

11. Hussein H.M.S. Transient investigation of a two phase closed thermosyphon flat plate solar water heater // *Energy Conversion and Management*. – 2002. – № 43. – P. 2479–2492.
12. Desrayaud G., Fichera A., Marcoux M. Numerical investigation of natural circulation in a 2D-annular closed loop thermosyphon // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2006. – V. 27. – № 1. – P. 154–166.
13. Liaqat A., Baytas A.C. Numerical comparison of conjugate and non-conjugate natural convection for internally heated semi-circular poles // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2001. – V. 22. – № 12. – P. 650–656.
14. Кузнецов Г.В., Аль-Ани М.А., Шермет М.А. Численный анализ влияния температурного перепада на режимы переноса энергии в замкнутом двухфазном цилиндрическом термосифоне // *Известия Томского политехнического университета*. – 2010. – Т. 317. – № 4. – С. 13–19.
15. Kuznetsov G.V., Sitnikov A.E. Numerical analysis of basic regularities of heat and mass transfer in a high-temperature heat pipe // *High temperature*. – 2002. – V. 40. – № 6. – P. 898–904.
16. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
17. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1977. – 656 с.
18. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. – М.: Наука, 1984. – 288 с.

Поступила 02.02.2011 г.

УДК 53.082.2:550.3

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ КОНВЕКТИВНОГО ДАТЧИКА ПРИ ДЕЙСТВИИ ЦЕНТРОБЕЖНОЙ СИЛЫ

И.А. Бабушкин, В.А. Демин, Д.В. Пепеляев

Пермский государственный университет
E-mail: demin@psu.ru

Проведено численное моделирование отклика конвективного датчика инерционных ускорений на действие центробежной силы. Описано основное течение в виде пульсирующего конвективного факела и его кризис при определенной частоте вращения. Показано, что непрерывное изменение величины центробежной силы дает возможность постепенно наклонять конвективный факел в плоскости широких граней полости. С помощью воздействия центробежной силы выяснено оптимальное расположение термодатчика в рабочей камере датчика с учетом наличия осложняющих факторов, связанных с неизбежным несовершенством экспериментальной установки.

Ключевые слова:

Тепловая конвекция, ячейка Хеле–Шоу, центробежная сила, конвективный факел, численное моделирование.

Key words:

Thermal convection, Hele–Shaw cell, centrifugal force, convective tail, numerical modeling.

Введение

Вращение в большинстве случаев значительно усложняет поведение конвективных систем [1–3]. Даже самое простое вращательное движение с постоянной угловой скоростью отражается на течении вследствие добавления к действующим массовым силам дополнительных сил инерции. Действие этих сил (кориолисовой и центробежной) приводит к тому, что даже в типичных условиях тепловая конвекция по причине присущих ей объемных неоднородностей полей скорости и температуры имеет, как правило, трехмерный характер. Если конвективная система находится вблизи или на оси вращения, и величина угловой скорости невелика, то центробежной силой чаще всего можно пренебречь в силу ее малости по сравнению с силой Кориолиса [4]. Однако бывает так, что центробежная сила является неотъемлемым дополнительным фактором, влияющим на конвекцию, или ее действие технологически оказывается востребованным. Например, когда некоторый процесс для своей реализации требует постепенного монотон-

ного изменения подъемной силы в условиях фиксированного нагрева. Такая необходимость возникает при калибровке приборов, рабочим телом которых является неоднородно нагретая жидкость [5, 6].

Активное управление величиной результирующей подъемной силы можно организовать за счет постепенного «включения» центробежной силы. В [6, 7] представлены результаты экспериментов и проведено теоретическое обоснование идеи создания датчика на основе ячейки Хеле–Шоу, позволяющего регистрировать ограниченные по времени вибрационные сигналы и восстанавливать их исходные характеристики. В экспериментах особое внимание уделялось тестированию прибора на возможность возникновения различных нежелательных режимов конвекции, влияющих на показания. В частности, исследования выявили наличие дополнительных функциональных возможностей, позволяющих датчику регистрировать продолжительные по времени монотонные инерционные воздействия. Для определения новых возмож-

ных областей применения датчика было решено провести эксперименты по влиянию вращения на конвективные течения, что, в свою очередь, повлекло за собой необходимость детального теоретического исследования устойчивости конвективных режимов в ячейке Хеле–Шоу при действии центробежных сил.

