

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЕРЕХОДНОГО И ТУРБУЛЕНТНОГО РЕЖИМОВ КОНВЕКЦИИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ

А. Г. ДАЙКОВСКИЙ, В. И. ПОЛЕЖАЕВ, А. И. ФЕДОСЕЕВ

(Москва)

Приведены результаты исследования мгновенных и осредненных характеристик турбулентной конвекции в вертикальном слое исходя из двумерных нестационарных уравнений Навье – Стокса. Изучается эволюция крупномасштабной и тонкой структуры при переходе из ламинарного режима течения в турбулентный.

Изучение структуры и определение средних характеристик течения и переноса тепла на основе численных реализаций, минуя традиционное осреднение (приводящее, как известно, к проблеме замыкания) связано не только с решением трудных вопросов вычислительного характера, но и с созданием специальных систем обработки и методов анализа. Для задачи о конвекции в вертикальном слое такой подход начал разрабатываться в [1, 2]. Итог этих работ состоит в построении замкнутого метода расчета турбулентной конвекции на основе численных реализаций (исходя из двумерных нестационарных уравнений Навье – Стокса) с их последующей обработкой и сопоставлением с опытными данными. Тесты результатов расчета по многим измеряемым характеристикам, выполненные в [1, 2], позволили выявить реальные трудности, дефекты численного описания и наметить рациональную программу дальнейших исследований.

В данной работе численный метод [1, 2] усовершенствован и получена уточненная реализация, свободная от многих дефектов (недостаточное разрешение сетки по вертикали, ограниченность длины реализации, асимметрия некоторых характеристик и др.). В результате этого существенно улучшено описание основных характеристик турбулентной конвекции (вертикальный профиль температуры, среднее и местное число Нуссельта, спектр пульсаций и др.). Развита техника визуализации, основанная на комбинированном использовании графопостроителя и кинофильма, снятого с дисплея, что позволило рассмотреть структуру течения при переходе из ламинарного в турбулентный в процессе развития конвекции в вертикальном слое и тонкую структуру пристеночной турбулентной зоны, в которой обнаружен механизм генерации высокочастотных колебаний.

Более подробно метод и результаты изложены в работе [3].

**1. Постановка задачи.** Математическая формулировка задачи не отличается от принятой в [1, 2], поэтому приведем ее в краткой форме лишь для определенности.

Рассматривается естественная конвекция в плоском вертикальном слое между изотермическими поверхностями высоты  $H$ , расположенными на расстоянии  $L$  одна от другой. Основания слоя теплоизолированы, сила тяжести направлена вертикально вниз. Исходные безразмерные уравнения конвекции в переменных вихрь, функция тока, температура имеют вид

$$(1.1) \quad \omega_t + u\omega_x + v\omega_y = \omega_{xx} + \omega_{yy} - G\theta_y, \quad (G = g\beta L^3 \Delta T / \nu^2)$$

$$(1.2) \quad \psi_{xx} + \psi_{yy} = -\omega$$

$$(1.3) \quad \theta_t + u\theta_x + v\theta_y = (\theta_{xx} + \theta_{yy})P^{-1} \quad (P = \nu/\alpha)$$

$$u = \psi_y, \quad v = -\psi_x, \quad \omega = u_y - v_x, \quad \theta = (T - T_1) / \Delta T$$

Здесь  $G$  — число Грасгофа,  $P$  — число Прандтля, остальные обозначения и масштабы общепринятые (см. [1, 2]).

Граничные и начальные условия

$$(1.4) \quad \psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0$$

$$(1.5) \quad \theta=0 \quad \left( 0 \leq x \leq \frac{H}{L}, y=1 \right), \quad \theta=1 \quad \left( 0 \leq x \leq \frac{H}{L}, y=0 \right)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} = 0 \quad \left( x=0, \frac{H}{L}, 0 \leq y \leq 1 \right)$$

$$(1.6) \quad \psi(t=0) = \psi^0(x, y), \quad \theta(t=0) = \theta^0(x, y)$$

Ниже рассматриваются такие значения критериев подобия  $R=GP$ ,  $P$  и  $H/L$ , которым в эксперименте соответствует турбулентный режим конвекции (см. [4, 5]), поэтому ищутся мгновенные значения полей скорости и температуры, а затем средние и пульсационные характеристики, которые определяются в виде

$$(1.7) \quad \langle u \rangle = \frac{1}{t^+} \int_{t_1}^{t_1+t^+} u dt, \quad \langle \theta \rangle = \frac{1}{t^+} \int_{t_1}^{t_1+t^+} \theta dt$$

$$\sqrt{\langle u'^2 \rangle}, \sqrt{\langle v'^2 \rangle}, \langle u'v' \rangle, \langle u'\theta' \rangle, \langle v'\theta' \rangle$$

