

УДК 532.5.013.4:536.25

© 2002 г. К.К. ГАБДРАХМАНОВ, В.Г. КОЗЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМООСЦИЛЛЯЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Изучается тепловая конвекция в столбе воздуха, совершающем высокочастотные колебания в плоском канале с изотермическими границами различной температуры. Исследования проводятся при различной ориентации канала в широком интервале определяющих безразмерных критериев: гравитационного числа Рэлея и термоосцилляционного параметра. Последний, как следует из экспериментов, характеризует осредненное воздействие высокочастотных осцилляций на неизотермическую несжимаемую жидкость в случае относительно больших амплитуд. Определены области доминирующего влияния термоосцилляционного и гравитационного механизмов тепловой конвекции. Найден порог возбуждения термоосцилляционной конвекции в условиях невесомости.

Исследование "термоосцилляционной конвекции" в прямом длинном канале начато в [1], где экспериментально и теоретически показано, что высокочастотные осцилляции столба (канал неподвижен) в предельном случае малых амплитуд по осредненному воздействию аналогичны продольным вибрациям замкнутой полости с жидкостью. Осредненное воздействие определяется вибрационным параметром, известным из термовибрационной конвекции [2]. В [3] при не малых амплитудах колебаний столба воздуха экспериментально изучена устойчивость квазиравновесия в плоском горизонтальном слое, границы которого поддерживаются при различных температурах. Обнаружено, что важную роль играет относительная амплитуда колебаний столба (отношение амплитуды к высоте канала): в области значений относительной амплитуды от 0.3 до 1 вибрационный эффект определяется не вибрационным параметром, а термоосцилляционным.

В настоящей работе исследуется термоосцилляционная конвекция в плоском слое при его наклонном и вертикальном положении.

1. Экспериментальная установка и методика. Конвективное течение изучается при гармоническом изменении расхода прокачиваемого через канал воздуха (средний расход равен нулю). Канал прямоугольного сечения образован двумя алюминиевыми теплообменниками размером 150×10 см². Ширина канала h определяется толщиной плексигласовых прокладок, зажатых между теплообменниками, и в экспериментах варьируется $h = 9.0, 12.0, 15.0$ мм. В средней по длине части одного из теплообменников имеется интегральный датчик теплового потока. Те части канала, где сказываются концевые эффекты, из рассмотрения исключены.

Температурные измерения (разность температур границ слоя Θ , падение температуры на тепловом сопротивлении датчика теплового потока) проводятся при помощи цифрового вольтметра В7-21, нановольтамперметра Р341 и самопишущего потенциометра КСП-4 (погрешность измерения температуры не превышает 0.1 К).

Гармонические колебания столба воздуха в канале задаются при помощи насоса, который собран на базе электродинамического вибростенда и представляет собой неподвижно закрепленный цилиндр с колеблющимся в нем поршнем [1]. Установка работает по незамкнутой схеме: один конец канала при помощи армированного

шланга соединен с насосом, второй конец остается открытым, так что при вибрациях столб воздуха в канале взаимодействует с воздухом за его пределами. Опыты показали, что расстояние, на котором сказываются концевые эффекты, не превышает 10–20 калибров канала.

Исследования проводятся в интервале частот и амплитуд колебаний столба воздуха $f = 20\text{--}60$ Гц и $h = 0\text{--}40$ мм. Амплитуда h измеряется по амплитуде колебаний легкой пенопластовой каретки-поршня, расположенной в конце канала со стороны насоса, при помощи оптического катетометра типа В-630. Погрешность измерения амплитуды определяется нестабильностью колебаний каретки-поршня и не превышает 0,3 мм. Уплотнение поршня достигается лепестками из тонкой лавсановой пленки.

Термоанемометрические измерения показали однородность поля скорости осцилляций (т.е. поршневой характер колебаний столба воздуха) и по длине канала, и в его поперечном сечении. Случай возбуждения в канале стоячих акустических волн не рассматривается.