Постановка задачи

Рабочая полость представляет собой прямоугольный параллелепипед, верхняя и нижняя узкие грани которого играют роль нагревателя и холодильника. По причине конструктивных особенностей датчика подогрев осуществляется снизу точечным источником тепла. Температура нагревателя периодически меняется в зависимости от времени, что создает течение в полости в виде пульсирующего конвективного факела чрезвычайно чувствительного по отношению к внешним инерционным воздействиям. В опытах датчик устанавливался в корзине вращательной установки на достаточно большом расстоянии от оси вращения, так что вклад центробежной силы в результирующее ускорение был существенным. Конвективная камера жестко прикреплялась к корзине, поэтому при повороте вращательной установки на угол 2π полость совершала один полный оборот вокруг своей оси.

С целью минимизации действия силы Кориолиса и выполнения приближения плоских траекторий, датчик всегда крепился так, чтобы широкие грани ячейки Хеле–Шоу были ориентированы параллельно штанге. Выберем систему координат так, чтобы ось z была перпендикулярна широким граням. В этой системе координат $\vec{\gamma}(\sin\beta\cos\alpha, \cos\beta, -\sin\beta\sin\alpha)$ — единичный вектор, направленный вертикально вверх (рис. 1). Полость целиком заполнена жидкостью и вращается с угловой скоростью $\Omega\vec{e}_y$ в плоскости, которая по причине несовершенства экспериментальной установки слегка наклонена под углом β к горизонту. В опытах величина угла наклона плоскости вращения контролировалась и не превышала 1° . Наклон плоскости вращения приводил в экспериментах к возникновению нежелательных эффектов, однако, как оказалось, полностью исключить этот фактор невозможно.

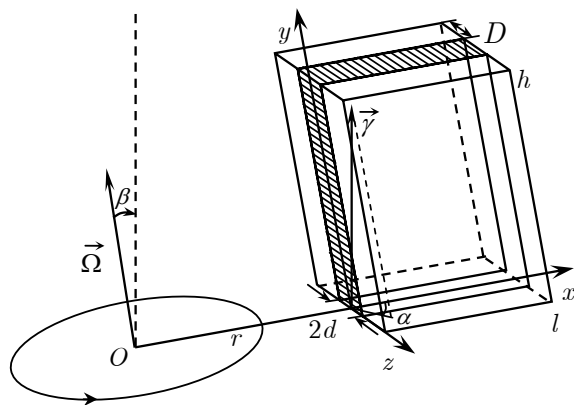


Рис. 1. Геометрия задачи. Система координат

Относительно конвекции в ячейке Хеле–Шоу отмечается высокая чувствительность характеристик течения к тепловым условиям на широких гранях [8], поэтому соответствующее краевое условие должно быть максимально реалистичным. Необходимость учета теплопроводности массива, прилегающего к широким граням, приводит к следующему граничному условию для отклонения температуры жидкости T от среднего по времени линейного профиля [9]:

$$z = \pm 1: \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{\Gamma} = -a(T - T_s), \quad (1)$$

где T_s — температура окружающей среды; $a = \lambda_m / \lambda_f D$ — коэффициент теплоотдачи.