т. е. среднеквадратичные пульсации, напряжение турбулентного трения, турбулентные потоки тепла и другие характеристики. Начало участка осреднения  $t_1$  является временем установления развитого колебательного режима, начиная с которого средние величины не зависят от начальных данных. Участок осреднения должен быть выбран так, чтобы средние величины не зависели от его длины  $t^+$ .

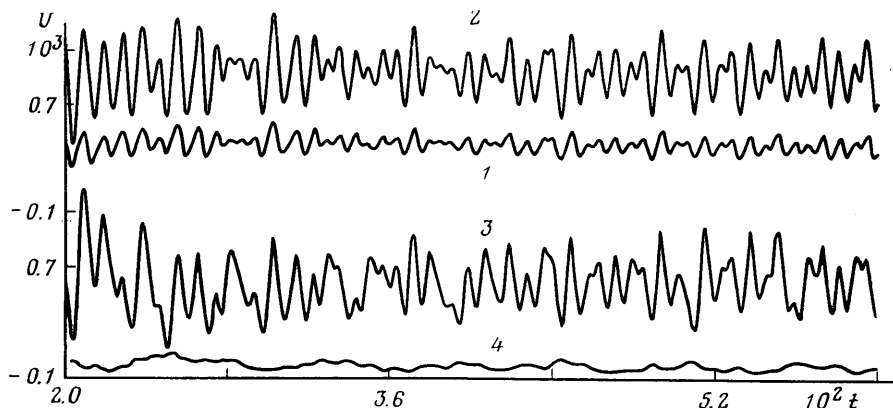
**2. Метод численного решения.** Задача (1)–(6) решается методом сеток. Общая структура разностной схемы в принципе не отличается от использовавшейся в [1, 2] (схема переменных направлений на неравномерной сетке с монотонной аппроксимацией второго порядка на верхнем временном полуосе и с аппроксимацией центральными разностями на нижнем).

Одно из новых усовершенствований методики [1, 2] заключается в применении прямого метода решения уравнения Пуассона для функции тока (метод разделения переменных с использованием быстрого преобразования Фурье [6]), что позволяет без увеличения временных затрат получить решение разностного аналога этого уравнения с «машинной точностью», т. е. исключить из рассмотрения остаточные невязки, имеющиеся при использовании итерационных методов. Спектральный состав этих невязок может играть существенную роль, особенно при больших числах Рейнольдса (см. [7]). Разложение в дискретный ряд Фурье осуществляется только по продольной  $x$ -координате. Для отыскания коэффициентов Фурье этого разложения, зависящих от поперечной координаты  $y$ , применяется метод прогонки.

Другая важная модификация связана с уточнением расчета граничных условий для вихря. При использовании в нестационарных задачах подобного типа метода расчета граничных условий для вихря, предложенного в [8], возникает вопрос о выполнении разностных уравнений вихря в приграничных узлах и функции тока в узлах, отстоящих на два шага от границы. При значениях  $\tau/h^2 \approx 1$ , когда становится эффективным использование неявных схем переменных направлений, невязки в приграничных узлах могут привести к ухудшению точности. Кроме того, при

использовании схем переменных направлений требуется вводить специальные поправки в граничные значения вихря на полупространстве в связи с тем, что эти значения могут существенно изменяться и вдоль границы, и во времени. В данной работе (подробнее см. [3]) предлагается внутренний (по отношению к внешнему временному циклу) итерационный процесс, включающий в себя уравнения вихря и функции тока, в котором учитываются оба упомянутых эффекта. В этом итерационном процессе сохранена идея подправления функции тока [1, 2], что обеспечивает выполнение условий прилипания на твердой границе (1.4), однако для расчета значения вихря на границе используется непосредственно уравнение вихря. При этом расчет граничных условий по [1, 2] можно в некотором смысле рассматривать как первое приближение.

