

УДК 532.5.013.4:536.25

© 1994 г. Г. П. БОГАТЫРЕВ, М. К. ЕРМАКОВ, А. И. ИВАНОВ,  
С. А. НИКИТИН, Д. С. ПАВЛОВСКИЙ, В. И. ПОЛЕЖАЕВ,  
Г. Ф. ПУТИН, С. Ф. САВИН

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В НАЗЕМНОЙ МОДЕЛИ КОНВЕКТИВНОГО ДАТЧИКА

Экспериментально и численно исследуется влияние малых наклонов и качаний с малой амплитудой на тепловую конвекцию в кубической полости размером 3 см, заполненную воздухом, при стационарном и периодическом нагреве сверху. Получены зависимости разности температуры между двумя точками внутри полости от угла наклона, приложенного вертикального перепада температур, частот качаний полости и колебаний мощности нагрева. Обсуждается возможность оценки величины и направления вектора микроускорения на основе измерения полей температуры в условиях орбитального полета.

Особенностью процессов в условиях орбитального полета является непостоянство вектора ускорения, который изменяется в широких пределах как по величине, так и по направлению. Даже при наличии полной информации об этих изменениях численное или наземное лабораторное моделирование нестационарных трехмерных течений в состоянии реальной невесомости представляет собой трудную задачу. Вследствие малой величины остаточных ускорений гравитационная конвекция на космических аппаратах должна быть относительно слабой. На данном этапе о ее наличии приходится судить только по косвенным признакам, причем результаты различных натуральных экспериментов, выполненных к настоящему времени, противоречивы. В силу сказанного целесообразна постановка прямого эксперимента по обнаружению и исследованию гравитационной конвекции непосредственно на орбите.

С другой стороны, гравитационно-инерционная чувствительность течений в неизотермических жидких и газообразных средах позволяет предложить способ измерения микроускорений на борту космического аппарата, основанный на регистрации температурного расслоения, обусловленного свободной конвекцией [1]. В [2, 3] рассматривается способ регистрации слабой конвекции, основанный на наблюдении за распространением теплового фронта между коаксиальными цилиндрами. Особенно перспективным представляется применение конвективного датчика для измерения величины и направления низкочастотных составляющих силового поля, недоступных для большинства других приборов, используемых в настоящее время.

В работе приводятся результаты лабораторного моделирования процесса измерения микроускорений по наблюдениям конвективного движения воздуха в кубической плоскости, а также численного теста соответствующей двумерной модели.

**1. Обоснование метода измерений микроускорений с помощью конвективного датчика.** Интенсивности конвективного движения жидкости или газа в поле тяжести определяется числом Рэлея  $Ra = g\beta\sqrt{TH^4}/\nu\chi$ . Здесь  $\beta$ ,  $\nu$  и  $\chi$  — коэффициенты объемного расширения, кинематической вязкости и температуропроводности,  $\nabla T$  — градиент температуры, а  $H$  — характерный размер полости. В наземных условиях  $g = g_0$ , где  $g_0$  — ускорения силы тяжести. При малых значениях  $Ra$  имеется однозначная связь между числом Рэлея и интенсивностью

конвекции и, если она найдена, из этой связи можно определить величину  $g$ . Если ускорение силы тяжести близко к нулю (условия, приближенные к невесомости), но имеются малые инерциальные ускорения другой природы, то интенсивность конвекции будет определяться равнодействующей этих ускорений. Обычно величину таких ускорений характеризуют отношением  $g/g_0$ .

В лабораторных условиях, когда градиент температуры однороден и направлен строго вверх, конвективное движение отсутствует. Однако если  $\nabla T$  повернут относительно вертикали на некоторый угол  $\alpha$ , в жидкости (газе) возникает конвективное движение, интенсивность которого зависит от горизонтальной составляющей этого градиента. Таким образом, малая горизонтальная компонента  $\nabla T$  вызывает такое же конвективное движение, как слабое силовое поле, а величина  $g/g_0$  эквивалентна отношению  $(\nabla T \sin \alpha)/\nabla T$ .

На орбитальной станции величина и направление микроускорений меняются во времени. Поэтому в наземных условиях представляется важным провести лабораторное моделирование переменной составляющей микроускорений и исследовать ее влияние на конвективное движение. В описанных ниже экспериментах выполнено моделирование лишь низкочастотной (частота не более 1 Гц) составляющей микроускорений.

