. Тепловая конвекция, получившая название "термоосцилляционной", возникает пороговым образом даже в устойчиво стратифицированной жидкости. На фиг. 1 приведена фотография конвективных структур, полученных в плоском горизонтальном канале, когда верхняя граница имеет более высокую температуру. В продольном сечении видны валы, ориентированные перпендикулярно оси вибраций. Валы совершают колебания вместе со столбом, оставаясь практически неизменными в колеблющейся системе отсчета даже при больших амплитудах (несколько калибров канала). Теория устойчивости осциллирующего движения, построенная в приближении малых амплитуд колебаний столба [1], показала, что порог устойчивости квазиравновесия жидкости кроме гравитационного числа Рэлея $Ra \equiv g\beta\Theta h^3/\nu\chi$ определяется вибрационным параметром $R_v \equiv (h\Omega\beta\Theta h)^2/2\nu\chi$, известным из задач термовибрационной конвекции [2–4] (случай высокочастотных поступательных вибраций полости с неизотермической жидкостью). Здесь h и Ω – амплитуда и циклическая частота осцилляций столба жидкости, Θ – разность температур границ слоя, h – поперечный размер канала, остальные обозначения обычные. Экспериментальные пороговые точки, полученные при относительных амплитудах колебаний столба $h/h = 0.3–0.8$, на плоскости Ra , R_v находятся ниже теоретической границы устойчивости [1], согласуясь, однако, достаточно хорошо, чтобы сделать заключение о виброконвективной природе явления.

Экспериментальные исследования [5] обнаружили отличие закономерностей возбуждения осредненной конвекции при относительно больших амплитудах колебаний столба, которое заключается в увеличении порогового значения R_v с увеличением амплитуды вибраций. Из опытов следует, что в области значений $h/h = 0.5–1.5$ осредненное воздействие осцилляций определяется параметром $R_{os} \equiv R_v(h/h)$.

В настоящей работе проводится теоретический анализ экспериментальных результатов с целью выяснения механизмов генерации осредненной конвекции в осциллирующих столбах неизотермической жидкости.

1. Механизмы вибрационной конвекции. Остановимся на известных механизмах генерации осредненных течений в несжимаемой жидкости при вибрационном воздей-



Фиг. 1. Вид термоосцилляционного движения в плоском горизонтальном слое воздуха ($Ra \equiv g\beta\Theta h^3/\nu\chi = -3200$)

ствии в предельном случае высоких частот, когда толщина слоев Стокса пренебрежимо мала по сравнению с характерными размерами задачи.

Первый из механизмов связан с генерацией осредненной завихренности в слоях Стокса [6, 7]. Осредненные течения, получившие впоследствии название "акустических", были обнаружены еще Фарадеем [8] и теоретически описаны Рэлеем [9]. Суть заключается в том, что, когда вязкий скин-слой неоднороден вдоль поверхности, в нем возбуждается осредненное течение, не обращающееся в нуль за его пределами. Слой Стокса начинает работать подобно ленточному транспортеру, задавая скорость осредненного движения на своей внешней границе, что приводит в движение жидкость за его пределами. Сравнительно простое описание такого механизма возможно в предельном случае высоких безразмерных частот $\omega \equiv \Omega h^2/\nu \gg 1$ (ω характеризует отношение размера полости h к толщине слоя Стокса $\delta = \sqrt{2\nu/\Omega}$). При этом для тангенциальной компоненты средней скорости v_τ на твердой границе записывается условие [7, 10], соответствующее внешней границе слоя Стокса

$$v_\tau = -\frac{1}{4\Omega}((V_\tau \nabla) V_\tau + 2V_\tau \operatorname{div} V_\tau) \quad (1.1)$$

Здесь V_τ – амплитуда пульсационной составляющей скорости жидкости вблизи твердой поверхности, найденной в невязком приближении.

Неоднородность пульсационной компоненты вдоль поверхности твердого тела является ключевым условием генерации такого рода течений. Осредненное движение, которое формируется на внешней границе слоя Стокса, направлено вдоль поверхности из области с большей интенсивностью пульсационного течения в область, где интенсивность осцилляций меньше.

В случае гармонических колебаний несжимаемой изотермической жидкости в прямых длинных каналах этот механизм вырождается в силу однородности пульсационной компоненты скорости. Для его проявления необходимы либо сжимаемость жидкости, при этом неоднородность пульсационного поля по длине канала связана с возникновением стоячих волн [11], либо неоднородность поверхности (например, рельеф) [12].