В экспериментах конвективная камера имела высоту $h = 32$ мм, ширину $l = 24$ мм и толщину $2d = 4$ мм. В качестве рабочей жидкости был выбран гептан. Ранее в работах [6, 7] было показано, что физические свойства гептана заметно более предпочтительны при сравнении его с другими жидкостями. Широкие грани полости были окружены массивом из полиметилметакрилата (ПММА). Выберем за единицу длины полутолщину слоя. Тогда, для фактической толщины массива $D = 6$ мм, коэффициентов теплопроводности гептана и ПММА $\lambda_f = 0,12$ Вт/(м·К), $\lambda_m = 0,20$ Вт/(м·К) коэффициент теплоотдачи в безразмерных единицах равен $a = 0,54$. Оставшиеся условия для T на узких гранях не так сильно влияют на течение и могут быть приближенно взяты, соответственно, как для теплоизолированных и идеально теплопроводных стенок:

$$x = 0, L: \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\Gamma} = 0; \quad y = 0, H: T = 0. \quad (2)$$

В случае строго вертикального расположения оси вращения на элемент жидкости в рабочей камере действует центробежная сила с ускорением, приблизительно одинаковым для всей полости, т. к. $r \gg l$. В неинерциальной системе отчета, связанной с кюветой, вектор результирующего ускорения $\vec{g} - \vec{\Omega}[\vec{\Omega} \times \vec{r}]$ подъемной силы, будучи постоянным по направлению и величине, лежит в плоскости широких граней. Результирующая массовая сила ориентирована к горизонту под некоторым углом, значение которого зависит от угловой скорости вращения. Меняя угловую скорость, можно плавно регулировать величину и направление подъемной силы. Если плоскость вращения слегка наклонена, то вектор $\vec{g}$ в общем случае уже не параллелен широким граням. В системе отчета, связанной с полостью, вектор $\vec{\gamma}$ прецессирует вокруг единичного орта $\vec{e}_y$. Строго говоря, это нарушает приближение плоских траекторий и должно приводить к появлению поперечной компоненты скорости. Однако в опытах угол наклона β был мал, а следовательно малы γ_x и γ_z . Прямой расчет течения в поперечном сечении, вызванного покачиванием вектора $\vec{g}$ в плоскости (y, z) , показал, что при амплитуде качаний 1° в полости

возникает длинноволновое колебательное движение, амплитуда скорости которого на два порядка меньше, чем те характерные скорости, которые имеют место в плоскости широких граней при пульсационном нагреве снизу. В результате эффектом прецессии вектора $\vec{\gamma}$ в дальнейшем будем пренебрегать, сохранив тем самым приближение плоских траекторий.

В ходе экспериментов обрабатывался сигнал, представляющий собой разность температур между симметричными спаями термопары вблизи нагревателя в зависимости от угловой скорости вращения. Определялась амплитуда сигнала и его среднее значение, отнесенные к разности температур между теплообменниками. Оказалось, что существует такое значение угловой скорости вращения ($\Omega \sim 1$ 1/с), при котором как амплитуда, так и среднее значение разности температур имеют экстремум. Результаты термопарных измерений для объяснения этих ярко выраженных пиков на графиках оказалось недостаточно. Для получения полной картины было проведено численное моделирование конвективных течений в плоскости широких граней полости в математической постановке, наиболее близко отражающей натурный эксперимент.

Основные уравнения и методика расчета

Для теоретического описания конвективных течений будем использовать систему уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска [4]. Особенности движения полости в совокупности с приближением Хеле–Шоу ($h, l \gg d$) позволяющая пренебречь влиянием силы Кориолиса на течение в плоскости широких граней. Для характерной скорости в плоскости широких граней $v \sim 1$ мм/с, плеча $r \sim 500$ мм и угловой скорости $\Omega \sim 1$ 1/с отношение кориолисовой силы к центробежной и силе тяжести равно $F_K/F_{\text{ц}} = v/\Omega r \sim 2 \cdot 10^{-3}$; $F_K/F_T = v\Omega/g \sim 10^{-4}$. Оценка показывает, что действующая на течение сила Кориолиса пренебрежимо мала по сравнению с центробежной силой и практически не нарушает приближение плоских траекторий. Уравнения тепловой конвекции с учетом только центробежной силы в безразмерной форме имеют вид:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \Delta \vec{v} + \text{Ra} T \vec{\gamma} + \text{Ta} \bar{\Omega} \times [\bar{\Omega} \times \vec{r}] T, \quad (3)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) T = \Delta T, \quad \text{div} \vec{v} = 0, \quad (4)$$