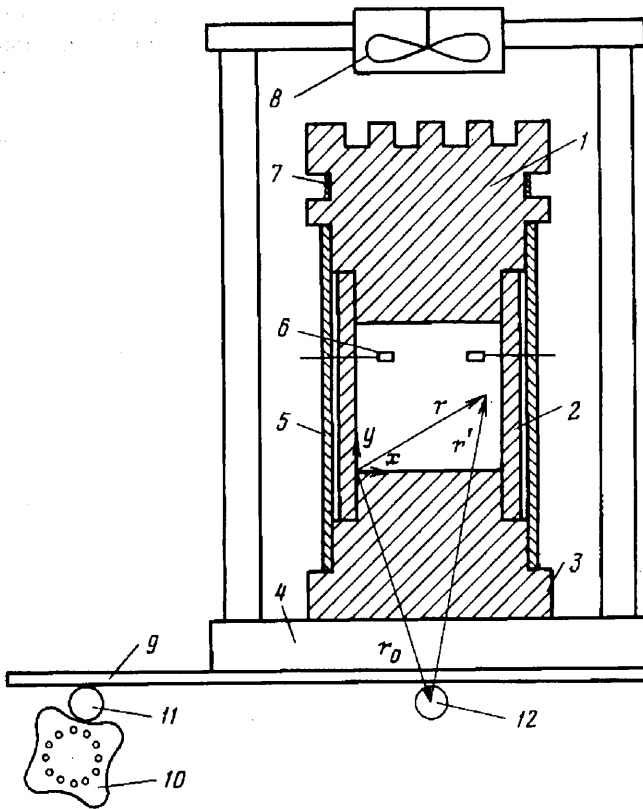
Лабораторное моделирование осуществлялось покачиванием кюветы. В качестве рабочей жидкости использовался воздух, число Прандтля  $Pr = \nu/\chi$  для которого близко к единице. Симметричное качание модели относительно вертикали соответствует ситуации, когда среднее во времени значение микроускорений равно нулю. В противном случае осуществляется моделирование микроускорений, имеющих как переменную, так и постоянную составляющие.

2. Конструкция датчика, методика выполнения опытов и измерений. Датчик представляет собой кубическую полость с ребром 3 см, ограниченную сверху и снизу алюминиевыми теплообменниками 1 и 3 (фиг. 1). Боковые стенки 2 были выполнены из органического стекла толщиной 4 мм. Для тепловой защиты от внешних колебаний температуры был изготовлен охранный кожух 5 из фольгированного медью гетинакса. Воздушный зазор между кожухом и боковыми стенками составлял около 1 мм и выполнял роль теплоизоляционного слоя. В боковые стенки полости были вмонтированы провода дифференциальной медь-константовой термопары 6, спаи которой располагались около одной из граней на расстоянии 7 мм от верхнего теплообменника и боковых стенок. Спаи второй дифференциальной термопары находились в нижнем и верхнем теплообменниках. Термопары были изготовлены из медного провода диаметром 0,1 и константанового 0,06 мм. Верхний теплообменник был оборудован электрическим нагревателем 7. Для охлаждения верхнего теплообменника использовался электрический вентилятор 8, а нижний теплообменник был прикреплен к массивной металлической плите 4.

Для покачивания модели плита 4 была установлена на пластине 9, которая с помощью дискового кулачка 10 и подшипника 11 могла качаться относительно оси вала 12. Форма дискового кулачка обеспечивала гармонические колебания пластины с амплитудой угловых колебаний  $\pm 1,5^\circ$ . Расстояние от оси вала 12 до центра полости составляло 97 мм. Дисковый кулачок приводился во вращение синхронным двигателем, число оборотов которого регулировалось путем изменения частоты питающего напряжения.

Термоэлектродвижущая сила термопар датчика после увеличения в 1000 раз операционным усилителем измерялась цифровым вольтметром. Данные с вольтметра через согласующее устройство поступали в ЭВМ. Для питания нагревателя датчика использовался стабилизированный источник. Последний в режиме периодического подогрева подключался к нагревателю с помощью электронного реле, которым через согласующее устройство управляла ЭВМ. Периодичность подключения нагревателя задавалась с помощью программы. Запуск вольтметра осуществлялся ЭВМ через согласующее устройство или устройство запуска, управление которым осуществлялось дисковым кулачком.