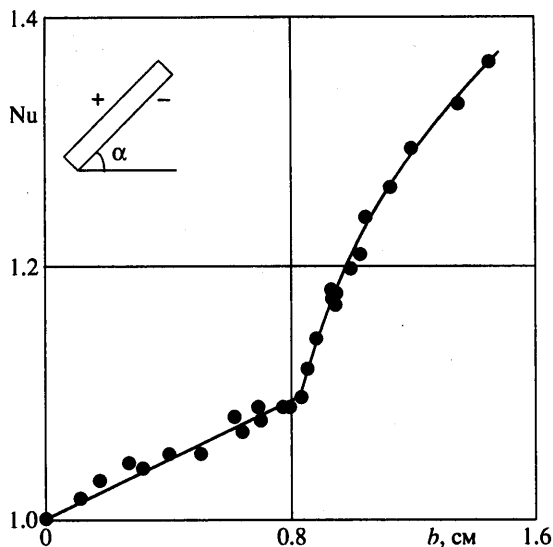
Наличие двух механизмов конвективной неустойчивости осциллирующего течения, вибрационного и гравитационного, определяет методику эксперимента. В основном каждая серия опытов проводится при некотором постоянном значении гравитационного числа Рэлея $Ra \equiv g\beta\Theta h^3/\nu\chi$ (где Θ – разность температур границ слоя, h – ширина канала, g – ускорение свободного падения). При этом температура теплообменников задается с помощью двух жидкостных термостатов. При пошаговом повышении (понижении) амплитуды колебаний столба воздуха изучается зависимость теплового потока через слой от амплитуды. Порог возбуждения тепловой конвекции регистрируется по критическому возрастанию теплопереноса. При изучении конвективной неустойчивости гравитационной природы (в отсутствие или при слабых вибрациях) измерения проводятся при пошаговом повышении (понижении) разности температур границ слоя. Одновременно с температурными измерениями ведутся визуальные наблюдения и фоторегистрация конвективных структур.

Визуализация движения воздуха осуществляется табачным дымом, который вводится в канал через тонкое отверстие в одном из теплообменников (нижнем при наклонном положении канала). Дым вводится в докритических условиях, когда движение воздуха в канале является плоскопараллельным. Возникающие в надкритической области параметров конвективные вихри увлекают дым. Подсветка осуществляется при помощи светового ножа, который формируется продольным окном шириной 2 мм и длиной 200 мм в средней части одного из теплообменников. При визуальных наблюдениях, которые проводятся через прозрачную боковую стенку канала, используется стробоскопический источник света, при фотосъемке – лампа-вспышка.

2. Экспериментальные результаты. Исследования проводятся в плоском канале, расположенном наклонно или вертикально. В первом случае канал располагается под углом 45° к горизонту. Поскольку границы канала имеют различную температуру, равновесие невозможно: формируется классическое конвективное течение с кубическим профилем скорости. Плоскопараллельное течение, независимо от того, которая из границ (верхняя или нижняя) имеет более высокую температуру, состоит из двух потоков: восходящего вдоль нагретой границы и симметричного ему встречного потока вдоль холодной границы.

Опыты, проведенные в отсутствие осцилляций столба воздуха, обнаружили потерю устойчивости такого течения в случае подогрева снизу. Неустойчивость проявляется в развитии системы продольных вихрей, которые согласованно вращаются в противоположные стороны и интенсифицируют теплоперенос при критическом значении гравитационного числа Рэлея $Ra = 2400$; это пороговое значение хорошо согласуется с теоретическим [4].

Данная мода неустойчивости не связана с движением жидкости и определяется лишь ее неустойчивой стратификацией, т.е. имеет рэлеевскую природу.



