

УДК 532.546:536.25

**О ВИБРАЦИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В ПОЛОСТИ,  
СОВЕРШАЮЩЕЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ  
КАЧАНИЯ**

КОЗЛОВ В. Г.

Исследуется вибрационная тепловая конвекция в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания. Методом осреднения получены уравнения вибрационной конвекции. Показано, что вращательные качания приводят к проявлению новых своеобразных эффектов. На основании полученных уравнений исследована конвективная устойчивость в плоском слое при таких вибрациях. Проведено сравнение с известными экспериментальными данными. Результаты экспериментов подтверждают теоретические выводы, сделанные на основании осредненных уравнений вибрационной конвекции.

Теоретические [1–3] и экспериментальные [4, 5] исследования вибрационной тепловой конвекции (осредненного движения неоднородно нагретой жидкости в полостях, совершающих колебания) свидетельствуют о сильном влиянии ее на теплоперенос как в условиях невесомости, так и в поле силы тяжести. Рассмотренные в настоящем времени задачи вибрационной конвекции относятся к случаю линейно поляризованных вибраций, при которых полость совершает поступательные колебания вдоль фиксированной оси. Практический и теоретический интерес представляет изучение конвективных явлений в случае более сложных вибраций, например вращательных качаний.

1. Рассмотрим замкнутую полость с несжимаемой жидкостью, совершающую гармонические вращательные качания вокруг расположенной вне полости неподвижной оси с единичным вектором  $\mathbf{n}$  в ее направлении. Введем инерциальную систему  $XYZ$  и связанную с полостью подвижную систему  $x'y'z'$ . Системы выбраны так, что начала отсчета обеих систем совпадают и расположены на оси вращения. Оси  $Z$  и  $z'$  направлены вдоль оси вращения, ось  $y'$  проходит через некоторую характерную точку полости, например через центр масс (фиг. 1). Полость, оставаясь неподвижной в штрихованной системе координат, совершает вместе с ней вращательные качания в плоскости  $XY$ : угол между осями  $y'$  и  $Y$  изменяется со временем по закону  $\varphi = \varphi_0 \sin \Omega t$ . Таким образом, в среднем положении ( $\varphi = 0$ ) обе системы отсчета совмещаются.

В подвижной системе координат уравнение движения жидкости в полости имеет вид [6]

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}' \right) = -\nabla p' + \eta \Delta \mathbf{v}' - \rho g \boldsymbol{\gamma}' + \rho (\boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{r}' \times \boldsymbol{\omega}) + 2\mathbf{v}' \times \boldsymbol{\omega} + \mathbf{r}' \times \dot{\boldsymbol{\omega}}) \quad (1.1)$$

Здесь  $\mathbf{v}'$  — скорость,  $p'$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\mathbf{r}'$  — радиус-вектор, проведенный из начала координат,  $\boldsymbol{\omega} = \varphi_0 \Omega \cos \Omega t \mathbf{n}$  — угловая скорость подвижной системы,  $\boldsymbol{\omega}$  — угловое ускорение,  $\boldsymbol{\gamma}'$  — единичный вектор, направленный вертикально вверх. Отметим, что  $\boldsymbol{\gamma}'$  кроме постоянной составляющей  $\boldsymbol{\gamma} = (\gamma_x, \gamma_x, \gamma_z)$  содержит составляющую, которая периодически изменяется со временем вследствие изменения ориентации полости.

Перепишем уравнение движения в приближении малых углов качаний, оставив в группе осциллирующих членов только линейные по  $\varphi_0$  и опустив

в  $\gamma'$  переменную составляющую ( $\gamma' = \gamma$ )

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}' \right) = -\nabla p' - \eta \Delta \mathbf{v}' - \rho \left( g\gamma - \frac{\Phi_0^2 \Omega^2}{2} \mathbf{n} \times (\mathbf{r}' \times \mathbf{n}) \right) + \rho (2\Phi_0 \Omega (\mathbf{v}' \times \mathbf{n}) \cos \Omega t - \Phi_0 \Omega^2 (\mathbf{r}' \times \mathbf{n}) \sin \Omega t) \quad (1.2)$$

Ограничимся рассмотрением движения в полости, линейные размеры которой малы по сравнению с расстоянием от центра полости до оси вращения. В этом случае удобно ввести систему отсчета с началом координат в центре полости. Для простоты оси  $x, y, z$  направим параллельно осям  $x', y', z'$ . Из фиг. 1 видно, что  $\mathbf{r}' = \mathbf{R}_0 + \mathbf{r}$ , где  $\mathbf{R}_0$  — постоянный в подвижной системе координат радиус-вектор, проведенный в центр полости.