По характеру проведения опыта можно разделить на три группы: при постоянной мощности подогрева; с пульсирующей мощностью подогрева; при качании модели с постоянным или периодическим нагревом. Во всех случаях верхний теплообменник обдувался вентилятором. Такой обдув будет необходим для обеспечения пульсирующего перепада температуры между теплообмен-



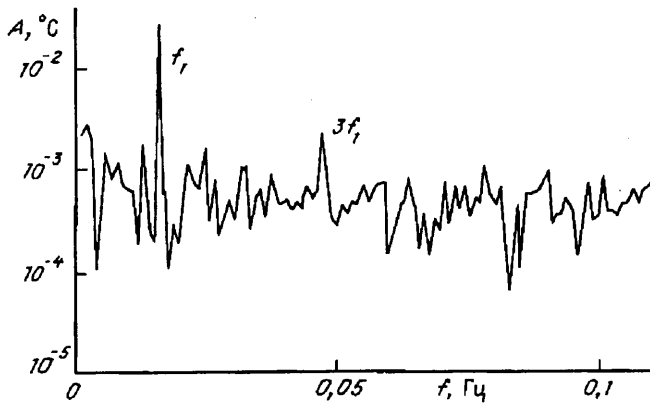
Фиг. 1

никами в условиях, близких к невесомости, когда естественная конвективная теплоотдача очень мала. В опытах модель наклонялась и качалась таким образом, что две боковые грани полости оставались в вертикальной плоскости, спаи дифференциальной термопары 6 (фиг. 1) находились на линии, параллельной этим граням. Угол наклона модели к вертикали изменялся от 0 до 0,05 рад. Перепад температуры между теплообменниками  $\Delta T$  поддерживался с точностью  $0,1^\circ \text{C}$  в диапазоне  $4-60^\circ \text{C}$ . Стационарный режим устанавливался за 30—40 мин. За меру интенсивности конвективного движения была принята величина разности температур  $\Delta t$ , которая определялась с помощью дифференциальной термопары 6 (фиг. 1).

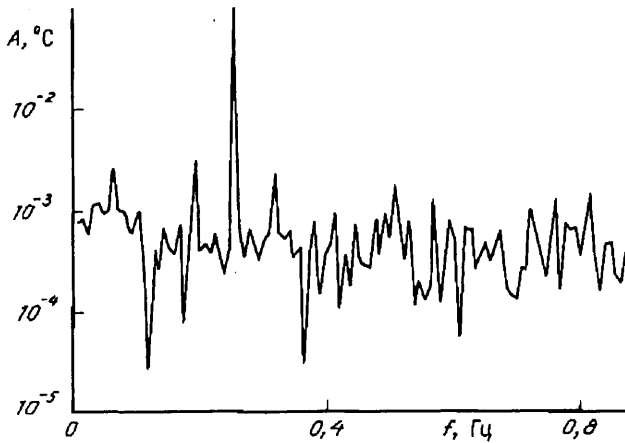
При выполнении опытов с постоянной мощностью подогрева проводилось усреднение показаний вольтметра по 200 измерениям с временным интервалом между измерениями 0,04 с. В опытах с пульсирующей мощностью временной шаг между измерениями обычно составлял 1 с, а число точек реализации равнялось 256. Нагреватель во всех опытах с пульсирующим подогревом включался на 32 с и на такой же промежуток времени отключался, так что периодичность составляла 64 с. Временным процессом в таких экспериментах управляла ЭВМ.

При качании модели запуск вольтметра осуществлялся с помощью дискового кулачка, фотодиода и источника света. Дисковый кулачок имел 32 отверстия (фиг. 1), через которые свет попадал на фотодиод. Сигнал с фотодиода после усиления и формирования подавался на запуск вольтметра. Таким образом, временной шаг измерений определялся угловой скоростью вращения кулачка. В опытах использовались два кулачка. Первый из них вызывал одно, а второй — четыре качания за один оборот кулачка. Каждый кулачок обеспечивал угловые колебания модели с амплитудой 0,026 рад. Частота качаний изменялась от 0,05 до 1 Гц и определялась по числу запусков вольтметра и временной продолжительности измерений.