Извлечение из большого объема числовой информации разнообразных количественных характеристик турбулентной конвекции является важной самостоятельной задачей. В данной работе методика количественного анализа численной реали-



Фиг. 1

зации турбулентной конвекции, начатая в [1, 2], существенно усовершенствована. Новым элементом в представлении и обработке данных является комбинированное использование графопостроителя и кинофильма, снятого с дисплея.

### 3. Некоторые результаты расчетов полей температуры и скорости.

Ниже будет рассматриваться вариант расчета, который соответствует одному из опытов [4, 5] при значениях  $R=5.25 \cdot 10^{11}$ ,  $P=15$ ,  $H/L=11.2$ .

На первом этапе расчетов методика [1, 2] была практически полностью воспроизведена заново и реализация [1, 2] получена независимо. Результаты расчетов показывают, что основные средние характеристики могут быть получены независимо на другой ЭВМ.

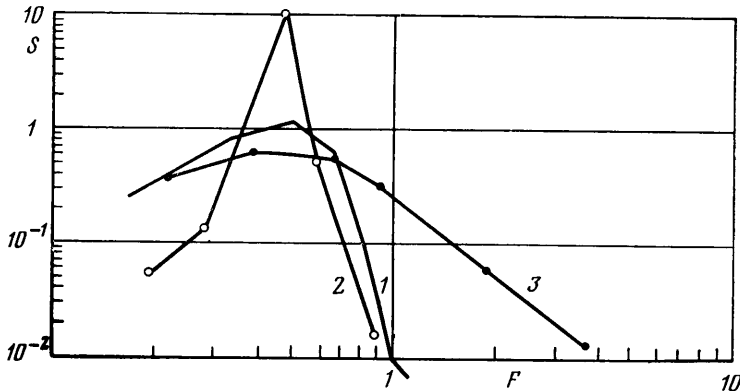
На втором этапе получена новая реализация с учетом указанных модификаций. Длина новой реализации (начиная от состояния неподвижной жидкости) увеличена более чем вдвое (до 2100 временных слоев, что соответствует безразмерному времени  $t=8 \cdot 10^{-2}$ ). Это позволяет реализовать участок развитой турбулентной конвекции, где влияние начальных данных на средние характеристики уже не сказывается. Для правильного определения начала этого участка  $t_1$  важное значение имеет использование визуализации течения с помощью дисплея. Выбор длины участка осреднения  $t^+$  осуществлен начиная от конца реализации. Временной шаг  $\tau$  в расчетах равен  $4 \cdot 10^{-5}$ , что соответствует 0.1 сек физического времени; при этом длина всей реализации соответствует  $\sim 2.5$  мин физического времени.

Общее число пространственных узлов сетки в направлениях  $x, y$  равно соответственно 129,39. По сравнению с [1, 2] использована сетка вдвое большей разрешающей способности вдоль слоя. В этом направлении сетка равномерна. Число узлов и их сгущение в поперечном направлении сохранены такими же, как и в [1, 2].

На фиг. 1 даны изменения во времени в развитом турбулентном режиме (участок обработки) мгновенных значений вертикальной составляющей скорости в четырех характерных точках среднего по высоте сечения слоя.

Здесь 1 — точка в вязком подслое ( $y=0.005$ ), 2 — в зоне максимума вертикальной составляющей скорости ( $y=0.02$ ), 3 — на внешней границе пограничного слоя ( $y=0.05$ ) и 4 — в ядре ( $y=0.5$ ).

Сопоставление этой реализации с аналогичной, полученной в [1, 2], показывает весьма существенную «стохастизацию» пульсаций, что обусловлено, по-видимому, увеличением  $t_1$  и уменьшением шага сетки по пространственной координате. Следует отметить, что в верхней и нижней частях слоя пульсации скорости и температуры значительно более регулярны. «Турбулизована» в основном центральная по высоте часть слоя, что согласуется с визуальными наблюдениями [9]. При анализе распределений



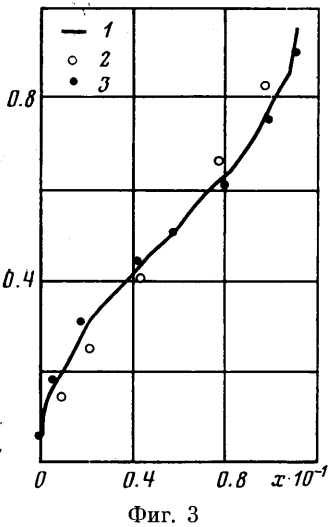
Фиг. 2

параметров у торцов слоя обнаружено сравнительно медленное установление средней температуры, в связи с чем для получения стационарных средних значений профилей температуры в этих зонах длина участка обработки, принятая в [2], недостаточна.