Качественно отличается термовибрационный механизм генерации объемной осредненной массовой силы. Он действует в неоднородной по плотности (неизотермической) несжимаемой жидкости, находящейся в осциллирующем силовом поле [2, 3]. Природа термовибрационной конвекции следующая. При высокочастотных поступательных вибрациях полости жидкость в силу неоднородности плотности $\beta\Theta$ совершает вынужденные колебания. Нелинейное взаимодействие температурного и пульсационного полей приводит к появлению осредненного эффекта, квадратичного по $\beta\Theta$. В приближении $\beta\Theta \ll 1$ и малых амплитуд вибраций полости действие данного механизма характеризуется вибрационным параметром $R_\nu = (b\Omega\beta\Theta h)^2/2\nu\chi$. Механизм генерации течений слоями Стокса в рамках сделанных приближений не играет роли, осредненная скорость жидкости на границах полости принимается равной нулю.

Существует еще один термовибрационный механизм генерации объемных массовых сил. Он проявляется, когда пульсационная компонента скорости имеет "изотермическую" составляющую, не связанную с неоднородностью распределения температуры. Это наблюдается, например, при непоступательных колебаниях полости. Наличие "изотермической" пульсационной составляющей приводит к появлению осредненной конвективной массовой силы, пропорциональной первой степени $\beta\Theta$. Этот механизм обнаружен экспериментально и описан теоретически в [13] при исследовании маятниковой термовибрационной конвекции.

Случай пульсационных полей произвольного вида, вызванных, например, колебаниями тела в неизотермической жидкости, рассмотрен в [10]. Поскольку пульсации жидкости вблизи границ полости имеют не зависящую от температурного поля природу, кроме объемной массовой силы необходимо учитывать генерацию течений слоями Стокса. Это обеспечивается использованием граничных условий для касательной компоненты осредненной скорости (1.1). При наличии в жидкости колеблющихся тел аналогичные граничные условия для средней скорости должны быть записаны и на их поверхности.

2. Постановка задачи. Рассмотрим длинный прямой канал произвольного сечения. Пусть вдоль оси x , направленной параллельно образующей канала, задан продольный градиент давления, изменяющийся со временем по гармоническому закону $\nabla p_0 = -a \cos \Omega t$, на стенках канала заданы либо распределение температуры, либо закон теплоотдачи. В пределе высоких частот $\omega \equiv \Omega h^2/\nu \gg 1$ в отсутствие температурной неоднородности жидкость в средней части канала совершает гармонические поршневые колебания [1] $W_x^0 = b\Omega \sin \Omega t$ с амплитудой $b = a/\rho\Omega^2$. Исключение составляют тонкие слои Стокса вблизи твердых границ, в которых скорость изменяется как

$$W_x^0 = b\Omega \left(\sin \Omega t - \exp\left(-\frac{\eta}{\delta}\right) \sin\left(\Omega t - \frac{\eta}{\delta}\right) \right)$$

где η – расстояние от твердой стенки канала.

Запишем уравнения тепловой конвекции в приближении Буссинеска в неинерциальной системе отсчета, совершающей колебания вместе с жидкостью по закону $\dot{x} = b\Omega \sin \Omega t$. После стандартной процедуры осреднения, проведенной в приближении малых амплитуд колебаний жидкости, получим систему уравнений, которая оказывается полностью эквивалентной случаю однонаправленных поступательных вибраций полости [3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} + g\beta T \boldsymbol{\gamma} + \frac{1}{2} (b\Omega\beta)^2 \mathbf{w} \nabla (T\mathbf{i} - \mathbf{w}) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T &= \chi \Delta T, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad \text{div } \mathbf{w} = 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$T\mathbf{i} = \mathbf{w} + \nabla q$$

Здесь T – температура жидкости, \mathbf{v} – вектор средней скорости, $\boldsymbol{\gamma}$ – единичный вектор, направленный вверх, \mathbf{w} – дополнительная векторная переменная, имеющая смысл амплитуды пульсационной компоненты скорости, вызванной неоднородностью температурного поля.