**3. Результаты экспериментов и их обсуждение.** Отклонением градиента температуры от вертикали при подогреве полости сверху возможно моделирование



Фиг. 2

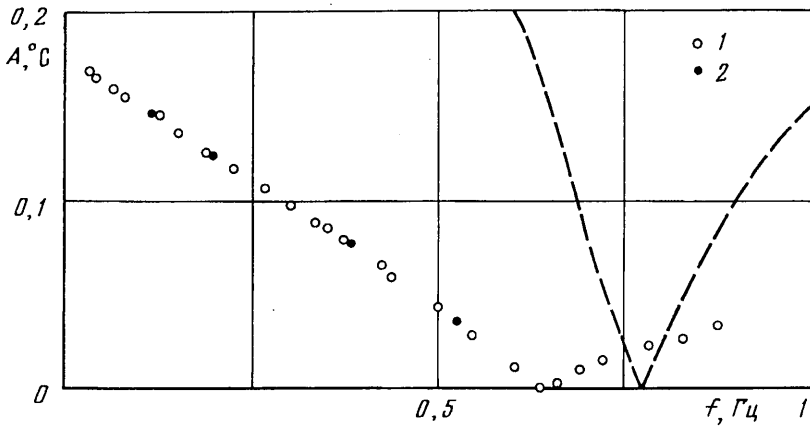


Фиг. 3

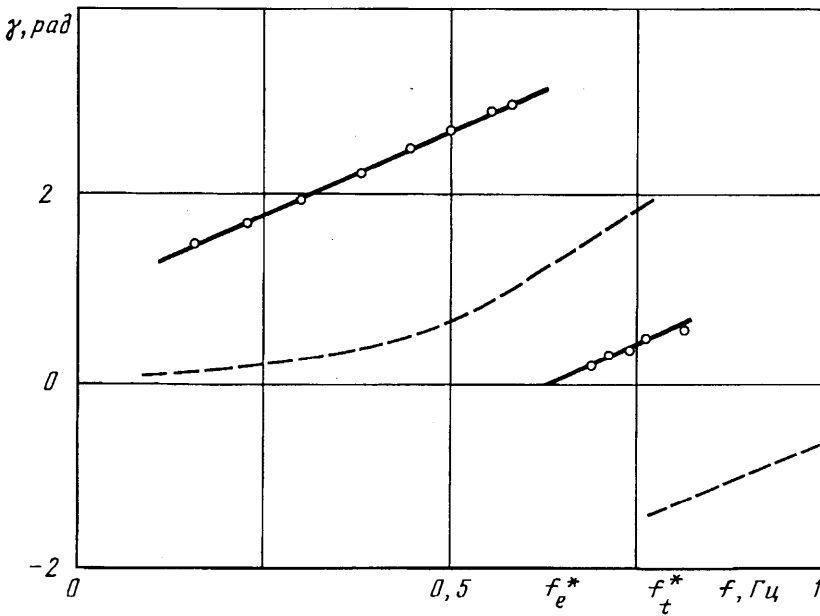
конвекции при малой величине отношения  $g/g_0$ . Однако угловые отклонения  $\alpha$  должны быть достаточно малыми, чтобы имитировать слабое конвективное движение. В описываемых экспериментах величина  $\alpha$  не превышала 0,05 рад. При таких малых наклонах разность температур  $\Delta t$  и угол  $\alpha$  оказались связаны линейной зависимостью:  $\Delta t = (8,52 \pm 0,04) \alpha$  (при постоянной мощности подогрева) и  $\Delta t = (8,57 \pm 0,04) \alpha$  (при периодическом подогреве). В обоих случаях зависимость  $\Delta t(\alpha)$  оказывается одинаковой в пределах случайных ошибок измерений. Эти результаты получены в опытах с  $\Delta T = 30,2^\circ \text{C}$ . В качестве величин  $\Delta T$  и  $\Delta t$  при пульсирующей мощности подогрева указаны средние значения по времени.

В условиях орбитальной станции затруднительно поддерживать постоянное значение  $\Delta T$ , поэтому была исследована зависимость  $\Delta t(\Delta T)$  при фиксированном угле наклона модели  $\alpha = 0,0174$  рад. В результате обработки результатов опытов было получено:  $\Delta t = (49 \pm 1) 0,0001 \Delta T$ . Совмещая зависимости  $\Delta t(\alpha)$  и  $\Delta t(\Delta T)$ , получим  $\Delta t = 0,28 \alpha \Delta T$ . Если точность измерений  $\Delta t$  составляет  $0,01^\circ \text{C}$ , то при  $\Delta T = 50^\circ \text{C}$  порог чувствительности описываемого датчика будет равняться  $0,0007 g_0$ .

