

УДК 532.5.013.4:536.25

© 1996 г. В.Д. ЗИМИН, Г.В. ЛЕВИНА, С.С. МОИСЕЕВ,
С.Е. СТАРЦЕВ, К.Г. ШВАРЦ

ОБ ОДНОМ ФИЗИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР ПРИ ТУРБУЛЕНТНОЙ КОНВЕКЦИИ

Рассмотрена генерация крупномасштабных структур при турбулентной конвекции во вращающемся слое несжимаемой жидкости, разогреваемой внутренними источниками тепла. Обсуждаются результаты теоретического и экспериментального исследования физического механизма образования крупномасштабных структур, действующего в условиях высокой интенсивности мелкомасштабной турбулентной конвекции и низкой теплоотдачи границ слоя. Теоретическое исследование осуществлено на основе полученной в работе системы эволюционных уравнений для поперечных пространственных моментов физических полей, описывающей движение в тонких слоях вращающейся жидкости. Проведено исследование устойчивости решения математической модели методом малых возмущений, в результате которого получены условия существования в системе длинноволновой неустойчивости и критерий, определяющий порог ее возникновения. Теоретические выводы подтверждены сериями экспериментов на лабораторной модели. Описаны конструкция лабораторной установки и методика проведения экспериментов.

К настоящему времени известно несколько физических механизмов, обеспечивающих в турбулентных движениях передачу энергии по спектру из малых масштабов в большие (обратный каскад) и приводящих к образованию крупномасштабных структур.

Один из них связан с инверсным потоком кинетической энергии в двумерных турбулентных течениях [1–3]. Другой механизм возникновения крупномасштабных вихрей обусловлен обратным каскадом энергии в трехмерных движениях и действует при условии нарушения отражательной инвариантности турбулентности в спирально-турбулентных средах, характеризующихся отличным от нуля псевдоскаляром ($\langle v \text{ rot } v \rangle$) (спиральностью) [4–6].

В данной работе обсуждается еще один механизм генерации крупномасштабных движений, обнаруженный в [7, 8] при развитой турбулентной конвекции не спиральной на мелких масштабах жидкости в подогреваемом снизу вращающемся плоском слое с теплоизолированными границами.

Задача о возникновении и устойчивости конвекции в плоском горизонтальном слое жидкости подробно рассмотрена в [9]. Показав, что при высокой теплопроводности границ надкритические конвективные движения имеют горизонтальный масштаб порядка толщины слоя, авторы отметили условия, при которых возможно возникновение длинноволновой неустойчивости. К такому результату приводят уменьшение теплопроводности границ и объемный разогрев слоя внутренними источниками тепла.

Ниже будет показано, что отмеченные факторы и при турбулентной конвекции обеспечивают рост горизонтального масштаба движений до размеров, существенно превосходящих толщину слоя жидкости.

1. Постановка задачи. Рассматривается разогреваемый внутренними источниками тепла плоский бесконечный горизонтальный слой несжимаемой жидкости толщиной $2h$, вращающийся вокруг вертикальной оси z с угловой скоростью Ω . Задача описывается

уравнениями естественной конвекции в приближении Буссинеска для равномерно вращающейся жидкости [9]

$$v^i + (v^i v^j)_j = -\frac{P_i}{\rho} - e^{ijk} f^j v^k - g^i \beta T + \nu v_{jj}^i \quad (1.1)$$

$$v_j^j = 0; \quad T_i + (v^j T)_j = \chi T_{jj} + \frac{q}{\rho c}$$

Здесь v^i – компоненты скорости, p – давление, T – температура, ρ – плотность; β , ν , c , χ – коэффициенты объемного расширения, кинематической вязкости, теплоемкости и теплопроводности жидкости; $f = 2\Omega$ – удвоенная угловая скорость вращения слоя, g – ускорение силы тяжести, q – количество тепла, выделяемое внутренними источниками в единице объема жидкости за единицу времени, e^{ijk} – символ Леви – Чивита. Верхними индексами обозначаются компоненты векторов и тензоров, а нижними – дифференцирование по соответствующим переменным. Тензорные индексы i, j, k принимают значения x, y, z .

Нижняя граница слоя – твердая теплоизолированная. Теплоотдача с верхней свободной границы определяется линейным законом Фурье.