где $\vec{v}$, T , p – поля скорости, температуры и давления. При безразмеривании выбирались следующие единицы: полутолщина полости d (длина), d^2/ν (время), (скорость), Θ (температура), $\rho \nu^2/d^2$ (давление). Здесь Θ – средний по времени перепад температур на верхней и нижней гранях; ρ – плотность жидкости; ν , χ – коэффициенты кинематической вязкости и теплопроводности. Система уравнений (3), (4) явно содержит три безразмерных параметра

стема уравнений (3), (4) явно содержит три безразмерных параметра

$$\text{Pr} = \nu/\chi, \quad \text{Ra} = g\beta_l \Theta d^3/\nu\chi, \quad \text{Ta} = \beta_l \Theta \Omega^2 d^4/\nu\chi,$$

соответственно, числа Прандтля, Рэлея и Тэйлора (g – ускорение силы тяжести, β_l – коэффициент теплового расширения). Дополнительными безразмерными параметрами в задаче являются длина полости L , высота H , угол β , характеризующий наклон плоскости вращения и коэффициент теплоотдачи a . Для скорости на границах полости будем использовать условие прилипания. На нижней границе полости поддерживается распределение температуры, меняющееся с течением времени по закону

$$T|_{y=0} = 2e^{-(x-L/2)^2} \sin^2(\omega t).$$

Эта зависимость моделирует пульсирующий с течением времени локальный подогрев, который создается точечным нагревателем в середине нижнего теплообменника. Такой нестационарный нагрев повышает чувствительность конвективной системы. Считается, что частота пульсаций температуры на нижней границе полости достаточно велика по сравнению с характерным временем рассасывания тепловых возмущений на широких боковых гранях. Далее в решении для температуры выделим осредненный линейный профиль, соответствующий подогреву снизу $T_0 = 1 - y/H$. Эта модель, скорее всего, оправдывается в реальных условиях и неоднородности профиля температуры на широких гранях не будут сильно отражаться на форме и динамике конвективного факела.

Ограничения на толщину ячейки позволяют использовать приближение плоских траекторий, поэтому дальнейшее рассмотрение будет проводиться на основе уравнений, записанных в терминах функции тока и температуры. Функция тока связана с компонентами скорости соотношениями $v_x = \partial \Psi / \partial y$, $v_y = -\partial \Psi / \partial x$. Зависимость функции тока от координаты z моделировалась тригонометрической функцией, чтобы удовлетворялось условие прилипания на широких гранях. Поле температуры описывалось суперпозицией базисных функций, характерных для двух предельных случаев: идеально теплопроводных и теплоизолированных широких граней (ниже T – отклонение температуры от осредненного линейного профиля):

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, t) \cos(\pi z/2),$$

$$T(x, y, z, t) = \theta(x, y, t) + \vartheta(x, y, t) \cos(\pi z/2), \quad (5)$$

где ψ , θ , ϑ – зависящие от времени амплитуды, характеризующие распределение полей функции тока и температуры в плоскости (x, y) . Амплитуды θ и ϑ связаны между собой, т. к. выражение для температуры в (5) должно удовлетворять граничному условию (1). Разложения (5) подставлялись в исходную систему, после чего уравнения усреднялись по z в соответствии процедурой Галеркина. В терминах амплитуд вихря скорости φ , функции тока ψ и температуры θ эти уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{8}{3\pi \text{Pr}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = \Delta_1 \varphi - \frac{\pi^2}{4} \varphi -$$

