

## ТУРБУЛЕНТНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ПОДОГРЕВАЕМОЙ СНИЗУ КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

В. Д. ЗИМИН, А. И. КЕТОВ

(Пермь)

Исследование надкритических конвективных движений в кубической полости представляет большой интерес для выяснения природы турбулентности. Этому способствуют дискретность спектра надкритических движений, простейшая геометрия полости и простота граничных условий. Конвективная неустойчивость и надкритические движения в подогреваемой снизу кубической полости исследовались теоретически и экспериментально [1-3].

При увеличении числа Рэлея механическое равновесие сменяют последовательно чередующиеся стационарные надкритические движения, а затем появляются регулярные конвективные колебания [4].

С ростом числа Рэлея усложняется форма колебаний и возрастает их период. Дальнейшее увеличение числа Рэлея вызывает нерегулярные колебания, являющиеся признаком турбулентного режима конвекции. В данной работе исследовалась турбулентная конвекция при числах Рэлея, близких к переходной области. В качестве основного признака установления развитого режима турбулентной конвекции принималось появление инерциального интервала в энергетическом спектре.

Ниже приводятся результаты экспериментального исследования турбулентного конвективного движения в кубической полости.

1. Эксперименты проводились с дистиллированной водой на двух моделях, имеющих одинаковую конструкцию. Размер полости в первой модели был равен 80 мм, во второй — 250 мм. Разность температур изменялась от 1 до 50° С. Горизонтальными границами полостей служили массивные медные теплообменники с внутренними каналами для термостатирующей жидкости. Температура теплообменников поддерживалась с помощью ультрагермостатов У-10. Все четыре боковые стенки у первой модели были изготовлены из плоскопараллельных пластин оптического стекла толщиной 10 мм. На этой модели оптические измерения можно было проводить, просвечивая полость в двух взаимно перпендикулярных направлениях. У второй модели две противоположные стенки были изготовлены из оптического стекла толщиной 40 мм, а две другие — из плексигласа той же толщины.

Для измерения температуры внутри полостей вводились термопарные зонды с размером спаев 0.1 мм. Перемещения зондов в горизонтальном и вертикальном направлениях фиксировались с точностью 0.01 мм. Сигналы термопар подавались на вход усилителя постоянного тока УПТ с уровнем собственных шумов 0.5 мкВ. Сигнал на выходе УПТ измерялся цифровым вольтметром В<sub>2</sub>-19 и с помощью перфоратора ПЛ-80 регистрировался на перфоленте для последующей обработки на ЭВМ «Мир-2». Для измерения осредненной температуры сигнал с УПТ подавался на вход аналогового интегратора, который производил предварительное осреднение за промежуток времени 10–40 сек. Осреднение по большим промежуткам времени выполнялось далее в цифровой форме.

Наряду с термозондами для измерения осредненных полей температуры применялся теневой метод щели и ножа [5]. При установке кромки ножа в центре изображения осветительной щели интенсивность света в теневой картине  $I(x, y)$  пропорциональна среднему значению градиента температуры вдоль пути луча

$$(1.1) \quad I(x, y) = I_0 + \kappa \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} T(x, y, z) dz$$

Здесь  $L$  — размер исследуемой области вдоль пути луча, ось  $x$  перпендикулярна кромке ножа, а ось  $z$  направлена вдоль зондирующей волны. Постоянный фон  $I_0$  необходим для регистрации знака  $\partial T / \partial x$ . Коэффициент пропорциональности  $\kappa$  зависит от свойств среды и параметров теневого прибора.

Формула (1.1) получается в параксиальном приближении геометрической оптики. Дифракция и рассеяние света на неоднородностях среды, а также искривление траекторий лучей не учитываются. Каждый из отмеченных факторов приводит к нестационарному перераспределению интенсивности на выходе световой волны из турбулентного потока. Поэтому критерием применимости параксиального приближения геометрической оптики для исследования турбулентного движения является равномерность по полю зрения и постоянство во времени распределения

интенсивности света в плоскости изображения при отсутствии визуализирующих диафрагм в фокальной плоскости приемного объектива теневого прибора.