Фиг. 1. Зависимость числа Нуссельта от амплитуды колебаний столба воздуха в наклонном канале ($\alpha = 45^\circ$, $h = 1.5$ см, $\Theta = -40$ К, $f = 35$ Гц)

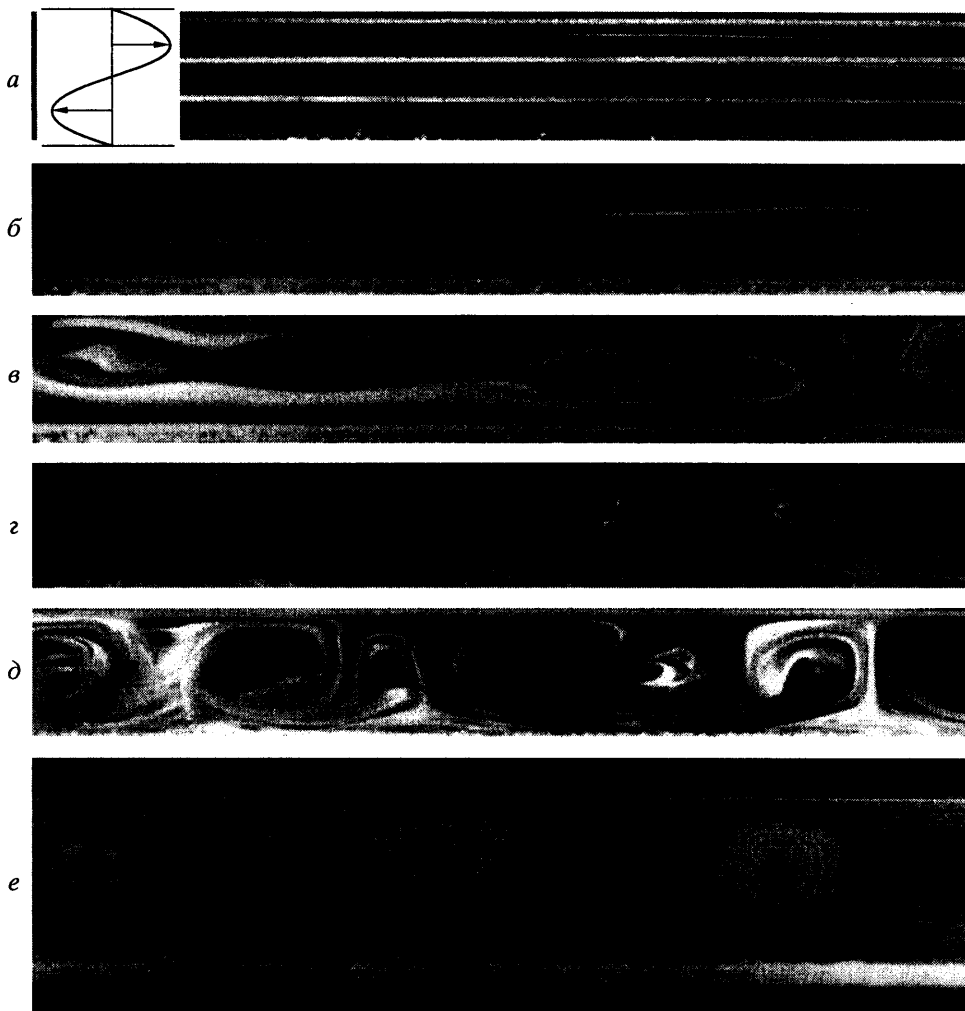
Колебания столба воздуха в определенных условиях приводят к снижению порога устойчивости и развитию интенсивного конвективного теплообмена в докритической, с точки зрения гравитационной конвекции, области ($Ra < 2400$). При этом структура надкритического течения, как будет показано ниже, качественно отличается от гравитационной. В случае достаточно интенсивных осцилляций наблюдаются дестабилизация плоскопараллельного течения и возбуждение ячеистой конвекции даже при $Ra < 0$, то есть в условиях устойчивой гравитационной стратификации (когда верхний теплообменник имеет более высокую температуру). Это указывает на термовибрационную природу неустойчивости.

На фиг. 1 показана зависимость числа Нуссельта от амплитуды колебаний столба воздуха. Число Нуссельта определено как отношение полного теплового потока через слой к теплотокну в условиях плоскопараллельного течения в отсутствие вибраций. Кривая получена в условиях, когда верхняя граница слоя имеет более высокую температуру.