Граничные условия для скорости и температуры имеют вид

$$z = 0: \quad v^i = 0, \quad T_z = 0$$

$$z = 2h: \quad v_z^x = v_z^y = v_z^z = 0, \quad -\kappa T_z = \alpha T$$

где κ – коэффициент теплопроводности жидкости, α – коэффициент теплоотдачи слоя.

В настоящей работе будут рассмотрены турбулентные режимы конвекции во вращающемся слое и исследованы условия, способствующие образованию крупномасштабных структур, в случае пространственно однородного внутреннего тепловыделения: $q = \text{const}$.

2. Вывод уравнений для крупномасштабных полей. Определение понятия крупномасштабности предполагает некоторую процедуру, позволяющую выделить движения с низкими пространственными частотами из общей структуры физических полей. В данной работе в качестве такой процедуры применяется метод моментов.

Выделим крупномасштабные компоненты, представив поля скорости, температуры и давления в виде разложений

$$\begin{aligned} v^i(x, y, z, t) &= V^i(x, y, t) + (mz - 1)a^1(x, y, t) + \dots + u^i(x, y, z, t) \\ T(x, y, z, t) &= \Theta(x, y, t) + (mz - 1)\vartheta(x, y, t) + \dots + T'(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$p(x, y, z, t) / \rho = P(x, y, t) + (mz - 1)d(x, y, t) + \dots + p'(x, y, z, t)$$

Здесь $m = h^{-1}$; величины V^i , Θ , P и a^i , ϑ , d представляют собой поперечные пространственные моменты нулевого и первого порядка для соответствующих физических полей и определяются выражениями

$$\begin{aligned} [V^i, \Theta, P(x, y, t)] &= \frac{1}{2} m \int_0^{2h} \left[v^i, T, \frac{p(x, y, z, t)}{\rho} \right] dz \\ [a^i, \vartheta, d(x, y, t)] &= \frac{3}{2} m \int_0^{2h} \left[v^i, T, \frac{p(x, y, z, t)}{\rho} \right] (mz - 1) dz \end{aligned}$$

Переменные u^i, T', p' имеют смысл турбулентных пульсаций. В отличие от общепринятого определения пульсации отсчитываются не от среднестатистических значений, а от мгновенных крупномасштабных полей, определяемых совокупностью низших моментов. Эти величины зависят от всех трех пространственных переменных и обеспечивают выполнение граничных условий.

Число низших моментов, вводимых в разложениях (2.1), выбирается в зависимости от необходимой точности представления поперечной структуры полей. Для достаточно содержательного описания крупномасштабных планарных течений в плоском слое можно использовать только нулевые моменты. Описание крупномасштабной конвекции требует введения по крайней мере двух низших моментов. В данной задаче значительное увеличение числа вводимых моментов не имеет особого смысла, так как представляемые высшими моментами структуры имеют небольшие по сравнению с толщиной слоя горизонтальные размеры. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться только нулевые и первые моменты, учет которых оказывается достаточным для описания исследуемого механизма генерации крупномасштабных структур.

Уравнения для моментов n -порядка получаются при умножении каждого уравнения системы (1.1) на $(mz - 1)^n$ с последующим интегрированием по всей толщине слоя от 0 до $2h$; уравнения для пульсационных величин – при подстановке в исходную систему (1.1) разложений (2.1) с учетом уравнений для моментов n -порядка. Таким образом, поставленная задача сводится к системе эволюционных уравнений для пространственных поперечных моментов соответствующих физических полей. Такая система уравнений для нулевых и первых моментов является незамкнутой, поскольку содержит моменты второго порядка, а также нулевые и первые моменты парных произведений турбулентных пульсаций.

Для замыкания системы уравнений введем ряд предположений, которые позволяют получить полуэмпирические соотношения, связывающие моменты пульсаций с моментами крупномасштабных полей. Введем приближение мелкой воды, оправданное тем, что будут изучаться структуры с горизонтальными размерами L , значительно превосходящими толщину слоя $L \gg 2h$. Предположим, что параметры мелкомасштабной турбулентной конвекции в слое жидкости определяются в основном вертикальным потоком тепла, а влияние крупномасштабных медленно меняющихся полей на параметры мелкомасштабной турбулентности можно описать линейными функциями локальных характеристик крупномасштабных полей. Тогда замыкающие соотношения можно получить [8], используя некоторую упрощенную модель мелкомасштабной конвекции, например модель всплывающих термиком, применимую в диапазоне чисел Рэлея $10^6 - 10^{10}$ [3].