Направление и величину постоянной составляющей микроускорений можно определить по показаниям нескольких, например двух, датчиков, градиенты температуры в которых взаимно ортогональны, геометрическим суммированием значений  $\Delta t$ , измеренных дифференциальными термопарами, спаи которых также расположены во взаимно перпендикулярных плоскостях.



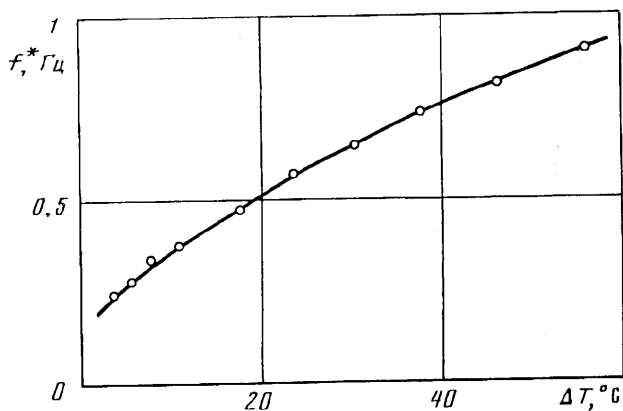
Фиг. 4



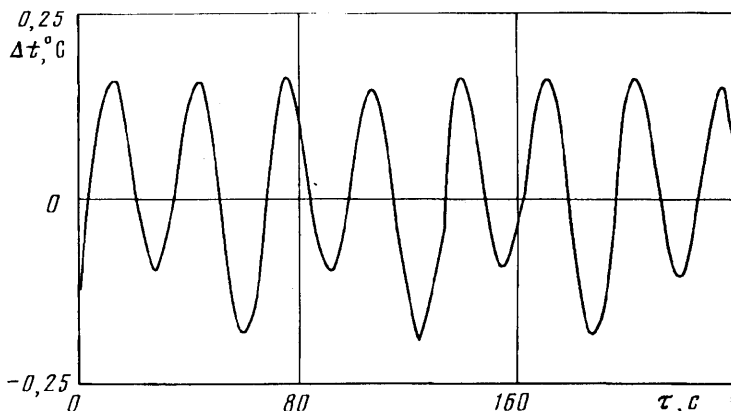
Фиг. 5

В условиях орбитальной станции большую опасность представляют паразитные сигналы, связанные с неравномерным прогревом контактных разъемов, дрейфом нуля усилителя, бросками напряжения в сети питания и т. д., что может существенно ухудшить измерительные способности датчика. В связи с этим были проведены опыты с пульсирующим подогревом. В этом случае мерой интенсивности конвективного движения является не только среднее значение  $\Delta t$ , но и амплитуда  $A$  главной гармоники в спектре пульсаций величины  $\Delta t$ . Преимущество такого метода заключается в возможности частотной фильтрации полезного сигнала. Однако через амплитуды  $A$  невозможно определить направление постоянной составляющей микроускорений. Спектр пульсаций поперечной разности температур в условиях периодического подогрева предоставлен на фиг. 2 для опыта, в котором среднее значение  $\Delta T = 30,2^\circ \text{C}$  и  $\alpha = 2^\circ$ .

Уровень случайных шумов в этом случае составляет  $0,001^\circ \text{C}$  (фиг. 2), что позволяет измерять малые значения амплитуд пульсаций. Зависимость амплитуды пульсаций  $A$  от угла наклона полости, полученная в опытах со средним перепадом