На фиг. 2 приведены результаты расчета спектральной плотности пульсаций температуры для уточненной реализации в одной из точек вязкого подслоя ( $y=0.005$ ). Здесь 1 — результат данной работы, 2, 3 — расчет спектра по реализации [2] и по опытным данным на пластине<sup>1</sup>. Методика расчета спектра аналогична той, которая использовалась в [2] и работе А. Г. Кирдяшкина. Видно, что спектр уточненной реализации существенно отличается от спектра [2]; он значительно шире и согласуется с измеренным в длинноволновой части, в диапазоне частот  $F=0.1-1$  гц, что связано с увеличением длины участка обработки и его сдвигом в область развитого турбулентного режима. В то же время в коротковолновой части при  $F \geq 1$  гц спектральная плотность пульсаций по уточненной реализации и реализации [2] практически совпадают и существенно отличаются от результатов измерений при увеличении частоты, что, вероятнее всего, связано с конечной величиной пространственного шага сетки. Невьясненным, однако, является вопрос о стабилизирующем влиянии вертикального градиента температуры, что может в принципе приводить к такому же эффекту.

На фиг. 3 показан вертикальный профиль температуры вдоль центрального сечения слоя ( $y=0.5$ ): сплошная линия 1 — результаты настоящей

<sup>1</sup> Кирдяшкин А. Г. Структура тепловых гравитационных течений вблизи поверхности теплообмена. Докт. дис., Новосибирск, 1975.



Фиг. 3

турбулентного потока тепла и среднеквадратичных пульсаций температуры. Значения турбулентной вязкости и турбулентного числа Прандтля определялись по формулам

$$\nu_T = -\frac{\langle u'v' \rangle}{\partial \langle u \rangle / \partial y}, \quad Pr_T = \frac{\nu_T}{a_T}, \quad a_T = \frac{\langle v'\theta' \rangle}{\partial \langle \theta \rangle / \partial y}$$

Отметим, что расчет этих величин по профилям средних характеристик в ядре может быть связан со значительными погрешностями ввиду того, что величины в числителе и знаменателе близки к нулю. Это проливает свет и на те трудности, с которыми приходится сталкиваться при определении этих коэффициентов по результатам измерений. Турбулентная вязкость практически равна нулю у стенки, имеет отрицательное значение в некоторой промежуточной зоне между внешней частью пограничного слоя и ядром и резко возрастает до значений  $\nu_T \approx 100$  в середине слоя. Аналогично ведет себя и турбулентная теплопроводность. Распределение турбулентного числа Прандтля всюду положительно и имеет значение 0.4–0.5 в пограничном слое и на его внешней границе, а в ядре резко возрастает до величины порядка 6. Наиболее важен вывод о том, что и при уточнении расчета реализации подтверждается наличие во внешней части турбулентного пограничного слоя зоны с отрицательной турбулентной вязкостью, установленной в [1, 2]. Изменение среднего профиля турбулентного переноса тепла в продольном направлении  $\langle u'\theta' \rangle$  в уточненном расчете имеет отчетливую аномалию (характерный «провал») в пограничном слое в отличие от других средних пульсационных характеристик, имеющих один экстремум. Возможно, что этот эффект объясняется различием в толщинах теплового и динамического пограничных слоев, в связи с тем, что максимальные значения пульсаций  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle \theta'^2 \rangle}$  расположены в разных точках поперек пограничного слоя.

**4. Структура переходного и турбулентного режимов конвекции.** Эволюцию структуры конвекции иллюстрирует кинофильм, снятый с экрана дисплея. Предварительно на магнитную ленту записывались значения полей функции тока на 2000 временных слоях. Кинофильм состоит из двух частей общей длительностью  $\sim 5$  мин, что примерно вдвое больше реального физического времени. Первая часть фильма иллюстрирует общую

работы, 2 — данные [2], 3 — опытные данные [4]. Более близкое к измеренному распределение температуры объясняется увеличением длины реализации, благодаря чему достигается установление средних значений температуры у торцов слоя. Осредненное распределение местного числа Нуссельта  $Nu_x$  от местного числа Рэлея  $R_x$  согласуется с экспериментальной зависимостью  $Nu_x = 0.108 R_x^{1/3}$ .