Если турбулентный поток статистически однороден в направлении просвечивания, то при достаточно больших  $L$  среднее значение  $\partial T/\partial x$  вдоль пути луча приблизительно равно статистическому среднему  $\langle \partial T/\partial x \rangle = \partial/\partial x \langle T \rangle$ . В этом случае осредненное поле температуры находится путем интегрирования величины  $\langle \partial T/\partial x \rangle$  вдоль прямых, параллельных оси  $x$ .

В эксперименте величину  $L$  не всегда возможно сделать достаточно большой, поэтому для определения  $\langle \partial T/\partial x \rangle$  необходимо произвести дополнительное осреднение по нескольким реализациям, что эквивалентно увеличению эффективного значения  $L$  в формуле (1.1) в такое же количество раз.

В данной работе выполнялось осреднение по достаточно большому промежутку времени. Такое осреднение проводилось на стадии регистрации теневой картины по методике, описанной в работе [6]. Положительные и отрицательные значения  $\langle \partial T/\partial x \rangle$  регистрировались на отдельные кадры для устранения постоянного фона  $I_0$ , резко снижающего контраст осредненных теневых картин при больших экспозициях.

Однородность турбулентного движения в заданном направлении контролировалась путем просвечивания полости в направлении, перпендикулярном исходному. Помимо этого, с помощью термодарных зондов измерялась зависимость от  $z$  величины  $\langle T(x, y, z) \rangle$  для фиксированных точек  $(x, y)$ . Следует отметить, что даже в отсутствие однородности потока вдоль оси  $z$  пространственно-временные средние

$$\frac{1}{tL} \int_0^L \int_0^t T(x, y, z) dt dz$$

измеряемые данным методом, оказываются достаточно удобными величинами для описания турбулентных течений в замкнутых прямоугольных полостях.

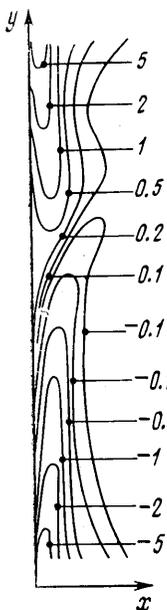
2. По результатам оптических и термодарных измерений можно составить следующую картину движения жидкости. У горизонтальных границ полости существуют тонкие, порядка 2 мм, пограничные слои с неустойчивой температурной стратификацией. В этих слоях генерируются термики: «холодные» — на верхней границе и «горячие» — на нижней. После отрыва от границ термики движутся с ускорением навстречу друг другу, сталкиваясь, разрушаясь и перемешиваясь в центральной части полости. Отдельные термики достигают противоположной границы.

В центральной части полости наблюдается однородный градиент осредненной температуры, соответствующий устойчивой температурной стратификации. При  $Ra = (g\beta/\nu\chi)L^3\Theta = 5 \cdot 10^8$  его величина составляет  $0.02 \Theta/L$ , где  $\Theta$  — разность температур, а  $L$  — ребро куба. Зависимость безразмерного градиента температуры от числа Рэлея слабая.

На фоне процесса генерации и перемешивания термиков существует крупномасштабное циркуляционное движение вдоль периметра полости. Это движение имеет погранслоный характер, однако толщина слоя примерно на порядок больше, чем у температурных пограничных слоев на горизонтальных границах.

Направление циркуляции жидкости очень чувствительно к малейшим наклонам полости. Ввиду высокой чувствительности к наклонам и другим отклонениям от идеализированных граничных условий окончательная установка полости в положение, соответствующее подогреву точно снизу, осуществлялась путем наблюдения за характером движения жидкости. Первоначально модель устанавливалась горизонтально по уровню с ценой деления  $30''$ .

