

DOI: [10.7242/1999-6691/2013.6.4.49](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2013.6.4.49)
УДК 532.5

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАВИХРЕННОСТИ И СПИРАЛЬНОСТИ В АДВЕКТИВНОМ ПОТОКЕ С ВТОРИЧНЫМИ СТРУКТУРАМИ

А.В. Евграфова¹, Г.В. Левина², А.Н. Сухановский¹

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Численно и экспериментально исследовано распределение завихренности и спиральности в неподвижном цилиндрическом слое жидкости с локализованным нагревом в центральной части. Локализованный нагрев приводит к появлению крупномасштабного течения в виде тороидальной конвективной ячейки. В области нагрева происходит формирование мелкомасштабных вторичных течений и всплывающих локализованных струй. Основной целью работы было изучение структуры полей спиральности и завихренности при взаимодействии сдвигового течения с вертикальными струями. Детально рассмотрены формирование и эволюция вихревых структур в пограничном слое адвективного течения. Показано, что взаимодействие вертикальных конвективных струй с адвективным течением не приводит к появлению существенно отличных от нуля средних значений спиральности и вертикальной компоненты завихренности.

Ключевые слова: завихренность, спиральность, вторичные течения, конвекция, Fluent

STUDY OF VORTICITY AND HELICITY DISTRIBUTION IN ADVECTIVE FLOW WITH SECONDARY STRUCTURES

A. V. Evgrafova¹, G. V. Levina² and A. N. Sukhanovskii¹

¹Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

²Institute of Space Research RAS, Moscow, Russia

The distribution of vorticity and helicity in a stationary cylindrical fluid layer locally heated at its center is studied numerically and experimentally. Such localized heating leads to the generation of a large-scale flow in the form of a toroidal convective cell. In the heating area, small-scale secondary flows and local upward jets appear. The goal of this study is to investigate helicity and vorticity structures produced by the interaction between the shear flow and the upward jets. Formation and evolution of vortex structures in the boundary layer of advective flows are considered in detail. It is shown that the interaction of convective jets with the advective flow does not give rise to substantial non-zero mean helicities and the vertical component of vorticity.

Key words: vorticity, helicity, secondary flows, convection, Fluent

1. Введение

В природе и в различных технологических процессах нередко на фоне крупномасштабной циркуляции происходит формирование вторичных течений. Например, неустойчивая стратификация температуры в пограничном слое адвективного течения приводит к появлению вторичных структур в виде конвективных валов [1]. Структура горизонтальных конвективных валов в замкнутой прямоугольной полости со ступенчатым перепадом температуры на дне экспериментально и численно исследована в [2], где показано, что конвективные валы могут воздействовать на процесс теплообмена в пограничном слое. Помимо этого вторичные течения приводят к локальным возмущениям поля скорости. Деформации поля скорости ведут к появлению завихренности $\omega = \nabla \times V$ на масштабе, существенно меньшем масштаба основного течения.

Потоки завихренности на различных масштабах, а также возможность образования обратного каскада завихренности представляют большой интерес. В настоящее время активно обсуждается возможность генерации или усиления крупномасштабных атмосферных вихрей за счет мелкомасштабных вихрей. Так, в работе [3] численно моделируется начальная стадия формирования тропического циклона. Особое внимание уделяется роли вертикальных вращающихся влажно-конвективных течений, так называемых «вихревых горячих башен». Авторы [3] показали посредством прямого численного моделирования атмосферных течений, что «вихревые горячие башни» существенно усиливают конвективное движение в области существующего начального вихревого возмущения, увеличивают (до двух порядков от исходной фоновой величины), концентрируют вертикальную завихренность. Также они преобразуют горизонтальную завихренность, возникающую в результате сдвига скорости в этом начальном вихре, в вертикальную, то есть именно «вихревые горячие башни» являются важными элементами процесса формирования тропического циклона.

Отличный от работы [3] механизм формирования интенсивного циклонического вихря, в котором ключевую роль играют горизонтальные валы, предложен в серии экспериментальных работ

Г.П. Богатырева с соавторами [4–7]. Согласно этому механизму при числах Грассгофа, превышающих критические значения, всплывающие конвективные валы приводят к преобладанию циклонического вращения в центральной области и формированию циклонического вихря по всей глубине слоя. Надо отметить, что в работах [8, 9] в близкой по постановке задаче обнаружен очень интересный эффект — формирование когерентного вихревого движения в неподвижном цилиндрическом зазоре с неоднородным нагревом в центре.