Запишем уравнение теплового конвективного движения жидкости в полости в новой системе отсчета в приближении Буссинеска, учитывая, что  $|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{R}_0|$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} + \beta T \left( g\gamma - \frac{\Phi_0^2 \Omega^2}{2} \mathbf{R}_0 \right) + 2\Phi_0 \Omega (\mathbf{v} \times \mathbf{n}) \cos \Omega t + \Phi_0 \Omega^2 ((\beta T \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}) \times \mathbf{n}) \sin \Omega t \quad (1.3)$$

Замкнутую систему уравнений тепловой конвекции в полости, совершающей вращательные качания, получим, дополнив (1.3) уравнениями теплопереноса и неразрывности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T = \chi \Delta T, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0 \quad (1.4)$$

На границе полости  $S$  считается заданным распределение температуры и выполняется условие прилипания:

$$T|_S = T_s, \quad \mathbf{v}|_S = 0 \quad (1.5)$$

Далее будем рассматривать предельный случай высоких частот, когда период колебаний полости мал по сравнению с характерными гидродинамическими временами задачи.

2. В соответствии с основной идеей метода осреднения [6, 3] представим давление, скорость и температуру в виде сумм медленно меняющихся слагаемых и быстро осциллирующих добавок  $p^* + \xi$ ,  $\mathbf{v}^* + \mathbf{u}$ ,  $T^* + \tau$ . Подставим эти выражения в систему (1.3)–(1.5) и, сохранив в уравнениях только главные вибрационные члены, получим уравнения для пульсирующих составляющих

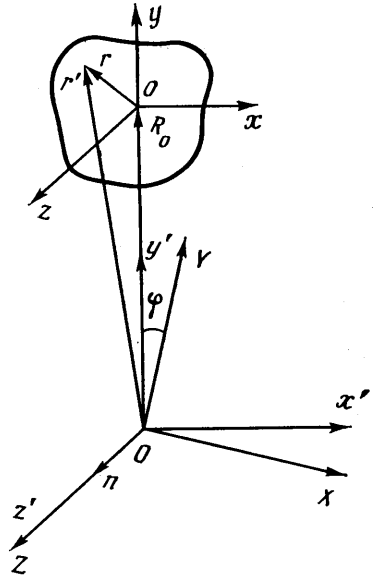
$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{\nabla \xi}{\rho} + \Phi_0 \Omega^2 R_0 \beta \left( T^* \mathbf{i} - \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{n}}{\beta R_0} \right) \sin \Omega t \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = -\mathbf{u} \nabla T^*, \quad \text{div } \mathbf{u} = 0$$

Представим векторное поле  $T^* \mathbf{i} - \mathbf{r} \times \mathbf{n} / \beta R_0$  в виде суммы соленоидальной и потенциальной составляющих

$$T^* \mathbf{i} - \mathbf{r} \times \mathbf{n} / \beta R_0 = \mathbf{w} + \nabla q, \quad \text{div } \mathbf{w} = 0, \quad w_n|_S = 0 \quad (2.2)$$

Здесь  $w_n$  — проекция вектора  $\mathbf{w}$  на нормаль к границе,  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{j}$  — единичные векторы, направленные соответственно вдоль векторов  $\mathbf{R}_0 \times \mathbf{n}$  и  $\mathbf{R}_0$ , т. е. вдоль осей  $x$  и  $y$  выбранной системы координат (фиг. 1). Полученные из



Фиг. 1

(2.1) и (2.2) выражения для пульсирующих составляющих температуры и скорости подставим в (1.3)–(1.5). Осреднив получившиеся уравнения по периоду и опустив звездочки над медленно меняющимися составляющими, получим осредненную систему уравнений вибрационной конвекции в полости, совершающей вращательные качания