При некотором критическом значении амплитуды вибраций (в данном случае $b^* = 0.85$ см) теплоперенос возрастает пороговым образом. Визуальные наблюдения показывают, что кризис теплопереноса связан с развитием системы двумерных вихрей, регулярно расположенных в плоскости слоя и ориентированных нормально оси канала (направлению осциллирующего потока).

На фиг. 2 показан вид осредненного течения в продольном сечении канала. Фотографии получены в свете лампы-вспышки при фиксированном значении гравитационного числа Рэлея $Ra = -3200$ (знак "минус" указывает на то, что верхний теплообменник имеет более высокую температуру). Здесь же приведена фотография (e) термоосцилляционного конвективного движения в плоском горизонтальном слое, то есть в отсутствие продольного течения жидкости [3].

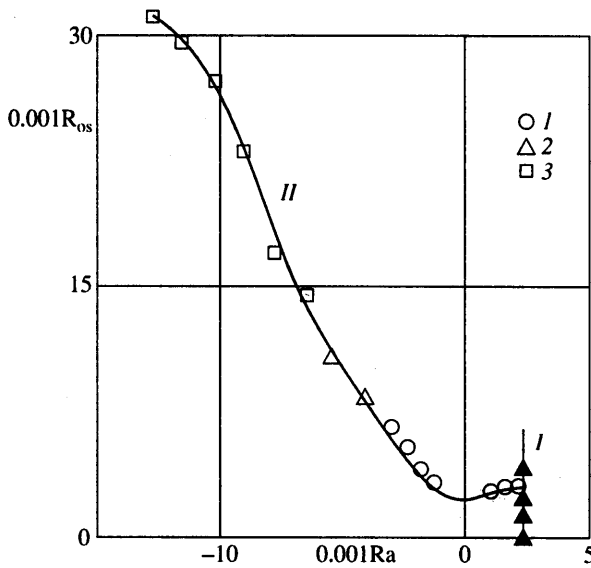
Сравнение показывает, что при наличии интенсивного свободно конвективного течения структура термоосцилляционной конвекции в наклонном слое отличается от случая его горизонтального положения. Плоскопараллельное в отсутствие вибраций течение (a) при некоторой критической амплитуде теряет устойчивость. При этом на границе встречных потоков развивается периодическая система ориентированных



Фиг. 2. Вид течения в продольном сечении наклонного канала ($\alpha = 45^\circ$, $Ra = -3200$) при увеличении амплитуды вибраций: до порога устойчивости (а), в пороге – (б), при двойной надкритичности (г) и в плоском горизонтальном слое при $Ra = -3200$ (е)

перпендикулярно оси вибраций плоских вихрей одного направления вращения (б). С увеличением надкритичности интенсивность вихревых структур растет и помимо валов, вращающихся согласованно с конвективным потоком, появляются валы противоположной закрутки. Из фрагментов г и д видно, что при большой надкритичности течение состоит из периодической системы валов, охватывающих все сечение канала. Продольное течение в канале при этом отсутствует, а соседние валы согласованно вращаются в противоположные стороны. В отличие от горизонтального положения (е) в наклонном канале интенсивность вихревых структур зависит от направления вращения.

Особо следует подчеркнуть, что система вихрей, представленная на фиг. 2, как единое целое совершает колебания вместе со столбом воздуха, при этом каждый вал сохраняет слоистую внутреннюю структуру, даже если амплитуда колебаний столба значительно превосходит поперечный размер канала.