Исключим из уравнений нулевые и первые моменты давления и введем функцию тока $\Psi(x, y, t)$ для бездивергентного поля нулевых моментов скорости, функцию тока $\psi(x, y, t)$ и потенциальную функцию $\phi(x, y, t)$ для поля первых моментов

$$V^x = -\Psi_y, \quad V^y = \Psi_x; \quad a^x = -\psi_y + \phi_x, \quad a^y = \psi_x + \phi_y$$

$$W = V_x^y - V_y^x, \quad w = a_x^y - a_y^x, \quad \gamma = a_x^x + a_y^y$$

Здесь W и w – z -компоненты ротора поля нулевого и первого моментов скорости соответственно, γ – дивергенция поля первых моментов скорости. Используя скобки Пуассона, операторы градиента и лапласиана, получим систему уравнений для двух низших моментов гидродинамических полей

$$W_t + \{\Psi, W\} + \frac{1}{3} [\{\psi, w\} - \{\phi, \gamma\} + \nabla\psi\nabla\gamma + \nabla\phi\nabla w + 2w\gamma] = \mu\Delta W - \sigma W$$

$$\Theta_t + \{\Psi, \Theta\} + \frac{1}{3} [\{\psi, \vartheta\} + \nabla\phi\nabla\vartheta + \gamma\vartheta] = \frac{q}{\rho c} + \mu\Delta\Theta + \delta\gamma - \alpha_1\Theta$$

$$w_t + \{\Psi, w\} + \{\psi, W\} + \nabla W \nabla \varphi + (W + f)\gamma = -\frac{\mu}{4h^2} w - \sigma w \quad (2.2)$$

$$\gamma_t + \{\Psi, \gamma\} + 2\{\Psi_x, (-\psi_y + \varphi_x)\} + 2\{\Psi_y, (\Psi_x + \varphi_y)\} - fw + g\beta h \Delta \Theta = -\frac{\mu}{4h^2} \gamma - \sigma \gamma$$

$$\vartheta_t + \{\Psi, \vartheta\} + \{\psi, \Theta\} + \nabla \varphi \nabla \Theta = -\frac{\mu}{4h^2} \vartheta$$

$$W = \Delta \Psi, \quad w = \Delta \psi, \quad \gamma = \Delta \varphi$$

$$\{A, B\} = A_x B_y - A_y B_x, \quad \nabla = d_x \mathbf{i} + d_y \mathbf{j}, \quad \Delta = d_{xx} + d_{yy}$$

Все замыкающие соотношения выписаны в правых частях уравнений. В уравнениях для первых моментов эти соотношения получены для турбулентного обмена импульсом и теплом только между встречными потоками течения, поскольку в рамках введенного приближения $L \gg 2h$ он значительно превышает турбулентный перенос в плоскости слоя. Коэффициенты турбулентной вязкости и температуропроводности положены равными и обозначены μ . Члены $\mu \Delta W$ и $\mu \Delta \Theta$ описывают турбулентную диффузию вихря W и среднюю по высоте слоя температуру Θ . Этот процесс приводит к выравниванию пространственных неоднородностей крупномасштабных полей и в конечном счете к их затуханию. Члены $\mu/(4h^2)w$, $\mu/(4h^2)\gamma$ и $\mu/(4h^2)\vartheta$ описывают затухание крупномасштабных сдвиговых течений w , γ и неоднородностей вертикального градиента температуры ϑ за счет турбулентного обмена между нижней и верхней половиной слоя. Члены δW , δw , $\delta \vartheta$ описывают трение о нижнюю границу.

Как будет показано ниже, особую роль в образовании крупномасштабных структур играют тепловые характеристики границ. Нижняя граница теплоизолирована. Теплоотдача с верхней границы характеризуется членом $\alpha_1 \Theta$ в уравнении для нулевого момента температуры Θ . Величина α_1 связана с коэффициентом теплоотдачи слоя α соотношением $\alpha_1 = \text{Vi} \mu / (4h^2)$, где $\text{Vi} = 2h\alpha/\kappa$ – число Био.