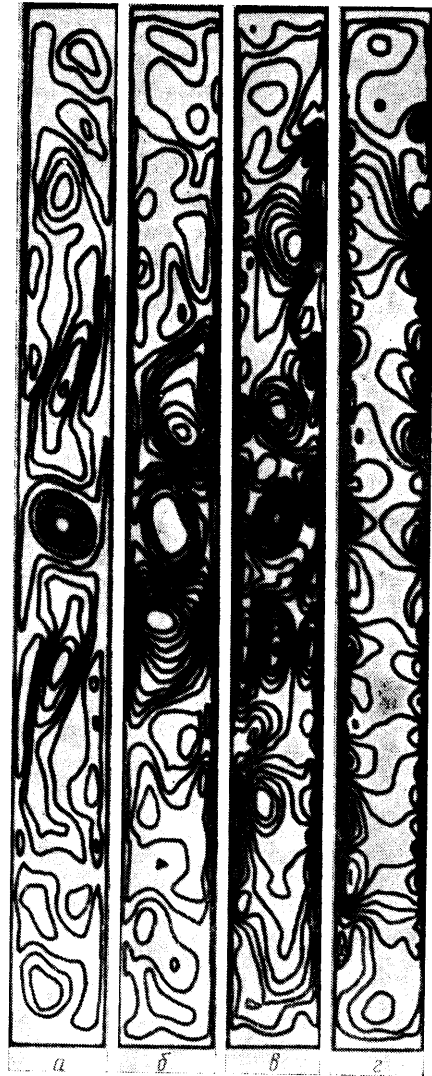
Из сопоставления средних профилей скорости и температуры, а также профилей среднеквадратичных пульсаций, напряжений турбулентного трения и турбулентных потоков тепла с аналогичными данными [2] следует, что удалось устранить один из существенных дефектов — несимметрию средних характеристик. Особенно это относится к профилям горизонтальной составляющей скорости, напряжений турбулентного трения,

и среднеквадратичных пульсаций температуры.

картину конвекции в вертикальном слое на всей длине реализации. Во второй части, предназначенной для изучения микроструктуры, рассматривается картина линий тока только на участке развитого турбулентного режима в центральной части слоя размером  $\Delta x \sim L$ . После нескольких про-



Фиг. 4



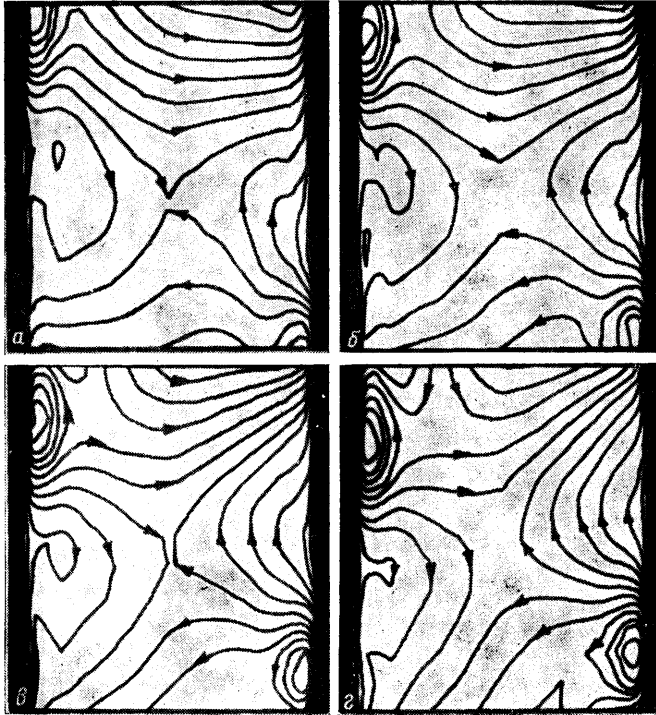
Фиг. 5

смотров фильма наиболее характерные стадии зафиксированы с помощью графопостроителя (фиг. 4—6).