Фиг. 3. Пороговая кривая устойчивости плоскопараллельного конвективного течения в наклонном канале ($\alpha = 45^\circ$) на плоскости определяющих параметров Ra и R_{os} . Точки 1–3 соответствуют $h = 0.92, 1.2$ и 1.5 см

Представим, следуя [3], экспериментальные пороговые точки потери устойчивости плоскопараллельного течения на плоскости безразмерных параметров Ra, R_{os} (фиг. 3). Здесь $R_{os} = h\Omega^2(\beta\Theta)^2h^3/2\nu\chi$. На данной плоскости результаты, полученные в каналах различной толщины (точки 1–3), хорошо согласуются между собой. Вертикальная линия 1 отмечает границу возникновения продольных валов. Тот факт, что этот порог определяется только гравитационным числом Рэлея и не зависит от R_{os} , говорит о том, что осцилляции столба никак не влияют на возбуждение продольных валов, то есть эта мода неустойчивости имеет гравитационную (рэлеевскую) природу. Кривая II отмечает порог возникновения двумерных вихрей, ориентированных перпендикулярно оси вибраций. По точке пересечения кривой с осью R_{os} можно оценить порог возбуждения термоосцилляционной неустойчивости в условиях отсутствия силы тяжести ($Ra = 0$); порог хорошо согласуется с полученным в экспериментах с горизонтальным слоем $R_{os}^* \approx 2100$ [3]. Резкое повышение порогового значения R_{os}^* с увеличением отрицательного значения Ra объясняется возрастающим стабилизирующим действием двух факторов: продольного конвективного течения и температурной стратификации (подогрев сверху).

Остановимся на случае вертикального расположения канала. Исследование устойчивости конвективного течения проводится в плоском канале, ориентированном открытым концом вниз. Средняя температура слоя несколько выше температуры окружающей среды.

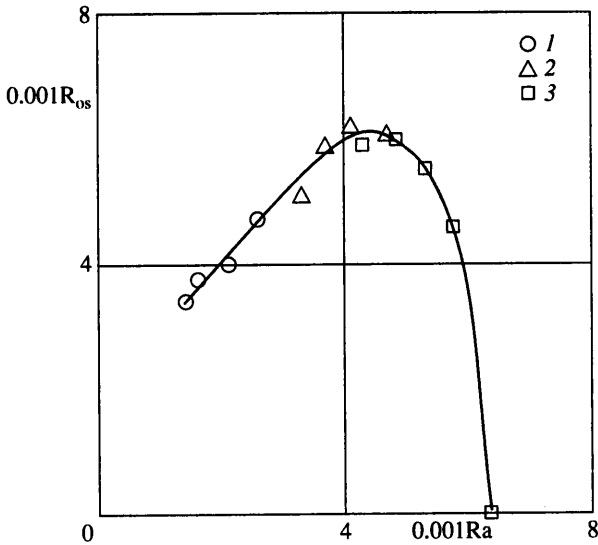
Опыты, проведенные в отсутствие вибраций, обнаружили порог конвективной устойчивости плоскопараллельного течения при $Ra = 6400$. Это выше теоретического порога устойчивости конвективного течения с кубическим профилем скорости ([4], $Ra^* = 6150$ для $Pr = 0.7$). Различие объясняется конечной длиной канала: известно, что средний по сечению поток тепла вверх приводит к формированию вертикальной компоненты градиента температуры в каналах конечной длины, что оказывает стабилизирующее действие.



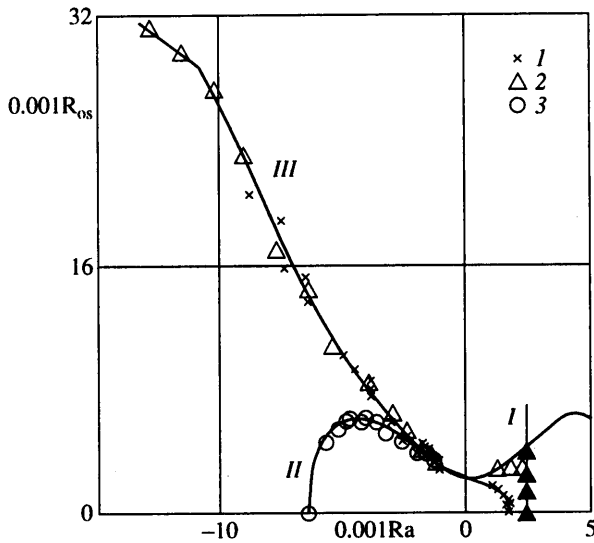
Фиг. 4. Вид термоосцилляционного конвективного течения в вертикальном канале при различных амплитудах вибраций (воздух, $Ra = 3200$)