Фиг. 6

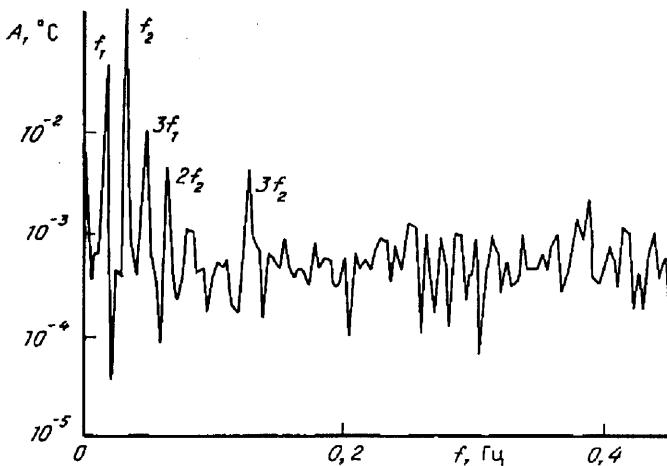


Фиг. 7

температуры  $\Delta T = 30,2^\circ \text{C}$ , описывается выражением  $A = (80 \pm 2) 0,01\alpha$ . Таким образом, порог чувствительности датчика по амплитуде пульсаций разности температур  $\Delta t$  в пересчете на  $\Delta T = 50^\circ \text{C}$  составляет  $0,0008g_0$ .

Как указывалось выше, моделирование переменной составляющей микроускорений осуществлялось путем качания полости. На фиг. 3 показан спектр пульсаций поперечной разности температур, полученный в опыте с частотой качания модели, равной  $0,25 \text{ Гц}$ . Частота главной гармоники совпадает с частотой качания модели, а кратные гармоники отсутствуют. Экспериментами было установлено, что амплитуда главной гармоники  $A$  при постоянных условиях подогрева уменьшается с увеличением частоты качания  $f$  (фиг. 4) и при некоторой критической частоте  $f = f^*$  обращается в нуль. При дальнейшем увеличении  $f$  амплитуда пульсаций температуры начинает медленно нарастать. В фазовой плоскости колебания поперечной разности температур с увеличением  $f$  постепенно отстают от качаний полости. На фиг. 5 точками представлена экспериментальная зависимость разности фаз  $\gamma$  от частоты качания модели. На кривой фазовой зависимости  $\gamma(f)$  при переходе через точку  $f = f_e^*$  наблюдается разрыв, так что значение фазы скачком изменяется от  $\pi$  до  $0$ . Значение критической частоты  $f_e^*$  растет с увеличением перепада температуры  $\Delta T$  между теплообменниками (фиг. 6).

Если качание модели происходит относительно некоторого угла  $\alpha$ , не равного нулю, то в этом случае осуществляется моделирование конвекции при наличии как переменной, так и постоянной составляющих микроускорений. При этом конвективные колебания совершаются относительно стационарной величины,



Фиг. 8

соответствующей установленному углу, а среднее по времени значение  $\Delta t$  удовлетворяет зависимости  $\Delta t(\alpha)$ , найденной в опытах без качаний.

Амплитуда пульсаций в таких опытах совпадает с зависимостью  $A(f)$ , полученной при  $\alpha = 0$ . На фиг. 4 точки 1 соответствуют зависимости  $\alpha = 0,026 \cos(2\pi f t)$  угла наклона  $\alpha$  от времени, а точки 2 —  $\alpha = 0,026 + 0,026 \cos(2\pi f t)$ . Если качание осуществляется одновременно с пульсирующим подогревом (на фиг. 7 представлена типичная временная зависимость поперечной разности температур), то в спектре пульсаций (фиг. 8) появляются кратные гармоники, что свидетельствует о взаимодействии мод, соответствующих периодическому подогреву и качанию. Амплитуды главных гармоник  $f_1$  и  $f_2$  несколько отличаются от амплитуд, определяемых из зависимостей  $A(\alpha)$  и  $A(f)$ . Возможно, что взаимодействие связано с кратностью частот  $f_1$  и  $f_2$  и заданным сдвигом фаз между ними.

**5. Математическая модель.** Для моделирования представленных выше экспериментов использовались уравнения Навье — Стокса в приближении Буссинеска в правой системе координат  $x, y, z$ , связанной с кубической полостью, которая движется с угловой скоростью  $\Omega(\tau)$  вокруг неподвижной оси (фиг. 1). Ось вращения в этой системе координат параллельна оси  $z$  и задается уравнениями  $x = x_0$  и  $y = y_0$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0 \quad (5.1)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \tau} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} - 2(\mathbf{V} \times \Omega) \right) = -\nabla P + \mu \Delta \mathbf{V} + \rho (g(\tau) - \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}') - \dot{\Omega} \times \mathbf{r}') \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + (\mathbf{V} \nabla) T = \chi \Delta T \quad (5.3)$$

где  $\mathbf{V}$  — скорость,  $P$  — давление,  $\mathbf{r}'$  — радиус-вектор, соединяющий ось вращения с некоторой точкой внутри полости (фиг. 1),  $\mathbf{r}' = (x', y') = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ ,  $\mathbf{r} = (x, y)$ ,  $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$ ,  $\dot{\Omega}$  — угловое ускорение,  $g(\tau)$  — вектор ускорения силы тяжести.