Еще одной величиной, способной оказывать воздействие на различные геофизические и астрофизические процессы, является спиральность, которая определяется как скалярное произведение завихренности и векторов скорости: $H = \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{V}$. Теория возникновения крупномасштабных вихревых структур в электрически непроводящей спирально-турбулентной среде предложена в [10], а сам полученный эффект, по аналогии с известным явлением в магнитной гидродинамике, назван турбулентным вихревым динамо. Влияние вращения на конвективную устойчивость крупномасштабных возмущений в турбулентной жидкости изучалось в [11], влияние вращения на спиральную турбулентность исследовалось в [12, 13]. На важную роль спиральности при анализе зарождения тропических циклонов указывается в [14–17], где эта величина рассчитана по данным облачно-разрешающего атмосферного численного моделирования [3]. Интегральная спиральность вихревой системы, являющаяся, в отличие от кинетической энергии, знакопеременной величиной, может служить индикатором возникновения крупномасштабной вихревой неустойчивости. Экспериментальных работ, посвященных исследованию конвективных течений с ненулевой спиральностью, немного. В одной из них изучалось турбулентное конвективное течение в прямоугольной полости с подогревом снизу и охлаждением сверху [18]. Показано, что на фоне развитой турбулентности в такой системе существует крупномасштабная циркуляция. На основе средних полей скорости в различных сечениях восстанавливалось распределение спиральности, осредненной по времени. Полученное значение полной спиральности оказалось отличным от нуля. Основной вывод работы [18] заключается в том, что конвективная ячейка Рэлея–Бенара может служить простым примером течения, которое характеризуется ненулевой спиральностью, и что в описываемой системе спиральность существенно влияет на характеристики течения.

В предлагаемой вниманию работе исследуются гидродинамические процессы в цилиндрическом слое с локализованным нагревом в центральной части. Локализованный нагрев приводит к появлению крупномасштабного течения в виде тороидальной конвективной ячейки. В пограничном температурном слое в области нагрева формируются мелкомасштабные вторичные течения, подобные тем, что подробно описаны в [2]. В результате возникает очень интересная для изучения гидродинамическая система с локализованными вертикальными струями, вихревыми структурами различных масштабов и крупномасштабной циркуляцией.

Данная работа является первым этапом детального анализа распределения завихренности и спиральности в описываемой системе, в ходе которого будут рассматриваться: структура полей спиральности и завихренности при взаимодействии сдвигового течения с вертикальными струями; формирование и эволюция вихревых структур в пограничном слое адвективного течения в неподвижном цилиндрическом слое с локализованным нагревом. Случай неподвижного слоя необходим для четкого понимания сложных процессов, обусловленных вращением [3–7], которым будет посвящен второй этап исследований.

2. Экспериментальная установка

Рабочая кювета представляет собой цилиндрическую полость диаметром 300 мм и осью вращения, совпадающей с осью z цилиндрической системы координат, имеющей начало в центре дна кюветы (Рис. 1, *а*). Подогрев жидкости осуществляется при помощи медного теплообменника диаметром 104 мм, расположенного в начале координат вровень с поверхностью дна. Питание нагревателя производится через источник постоянного тока. Подробное описание экспериментальной установки можно найти в [4–7, 19]. В качестве рабочей жидкости используется полиметилсилоксановая жидкость (силиконовое

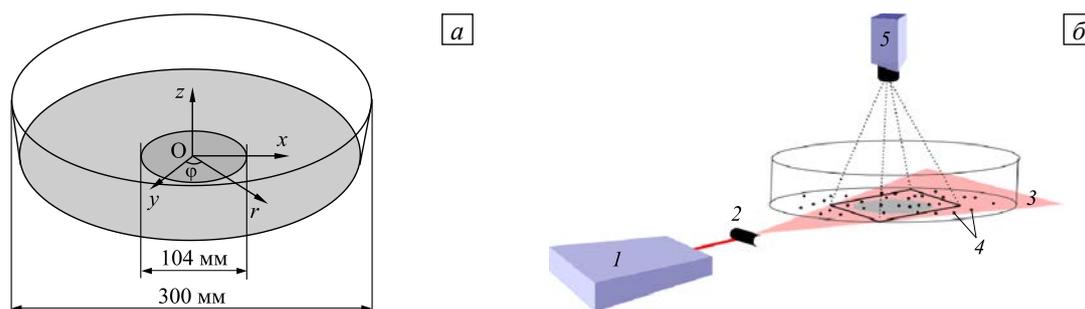


Рис. 1. Вид экспериментальной установки и расположение системы координат (*а*); схема измерения скоростей (*б*): 1 – лазер, 2 – оптическая насадка, 3 – лазерный нож, 4 – светоотражающие частицы, 5 – цифровая видеокамера