Остановимся на граничных условиях. Температура на границах полости задается, для переменной w единственным условием является обращение в нуль нормальной составляющей. Для определения граничных условий для средней скорости \mathbf{v} воспользуемся условием (1.1). В системе отсчета канала осциллирующее движение состоит из двух слагаемых $\mathbf{W} = b\Omega(\mathbf{i} + \beta\mathbf{w}) \sin \Omega t$, где первое характеризует поршневое колебание

столба жидкости, второе – пульсации скорости в неинерциальной системе отсчета, вызванные неоднородностью температуры.

В рассматриваемой задаче именно наличие двух слагаемых различной природы приводит к генерации осредненных течений слоями Стокса. Одно из слагаемых не зависит от температуры (поршневые колебания столба), другое определяет неоднородность пульсационного поля скорости вследствие неоднородности плотности $\beta\Theta$. Эффект оказывается не квадратичным, а линейным по $\beta\Theta$.

Граничные условия для средней скорости в новых переменных имеют вид

$$\mathbf{v}_\tau|_S = -\frac{b^2\Omega\beta}{4}\left(\frac{\partial\mathbf{w}_\tau}{\partial x} + 2\operatorname{div}\mathbf{w}_\tau\right)_S, \quad \mathbf{w}\mathbf{n}|_S = 0 \quad (2.2)$$

Здесь \mathbf{n} – вектор нормали к границе.

В приближении малых амплитуд в лабораторной и движущейся вместе со столбом системах граничные условия совпадают.

Выберем в качестве единиц расстояния, температуры, скорости, времени и давления соответственно поперечный размер канала h , разность температур Θ , χ/h , h^2/ν и $\rho\nu\chi/h^2$. Перепишем систему (2.1) с граничными условиями (2.2) в безразмерном виде, используя прежние обозначения переменных

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\operatorname{Pr}}(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \Delta\mathbf{v} + R_v(\mathbf{w}\nabla)(\Pi - \mathbf{w}) + \operatorname{Ra}T\gamma$$

$$\operatorname{Pr}\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla T = \Delta T, \quad \Delta\mathbf{w} = -\operatorname{rot}\operatorname{rot}(\Pi) \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{v} = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{w} = 0$$

$$T|_S = T_S, \quad \mathbf{w}\mathbf{n}|_S = \mathbf{v}\mathbf{n}|_S = 0, \quad \mathbf{v}_\tau|_S = -\frac{1}{4}S\left(\frac{\partial\mathbf{w}_\tau}{\partial x} + 2\operatorname{div}\mathbf{w}_\tau\right)_S$$

Система (2.3) содержит четыре безразмерных параметра: число Прандтля, гравитационное число Рэлея, его вибрационный аналог R_v и параметр S :

$$\operatorname{Pr} = \frac{\nu}{\chi}, \quad \operatorname{Ra} = \frac{g\beta\Theta h^3}{\nu\chi}, \quad R_v = \frac{(b\Omega\beta\Theta h)^2}{2\nu\chi}, \quad S = \frac{b^2\Omega}{\nu}\beta\Theta = \frac{b}{h}\sqrt{\frac{2R_v}{\operatorname{Pr}}} \quad (2.4)$$

Параметры R_v и S описывают соответственно объемную и "поверхностную" силы термовибрационной природы, способные возбудить осредненную вибрационную конвекцию.

Уравнения (2.3) полностью совпадают с классической системой уравнений, описывающих вибрационную тепловую конвекцию в полости, совершающей высокочастотные поступательные вибрации. Исключение составляют граничные условия для осредненной скорости; в этом и заключается отличие термоосцилляционной конвекции от термовибрационной.

В силу малости b/h в рамках сделанных предположений из (2.4) следует, что действие "поверхностного" механизма по сравнению с объемным термовибрационным при умеренных значениях числа Прандтля слабо, и лишь при малых Pr оба механизма могут быть сравнимы.

Поверхностный механизм, описываемый параметром S , отдаленно напоминает термокапиллярный. Он также связан с неоднородностью температурного поля, но не напрямую, а через влияние распределения температуры на пульсационное поле скорости вблизи стенок канала. В частности, если градиент температуры в столбе жидкости направлен вдоль оси вибраций (при этом поршневой характер колебаний жидкости не нарушается), действие указанного механизма не проявляется.