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = & -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu\Delta\mathbf{v} + \beta T \left( g\mathbf{r} - \frac{\varphi_0^2 \Omega^2 R_0}{2} \mathbf{j} \right) + \\ & + \frac{(\varphi_0 \Omega R_0 \beta)^2}{2} \mathbf{w}\nabla(T\mathbf{i} - \mathbf{w}) + (\varphi_0 \Omega)^2 R_0 \beta \mathbf{n} \times \mathbf{w} \quad (2.3) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla T = & \chi\Delta T, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{w} = 0 \end{aligned}$$

$$T\mathbf{i} - \mathbf{r} \times \mathbf{n} / \beta R_0 = \mathbf{w} + \nabla q$$

На границе области  $S$  должны выполняться условия

$$\mathbf{v}|_S = 0, \quad T|_S = T_s, \quad w_n|_S = 0 \quad (2.4)$$

Уравнения (2.3) совместно с граничными условиями (2.4) образуют замкнутую систему для определения осредненных значений скорости  $\mathbf{v}$ , давления  $p$ , температуры  $T$  и вектора  $\mathbf{w}$  — соленоидальной части вектора  $T\mathbf{i} - \mathbf{r} \times \mathbf{n} / \beta R_0$ . Из вывода следует, что  $\mathbf{w}$  имеет смысл амплитуды пульсационной составляющей скорости.

В предельном случае  $R_0 \rightarrow \infty$  ( $R_0 \varphi_0 = b$ ) система (2.3) сводится к известной системе уравнений [3], описывающей вибрационную конвекцию в полости, совершающей линейно поляризованные вибрации с амплитудой  $b$ . Сравнивая эти системы уравнений, можно сказать, что в отличие от линейно поляризованных вибраций вращательные качания приводят к перенормировке силы тяжести за счет центробежной силы инерции. Изменилась также структура вектора  $\mathbf{w}$ . В случае вращательных качаний он складывается из двух частей:  $\mathbf{w} = \mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2$ , где  $\mathbf{w}_1$  (соленоидальная часть вектора  $T\mathbf{i}$ ) характеризует осцилляции скорости, связанные с неоднородностью плотности (температуры) жидкости, а  $\mathbf{w}_2$  (соленоидальная часть вектора  $\mathbf{n} \times \mathbf{r} / \beta R_0$ ) — осцилляции скорости нетепловой природы, появляющиеся вследствие угловых смещений полости. Важный результат вращательных качаний заключается в появлении осредненной по периоду силы Кориолиса. Будучи пропорциональной амплитуде пульсационной составляющей скорости  $\mathbf{w}_1$ , связанной с неоднородностью температуры жидкости, сила Кориолиса действует аналогично силе Архимеда. Она способна вызвать вибрационную тепловую конвекцию.

Приведем систему (2.3) к безразмерному виду. В качестве единиц измерения расстояния, температуры, скорости, времени и давления выберем соответственно характерный размер полости  $L$ , характерную разность температур  $\Theta$ ,  $\chi/L$ ,  $L^2/\nu$ ,  $\rho\nu\chi/L^2$ . Запишем безразмерные уравнения тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\operatorname{Pr}} (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = & -\nabla p + \Delta\mathbf{v} + (R\mathbf{r} - R_k \mathbf{j}) T + R_\nu (\mathbf{w}\nabla) (T\mathbf{i} - \mathbf{w}) + 2R_k \mathbf{n} \times \mathbf{w} \\ \operatorname{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla T = & \Delta T, \quad T\mathbf{i} - \mathbf{w} = \nabla q + \operatorname{Fr} \times \mathbf{n} \quad (2.5) \end{aligned}$$

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

$$\mathbf{v}|_S = 0, \quad T|_S = T_s, \quad w_n|_S = 0$$

Уравнения содержат четыре независимых безразмерных параметра: число Прандтля, гравитационное число Рэлея, вибрационное число Рэлея

и вибрационный параметр Кориолиса

$$R_{\Gamma} = \frac{\nu}{\chi}, \quad R = \frac{g\beta\Theta L^3}{\nu\chi}, \quad R_V = \frac{(\beta\Theta L\varphi_0 R_0 \Omega)^2}{2\nu\chi}, \quad R_K = \frac{(\varphi_0 \Omega)^2 R_0 \beta \Theta L^3}{2\nu\chi}$$

Параметр  $F = R_K/R_V$  не независим.