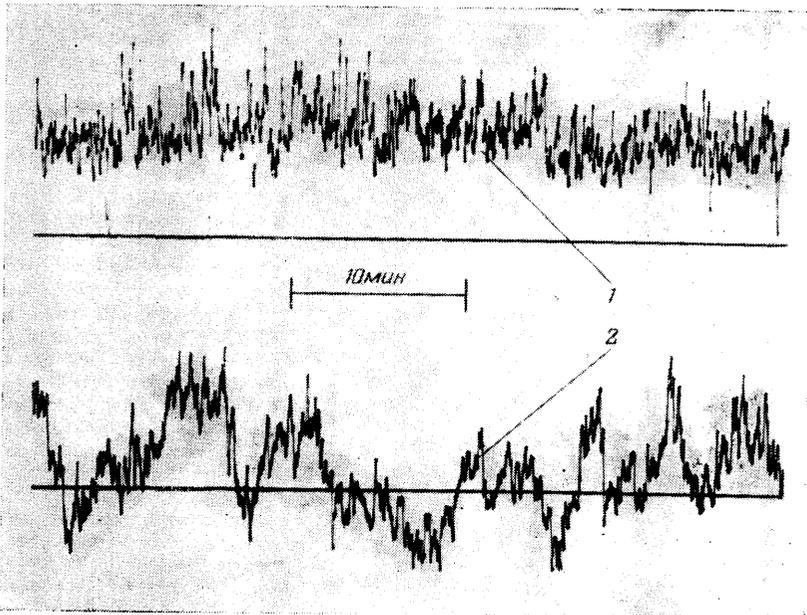
При повороте полости на величину порядка  $30''$  вокруг оси, перпендикулярной одной паре боковых граней, направление циркуляции строго фиксируется. Жидкость поднимается у приподнятой стенки, движется вдоль горизонтальных границ и опускается у противоположной стенки. На фиг. 1 приведена карта изолиний горизонтальной компоненты осредненного градиента температуры ( $Ra = 5 \cdot 10^8$ ,  $Pr = 7$ ) в первой модели. Карта построена по результатам фотометрирования теневых фотографий, полученных при просвечивании полости в направлении основного поворота. Значения безразмерного градиента температуры указаны на фигуре.



Фиг. 1

Изолинии горизонтального градиента температуры выявляют только вертикальные участки циркуляционного течения. Горизонтальные участки, проявляющиеся за счет некоторого сноса отрывающихся от горизонтальных границ термиков, хорошо видны при непосредственном наблюдении теневой картины. Интересно отметить, что отрывы осредненного течения от вертикальных стенок и возвратные течения в углах полости, хорошо заметные на фиг. 1, трудно обнаружить при непосредственном наблюдении теневой картины.

Оперативное наблюдение за интенсивностью крупномасштабных движений осуществлялось путем измерения разностей температур противоположных боковых

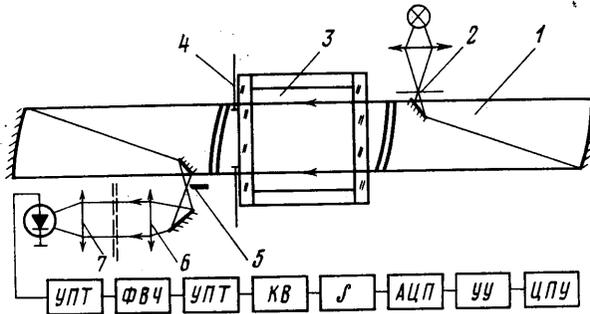


Фиг. 2

граней полости. Для этого использовались две дифференциальные термопары, спай которых располагались в центрах граней. Показания термопар регистрировались с помощью низкочастотного терморегистратора НТР-70. Пример записи приведен на фиг. 2. Наклон полости составляет примерно  $30''$ . Первая термопара реагирует на циркуляционное движение вокруг оси наклона, вторая — на движение вокруг перпендикулярной оси. Сигнал первой термопары имеет постоянную составляющую и сколь угодно долго сохраняет знак. Сигнал второй термопары изменяет знак, а среднее значение за большие промежутки времени равно нулю. Таким образом, осредненное крупномасштабное движение существует только вокруг оси наклона.