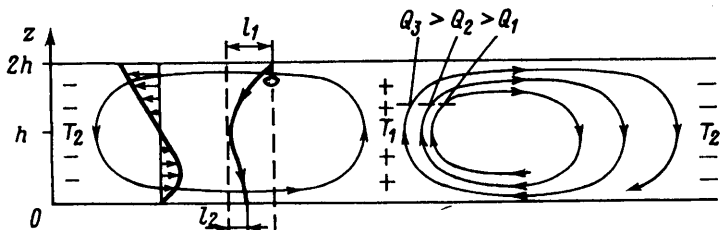
В данной задаче единственный эффект, который может привести к образованию крупномасштабных структур, описывается членом $\delta \vartheta$ в уравнении для нулевого момента температуры Θ . Эмпирические константы μ , δ , σ должны определяться экспериментально. Тем не менее можно получить теоретические оценки для искомых величин, используя экспериментальные данные о турбулентной конвекции, приведенные в [3], и опираясь на модель всплывающих термик

$$\mu = 10^{-1} \sqrt{\nu \chi} \text{Ra}^{1/3}, \quad \sigma = \frac{10^{-2} \sqrt{\nu \chi} \text{Ra}^{1/3}}{h^2}$$

$$\delta = \frac{10^{-3} \sqrt{\nu \chi^3} \text{Ra}^{5/6}}{g\beta h^3}, \quad \text{Ra} = \frac{g\beta q (2h)^5}{\nu \chi}$$

3. Механизм аномального переноса тепла. Качественное объяснение сути обнаруженного эффекта генерации крупномасштабных структур может быть дано на основе описанных в [3] лабораторных исследований турбулентной конвекции и экспериментальных результатов, полученных в данной работе.

При числах Рэлея $\text{Ra} = 10^6 - 10^{10}$ у верхней охлаждаемой границы образуется тонкий, порядка нескольких миллиметров, пограничный слой с неустойчивой температурной стратификацией. На нижней границе этого слоя генерируются "холодные" термики, которые после отрыва от пограничного слоя ускоренно движутся вниз под действием силы тяжести. При движении термика происходит вовлечение в него окружающей жидкости. Соседние термики, отбирая жидкость из пространства между



Фиг. 1. Схема движения в плоском горизонтальном слое жидкости, показывающая принцип действия механизма крупномасштабной неустойчивости

собой, понижают давление в ней и притягиваются, спонтанно образуя группы совместно опускающихся термиков. Наряду с опусканием холодных термиков в слое происходит всплывание более теплых, чем окружающая среда, элементов жидкости, возникающих при разогреве внутренними источниками тепла. Процесс всплывания теплых элементов сопровождается теми же явлениями, что и опускание холодных термиков. В результате масштаб конвективных движений увеличивается от размеров отдельного термика до размеров группы, сравнимых с толщиной слоя.

Дальнейший рост масштабов движения в горизонтальном направлении возможен при наличии в слое случайного малого возмущения температуры в виде теплового пятна, характеризующегося перепадом температуры ($T_1 - T_2$) между его центром и периферией. Такое возмущение температуры генерирует сдвиговое течение со всплыванием жидкости в центре пятна и опусканием ее на периферии. Схема движения в слое показана на фиг. 1.

Оторвавшийся от пограничного слоя холодный термик попадает в сдвиговое течение $v^x = a^x(mz - 1)$, направленное в верхней части слоя ($h < z < 2h$) к периферии пятна, и отклоняется им на некоторое расстояние l_1 . Нижнее течение ($0 < z < h$) отклоняет термик в противоположную сторону на расстояние l_2 . Так как при ускоренном движении вниз холодный термик находится в верхней половине слоя дольше, чем в нижней, то $l_1 > l_2$ и результирующий перенос холодных термиком происходит к периферии пятна. Аналогичные рассуждения приводят к выводу о том, что тепловые элементы жидкости переносятся к центру пятна.

Таким образом, в зоне теплового пятна возникает средний по слою конвективный поток тепла в направлении горизонтального градиента температуры, т.е. имеет место перенос тепла от более холодных областей к теплым, увеличивающий первоначальную разность температур ($T_1 - T_2$). Это в свою очередь приводит к тому, что нагретые элементы жидкости, всплывающие в центре температурного пятна, имеют теперь больший запас тепла на единицу массы Q_1 . Достигнув верхней границы, теплая жидкость движется вдоль нее под действием сдвигового течения к периферии пятна, отдавая тепло в окружающую среду и охлаждаясь. Причем чем большим запасом тепла обладает всплывшая жидкость, тем большее время необходимо для теплоотдачи и, следовательно, тем больший путь должен быть пройден вдоль верхней границы, прежде чем будет достигнута температура, при которой жидкость начнет опускаться. Это означает, что с ростом интенсивности увеличивается и горизонтальный масштаб первоначального теплового возмущения.