масло) с кинематической вязкостью $\nu = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, соответствующей температуре 25°C . Поверхность жидкости всегда свободна. Высота слоя жидкости h в экспериментах не меняется и составляет 30 мм.

Для измерения двух (горизонтальных) компонент скорости используется измерительная система PIV «Полис», разработанная и изготовленная в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (г. Новосибирск). Система включает в себя двойной импульсный Nd-YaG лазер, блок управления, цифровую видеокамеру и компьютер (Рис. 1, б).

Методика измерений поля скорости состоит в следующем. В жидкость вводятся сферические светоотражающие частицы — трассеры, средний размер которых составляет 10 мкм. Исследуемая область жидкости освещается при помощи создаваемого лазером светового ножа. Лазер генерирует два импульса с заданной задержкой по времени. Цифровая камера регистрирует распределение интенсивности света в освещаемой области. Все регистрируемое поле разбивается на ячейки (опросные области), внутри которых вычисляется корреляция изображений частиц и по максимуму коэффициента корреляции определяется среднее для данной ячейки значение двумерного вектора смещения, а по нему находится скорость [20]. Погрешность метода PIV зависит от многих факторов, таких как плотность распределения трассеров, величина задержки по времени и других. В данной работе величина погрешности измерения скоростей не превышает 5%.

3. Математическая постановка и ее численная реализация

В последнее десятилетие для численного моделирования гидродинамических процессов очень активно используются различные CFD (Computational Fluid Dynamics) пакеты. Так, при помощи коммерческого пакета ANSYS CFX в [19, 21, 22] проводилось исследование азимутальных течений во вращающемся слое жидкости с локальным нагревом, а в [23] — турбулентных конвективных течений в кубической полости. Результаты этих расчетов показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

В данной работе для проведения расчетов использовался коммерческий программный продукт Fluent 6.3. С его помощью численно исследовалось формирование завихренности и спиральности крупномасштабного течения в цилиндрическом слое жидкости со свободной верхней границей, ограниченном твердыми боковыми стенками и дном, при наличии на дне локализованного нагрева. Рабочей жидкостью служило силиконовое масло с числом $Pr = 207$. Все геометрические размеры расчетной области и рабочей жидкости совпадали с размерами экспериментальной установки.

Течение жидкости моделировалось системой уравнений в размерной форме

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} I) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (\mathbf{V} \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}) + \mathbf{V} \cdot \mathbf{S}_{M, buoy} + S_E, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = \nabla p + \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}} + \mathbf{S}_{M, buoy}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (3)$$

где уравнение сохранения полной энергии (1), уравнение количества движения в приближении Буссинеска (2) и уравнение неразрывности (3) записаны с учетом обозначений: $I = h + \mathbf{V}^2/2$ — полная энтальпия; \mathbf{r} — радиус-вектор; λ — коэффициент теплопроводности; ρ — плотность жидкости; p — давление; \mathbf{V} — вектор скорости с компонентами (V_r, V_φ, V_z) ; T — температура; $\hat{\boldsymbol{\tau}}$ — тензор вязких напряжений; S_E — источник энергии; $\mathbf{S}_{M, buoy}$ — источник импульса за счет сил плавучести, $\mathbf{S}_{M, buoy} = \rho_{ref} \beta \cdot (T - T_{ref}) \cdot \mathbf{g}$, где β — коэффициент объемного расширения, ρ_{ref} , T_{ref} — заданные значения плотности и температуры, \mathbf{g} — модуль вектора гравитационного ускорения;

Граничные условия были следующими:

$$\mathbf{V}_{wall} = 0, \quad \mathbf{V}_{n, wall} = 0, \quad (4)$$

$$\hat{\boldsymbol{\tau}}_w = 0, \quad (5)$$

$$q_{surf} = q_1, \quad q_{heat} = q_2, \quad (6)$$

то есть на боковых стенках и дне ставилось условие прилипания (4), на верхней границе — условие проскальзывания (5), на верхней границе и в области нагрева задавались потоки тепла (6).