Обсудим область применимости полученных уравнений и существо сделанных предположений. Приближение малых неоднородностей плотности (приближение Бусинеска) и высоких частот (случай относительно тонких слоев Стокса) является

общепринятым для вибрационной тепловой конвекции и отвечает широкому классу задач. Серьезное ограничение на применимость системы (2.3) накладывает приближение малых амплитуд, не выполняющееся, как показывает анализ, если амплитуда превышает четверть характерного размера конвективных структур. Полученная система применима для описания процессов в столбе несжимаемой жидкости, колеблющемся в прямом длинном канале. Нарушение однородности изотермической компоненты пульсационного поля скорости, вызванное, например, искривлением канала или неодинаковостью его сечения, приведет к появлению дополнительных объемных массовых сил, пропорциональных первой степени $\beta\Theta$ [13, 10], и генерации течений слоями Стокса [7].

Используя (2.3), рассмотрим устойчивость высокочастотного осциллирующего движения жидкости в плоском горизонтальном слое с изотермическими границами различной температуры. Выберем начало координат в центре слоя, ось x направим вдоль канала, ось y – вертикально. На границах с координатами $y = \pm 0.5$ зададим температуру $T|_{y=0.5} = 0$, $T|_{y=-0.5} = 1$ (единицей измерения y служит ширина канала h , единицей T – разность температур Θ).

Из (2.3) следует, что в слое возможно квазиравновесное состояние $v = 0$, которому соответствуют распределения температуры и пульсационной компоненты скорости $T_0 = \frac{1}{2} - y$, $w_{0y} = w_{0z} = 0$, $w_{0x} = -y$.

Рассмотрим плоские монотонные возмущения, периодические вдоль x (все известные функции считаем пропорциональными $\exp(ikx - \lambda t)$). После исключения некоторых переменных из системы уравнений для малых возмущений и ряда преобразований (подробное описание имеется в [13]) получим краевую задачу для нейтральных возмущений (штрих означает производную по поперечной координате y)

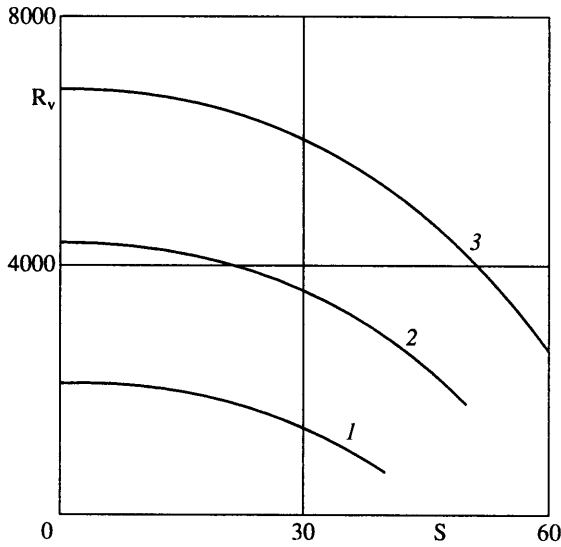
$$\begin{aligned} \Delta\Delta v - Ra k^2 T - R_\nu k^2 (w' + T) &= 0, \\ \Delta T + v &= 0, \quad T' + \Delta w = 0, \\ y = \pm \frac{1}{2}: \quad v = T = w &= 0, \quad v' = \frac{3}{4} S k^2 w' \end{aligned} \quad (2.5)$$

За исключением граничных условий для производной от нормальной компоненты скорости, система (2.5) совпадает с задачей конвективной устойчивости горизонтального слоя жидкости, совершающего высокочастотные поступательные вибрации вдоль горизонтальной оси [1, 2]. В пределе $b/h \rightarrow 0$ ($S \rightarrow 0$) совпадение полное.

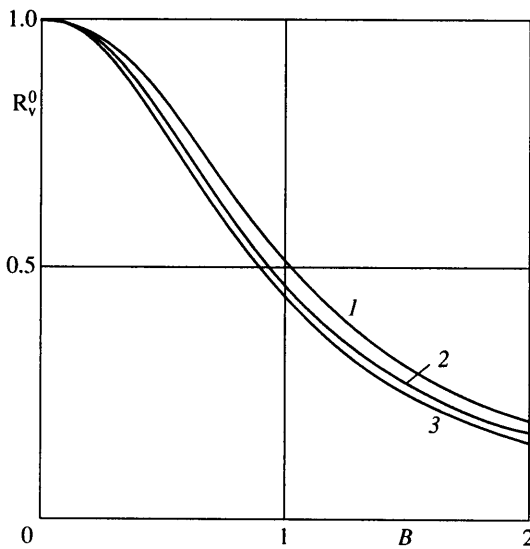
Спектральная задача (2.5) определяет "нейтральные" возмущения, т.е. границу устойчивости квазиравновесия относительно конвективных возмущений. В отсутствие осцилляций неустойчивость определяется рэлеевским механизмом и наступает при $Ra^* = 1708$ ($k_m = 3.12$). В предельном случае $S \rightarrow 0$ на плоскости Ra , R_ν граница устойчивости близка прямой, пересекающей вертикальную ось в точке $R_\nu = 2129$ ($k_m = 3.23$). Эта точка соответствует условию невесомости.