Обратим особое внимание на то, что обнаруженный механизм укрупнения масштабов движения (механизм "аномального" переноса тепла) возможен только при низкой теплоотдаче границ слоя. В противном случае крупномасштабные возмущения температуры и генерируемые ими конвективные движения быстро затухают за счет потерь тепла через горизонтальные границы.

4. Анализ уравнений математической модели. Система уравнений (2.2) имеет решение $\Psi = \psi = \phi = \vartheta = 0$, $\Theta = q/(\rho c \alpha_1)$, соответствующее турбулентной конвекции без крупномасштабных структур.

Исследуем устойчивость такого состояния относительно малых нестационарных возмущений, зависящих от времени по экспоненциальному закону и периодических в плоскости (x, y)

$$f_i = A_i \exp[-\lambda t + i(k_x x + k_y y)]$$

где $i = 1 - 5$ соответствует величинам $W, \Theta, w, \gamma, \vartheta, \lambda$ – декремент, k_x и k_y – компоненты волнового вектора \mathbf{k} вдоль осей x и y .

Действуя в рамках линейной теории устойчивости, получаем следующую систему уравнений для амплитуд возмущений:

$$A_1(-\lambda + \mu k^2 + \sigma) = 0, \quad A_2(-\lambda + \mu k^2 + \alpha_1) - A_4 \delta = 0$$

$$A_3 \left(-\lambda + \frac{\mu}{4h^2} + \sigma \right) + A_4 f = 0 \quad (4.1)$$

$$A_4 \left(-\lambda + \frac{\mu}{4h^2} + \sigma \right) + A_3 f - A_2 g \beta h k^2 = 0$$

$$A_5 \left(-\lambda + \frac{\mu}{4h^2} \right) = 0, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2$$

Система однородных линейных уравнений (4.1) имеет нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю

$$\left(-\lambda + \mu k^2 + \sigma \right) \left(-\lambda + \frac{\mu}{4h^2} \right) \left[\left(-\lambda + \frac{\mu}{4h^2} + \sigma \right)^2 \left(-\lambda + \mu k^2 + \alpha_1 \right) + \right. \quad (4.2)$$

$$\left. + f^2 \left(-\lambda + \mu k^2 + \alpha_1 \right) - g \beta h k^2 \delta \left(-\lambda + \frac{\mu}{4h^2} + \sigma \right) \right] = 0$$

Исследование соотношения (4.2) приводит к следующим результатам.

Все малые W и ϑ со временем монотонно затухают, причем их поведение не зависит от параметра δ . Поведение возмущений Θ, w и γ зависит от δ .

При $\delta = 0$ (отсутствие "аномального" переноса тепла) и любых значениях остальных параметров задачи все малые возмущения Θ, w и γ являются затухающими: в отсутствие вращения ($f = 0$) возмущения затухают монотонно; во вращающемся слое ($f \neq 0$) в системе имеются затухающие колебания, частота которых равна f .

В случае $\delta > 0$ в системе возможно развитие неустойчивости при

$$\delta > \frac{\mu \left[(\mu + 4h^2 \sigma)^2 + 16h^4 f^2 \right]}{4g\beta h^3 (\mu + 4h^2 \sigma)} \quad (4.3)$$

Для волновых векторов нейтральных возмущений имеем

$$k_*^2 = \frac{\alpha_1 \left[(\mu + 4h^2 \sigma)^2 + 16h^4 f^2 \right]}{4\delta g \beta h^3 (\mu + 4h^2 \sigma) - \mu \left[(\mu + 4h^2 \sigma)^2 + 16h^4 f^2 \right]} \quad (4.4)$$

Если выполняется условие (4.3), то в системе могут существовать нарастающие возмущения с волновыми векторами $k^2 > k_*^2$.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что δ -эффект действительно является фактором, который инициирует развитие неустойчивости, приводящей к образованию крупномасштабных структур.

При фиксированном значении f и росте числа Рэлея Ra из (4.4) находим следующую оценку для k_* :

$$k_*^2 \sim Bi \sqrt{Pr} Ra^{-1/6} / (4h^2) \quad (4.5)$$

где $Pr = \nu/\chi$ – число Прандтля. Полученное выражение свидетельствует о том, что при постоянном числе Прандтля увеличение масштаба возникающих структур, т.е. уменьшение k_* , происходит при уменьшении числа Bi (уменьшение теплоотдачи с верхней границы) и росте числа Рэлея.