Для уменьшения числа узлов сетки расчетный объем делился на две области. В центральной части над нагревателем, в области формирования вторичных течений, пространственное разрешение составляло 1 мм

во всех направлениях, а вне нагревателя шаг сетки равнялся 4 мм также во всех направлениях. В качестве безразмерной характеристики использовалось потоковое число Грассгофа (7):

$$Gr_f = g\beta h^4 q / (c\rho\chi v^2), \quad (7)$$

где q — поток тепла в области нагрева, c — теплоемкость жидкости, χ — коэффициент температуропроводности.

4. Результаты

Основной вопрос, на решение которого направлена данная работа, — это возможность генерации вертикальной завихренности ω_z и спиральности H вследствие деформации поля горизонтальной

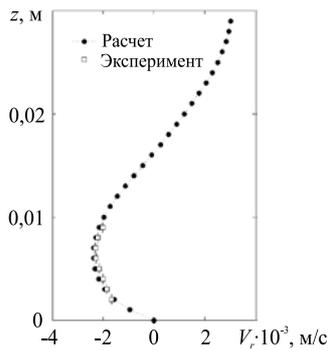


Рис. 2. Средний профиль радиальной компоненты скорости при $r = 40$ мм, $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

завихренности в областях локализованных подъемных течений. Механизм формирования вертикальной завихренности всплывающими струями проще представить, используя понятие вихревых линий. Сдвиг скорости на дне и на границе двух встречных потоков в середине слоя приводит к неоднородному распределению V_r — радиальной компоненты скорости, по высоте. Характерный вертикальный профиль скорости показан на рисунке 2. Азимутальная компонента завихренности определяется как разность частных производных вертикальной и радиальной компонент скорости

$$\omega_\phi = -\frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial z}, \quad \omega_r = \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \phi} - \frac{\partial V_\phi}{\partial z}, \quad (8)$$

поэтому наличие вертикального градиента радиальной компоненты скорости приводит к неоднородному распределению азимутальной компоненты завихренности (8). Конвективная струя, всплывая,

деформирует горизонтальные вихревые линии, вытягивая их в направлении движения, формируя при этом вихревой диполь (Рис. 3).

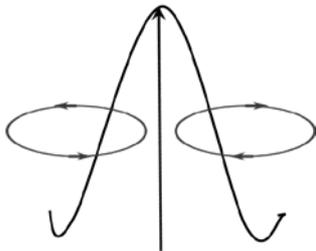


Рис. 3. Схематичное изображение механизма формирования вертикальной завихренности всплывающими конвективными струями

Для исследования процессов образования и переноса завихренности в слое жидкости необходимо знать мгновенное векторное распределение скорости в объеме. Реализовать измерение мгновенного распределения всех трех компонент скорости в эксперименте затруднительно. В настоящее время существуют перспективные методы для восстановления распределения скоростей в объеме, такие как ТомоPIV [23, 24]. Стоимость этих измерительных систем достаточно высока, поэтому исследователи зачастую прибегают к численным экспериментам.

Основная часть представляемых здесь исследований проводилась при помощи математической модели, реализованной в пакете Fluent. Для верификации численных результатов на рисунке 2 показаны вертикальные профили радиальной компоненты скорости

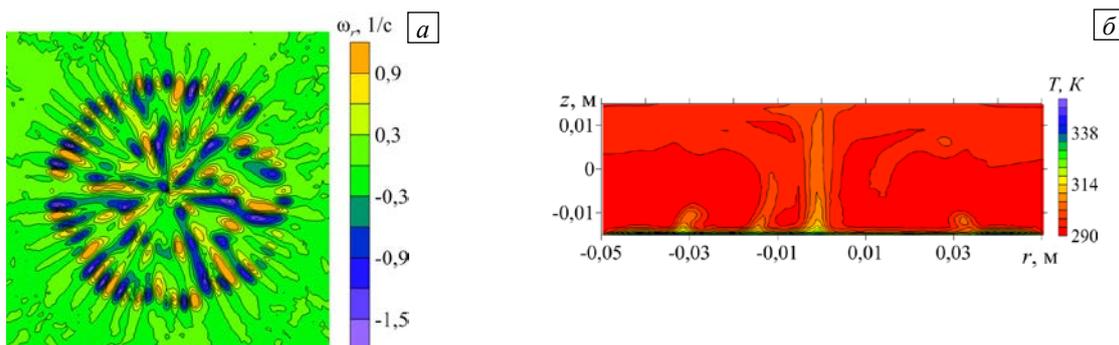


Рис. 4. Поле радиальной компоненты завихренности на высоте $z = 3$ мм (а), всплывающие конвективные струи в центральном вертикальном сечении (б); $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