Естественно было предположить, что уменьшением угла наклона можно обратить в нуль постоянную составляющую первого сигнала, что означало бы отсутствие осредненного крупномасштабного движения. Такое положение полости можно было бы считать строго горизонтальным. Однако обратить в нуль постоянные составляющие обеих термопар не удастся. При уменьшении угла наклона постоянная составляющая первого сигнала не изменяется, затем возникает постоянная составляющая у второго сигнала, имеющая такую же величину, как и у первого. При этом жидкость движется в плоскостях, параллельных одной из диагональных плоскостей куба.

3. Как уже отмечалось выше, крупномасштабное течение сосредоточено вблизи границ полости. В центральной части полости — ядре осредненное движение отсутствует. Измерение характеристик ядра — пространственного энергетического спектра температурных пульсаций — проводилось на модели с ребром куба 250 мм. Размер полости выбирался таким, чтобы ядро занимало все поле зрения теневой прибора ИАВ-451 (230 мм). Структура осредненного движения на большой модели такая же, как и на первой модели (фиг. 1). Термопарные измерения показали, что градиент осредненной температуры и средний квадрат температурных пульсаций



Фиг. 3

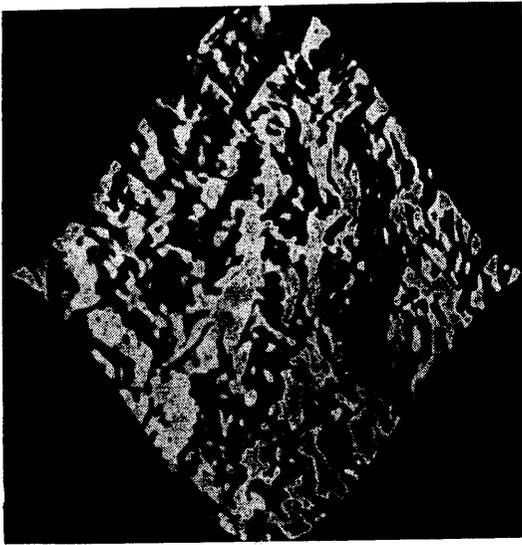
в ядре имеют постоянное значение. Степень однородности этих величин и относительный размер однородной области возрастают с ростом числа Рэлея.

Метод измерения спектра основан на связи между трехмерным спектром температурного поля и двумерным спектром интенсивности света в теневой картине [7-10]. Фурье-анализ теневых картин выполняется с помощью анализатора пространственных частот, описанного в работе [8].

Схема установки для измерения спектров приведена на фиг. 3. Модель помещалась в рабочем пространстве теневого прибора ИАБ-451, настроенном на работу фотометрическим методом щели и ножа.

В фокальной плоскости коллиматорного объектива 1 устанавливалась щель 2 шириной 3 мм и длиной 15 мм, которая освещалась источником света, состоящим из лампы накаливания, конденсатора и матового стекла. Для устранения периодических помех с сетевой частотой питание лампы осуществлялось от батареи аккумуляторов. Матовое стекло вводилось для обеспечения пространственной однородности освещения.

Оптические стекла модели 3 устанавливались перпендикулярно оси прибора. Световой пучок на выходе из модели ограничивался фигурной диафрагмой 4. В фокальной плоскости приемного объектива помещался нож Фуко 5. Для получения изображения в параллельном пучке служил дополнительный объектив 6. Теневая картина в плоскости изображения при  $Ra=10^{10}$  показана на фиг. 4. Интенсив-



Фиг. 4

ность света в теневой картине пропорциональна градиентам температуры, перпендикулярным кромке ножа. Фотография сделана на контрастном фотоматериале, поэтому полутона отсутствуют.

В плоскости изображения устанавливался оптический анализатор пространственных частот [8], состоящий из двух скрещенных дифракционных решеток, равномерно движущихся в противоположных направлениях перпендикулярно своим штрихам. Период решеток  $d$  был равен 0.2 мм. Если не учитывать пространственные частоты порядка  $d^{-1}$ , то коэффициент пропускания анализатора можно записать в виде

$$(3.1) \quad \tau(x, y, z) = -1/2 [1 + \cos 2\pi(\eta x - \nu t)]$$

Пространственная частота  $\eta$  определяется углом между штрихами решеток, а временная частота  $\nu$  — скоростью их движения.