3. Результаты исследования. На фиг. 2 показана зависимость порога возбуждения вибрационной тепловой конвекции от параметра S для различных значений числа Рэлея (система уравнений (2.5) решалась методом Рунге-Кутты). Действие поверхностного механизма конвекции, как видно, приводит к понижению порога устойчивости (кривые 1–3). На плоскости параметров $b/(h\sqrt{Pr})$, R_ν^0 расслоение кривых по числу Рэлея незначительно (фиг. 3), что указывает на определяющую роль b/h в действии поверхностного механизма.

Напомним, что область применимости данного теоретического описания ограничена приближением малых амплитуд колебаний столба. Как показывают эксперименты и теоретический анализ других задач, такое приближение справедливо, если амплитуда колебаний не превышает четверти характерного размера конвективных структур. В рассматриваемом случае этому соответствует $b/h < 0.5$ (характерный размер конвективных структур сравним с размером канала), что ограничивает приме-



Фиг. 2. Зависимость порогового значения параметра $R_v \equiv (b\Omega\beta\Theta h)^2/2\nu\chi$ от $S \equiv (b^2\Omega/\nu)\beta\Theta$ для $Ra = 0, -1800, -3800$ (1-3)



Фиг. 3. Зависимость порога возбуждения термоосцилляционной конвекции от параметра $B = (b/h) (1/\sqrt{Pr})$; $R_v^0 \equiv R_v^*/R_v^*|_{S=0}$ — отношение пороговых значений R_v при наличии и в отсутствие генерации конвективных течений слоями Стокса. Обозначения кривых соответствуют фиг. 2

нение представленных на фиг. 3 результатов. Если говорить о роли числа Прандтля, то в указанных пределах b/h действие поверхностного механизма практически незаметно при высоких Pr , приводит лишь к незначительному снижению порога (несколько десятков процентов) при $Pr \sim 1$, но может существенно проявиться в случае малых значений числа Прандтля. Так, при $b/h \sim 0.3$ и $Pr \sim 0.01$ поверхностный механизм приводит к десятикратному снижению порога термоосцилляционной конвекции (фиг. 3).

Можно определенно говорить о снижении границы возбуждения термоосцилляционной конвекции за счет погранслоиных эффектов. Пороговые точки, полученные в опытах с воздухом при амплитудах колебаний $b/h = 0.3-0.8$ [1], находятся ниже теоретической кривой l , соответствующей пределу $b/h \rightarrow 0$ (фиг. 4). Теоретические кривые $l-3$ демонстрируют снижение порога устойчивости с увеличением параметра $(b/h)(1/\sqrt{\text{Pr}})$.

4. Обсуждение результатов. Анализ устойчивости неизотермической жидкости, совершающей вынужденные поршневые колебания вдоль прямой границы, показывает, что кроме термовибрационного механизма в возбуждении осредненной тепловой конвекции участвуют слои Стокса ("поверхностный" механизм). Этот механизм имеет температурные корни: генерация осредненной завихренности в слоях Стокса связана с неоднородностью пульсационного поля скорости, вызванной неоднородностью температуры.

Остановимся на действии пограничных слоев Стокса в рассмотренной выше задаче. В состоянии равновесия изотермические поверхности в слое параллельны его границам. Пусть в некоторой точке канала изотермы сместились в сторону горячей стенки (двумерное возмущение). Это приводит к увеличению амплитуды пульсационной компоненты скорости, связанной с температурным распределением, у горячей стенки напротив этой точки и вследствие этого к повышению интенсивности результирующего осциллирующего течения (суммы изотермической и неизотермической компонент). Увеличение пульсационной компоненты вблизи поверхности, как следует из (1.1), генерирует осредненное движение жидкости вдоль границы от этой точки, что в свою очередь вызывает осредненное движение жидкости из внутренней части полости по направлению к границе. Это усиливает изгиб изотерм, т.е. способствует росту возмущения.