5. Лабораторное моделирование. Теоретические выводы о том, какую роль играют различные факторы и их комбинации в процессе генерации крупномасштабных структур, были приняты во внимание при постановке эксперимента. Как показано выше (см. (4.5)), существенным условием является низкий уровень тепловых потерь через горизонтальные границы при высокой интенсивности мелкомасштабной конвекции.

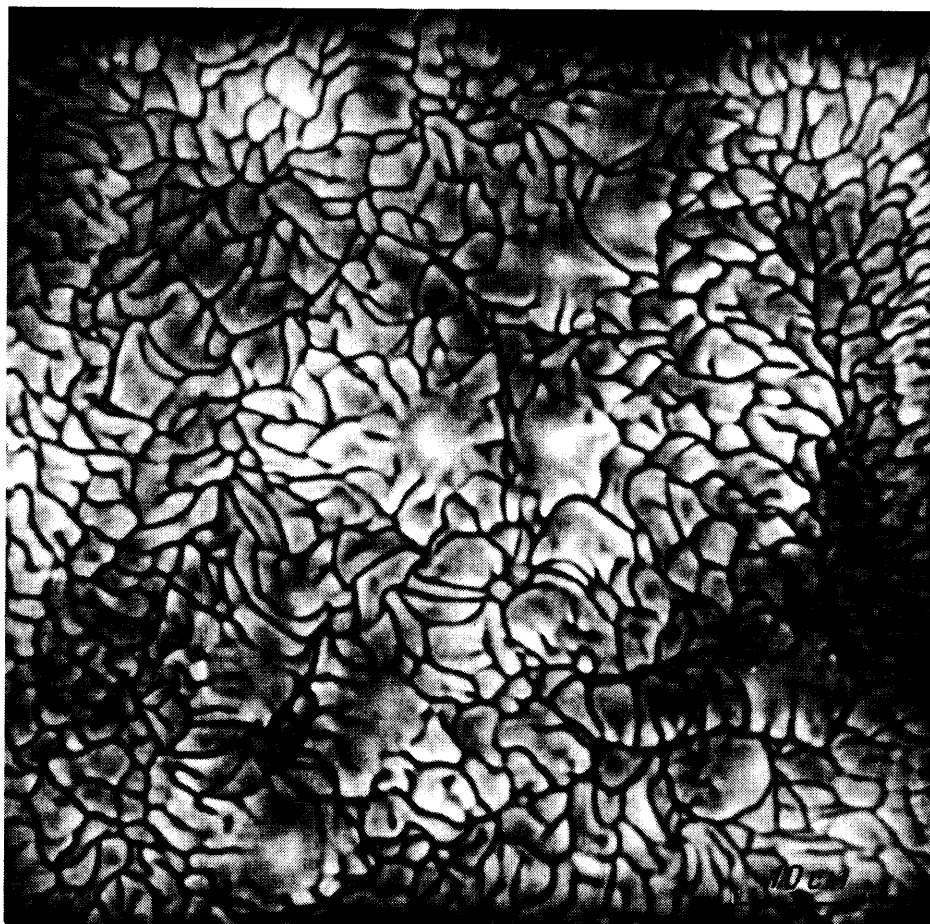
Для реализации рэлеевской конвекции в лабораторных условиях эти требования противоречивы. В данных экспериментах противоречие снято за счет объемного ввода джоулева тепла в теплоизолированный снизу слой электролита и создания интенсивного притока тепла к верхней свободной границе за счет высокой разности температур жидкости и окружающего воздуха при низком значении коэффициента теплоотдачи. Таким образом удавалось вызвать интенсивную мелкомасштабную конвекцию, обеспечив при этом хорошую теплоизоляцию горизонтальных границ слоя жидкости. В этом случае возникающие в слое тепловые возмущения и генерируемые ими возмущения скорости затухают медленно.

При лабораторном моделировании заполненная электролитом пенопластовая кювета с внутренним размером $0,7 \times 0,7 \text{ м}^2$ в плане и $0,06 \text{ м}$ высотой устанавливалась на горизонтальной платформе, способной вращаться вокруг вертикальной оси. Слой жидкости однородно нагревался за счет пропускания вдоль него переменного электрического тока. Отвод тепла от жидкости происходил за счет испарения и естественной конвекции воздуха над свободной поверхностью жидкости. В опытах верхняя поверхность кюветы была открытой.