Световой пучок, прошедший анализатор, фокусировался объективом 7 на фотодиод ФД-17-К с диаметром чувствительного элемента 10 мм. Электрический сигнал  $U$  на выходе фотодиода пропорционален интегралу по площади диафрагмы 4 от произведения  $I(x, y)\tau(x, y, t)$ . Используя формулы (1) и (2), находим

$$(3.2) \quad U \sim \frac{I_0 S}{2} + \frac{\kappa}{2} \int_V \frac{\partial T}{\partial x} dV + \frac{I_0}{2} \int_S \cos 2\pi(\eta x - vt) dS + \frac{\kappa}{2} \int_V \frac{\partial T}{\partial x} \cos 2\pi(\eta x - vt) dV$$

Здесь  $S$  — площадь диафрагмы (4), а  $V$  — объем области, просвечиваемой зондирующей волной.

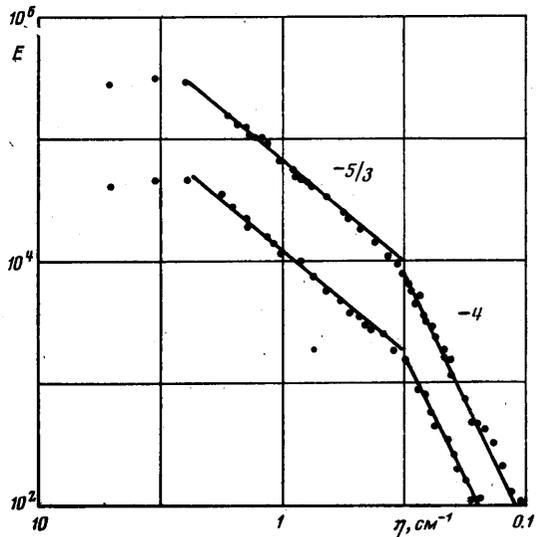
Информацию об энергетическом спектре несет последний член в формуле (3.2). Три первых члена отфильтровывались аппаратурными методами. Сигнал с фотодиода подавался вначале на усилитель постоянного тока (УПТ) с выходным сопротивлением 10 Ом, а затем на фильтр высоких частот (ФВЧ), который пропускал частоты выше 10 Гц. Несущая частота анализатора составляла 80 Гц. Временные частоты первых двух членов в (3.2) не превышали нескольких Гц. Третий член в (3.2) определяется пространственным спектром отверстия  $S$  (фиг. 4). Форма отверстия выбиралась такой, чтобы его спектр быстро убывал с увеличением  $\eta$  [9]. В области малых  $\eta$  измерения проводились для таких значений пространственной частоты, при которых спектр отверстия обращается в нуль.

Отфильтрованный сигнал усиливался, возводился в квадрат и интегрировался по времени аналоговым интегралом. Время интегрирования задавалось устройством управления (УУ) и составляло 1–40 сек. После интегрирования сигнал измерялся цифровым вольтметром В2-19 (АЦП) и печатался на ЦПУ. Интегрирование сигнала по большому промежуткам времени выполнялось далее в цифровой форме.

Таким образом, на выходе системы регистрировалась величина  $E(\eta)$ , равная среднему значению квадрата последнего члена в формуле (3.2). Эта величина пропорциональна умноженному на  $\eta^2$  энергетическому спектру температурного поля, вычисленному по объему просвечиваемой области

$$E(\eta) \sim \eta^2 \langle F(\eta, 0, 0) F^*(\eta, 0, 0) \rangle$$

$$F(\eta, \xi, \zeta) = \int_V T \exp\{-2\pi i(\eta x + \xi y + \zeta z)\} dV$$



Фиг. 5

При просвечивании полости в направлении оси  $z$  можно определить  $\langle FF^* \rangle$  для всех значений переменных  $\eta$  и  $\xi$  и нулевого значения  $\zeta$ , поворачивая измерительную часть оптической системы (щель, нож, анализатор) вокруг оптической оси.