Три последних члена в уравнении движения описывают три массовые силы, способные вызвать осредненное конвективное движение: силу Архимеда, подъемную силу, вызванную нелинейным взаимодействием пульсационной составляющей скорости и температуры, и силу Кориолиса.

Обсудим область применимости полученных уравнений и существо сделанных предположений. Приближение малых неоднородностей плотности является общепринятым в тепловой конвекции и соответствует очень широкому классу явлений. Использование высокочастотного приближения оправдано тем, что характерные гидродинамические времена в задачах тепловой конвекции в большинстве практических случаев значительно превышают периоды механических вибраций. Физически высокочастотное приближение означает, что толщина вязкого пограничного слоя Стокса, возникающего у стенок полости при осциллирующих жидкости, много меньше размера полости. Таким образом, в рамках высокочастотного приближения не рассматриваются явления, имеющие место в относительно тонких пограничных слоях Стокса. Приближение малых углов поворота представляется обоснованным, так как в природе и технике высокочастотные вибрации происходят с незначительной амплитудой линейных и угловых смещений. Ограничиваясь приближением малого размера полости, мы пренебрегаем неоднородностью поля сил инерции в объеме полости. Отметим, что использование модели несжимаемой жидкости накладывает на частоту вибраций ограничение сверху — длина звуковой волны должна быть значительно больше размера полости.

3. Полученная система уравнений описывает некоторое осредненное конвективное движение жидкости, вызванное тремя перечисленными выше массовыми силами. Однако, в ряде случаев возможно механическое равновесие, когда средняя скорость частиц жидкости равна нулю. Условия равновесия вытекают из (2.5) и имеют вид

$$(R\gamma - R_K j - R_V \nabla \cdot (\mathbf{w}_0 \mathbf{i})) \times \nabla T_0 = 0 \quad (3.1)$$

$$\Delta T_0 = 0, \quad \text{div } \mathbf{w}_0 = 0, \quad \text{rot } \mathbf{w}_0 = \nabla T_0 \times \mathbf{i} + 2F \mathbf{n}$$

На границе полости задается распределение температуры  $T_0$  и обращается в нуль нормальная компонента пульсационной составляющей скорости  $w_{0n}$ . Наличие нескольких различных по природе массовых сил обеспечивает большое разнообразие равновесных ситуаций.

Остановимся на задаче устойчивости равновесия в слое жидкости, расположенном в плоскости  $xz$  и совершающем качания относительно среднего горизонтального положения ( $\gamma \times \mathbf{j} = 0$ ). Таким образом, среднее за период расположение вектора  $\mathbf{R}_0$  является вертикальным. Образующие слой твердые границы находятся при  $y = \pm 1/2$  и поддерживаются при постоянных различных температурах. Понятно, что слой должен иметь ограниченные в горизонтальном направлении размеры, но если его толщина  $h$  много меньше длины, то концевыми эффектами на вертикальных границах можно пренебречь.

Из (3.1) следует, что в описанном случае в слое возможно равновесие ( $\mathbf{v} = 0$ ), которому соответствуют следующие распределения температуры и пульсационной составляющей скорости:

$$T_0 = 1/2 - y, \quad w_{0y} = w_{0z} = 0, \quad w_{0x} = -(1 + 2F)y$$

За начало отсчета температуры принята температура внешней по отношению к оси качаний границы ( $y = 1/2, T_0 = 0$ ). Единицей измерения тем-

пературы служит температура внутренней границы ( $y=-1/2$ ,  $T_0=1$ ). Рассматривая устойчивость равновесного состояния, введем пропорциональные  $\exp(-\lambda t)$  малые возмущения равновесия  $v$ ,  $T$ ,  $w$  и  $p$ . Линеаризуя систему (2.5)–(3.1) по малым возмущениям, получим систему амплитудных уравнений, определяющую характеристические декременты  $\lambda$  и соответствующие возмущения