Изменение коэффициента теплоотдачи достигалось нанесением на поверхность электролита сплошного тонкого слоя трансформаторного масла, предотвращавшего испарение воды. Коэффициент теплоотдачи определялся экспериментально по зависимости мощности, рассеиваемой с верхней поверхности электролита в стационарном режиме, от перепада температур между верхней поверхностью электролита и окружающей средой. Движение жидкости визуализировалось с помощью алюминиевой пудры. Наблюдение велось за верхней поверхностью электролита; возникающие структуры регистрировались видеокамерой или фотоаппаратом, устанавливавшимися на вращающейся платформе. На приводимых фотографиях темные линии соответствуют тонущей холодной жидкости.

В качестве определяющих параметров задачи были выбраны: число Рэлея, число Био и число Рейнольдса $Re = 2\Omega H^2/\nu$, где $H = 2h$.

Серия экспериментов, проведенная в отсутствие вращения ($Re = 0$), продемонстрировала следующую последовательность смены режимов движения в зависимости от числа Рэлея. Вскоре после потери устойчивости механического равновесия в слое электролита возникали надкритические конвективные движения в виде валов, существовавшие при числах Рэлея $Ra < 1,1 \cdot 10^6$. Далее, с ростом Ra валы перестраивались в многоугольные ячейки с горизонтальным размером $L \sim 2H$. Крупномасштабные ячейки с $L \sim 4H$ возникали при $Ra = 5,5 \cdot 10^6$ на фоне мелкомасштабных (фиг. 2). При этом стационарное движение сменялось стохастическим режимом конвекции.

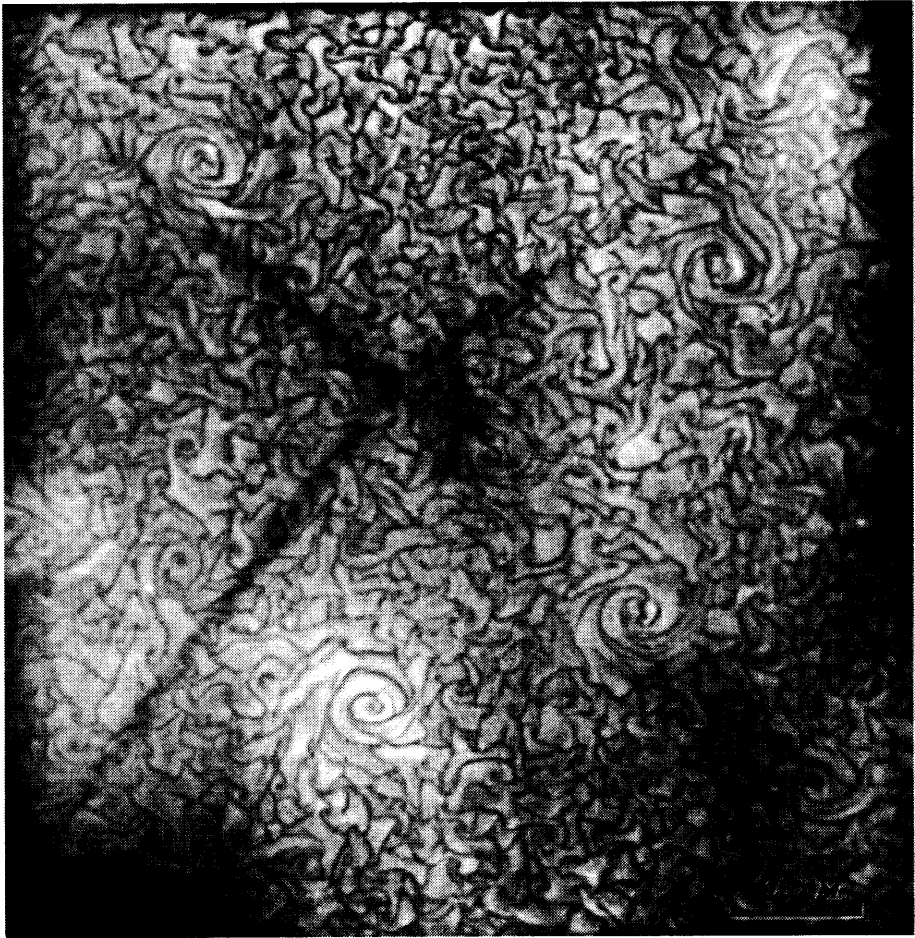


Фиг. 2. Крупномасштабные конвективные ячейки в невращающемся слое в случае отсутствия масла на поверхности электролита при $Ra > 5,5 \cdot 10^6$

Быстрое вращение слоя ($Re \gg 300$) относительно вертикальной оси существенно повышает порог возникновения крупномасштабных структур, характерный масштаб движений при этом уменьшается.