Предполагая, что переменные не зависят от координаты  $z$ , двумерные уравнения движения преобразуются следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - 2v\Omega \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \Delta u + \rho (1\Omega |^2 x' + \dot{\Omega} y' + g_x)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + 2u\Omega \right) = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \Delta v + \rho (1\Omega |^2 y' - \dot{\Omega} x' + g_y)$$

вводя завихренность  $\omega = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$  и функцию тока  $u = \partial \psi / \partial y$ ,  $v = -\partial \psi / \partial x$ , получим

$$\rho_0 \left( \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} + 2\Omega \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right) = \mu \Delta \omega + \frac{\partial \rho}{\partial x} (1\Omega |^2 y' - \dot{\Omega} x' + g_y) +$$

$$+ \rho \frac{\partial}{\partial x} (1\Omega |^2 y' - \dot{\Omega} x' + g_y) - \frac{\partial \rho}{\partial y} (1\Omega |^2 x' + \dot{\Omega} y' + g_x) - \rho \frac{\partial}{\partial y} (1\Omega |^2 x' + \dot{\Omega} y' + g_x)$$

$$\Delta \psi = -\omega$$

Если  $\rho = \rho_0 (1 - \beta (T - T_0))$ , где  $T_0$  — средняя температура, то

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \Delta \omega - \beta \frac{\partial T}{\partial x} (1\Omega |^2 y' - \dot{\Omega} x' + g_y) +$$

$$+ \beta \frac{\partial T}{\partial y} (1\Omega |^2 x' + \dot{\Omega} y' + g_x) - 2\dot{\Omega} \quad (5.4)$$

$$\Delta \psi = -\omega \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \chi \Delta T \quad (5.6)$$

Граничные условия для скорости на всех границах — условия прилипания. Температура на нижней границе полости предполагалась равной  $20^\circ \text{C}$ , температура на верхней границе задавалась постоянной в диапазоне  $24\text{—}80^\circ \text{C}$ . На боковых гранях полости для температуры рассматривались либо адиабатические условия, либо линейный профиль.

Вращения (качания) полости задавались следующим образом:

$$\alpha = \alpha_0 \cos(2\pi f t), \quad \Omega = \dot{\alpha} = -\alpha_0 2\pi f \sin(2\pi f t), \quad \dot{\Omega} = \alpha_0 (2\pi f)^2 \cos(2\pi f t),$$

где  $\alpha$  — угол наклона полости,  $\alpha_0$  — амплитуда наклона, равная  $1,5^\circ$ ,  $f$  — частота качания, изменяющаяся в пределах  $0,1\text{—}1$  Гц. Кроме того, проводились расчеты при постоянном угле наклона в диапазоне от  $0$  до  $3^\circ$ .

Приводимые ниже результаты были получены для системы уравнений (5.4)—(5.6) конечно-разностным методом на сетках с числом узлов  $17 \times 17$  и  $33 \times 33$ . Некоторые проверочные расчеты были сделаны методом конечных разностей и для системы уравнений (5.1)—(5.3) в двумерном и трехмерном случаях для постоянного угла наклона полости на сетках  $33 \times 33$  и  $15 \times 15 \times 15$ . Тестовые расчеты на различных сетках разными методами показали, что приемлемая точность (в пределах  $5\%$  по температуре и  $10\%$  по скорости) достигается на сетке  $17 \times 17$ , на которой и проводились основные расчеты.

**6. Результаты расчетов.** Расчеты были проведены только для случаев стационарного подогрева при постоянном и переменном угле наклона. Как и в описанных выше экспериментах, основной исследуемой характеристикой была разность температур между точками с координатами  $x = 0,7$ ,  $y = 2,3$ ,  $z = 0,7$  см и  $x = 2,3$ ,  $y = 2,3$ ,  $z = 0,7$  см (фиг. 1). Свойства воздуха рассчитывались для температуры, средней между температурами горячей и холодной граней полости, по данным [4]. При этом число Прандтля менялось в указанном диапазоне температур от  $0,7$  до  $0,72$ , а число Рэлея, определенное выше, не превышало  $2 \cdot 10^5$ .