$$\begin{aligned}
 -\lambda v &= -\nabla p + \Delta v + (R - R_K) T j + R_V (w_0 \nabla) (T i - w) + \\
 &+ R_V (w \nabla) (T_0 i - w_0) + 2R_K n \times w \\
 -\lambda Pr T &= \Delta T - (v \nabla) T_0 \\
 \operatorname{div} v &= 0, \quad \operatorname{div} w = 0 \\
 T i - w &= \nabla q + Fr \times n \\
 y = \pm 1/2: & T = 0, \quad w_n = 0, \quad v = 0
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Граница устойчивости относительно монотонных возмущений определяется из условия  $\lambda=0$ . Будем искать периодические по  $x$  и  $z$  решения: все неизвестные функции считаем пропорциональными  $\exp(ik_1 x + ik_2 z)$ . Из полученной после подстановки системы амплитудных уравнений удобно исключить  $v_x$ ,  $v_z$ ,  $w_x$ ,  $w_z$  и  $p$ , что приводит к следующей амплитудной задаче для нейтральных возмущений:

$$\begin{aligned}
 \Delta \Delta v_y - (R + R_K) (k_1^2 + k_2^2) T + R_V (ik_1 w_y' - k_1^2 T) &= 0 \\
 \Delta T + v_y = 0, \quad \Delta = \partial^2 / \partial y^2 - k_1^2 - k_2^2 \\
 ik_1 T' + \Delta w_y &= 0 \\
 y = \pm 1/2: \quad v_y = v_y' = 0, \quad T = 0, \quad w_y = 0
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Штрих означает производную по поперечной координате  $y$ .

Эта задача по виду совпадает с задачей о конвективной устойчивости горизонтального слоя жидкости, совершающего высокочастотные поступательные вибрации вдоль горизонтальной оси. Анализ уравнений показывает, что наиболее опасными во всей области изменения безразмерных параметров ( $R_V \neq 0$ ) являются периодические вдоль оси  $x$  двумерные возмущения. Полагая  $k_2=0$  и сделав замену  $w_y = ik_1 w$ , получим систему уравнений с вещественными коэффициентами

$$\begin{aligned}
 \Delta \Delta v_y - (R + R_K) k_1^2 T - R_V k_1^2 (w' + T) &= 0 \\
 \Delta T + v_y = 0, \quad T' + \Delta w = 0 \\
 y = \pm 1/2: \quad v_y = v_y' = 0, \quad T = 0, \quad w = 0
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Полученная система уравнений решалась в [7, 8]. При  $R_V < 10^5$  минимизация критических значений безразмерных параметров дает на плоскости  $(R + R_K)$ ,  $R_V$  пороговую кривую, близкую к прямой, пересекающей ось  $(R + R_K)$  и  $R_V$  соответственно в точках 1708 и 2129.

Отметим, что независимые параметры  $R$  и  $R_K$  в отличие от вибрационного числа Рэлея  $R_V$  не являются знакоопределенными. Вибрационный параметр Кориолиса  $R_K$  положителен (отрицателен), если температура внутренней по отношению к оси вращения границы выше (ниже) принятой за начало отсчета температуры внешней границы. Знак гравитационного числа Рэлея, как обычно, определяется относительной ориентацией градиента температуры и вектора  $\gamma$ .

В координатах  $R$ ,  $R_K$  пороговые кривые, полученные при различных фиксированных значениях  $R_V$ , образуют семейство параллельных прямых (фиг. 2). Область неустойчивости располагается справа от них. Крайняя

справа прямая соответствует случаю  $R_V \rightarrow 0$ . Физически понятно, что обращение  $R_V$  в нуль приводит к  $R_K = 0$ . Однако приведенная кривая не лишена смысла, поскольку случай  $R_V/R_K \ll 1$  реализуется на практике достаточно часто. Этой ситуации соответствуют незначительные перепады температуры  $\Theta$  в полостях относительно больших размеров (при  $\beta\Theta \approx 10^{-2} - 10^{-3}$  и  $h/R_0 \approx 10^{-1}$  отношение  $R_V/R_K \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ ).

Интересен случай, когда  $R + R_K = 0$  (кривая 2, фиг. 2). Тогда неустойчивость возникает при  $R_V = 2129$  подобно тому, как это происходит в слое, совершающем линейно поляризованные вибрации в своей плоскости в отсутствие силы тяжести.

Особо выделим случай невесомости ( $R = 0$ ). Вибрационная конвекция при этом описывается безразмерными параметрами  $R_K$  и  $R_V$ . При увеличении  $R_V$  критическое значение  $R_K$ , при котором возбуждается виброконвективное движение, падает.