Высокочастотные осцилляции столба воздуха снижают порог устойчивости. Неустойчивость проявляется в виде системы вихрей (фиг. 4), аналогичных наблюдаемым в наклонном канале (фиг. 2). При большой надкритичности продольное течение в канале отсутствует, поперечный размер двумерных валов совпадает с шириной канала (фрагменты $z - \delta$). Как и в рассмотренных выше случаях, система валов совершает высокочастотные колебания как единое целое вместе с колеблющимся столбом воздуха.

На плоскости параметров Ra , R_{os} представлена пороговая кривая (фиг. 5); наблюдается хорошее согласие результатов, полученных в каналах разного размера (1-3). Экстремум на пороговой кривой условно разделяет области доминирующего влияния различных механизмов – свободно конвективного ($Ra > 5000$) и термоосцилляцион-



Фиг. 5. Пороговая кривая устойчивости плоскопараллельного конвективного течения в плоском вертикальном канале



Фиг. 6. Пороговые кривые устойчивости для различной ориентации канала в поле силы тяжести. Точки 1-3 соответствуют углу наклона слоя к горизонту $\alpha = 0, 45$ и 90°

ного ($Ra < 5000$). Очевидно, что в случае вертикального положения канала знак числа Рэлея не существен (кривая симметрична относительно вертикальной оси).

3. Обсуждение результатов. Эксперименты, проведенные в каналах различной ориентации, демонстрируют проявление двух механизмов тепловой конвекции: гравитационного и термоосцилляционного. Сравнение пороговых кривых для различных случаев на плоскости Ra, R_{0s} (фиг. 6, каждой ориентации канала соответствуют свои

знаки) показывает, что вблизи вертикальной оси все пороговые кривые совпадают и пересекают ось в одной точке. Пороговое значение $R_{ос}$ при малых значениях гравитационного числа Рэлея слабо зависит от ориентации канала, т.е. конвекция в основном определяется термоосцилляционным конвективным механизмом.

В зависимости от величины Ra и ориентации канала поле силы тяжести играет стабилизирующую или дестабилизирующую роль. При этом проявляются различные моды конвективной неустойчивости, связанные с наличием вертикальной (неустойчивой) компоненты градиента плотности (рэлеевский механизм, $Ra > 0$) и с неустойчивостью встречных потоков (вертикальный и наклонный каналы в области больших по модулю Ra).

Если говорить о термоосцилляционном механизме, то наличие свободно конвективного продольного течения играет стабилизирующую роль: по мере интенсификации течения в вертикальном и наклонном каналах пороговое значение $R_{ос}$ возрастает.

Интересно, что в области отрицательных значений числа Рэлея на продолжительном участке пороговые кривые, соответствующие горизонтальному и наклонному положению каналов, совпадают. Это говорит о том, что в данной области значений Ra стабилизирующее действие силы Архимеда при горизонтальном положении канала близко суммарному стабилизирующему действию продольного течения и силы Архимеда в наклонном канале. Однако эти кривые неизбежно должны разойтись в области больших отрицательных значений Ra . В то время как в устойчиво стратифицированной среде (горизонтальное положение канала, точки 1) следует ожидать лишь монотонного роста пороговой кривой с увеличением отрицательного значения Ra (фиг. 6), в наклонном канале при больших отрицательных значениях числа Рэлея можно видеть отклонение в сторону оси Ra (точки 2). Это отклонение связано с неустойчивостью встречных потоков, которая по теории [4] проявляется в отсутствие осцилляций при больших значениях числа Рэлея; при этом пороговая кривая должна пересечь ось Ra . В проведенных экспериментах этот порог не достигнут вследствие конечной длины канала, что (как отмечалось выше) приводит к повышению порога устойчивости гравитационной конвекции из-за формирования в канале продольного градиента температуры, ослабляющего конвективное течение.