при $r = 40$ мм, полученные в эксперименте. Хорошее количественное согласие этих результатов позволяет говорить о том, что расчет адекватно описывает структуру и характеристики основного течения. В пограничном слое основного потока формируются вторичные течения в виде горизонтальных валов (Рис. 4, *a*) и всплывающих конвективных струй (Рис. 4, *б*), являющиеся основным источником пульсаций поля скорости.

Для того чтобы оценить, насколько точно расчетные данные описывают пульсационную составляющую поля скорости потока, построены поля пульсаций скорости в расчетной области и в той области, где были проведены экспериментальные измерения (Рис. 5). Надо отметить, что результаты измерений хорошо

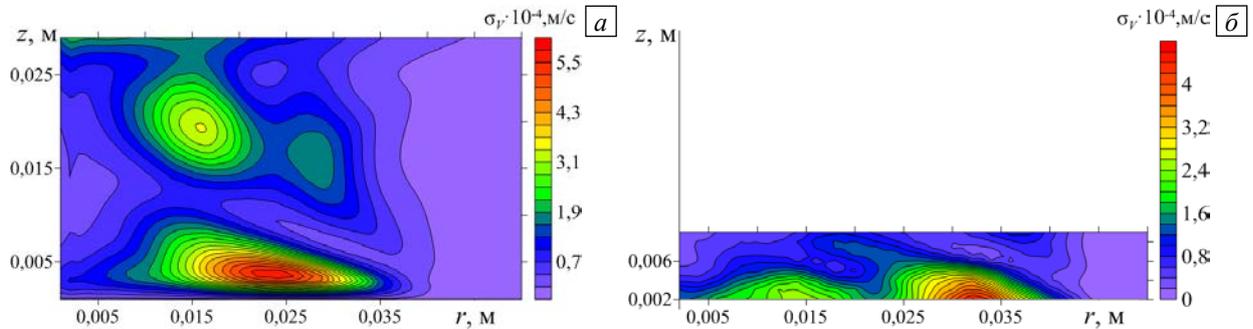


Рис. 5. Средняя энергия пульсаций радиальной скорости: расчет (*a*), эксперимент (*б*); $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

согласуются с экспериментальными данными работы [7], в которой при помощи измерений температуры показывается, что отрыв конвективных струй происходит на определенном расстоянии от края нагревателя. Максимум энергии пульсаций скорости в расчете несколько смещен к центру, а максимальные вычисленные значения энергии пульсаций превышают экспериментальные. Профиль средней энергии пульсации при $r = 32$ мм показан на рисунке 6. В целом можно отметить, что расчетные данные адекватно отражают динамику основного течения и формирование вторичных структур.

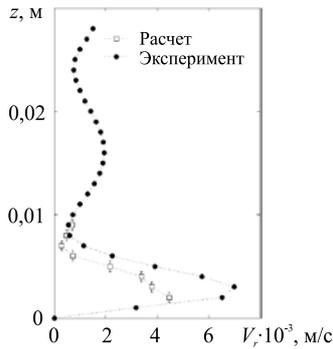


Рис. 6. Профиль средней энергии пульсаций радиальной скорости при $r = 24$ мм (численный расчет) и $r = 32$ мм (эксперимент) для $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

Заслуживает внимания описание структуры полей завихренности в рассматриваемой системе. Распределение завихренности носит достаточно сложный характер, что в немалой степени обусловлено наличием нестационарных вторичных течений. Поэтому для анализа полей завихренности целесообразно отдельно рассмотреть различные компоненты вектора завихренности в цилиндрической системе координат (радиальную, азимутальную и вертикальную). На рисунке 4, *a*, показано осредненное по времени поле радиальной компоненты завихренности ω_r на высоте $z = 3$ мм. Хорошо видно, что ω_r появляется вследствие формирования радиально ориентированных конвективных валов (соседние валы вращаются в противоположных направлениях, поэтому при переходе от одного вала к другому меняется знак завихренности). На поле завихренности хорошо видна структура вторичных течений в виде радиальных валов, в то время как при анализе поля различных компонент скорости

понять, какова структура течения, значительно сложнее. На рисунке 7 приведен пример мгновенных полей всех компонент скорости для $z = 3$ мм.