В расчетах по уравнениям (5.4)—(5.6) была определена зависимость по-



перечной разности температур  $\Delta t$  от угла  $\alpha$  и получено, что в диапазоне углов до  $3^\circ$  эта зависимость, как и в эксперименте, строго линейна, однако коэффициент пропорциональности существенно (более чем в 1,5 раза) отличается от полученного в эксперименте:  $\Delta t = 13,5\alpha$ . Эти расчеты были сделаны при  $\Delta T = 30,2^\circ \text{C}$  с линейными граничными условиями для температуры на вертикальных стенках. Расчеты при тех же параметрах с адиабатическими граничными условиями дали значение коэффициента пропорциональности, равное 13,6. При этом картина течения в полости изменилась, особенно в ядре, например горизонтальная скорость в месте расположения термопар уменьшилась с 0,3 до 0,05 мм/с. Для проверки влияния трехмерных эффектов на течение был проведен расчет пространственной задачи по уравнениям (5.1)—(5.3) на сетке  $15 \times 15 \times 15$  при линейных граничных условиях на боковых гранях и было получено значение коэффициента 13,5 (на сетке  $10 \times 10 \times 10$  эта величина оказалась равна 13,1). Таким образом, пространственные эффекты и тип граничных условий не объясняют полученного несоответствия экспериментальных и численных результатов, причинами которого может быть не учитываемая в данной модели локальная зависимость физических свойств от температуры, несправедливость приближения Буссинеска, влияние термопар на медленное течение и теплопередачу в окрестности их расположения, отток тепла по термоэлектродам. Аналогичное расхождение с экспериментальными данными получено и при расчете зависимости  $\Delta t$  от  $\Delta T$ , а также в режиме качаний полости. Разницу температур между спаями термопары (6) можно оценить, предположив, что при повороте полости на угол  $\alpha$  течение приводит к строго вертикальной стратификации с градиентом температуры  $\nabla T = \Delta T/H$  и  $\Delta t = \nabla T L \alpha$ , где  $L$  — расстояние между спаями термопары ( $L = 1,6$  см), тогда  $\Delta t = \Delta T L \alpha / H = 0,53 \Delta T \alpha$ , что примерно совпадает с расчетами.

В результате расчетов вариантов с качанием полости получено, как и в эксперименте, что поперечная разность температур  $\Delta t$  представляет собой строго синусоидальные колебания с той же частотой, что и частота качания. Если при построении спектра использовать интервал времени, кратный периоду качаний, то амплитуды всех остальных гармоник пренебрежимо малы. На фиг. 4 штриховой линией показана зависимость амплитуды пульсаций поперечной разности температур от частоты качания модели. Как и в эксперименте, при повышении частоты сначала происходит постепенное уменьшение амплитуды, вплоть до полного затухания колебаний при частоте  $f_i^* = 0,77$  Гц, после чего амплитуда начинает возрастать. Как и в стационарном случае, наблюдается завышенное значение амплитуды в расчете и сдвиг критической частоты  $f^*$ . При малых частотах амплитуда стабилизируется и стремится к стационарному значению 0,35, полученному в расчетах при постоянном угле наклона  $1,5^\circ$ . Штриховой линией на фиг. 5 изображена расчетная разность фаз между колебаниями разности температуры и угла наклона полости.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полежаев В. И., Белло М. С., Верезуб Н. А. и др. Конвективные процессы в невесомости. М.: Наука, 1991. 240 с.
2. Косвинцев С. Р., Никитина С. В., Путин Г. Ф. и др. Наземное моделирование тепловой конвекции в условиях, приближенных к невесомости // Численное и экспериментальное моделирование гидродинамических явлений в невесомости. Свердловск: УО АН СССР, 1988. С. 56—62.
3. Богатырев Г. П., Костарев К. Г., Любимова Т. П. Распространение теплового фронта между коаксиальными цилиндрами // Численное и экспериментальное моделирование гидродинамических явлений в невесомости. Свердловск: УО АН СССР, 1988. С. 63—71.
4. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.