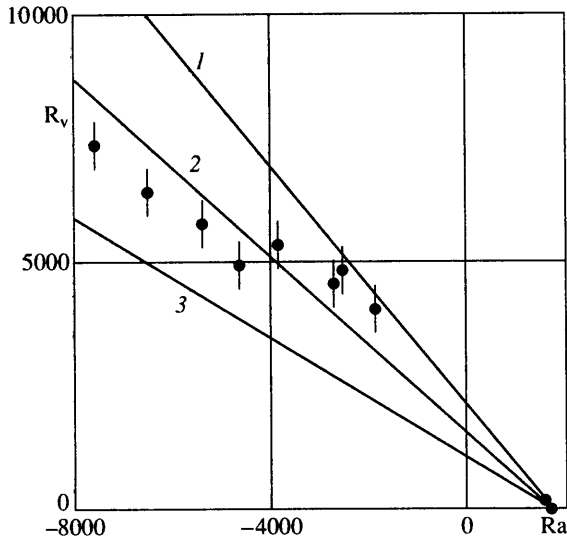
Аналогичное нарушение равновесного состояния у холодной стенки приводит к противоположному результату: при смещении изотерм к холодной границе пограничные слои вблизи этой границы сгенерируют осредненное течение, направленное от границы и восстанавливающее равновесие. Это связано с тем, что колебания холодных элементов (в неинерциальной системе отсчета) происходят в противофазе с колебаниями столба.

Таким образом, в осредненной тепловой конвекции роль горячей и холодной границ оказывается различной. Слои Стокса вблизи горячей границы генерируют осредненное термоконвективное движение, вблизи холодной, напротив, подавляют. Суммарный результат, однако, не равен нулю вследствие различия амплитуды пульсационного течения у разных границ на величину, пропорциональную неоднородности плотности $\beta\Theta$.

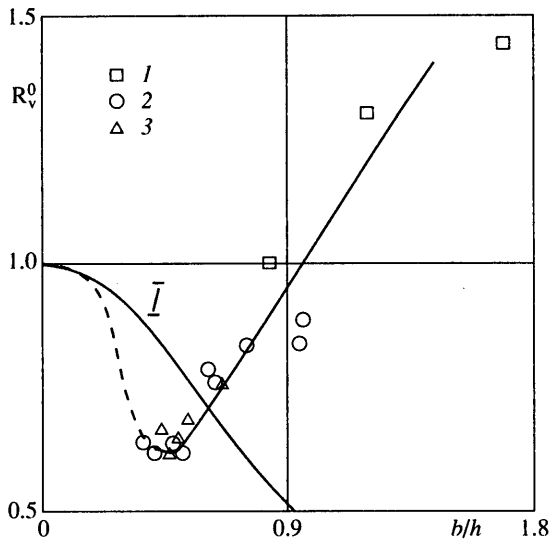
Роль границ хорошо видна из фиг. 1. Центры валов смещены вверх, к горячей границе, что указывает на наличие "генератора" осредненного течения вблизи нее. В то же время вблизи нижней (холодной) границы конвективное течение подавлено. Такую асимметрию нельзя объяснить действием гравитационного или термовибрационного конвективных механизмов.

Не вызывает сомнения, что механизм генерации течений слоями Стокса играет важную роль и при больших амплитудах колебаний столба, выходящих за пределы применимости данного теоретического описания. Об этом свидетельствуют эксперименты [5]. Однако в случае больших амплитуд $b/h = 0.5-1.5$ наблюдается не снижение, как следует из теории, а линейный рост порогового значения R_v с увеличением амплитуды. Эксперименты с горизонтальным [5] и наклонным [14] каналами показывают, что порог возбуждения термоосцилляционной конвекции при больших b/h определяется критическим значением комплекса $R_{os} \equiv R_v(h/h)$.