Крупномасштабная структура при переходе из ламинарного режима к турбулентному показана на фиг. 4, 5. Развитие конвекции происходит из начального состояния неподвижной жидкости при стационарном поле температуры (линейный профиль температуры поперек слоя). В начальный момент внезапно прикладывается сила тяжести, в связи с чем равновесие нарушается и начинается движение.

Первая картина (фиг. 4, а,  $t=0.4 \cdot 10^{-3}$ ) представляет собой развитие ламинарного подъемно-опускного движения в вертикальном слое. Его моделью является подъемно-опускное движение с кубическим профилем скорости в бесконечно длинном вертикальном слое, устойчивость которого изучена весьма подробно в рамках линейной теории [10]. Известно, в частности, что после потери устойчивости образуется периодическая система ячеек по вертикали.

Формирование ячеек по вертикали в нашем случае фиксировано на фиг. 4, в,  $t=0.28 \cdot 10^{-2}$ . Ему предшествует развитие неустойчивости подъем-



Фиг. 6

но-опускного движения, конкретный характер которого определяется многими факторами (начальные условия, замкнутость области, нестационарность, физические свойства жидкости и др.). В данном случае вторичные движения вначале образуются в результате отрыва восходящего и нисходящего потоков при обтекании углов (фиг. 4, б,  $t=0.16 \cdot 10^{-2}$ ). В дальнейшем число ячеек увеличивается, оставаясь нечетным (1, 3, 5), образуются вторичные токи внутри основного движения, распад которых и приводит к окончательному формированию ячейковой структуры.

Стационарные решения с образованием ячеек в вертикальном слое ( $H/L=20$ ) были получены численно в [2]. Такая структура является ламинарной и в стационарном случае наблюдалась в экспериментах некоторых авторов [10, 11]. Вторичные течения (фиг. 4, в) не являются устойчивыми при рассматриваемом числе Рэлея ввиду значительных температурных неоднородностей в продольном и поперечном направлениях.

Потеря устойчивости движения в ядре наряду с развитием неустойчивости в пристеночном пограничном слое составляет первую стадию пере-

хода из ламинарного течения в турбулентное. Эта стадия теоретически мало изучена, если не считать работ, в которых получены численные решения при фиксированных границах ячеек [12, 13]. Однако в такой постановке можно рассмотреть лишь весьма малую область потери устойчивости вторичных движений, так как существенную роль играют взаимодействия ячеек.

В процессе перехода вначале нарушается периодичность распределения ячеек по высоте, однако мгновенные линии тока долго сохраняют высокую степень диагональной симметрии, несмотря на сложный в целом характер течения (фиг. 4, *г*,  $t=0.44 \cdot 10^{-2}$ ). Это значит, что до этого момента времени (а возможно, и несколько позже) течение «помнит» всю предысторию, и начальные условия должны играть существенную роль в формировании структуры. Характерным является наличие «упорядоченного» и «неупорядоченного» движений (так называемые ламинарные «пробки»). При просмотре кинофильма отчетливо видно, что разрушение периодической структуры происходит путем колебаний с периодическим возвращением ламинарных пробок (фиг. 5, *а*, *б*,  $t=0.8 \cdot 10^{-2}$ ,  $0.108 \cdot 10^{-1}$  соответственно), которые обладают определенным «запасом устойчивости».

Один из важных моментов перехода из ламинарного течения в турбулентное зафиксирован на фиг. 5, *в*,  $t=0.144 \cdot 10^{-1}$ . Течение здесь потеряло диагональную симметрию и сильно раздробилось. На границе пограничного слоя появляется система мелкомасштабных вихрей, что связано с потерей устойчивости течения в пограничном слое. Дальнейшее является завершающей стадией перехода: при сильном взаимодействии с образовавшейся мелкомасштабной вихревой структурой у стенок происходит дробление вихрей в ядре вплоть до полного исчезновения устойчивых замкнутых структур.