$$- \text{Ra} \left[\frac{4 \sin \beta}{\pi H} \cos \Omega t + \frac{2(2+a)}{\pi} \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \cos \beta - \frac{\partial \theta}{\partial y} \sin \beta \cos \Omega t \right) \right] +$$

$$+ r_o \text{Ta} \left[\frac{4}{\pi H} - \frac{2(2+a)}{\pi} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right], \quad (6)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{2}{3\pi} \frac{(3\pi^2 + 3\pi^2 a + 8a^2)}{(\pi^2 + 8a + 2a^2)} \times$$

$$\times \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \Delta_1 \theta - \frac{\pi(2+a)}{(\pi^2 + 8a + 2a^2)} \times$$

$$\times \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{a(2+a)\pi^2}{2(\pi^2 + 8a + 2a^2)} \theta, \quad (7)$$

где r_o – безразмерное плечо, $\varphi = \Delta_1 \psi$, Δ_1 – плоский оператор Лапласа. Уравнения (6), (7) совместно с граничными условиями (2) образуют краевую задачу. В предельных случаях $a \rightarrow \infty$ и $a \rightarrow 0$ имеем переходы, соответственно, к идеально теплопроводным и теплоизолированным широким граням.

Расчеты проводились методом конечных разностей по явной схеме. Компьютерный модуль был написан на языке программирования Fortran-90. Задача решалась в переменных ψ и φ , т. е. использовался двухполевой метод [10]. Основные расчеты выполнялись на сетке 51:41. При составлении конечно-разностного аналога уравнений тепловой конвекции пространственные производные аппроксимировались центральными разностями, а производные по времени – односторонними. Значения вихря на границах полости находились по формулам Тома, которые получались разложением функции тока в ряд Тейлора в приграничной точке с точностью до квадратичных членов. Уравнение Пуассона для поля функции тока решалось методом простых итераций. В ходе расчетов использовался метод установления; определялись мгновенные значения полей ψ и T , находились

максимальное и минимальное значения функций тока. Для моделирования показаний термопар в трех узлах с координатами (26,32), (18,16) и (34,16) определялась температура, и анализировалась амплитудно-частотная характеристика временной зависимости $\delta(t) = T(34,16) - T(18,16)$.

Обсуждение результатов

Для сопоставления результатов численного моделирования и экспериментальных данных безразмерные параметры принимали значения, наиболее близкие к действительности: $\text{Pr} = 6,9$ (гептан), $L = 12$, $H = 16$, $r_o = 500$. Угол β , определяющий наклон плоскости вращения к горизонту и характеризующий несовершенство экспериментальной установки, в соответствии с оценками лежал в интервале $0 \dots 2^\circ$. Частота пульсаций нагревателя ограничивалась сверху естественным временем кондуктивно-конвективного теплоотвода, и при пересчете в безразмерные единицы для нее была установлена величина $\omega = 0,17$. Средняя по времени разность температур между верхним и нижним теплообменниками была равна $\Theta = 0,9^\circ \text{C}$, что соответствовало числу Рэлея $\text{Ra} \approx 190$. Угловая скорость вращения менялась в диапазоне $\Omega = 0,3 \dots 1,3$, обуславливая верхнюю границу значений для числа Тейлора $\text{Ta} < 0,05$.

При строго вертикальном положении полости в отсутствие вращения конвективный факел над нагревателем характеризуется лево-правой симметрией. Приведение системы во вращение нарушает симметрию полей скорости и температуры: за счет действия центробежной силы теплый конвективный факел наклоняется в плоскости широких граней в сторону оси вращения. В дополнение небольшой наклон плоскости вращения создает колебания конвективного факела вблизи среднего отклонения. На рис. 2 представлены поля функции тока ($a, в$) и температуры ($б, г$) в фиксированный момент времени для угла наклона плоскости вращения $\beta = 1^\circ$. В случае кратных частот возможен параметрический резонанс, однако в эксперименте подобные ситуации специально не рассматривались. Две частоты ω и Ω в общем случае считались несоизмеримыми. С другой стороны, в случае