Наиболее интересными оказались режимы с относительно невысокими $Re \sim 200-300$, когда в жидкости наблюдались крупномасштабные циклонические вихри с $L \sim 4-6H$. Без масляной пленки, т.е. при более высоком уровне тепловых потерь, крупномасштабные вихри с $L \sim 4H$ возникали на фоне мелкомасштабных при $Ra > 6 \cdot 10^6$, $Re \sim 280$, $Bi \sim 1,5$. Крупные вихри пронизывались восходящими и нисходящими потоками мелкомасштабной циркуляции и не имели выраженной формы. Время жизни таких вихрей составляло 5-10 с. Улучшение теплоизоляции верхней поверхности электролита с помощью нанесения слоя масла приводило к уменьшению числа Био в 2-2,5 раза, что увеличивало на порядок время жизни крупномасштабных образований. В этом случае крупномасштабные вихри с $L \sim 6H$ сильно подавляют мелкомасштабную конвекцию. Сверху они имеют вид раскручивающихся из центра спиралей (фиг. 3).

Заключение. Теоретический анализ условий, способствующих образованию крупномасштабных структур, показал, что необходимым для этого является низкий уровень тепловых потерь через горизонтальные границы области при высокой интенсивности



Фиг. 3. Крупномасштабные спиральные вихри на фоне мелкомасштабной турбулентной конвекции во вращающемся слое с нанесенным на свободную поверхность электролита тонким слоем трансформаторного масла при $Ra > 6 \cdot 10^6$

мелкомасштабной конвекции. При низкой теплоотдаче границ в слое возможно появление крупномасштабной неустойчивости, которая вызывается развитием случайных тепловых возмущений, создающих горизонтальный градиент температуры. Такая неустойчивость сопровождается возникновением горизонтального конвективного потока тепла в направлении градиента температуры, что приводит к усилению первоначального теплового возмущения и увеличению его горизонтального масштаба.

Реализация названных условий в лабораторной модели позволила экспериментально получить долгоживущие вихри с горизонтальными размерами, в 4–6 раз большими высоты слоя.

Результаты, полученные в данной работе, могут быть полезны при исследовании геофизических проблем, в частности моделировании процессов генерации крупномасштабных структур в тропической атмосфере, таких, как облачные кластеры и тропические циклоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01094а) и Международного научного фонда Сороса совместно с правительством России (грант № J1U100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мирабель А.П., Монин А.С.* Двумерная турбулентность // Успехи механики. 1979. Т. 2. № 3. С. 47–95.
2. *Sommeria J.* Experimental study of the two-dimensional inverse energy cascade in a square box // J. Fluid Mech. 1986. V. 170. P. 139–168.
3. *Зимин В.Д., Фрик П.Г.* Турбулентная конвекция. М.: Наука, 1988. 173 с.
4. *Steenbeck M., Krause F., Rädler K.H.* Berechnung der mittleren Lorentz-Feldstärke $V \times B$ für ein elektrisch leitendes Medium in turbulenter, durch Coriolis-Kräfte beeinflusster Bewegung // Z. Naturforsch. 1966. V. 21a. № 4, P. 369–376.
5. *Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др.* Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. Вып. 6. С. 1979–1987.
6. *Моисеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В.* Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 2. С. 144–153.
7. *Зимин В.Д., Левина Г.В., Моисеев С.С. и др.* Генерация крупномасштабных вихрей в подогреваемом снизу вращающемся стратифицированном слое // Проблемы стратифицированных течений. Саласпилс: Ин-т физики АН ЛатвССР, 1988. Ч. 2. С. 17–20.
8. *Зимин В.Д., Левина Г.В., Моисеев С.С., Тур А.В.* Возникновение крупномасштабных структур при турбулентной конвекции в подогреваемом снизу вращающемся слое // Докл. АН СССР. 1989. Т. 309. № 1. С. 88–92.
9. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука. 1972. 392 с.

Пермь
Москва

Поступила в редакцию
30.VI.1994