Проведенные опыты демонстрируют проявление независимого термоосцилляционного механизма генерации конвективного течения, характеризующегося параметром $R_{ос} = h\Omega^2(\beta\Theta)^2h^3/2\nu\chi$. Обсуждая возможные механизмы возбуждения термоосцилляционной конвекции в колеблющемся столбе, следует исключить из рассмотрения эффекты, связанные с резонансом акустических волн [5, 6], поскольку в условиях проведенных экспериментов длина звуковой волны превосходит длину канала и, уж тем более, размер конвективных валов. Термоанемометрические измерения показывают однородность пульсационного поля скоростей (амплитуды колебаний) по всей длине канала. Однородность поршневых колебаний по длине канала подтверждается также тем, что возбуждение конвективных структур происходит одновременно по всей его длине (это показывают тепловые измерения и визуальные наблюдения). Поэтому можно сделать вывод, что сжимаемость воздуха, используемого в качестве рабочей среды, не играет существенной роли.

В то же время механизм генерации осредненной завихренности в осциллирующих пограничных слоях Стокса, ответственный за возбуждение течений в прямых каналах при наличии стоячих акустических волн [5], нельзя исключать из рассмотрения. Теоретическое исследование термоосцилляционной конвекции в прямых каналах в приближении малых амплитуд b/h показывает, что этот механизм вносит свой вклад. И этот вклад определяется относительной амплитудой колебаний столба: его роль быстро возрастает с увеличением b/h . При этом суммарное осредненное воздействие высокочастотных осцилляций столба неизотермической жидкости в общем случае характеризуется двумя параметрами: термовибрационным параметром $R_v = (h\Omega\beta\Theta h)^2/2\nu\chi$ и безразмерной амплитудой колебаний b/h . В предельном случае $b/h \ll 1$ осредненная конвекция определяется лишь вибрационным параметром R_v [1].

Проявление механизма генерации осредненных течений в пограничных слоях Стокса следует ожидать и при больших амплитудах вибраций, что соответствует условиям настоящего эксперимента. Представленные выше результаты относятся к случаю больших амплитуд колебаний столба воздуха $h/h = 0.4 - 1.5$. То, что осредненное воздействие осцилляций определяется безразмерным комплексом $R_{os} \equiv R_v/(b/h)$, означает, что в исследованном диапазоне амплитуд вибраций пороговое значение параметра R_v возрастает пропорционально относительной амплитуде вибраций.

Заключение. Экспериментально изучена термоосцилляционная конвекция в прямом плоском канале в зависимости от его ориентации в поле силы тяжести. В интервале относительных амплитуд $h/h = 0.4-1.5$ осредненное действие осцилляций характеризуется параметром $R_{os} \equiv R_v/(b/h)$, где R_v – термовибрационный параметр. В области малых значений гравитационного числа Рэлея структура конвективного течения в основном определяется данным параметром и не зависит от ориентации канала. Термоосцилляционный механизм не связан с действием статических полей и может быть использован в условиях пониженной гравитации для управления тепломассопереносом.

Гравитационная конвекция присутствует наряду с термоосцилляционной, но по-разному проявляется в зависимости от ориентации канала. Стабилизирующее и дестабилизирующее влияние силы тяжести определяется направлением вертикальной компоненты градиента температуры (ориентацией канала), а также интенсивностью свободно конвективного течения.

Работа частично поддержана РФФИ № (00-01-416).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габдрахманов К.К., Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Козлов В.Г. Об устойчивости осциллирующего неизотермического течения в горизонтальном канале // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26. № 12. С. 1315–1322.
2. 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.
3. Gabdrakhmanov K.K., Kozlov V.G. Thermooscillative convection. Determinative dimensionless parameter // Microgravity Quarterly. 1995. V. 5. № 3. P. 146–151.
4. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
5. Стретт Дж.В. (Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. 476 с.
6. 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.

Пермь
kozlov@pspu.ac.ru

Поступила в редакцию
12.IV.2001