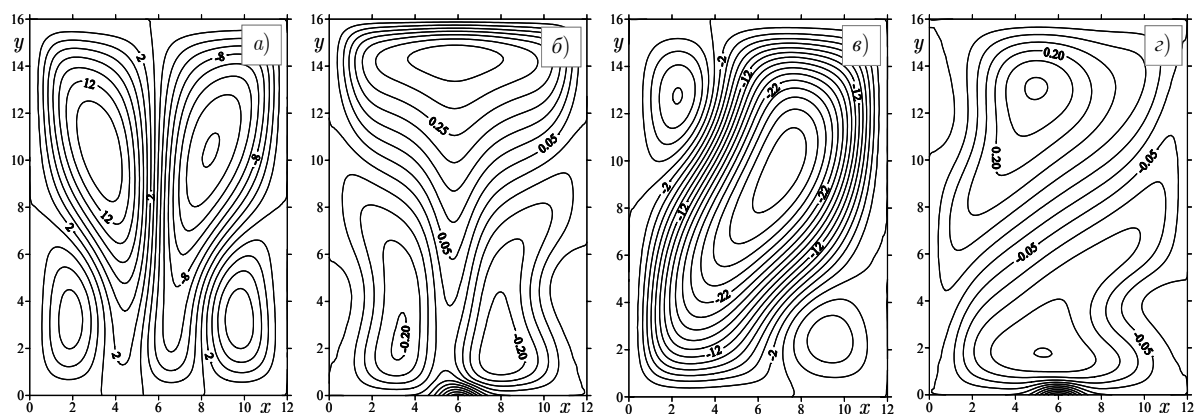


Рис. 2. Поля функции тока и температуры при $\Omega = 0,4$ (а, б) и $\Omega = 1,2$ (в, г) для $a = 0,54$

$a=0$ в расчетах для кратных частот при $\Omega=0,51$ и $\Omega=0,68$ ($\Omega_1=3\omega$, $\Omega_2=4\omega$) была зафиксирована смена режима колебаний, сопровождавшаяся резким изменением характеристик течения (пики на рис. 3, б). Если значения частот сопоставимы, но несоизмеримы, то в системе наблюдается сложное колебательное движение. Разность температур в двух симметричных точках $\delta(t)$ совершает колебания с усредненной амплитудой A вблизи некоторой средней величины $\langle \delta(t) \rangle$. Фурье-анализ временной зависимости $\delta(t)$ показывает, что наибольшей амплитудой обладает гармоника с частотой 2ω .

Сначала при увеличении угловой скорости вращения амплитуда A и среднее значение $\langle \delta(t) \rangle$ начинают быстро расти по модулю (рис. 3). Отсутствие гладкости у графиков, наблюдающееся в большей степени в теории, и менее заметное в эксперименте, имеет несколько причин. Во-первых, начальная фаза состояния нагревателя по отношению к положению кюветы не контролировалась в эксперименте и поэтому случайным образом выбиралась в расчетах, т. е. отслеживались в определенном смысле осредненные эффекты, не зависящие от момента начального приготовления системы. Как следствие при моделировании этой ситуации колебания, складываясь в разных фазах, дают немонотонное изменение амплитуды с ростом Ω . Во-вторых, применительно к сложному колебательному процессу имела место значительная ошибка при вычислении A и $\langle \delta(t) \rangle$ за счет грубости алгоритма определения этих величин. Также, вследствие больших характерных тепловых и гидродинамических времен релаксации в ячейке Хелле–Шоу могло наблюдаться некоторое неустановление колебательного режима.