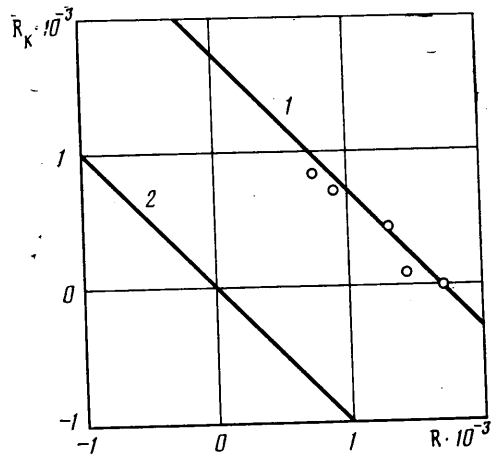
Проведенный теоретический анализ указывает на серьезное отличие конвективных явлений в полостях, совершающих вращательные качания, от вибрационной конвекции при линейно поляризованных вибрациях. Интересно, что в вибрационной тепловой конвекции,

вызванной вращательными качаниями, силе Кориолиса отведена необычная для нее роль конвективной подъемной силы, подобной силе Архимеда.

4. Экспериментальные исследования конвективной устойчивости в плоском слое жидкости, совершающем вращательные качания вокруг горизонтальной оси, были проведены в [9]. Слой был жестко закреплен на перпендикулярном к нему стержню, который совершал высокочастотные угловые колебания в вертикальной плоскости. Угол между стержнем и вертикалью изменялся со временем по закону  $\varphi = \varphi_0 \sin \Omega t$ . Таким образом, среднее по времени положение стержня было вертикальным, а слоя — горизонтальным. Опыты проводились со слоем  $80 \times 56 \times 8$  мм<sup>3</sup>, образованным двумя алюминиевыми теплообменниками и зажатой между ними стеклянной рамкой. Температура теплообменников поддерживалась постоянной и различной. Один из теплообменников был оборудован интегральным датчиком теплового потока. Рабочей жидкостью служил 85%-ный водный раствор глицерина. Слой совершал вращательные качания по дуге окружности радиусом  $R_0 = 50$  см с линейной частотой  $f = 25$  Гц. Амплитуда углового смещения изменялась в интервале  $\varphi_0 = 0 - 0,07$  рад.

Обнаружено, что в условиях проведенного эксперимента ( $R > 0$ ,  $R_K > 0$ ) вращательные качания оказывают дестабилизирующее воздействие на конвективную устойчивость равновесия. С увеличением амплитуды вибраций критическое число Рэлея  $R$  понижается. Определенные по кризису теплового потока пороговые значения  $R$  и  $R_K$  изображены точками на фиг. 2. Как видно из графика, экспериментальные точки группируются вблизи теоретической кривой 1, соответствующей случаю  $R_V/R_K \ll 1$ . Во всех опытах вибрационное число Рэлея  $R_V$  не превышало 50 и было всегда значительно меньше параметра Кориолиса  $R_K$ . Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают теоретические выводы, сделанные на основании осредненных уравнений вибрационной конвекции.

Автор благодарит Е. М. Жуховицкого за полезное обсуждение.



Фиг. 2

## ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Вибрационная тепловая конвекция в невесомости // Гидродинамика и процессы переноса в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. С. 86–105.
3. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 5. С. 51–55.
4. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Пугин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 815–816.
5. Иванова А. А., Козлов В. Г. Экспериментальное изучение влияния вертикальных вибраций на конвекцию в горизонтальном цилиндрическом слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 6. С. 180–183.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1965. 204 с.
7. Зеньковская С. М. О влиянии горизонтальных колебаний на возникновение конвекции в слое жидкости // Изв. Сев.-Кавказ. науч. центра высш. школы. Естеств. науки. 1981. № 4. С. 43–45.
8. Браверман Л. М., Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. и др. Новые результаты исследования вибрационно-конвективной неустойчивости // Тез. докл. 3-го Всесоюз. семинара по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости. Черноголовка, 1984. С. 11–13.
9. Ивашкин С. В., Козлов В. Г. Экспериментальное исследование конвективной устойчивости плоского слоя жидкости при вращательных качаниях // Конвективные течения (Сб. науч. тр. Пермск. пед. ин-та). Пермь, 1987.

Пермь

Поступила в редакцию  
25.V.1987