Развитый турбулентный режим характеризуется полной перестройкой крупномасштабной структуры течения в слое и установлением своеобразного нового «порядка». Самой важной особенностью этого режима является формирование на боковых поверхностях турбулентного пограничного слоя, состоящего из весьма тонкого вязкого подслоя и мелкомасштабной вихревой структуры на внешней границе пограничного слоя, перемежающейся вверх по нагретой стенке и вниз по холодной. Такая картина наблюдается уже при  $t=0.34 \cdot 10^{-1}$ . На фиг. 5, *г* показана одна из мгновенных картин этого типа при  $t=0.59 \cdot 10^{-1}$ . Полная перестройка течения и новая организованная структура означают, что начальные данные уже не должны влиять на принципиальные особенности структуры потока и средние характеристики течения. Однако, как уже отмечалось, полное установление средних характеристик на концевых участках слоя происходит значительно дольше из-за медленного движения и медленного установления вертикальной структуры поля температур в этой зоне, что в итоге и определяет выбор начала участка обработки  $t_1$ .

Тонкая структура турбулентного пограничного слоя и ядра показана на фиг. 6. Эволюция мгновенных полей функции тока в центральной зоне по вертикали дана на участке развитого турбулентного режима ( $t_1 = 0.6016 \cdot 10^{-1}$ ). Один кадр от другого в этой серии отделяет безразмерный интервал времени  $\Delta t = 8 \cdot 10^{-4}$ , что соответствует 20 временным шагам. Благодаря увеличенному временному и пространственному разрешению удается проследить эволюцию тонкой структуры конвекции у стенки, которая оказывается внутренне довольно организованной. Отчетливо видна структура так называемого вязкого подслоя; вязкий подслой не является статическим образованием, а напротив, находится постоянно в движении и взаимодействует с элементами на его внешней границе. Эти элементы разделяются на два вида.



1. Изолированные вихревые образования с замкнутыми линиями тока, окаймленные линиями тока, вогнутыми в сторону ядра. Направление движения у основания такого вихря совпадает с направлением движения в вязком подслое.

2. Образования, напоминающие «выбросы» с линиями тока, выпуклыми в сторону ядра, внутри которых время от времени возникают движения с направлениями, противоположными направлению движения в подслое. В упрощенном представлении отдельный выброс можно представить как некоторый компенсирующий вихрь, который должен был бы быть между двумя изолированными вихрями первого типа, расположенными вдоль границы вязкого подслоя.

Элементы этих двух видов, как видно из крупномасштабной картины (фиг. 4, 5), образуют в каждый из моментов времени последовательность, перемещающуюся у нагретой и холодной стенок. В процессе подъемно-опускного движения указанные элементы на внешней границе проходят последовательно стадии зарождения, развития и распада на некоторой длине. Для вихрей эта длина приблизительно равна ширине слоя. Динамика выбросов менее регулярна, однако и здесь можно проследить достаточно отчетливо этапы появления внутренних движений с образованием зон сдвиговых напряжений (например,  $t=0.6016 \cdot 10^{-1}$ , фиг. 6, *a*) с последующей фазой пульсаций, связанных с неустойчивостью таких зон (фиг. 6, *a-2*,  $t=0.6016 \cdot 10^{-1} \div 0.6040 \cdot 10^{-1}$ ). Вихри, образующиеся внутри выбросов на стадии распада, по-видимому, представляют основной элемент высокочастотных пульсаций, что особенно хорошо видно в динамике при просмотре фильма.

В ядре в развитом турбулентном режиме не обнаруживается мелких вихрей с замкнутыми линиями тока, что отчасти может быть связано с разрешающей способностью сетки (довольно крупной в ядре:  $\Delta x \sim 5$  мм). Разрешающая способность сетки позволяет рассмотреть в ядре систему линий тока, образованную линиями, огибающими замкнутые вихревые образования у противоположных стенок, и линиями, огибающими выбросы (фиг. 6, *a-2*). Можно видеть, что в середине слоя система этих линий тока образует в отдельные моменты времени особую точку типа «седла». Являясь неустойчивой, эта структура распадается, приводя к перестройке ядра. Довольно замысловатая конфигурация линий тока, возникающая вслед за этим, формируется при взаимодействии движений, огибающих вихри и выбросы. Эта сложно устроенная структура перемещается в целом и пульсирует.

На основе изучения тонкой структуры (фиг. 6) можно сделать вывод о том, что вязкий подслой и развитые вихревые образования разрешаются сеткой, использованной в данной работе достаточно хорошо. Наиболее уязвимым, по-видимому, является этап зарождения и распада вихрей и выбросов, когда вертикальный размер элемента соизмерим с размером сетки по вертикали.