Результаты измерения спектров для числа Релея  $Ra=10^{10}$  приведены на фиг. 5. Верхняя кривая соответствует горизонтальному направлению волнового вектора  $(\eta, 0, 0)$ , а нижняя — вертикальному  $(0, \xi, 0)$ . На обеих кривых имеются заметные участки с наклоном  $-5/3$ , соответствующие инерционному интервалу спектра и являющиеся признаком развитой турбулентности. Интересно отметить, что, в отличие от вынужденной конвекции, когда температура может рассматриваться как пассивная примесь, энергетический спектр температурных пульсаций для естественной конвекции при подогреве снизу обладает существенной анизотропией.

Поступила 26 VII 1977

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.
2. Овчинников А. П. Конвективная устойчивость жидкости в кубической полости. ПМТФ, 1967, № 3.
3. Зимин В. Д., Кетов А. И. Надкритические конвективные движения в кубической полости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
4. Зимин В. Д., Кетов А. И. Конвективные колебания в подогреваемой снизу кубической полости. Уч. зап. Перм. ун-та, 1975, № 327.
5. Васильев Л. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
6. Зимин В. Д., Фрик П. Г. Осредненные температурные поля в осесимметричных турбулентных струях над локализованными источниками тепла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 2.
7. Зимин В. Д. Оптические методы исследования прозрачных неоднородностей. Пермь, Изд. Перм. ун-та, 1976.
8. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы. М., «Советское радио», 1971.
9. Турбулентность в свободной атмосфере. Л., Гидрометеоздат, 1976.
10. Зимин В. Д. Оптическая обработка информации в теневых приборах. Пермь, Изд. Перм. ун-та, 1977.

УДК 532.529

### ЭФФЕКТ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ДРЕЙФА ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА В ВИБРИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ РАЗМЕРА

Ю. Л. ЯКИМОВ

(Москва)

Рассматривается задача о движении газожидкостной смеси в сосуде, помещенном на вибрирующее основание. В отличие от исследований [1-3] учтено поверхностное натяжение и конечность скорости распространения возмущений. Это позволило объяснить некоторые качественные особенности рассматриваемого явления.

Рассмотрим вертикальный сосуд с жидкостью, находящейся на вибрирующем по вертикали основании. При некотором уровне вибраций, когда максимальное ускорение вибростенда  $a_0\omega^2$  превышает ускорение силы тяжести  $g$  (частота  $\nu = \omega/2\pi \sim 50$  гц) происходит захват пузырьков воздуха с поверхности жидкости. Пузырьки тонут, образуя воздушную полость сначала вблизи дна, а затем на некоторой глубине. Жидкость, находящаяся выше воздушной полости, колеблется с еще большей амплитудой, так как собственная частота этой системы становится близкой к частоте вибрирующего основания. При этом поток пузырей вниз усиливается. Затем рост воздушной полости прекращается и наблюдается установившийся колебательный процесс. Иногда образуются две и более полости на разной глубине [1, 2] или на режиме, близком к резонансу, происходит бурное перемешивание жидкости и газа [3].

Наблюдаемые механические эффекты можно условно разбить на две взаимосвязанные задачи: поведение механической системы в целом, ее амплитудно-частотная характеристика, причина устойчивости положения воздушной полости; поведение отдельных пузырьков в толще вибрирующей жидкости. Первая задача без учета конечности скорости распространения возмущений по трубе рассмотрена в [1, 2].

Рассмотрим эту же задачу с учетом конечности скорости распространения возмущений в рамках акустической постановки и в предположении гармоничности колебаний основания и давления в воздушной полости. Конечность скорости распространения низкочастотных возмущений может быть связана со сжимаемостью жидкости, с наличием пузырьков и с упругостью стенок трубы. Предположим, что  $c$  — скорость звука в газожидкостной среде. Так как при этом относительное изменение плотности невелико, справедлива акустическая постановка [9]

$$(1) \quad \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0$$

Решение (1), удовлетворяющее линеаризованным граничным условиям на свободной поверхности  $x=0$  и на границе с пузырем, имеет вид