Несмотря на наличие трудноустраняемых погрешностей, из рис. 3 отчетливо видно, что при достижении некоторой частоты A и $\langle \delta(t) \rangle$ графики для $a=0,54$ и 0 имеют ярко выраженные максимумы

мы. Визуализация полей показывает, что при этой частоте происходит смена конвективного течения. Центробежная сила становится настолько большой, что конвективный факел опрокидывается, и в полости устанавливается трехвихревое колебательное течение (рис. 2, в) с одним большим вихрем, занимающим всю центральную часть полости и простирающимся по диагонали из левого нижнего в правый верхний угол. Наряду с главным вихрем в левом верхнем и правом нижнем углах полости всегда существуют два сателлитных вихря меньших размеров с противоположной закруткой. Условия смены конвективного режима определяются многими факторами, в том числе углом наклона плоскости вращения. Однако в первую очередь опрокидывание конвективного факела зависит от угловой скорости вращения. В предельном случае $\beta=0^\circ$ циклическая частота Ω исчезает из краевой задачи (6), (7), (2), в результате чего колебания в значительной степени регуляризуются. Тем не менее, качественно зависимости A и $\langle \delta(t) \rangle$ от Ω остаются прежними, т. е. при определенной частоте эти графики имеют ярко выраженный максимум, который свидетельствует о смене конвективного режима.

Сравнение опытных данных и результатов численного моделирования проводилось по следующим признакам: наличие максимумов у зависимостей A и $\langle \delta(t) \rangle$, совпадение A и $\langle \delta(t) \rangle$ с экспериментальными значениями по величине и близость расчетной частоты к экспериментальному критическому значению, при котором происходит смена режима. Зависимости A и $\langle \delta(t) \rangle$ для $a=0,54$ и 0 (ПММА и теплоизолированные широкие грани) демонстрируют хорошее согласие с опытом. По выше перечисленным характеристикам они приблизительно одинаковы и значительно дистанцируются от другой группы графиков для $a=110$ (сталь) и $a \rightarrow \infty$. В случае идеально и высоко тепло-

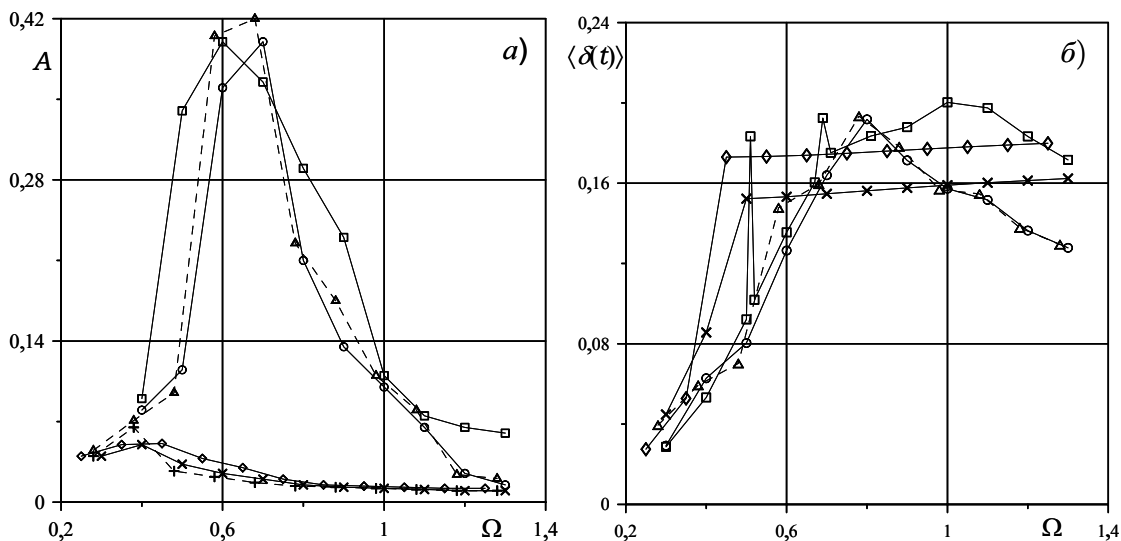


Рис. 3. Амплитуда A и среднее значение $\langle \delta(t) \rangle$ в зависимости от частоты Ω ; $\beta=1^\circ$: $\circ$, $\diamond$ – $a=0,54$ (ПММА), 110 (сталь); $\square$, $\times$ – $a=0,\infty$; $\beta=0^\circ$: $\triangle$, $+$ – $a=0,54$, 110

проводных широких граней, характерный максимум на графике $\langle \delta(t) \rangle$ отсутствует. На теплопроводных широких гранях все возмущения быстро рассасываются. По этой причине амплитуда колебаний разности температур в жидкости лежит значительно ниже, чем для $a=0$ или 0,54.