Опытные данные о тонкой структуре турбулентной конвекции в вертикальном слое весьма ограничены. Визуальные мгновенные снимки, полученные в [5], подтверждают наличие вихревой структуры, но более подробные сведения о выбросах и динамике их движения в этой работе отсутствуют. Картина тонкой структуры, приведенная в [9], в общих чертах близка к полученной (зарождение, развитие и разрушение вихрей), но слишком схематична. Таким образом, известные опытные данные о конвекции в вертикальном слое [5, 9] по существу не противоречат полученным здесь, однако недостаточны для проверки выводов о тонкой структуре и динамике внешней границы турбулентного пограничного слоя.

Наиболее изучена в настоящее время тонкая структура пограничного слоя несжимаемой изотермической жидкости при вынужденном движении в трубе [14, 15]. В частности, в работе [14] содержится описание структуры вихрей и выбросов на внешней границе пограничного слоя, качественно напоминающее изложенное выше (если, конечно, отвлечься от трехмерного характера течения). Это означает, по-видимому, что тонкая структура пристеночной турбулентности, и в частности механизм генерации турбулентности, имеют универсальный характер, несмотря на существенные различия в крупномасштабной структуре и характере внешних возмущений в отдельных типах турбулентности. При этом особенно важно, что существенные черты механизма генерации турбулентности в рассматриваемом диапазоне чисел Рэлея, связанными с появлением и распадом зон с большими сдвиговыми напряжениями на границе вязкого подслоя, по-видимому, описываются в рамках двумерных уравнений Навье — Стокса.

Авторы благодарны В. Л. Грязнову за полезные обсуждения и помощь на первом этапе работы и В. И. Баранову за помощь в съемке кинофильма.

Поступила 10 III 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Грязнов В. Л., Полежаев В. И. Численное моделирование турбулентного режима конвекции в вертикальном слое. Изв., АН СССР, МЖГ, 1977, № 5.
2. Грязнов В. Л., Полежаев В. И. Численное решение нестационарных уравнений Навье — Стокса для турбулентного режима естественной конвекции. Препринт ИПМ АН СССР, 1977, № 81.
3. Дайковский А. Г., Полежаев В. И., Федосеев А. И. Численное моделирование переходного и турбулентного режимов конвекции на основе нестационарных уравнений Навье — Стокса. Препринт. ИПМ АН СССР, 1978, № 101.
4. Кутагеладзе С. С., Ивакин В. П., Кирдяшкин А. Г., Кекалов А. Н. Тепловая гравитационная конвекция в вертикальном слое при турбулентном режиме течения. В сб.: «Тепломассообмен-5», т. I, ч. 2, Минск, 1976.
5. Kutateladze S. S., Kirdyashkin A. G., Ivakin V. P. Turbulent natural convection on a vertical plate and in a vertical layer. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1972, vol. 15, No. 2.
6. Hockney R. W. The potential calculation and some applications. In: Methods in computational physics, vol. 9, Plasma physics. New York, Acad. Press, 1970. Рус. перев. Методы расчета потенциала и их приложения. В сб.: «Вычислительные методы в физике плазмы». М., «Мир», 1974.
7. Дайковский А. Г., Чудов Л. А. Влияние схемных факторов при расчете следа за плохо обтекаемым телом. В сб. «Численные методы механики сплошной среды». Новосибирск, 1975, т. 6, № 5.
8. Полежаев В. И., Грязнов В. Л. Метод расчета граничных условий для уравнений Навье — Стокса в переменных «вихрь, функция тока». Докл. АН СССР, 1974, т. 219, № 2.
9. Elder J. W. Turbulent free convection in a vertical slot. J. Fluid. Mech., 1965, vol. 23, pt 1.
10. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.
11. Elder J. W. Laminar free convection in a vertical slot. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, pt 1.
12. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Вторичные стационарные конвективные движения в плоском вертикальном слое жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
13. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Сорокин Л. Е., Тарунин Е. Л. Вторичные колебательные конвективные движения в плоском вертикальном слое жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
14. Corino E. R., Brodkey R. S. A visual investigation of the wall region in turbulent flow. J. Fluid Mech., 1969, vol. 37, pt. 1.
15. Offen G. R., Kline S. J. A proposed model of bursting process in turbulent boundary layers. J. Fluid Mech., 1975, vol. 70, pt 2.