На плоскости $(b/h)(1/\sqrt{\text{Pr}})$, R_v^0 (фиг. 3) при малых b/h обнаружено согласие теоретических пороговых кривых, полученных при различных значениях Ra . Можно ожидать, что определяющая роль относительной амплитуды вибраций сохранится и в



Фиг. 4. Теоретические пороговые кривые устойчивости, соответствующие значениям $b/h \rightarrow 0$ (1) и $(b/h)(1/\sqrt{\text{Pr}}) = 0.6$ (2) и 1 (3); экспериментальные результаты (точки с доверительными интервалами) получены в [1] для воздуха ($\text{Pr} \sim 0.7$) и $b/h = 0.3-0.7$



Фиг. 5. Теоретическая (1, $\text{Ra} = -3800$) и экспериментальная пороговые кривые на плоскости $b/h, R_v^0$; точки 1-3 соответствуют толщине канала $h = 0.9; 1.2$ и 1.5 см и значениям $\text{Ra} = -1500 + -8000$.

области конечных амплитуд. На фиг. 5 на плоскости $b/h, R_v^0$ показаны экспериментальные точки возбуждения термоосцилляционной конвекции в плоском горизонтальном слое [3]. Результаты, полученные в интервале отрицательных значений $\text{Ra} = |1500 - 8000|$, удовлетворительно согласуются между собой. Напомним, что R_v^0 – отношение порогового значения R_v к теоретическому (для заданного числа Рэлея в предельном случае малых амплитуд, кривая 1 на фиг. 4).

По теории при малых b/h действие слоев Стокса приводит к снижению порога вибрационной устойчивости R_v^0 . Экспериментальные точки и предполагаемая пороговая кривая (штриховая линия) находятся ниже теоретической (кривая 1, фиг. 5). Это может быть связано с относительно большими значениями параметра Буссинеска (при $Ra = -7000$ неоднородность плотности $\beta\Theta \sim 0.2$). В области $b/h > 0.5$ наблюдается увеличение порогового значения R_v^0 , экспериментальные точки группируются вблизи прямой $R_v^0 \sim b/h$. Этот факт, обнаруженный экспериментально в [5, 14], позволил ввести для данной области амплитуд один безразмерный комплекс, $R_{os} = R_v(h/b)$.

Отметим, что при $b/h \approx 1$ экспериментальная пороговая кривая пересекает прямую $R_v^0 = 1$, это значит, что действие погранслоного механизма не проявляется.

В случае амплитуд, сравнимых с размером канала, для описания термоосцилляционной конвекции необходимо построение другой теории. Пока $\beta\Theta/b/h \ll 1$, система осредненных уравнений (2.1) сохраняет свою применимость. Задача сводится к модификации граничных условий для тангенциальной компоненты осредненной скорости, в которых должна быть учтена конечная амплитуда колебаний столба.

Какие изменения можно ожидать в области больших амплитуд? Осредненное действие слоев Стокса при амплитудах, сравнимых с пространственным периодом возмущений, теоретически рассмотрено в [12], где жидкость совершает гармонические колебания вблизи покрытого двумерной рябью дна глубокого бассейна (в природе такие колебания возникают под действием пробегających по поверхности жидкости длинных волн). Направление колебаний перпендикулярно ориентации гребней рельефа, жидкость считается изотермической, высота рельефа предполагается малой по сравнению с пространственным периодом, безразмерная частота колебаний – высокой (случай тонких слоев Стокса).

Неоднородность, вносимая в осциллирующее течение жидкости невысоким рельефом, подобна той, что создается температурной неоднородностью в термоосцилляционной конвекции. Разумеется, аналогия внешняя и касается лишь структуры осредненных потоков, возбуждаемых слоями Стокса. Вблизи рельефа осредненное течение возбуждается непороговым образом, задача о термоосцилляционной конвекции – пороговая. Тем не менее сравнение оказывается весьма любопытным.

В [10] обнаружена генерация осредненных вихрей, совершающих колебания вместе с жидкостью (как и в термоосцилляционной конвекции). Граничные условия для касательной компоненты осредненной скорости выписаны в системе отсчета, связанной с колеблющейся жидкостью (как и в настоящей работе). Найдена зависимость касательной компоненты скорости, генерируемой на внешней границе вязких слоев Стокса, от относительной амплитуды колебаний жидкости $\alpha \equiv bk^0 = 0-6$ (здесь k^0 – волновое число двумерного пространственного рельефа). В пределе малых амплитуд это условие согласуется с (1.1). Показано, что с увеличением α скорость осредненного течения на внешней границе слоев Стокса начинает понижаться при $\alpha > 1.7$ и обращается в нуль при $\alpha = 2.95$ (данный механизм не проявляется). В интервале $2.95 < \alpha < 5$ направление осредненного течения на внешней границе слоев Стокса имеет противоположный по сравнению с предельным случаем малых амплитуд знак!