Иными словами, широкие грани ПММА, в роли регулятора конвективного движения, по своим свойствам находятся значительно ближе к теплоизолированным, чем к идеально теплопроводным стенкам. С другой стороны, для теплоизолированных широких граней на графике $\langle \delta(t) \rangle$, в отличие от реалистичного случая $a=0,54$ на резонансных частотах, отчетливо видна смена конвективного режима (пики на рис. 3, б). Конвективная система в случае теплоизолированных широких граней более чувствительна к различного рода тепловым возмущениям, которые не рассасываются на стенках, а, напротив, развиваются на фоне периодического воздействия во вторичный колеба-

тельный режим. При $a=0,54$ метод продолжения по параметру дает возможность избежать развития вторичного колебательного течения даже при точном попадании на резонансную частоту, что хорошо согласуется с экспериментом.

Выводы

По совокупности признаков результаты расчетов, учитывающие специфику материала, из которого изготовлены широкие грани, наиболее адекватно отражают картину конвективных течений и перестройку режимов в ячейке Хеле–Шоу. Выбранная теоретическая модель может использоваться для описания конвекции и теплопереноса в рабочей камере датчика. Показано, что геометрия полости позволяет использовать физические возможности центробежной силы для управления тепломассопереносом при имитации действия продолжительных по времени и постоянных по величине инерционных сигналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бубнов Б.М., Голицын Г.С. Конвективные режимы во вращающейся жидкости // Доклады АН СССР. – 1985. – Т. 281. – № 3. – С. 552–555.
2. Бердников В.С., Захаров В.П., Марков В.А. Тепловая гравитационно-центробежная конвекция в подогреваемом снизу слое жидкости // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74. – № 4. – С. 111–115.
3. Ингель Л.Х. Конвекция во вращающейся среде над термически неоднородной горизонтальной поверхностью // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2008. – № 6. – С. 25–35.
4. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
5. Бабушкин И.А., Богатырев Г.П., Глухов А.Ф., Путин Г.Ф., Авдеев С.В., Бударин Н.М., Иванов А.И., Максимова М.М. Изучение тепловой конвекции и низкочастотных микроускорений на Орбитальном комплексе «Мир» с помощью датчика «Дакон» // Космические исследования. – 2001. – Т. 32. – № 2. – С. 150–158.
6. Бабушкин И.А., Глухов А.Ф., Демин В.А., Дягилев Р.А., Маловичко Д.А. Сейсмоприемник на основе ячейки Хеле–Шоу // Прикладная физика. – 2008. – № 3. – С. 134–140.
7. Бабушкин И.А., Демин В.А., Пепеляев Д.В. Принципы регистрации инерционных сигналов с помощью конвективных датчиков // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – Т. 317. – № 4. – С. 38–43.
8. Бабушкин И.А., Демин В.А. Вибрационная конвекция в ячейке Хеле–Шоу. Теория и эксперимент // Прикладная механика и техническая физика. – 2006. – № 2. – С. 40–48.
9. Мызникова Б.И. Численное исследование надкритических режимов тепловой конвекции в ячейке Хеле–Шоу при подогреве снизу // Исследование тепловой конвекции и теплопередачи. – Свердловск: УНЦ АН СССР. – 1981. – С. 23–31.
10. Тарунин Е.Л. Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. – Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1990. – 225 с.

Поступила 02.02.2011 г.