Сравним экспериментальные результаты (фиг. 5) в области больших амплитуд с [12], принимая безразмерное волновое число виброконвективных структур $2\pi h/\lambda \approx 3.2$. Снижение скорости при $\alpha = 1.7$ соответствует минимуму экспериментальной кривой на фиг. 5 ($b/h \approx 0.5$). Значение $\alpha = 2.95$, при котором по [12] действие поверхностного механизма отсутствует, соответствует $b/h \approx 1$ (при этом экспериментальное значение $R_v^0 \sim 1$). Наконец, обнаруженное в эксперименте стабилизирующее действие слоев Стокса при $b/h > 1$ согласуется с границей смены направления осредненного движения ($\alpha = 2.95$).

Из сказанного выше следует, что вклад погранслоного термоконвективного механизма в осредненную конвекцию определяется относительной амплитудой колебаний жидкости вблизи твердых границ. При этом единицей измерения является размер конвективных структур, т.е. характерный размер неоднородности температурного поля. Учет генерации осредненных термоконвективных течений слоями Стокса необходим при наличии изотермической пульсационной компоненты скорости. Кроме рассмотренного случая поршневых колебаний жидкости в прямых каналах этот эффект может проявиться при непоступательных (маятниковых) вибрациях полости с неизотермической жидкостью [13].

Заключение. Построена теоретическая модель термоосцилляционной конвекции – тепловой конвекции, возбуждаемой осцилляциями столба неизотермической жидкости в прямом длинном канале. Показано, что за конвекцию отвечают два механизма: термовибрационный и погранслоный. Последний заключается в генерации осредненных течений в неизотермической жидкости слоями Стокса. Вклад этого механизма существенно зависит от безразмерной амплитуды колебаний жидкости. Обнаружено его дестабилизирующее действие на возбуждение вибрационной тепловой конвекции при умеренных амплитудах колебаний и стабилизирующее – при $h/h > 1$, где h – поперечный размер слоя. Учет данного механизма особенно важен в случае малых значений числа Прандтля.

Работа частично поддержана РФФИ (№ 00-01-416). Автор также выражает признательность администрации Ecole Centrale de Paris (статья была написана во время нахождения В.Г. Козлова в ЕСР).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габдрахманов К.К., Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. и др. Устойчивость осциллирующего неизотермического течения в горизонтальном канале // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. 26. № 12. С. 1315–1322.
2. Зеньковская С.М., Симоненко И.Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 51–55.
3. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. О свободной тепловой конвекции в вибрационном поле в условиях невесомости // Докл. АН СССР. 1979. Т. 249. № 3. С. 580–584.
4. Герценштейн С.Я., Рахманов А.И. Конвекция в осциллирующем поле сил и микрогравитация // Изв. АН СССР. МЖГ. 1994. № 5. С. 99–106.
5. Gabdrakhmanov K.K., Kozlov V.G. Thermooscillative convection. Determinative dimensionless parameter // Microgravity Quarterly. 1995. V. 5. № 3. P. 146–151.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
7. Ниборг В. Акустические течения // Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. Т. 2. М.: Мир, 1969. Ч. Б. С. 302–377.
8. Faraday M. On a peculiar class of acoustic figures, and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1831. V. 52. P. 299–340.
9. Стретт Дж.В. (лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. 476 с.
10. Lyubimov D.V. Convective flows under the influence of highfrequency vibrations // Eur. J. Mech. B / Fluids. 1995. V. 14. № 4. P. 439–458.
11. Purdy K.R., Jackson T.W., Gorton C.W. Viscous fluid flow under the influence of a resonant acoustic field // Trans. ASME. Ser. C. J. Heat Transfer. 1964. V. 86. № 1. P. 97–106.
12. Hara T., Mei C.C. Oscillating flows over periodic ripples // J. Fluid Mech. 1990. V. 211. P. 183–209.
13. Козлов В.Г. О вибрационной тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 3. С. 138–144.
14. Габдрахманов К.К., Козлов В.Г. Экспериментальное исследование термоосцилляционной конвекции // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 3. С. 21–29.