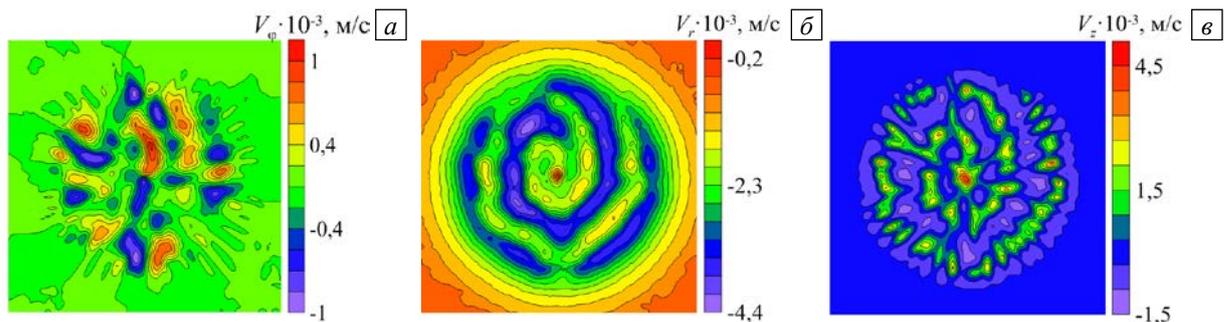


Рис. 7. Поля азимутальной (*a*), радиальной (*б*) и вертикальной (*в*) компонент скорости; $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

На рисунке 8 представлены мгновенное и осредненное по времени поля азимутальной компоненты завихренности. На мгновенном поле хорошо видна спиралевидная структура, которая основным течением сносится к центру. На среднем поле эта структура не видна, и распределение завихренности определяется сдвигом основного радиального течения, а знак завихренности — вертикальным градиентом радиальной компоненты скорости. Как видно, завихренность в рассматриваемой системе — знакопеременная величина, поэтому для выделения области формирования завихренности построены средние поля модуля завихренности (8) (Рис. 9, 10).

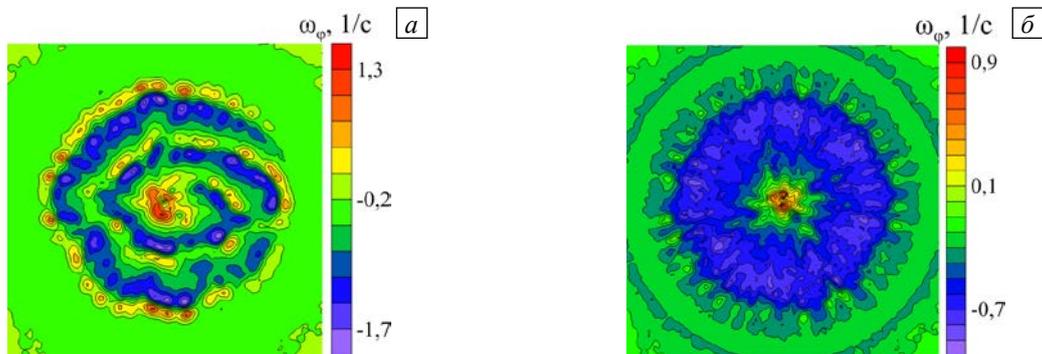


Рис. 8. Мгновенное (а) и среднее (б) поля азимутальной компоненты завихренности для $z = 3$ мм при $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

На рисунке 9 показаны поля осредненных по азимутальной координате модулей азимутальной и радиальной компонент завихренности. Формирование азимутальной компоненты завихренности ω_ϕ в нижнем пограничном слое происходит за счет поперечных валов, сносимых к центру основным течением, а также благодаря большому вертикальному градиенту радиальной скорости. Выраженные максимумы ω_ϕ в областях выше пограничного слоя обусловлены наличием интенсивных подъемных струй, которые характеризуются значительными градиентами вертикальной компоненты скорости в радиальном направлении и увлекают за собой окружающую жидкость. Максимум ω_r расположен в пограничном слое там, где сформировались радиальные конвективные валы.

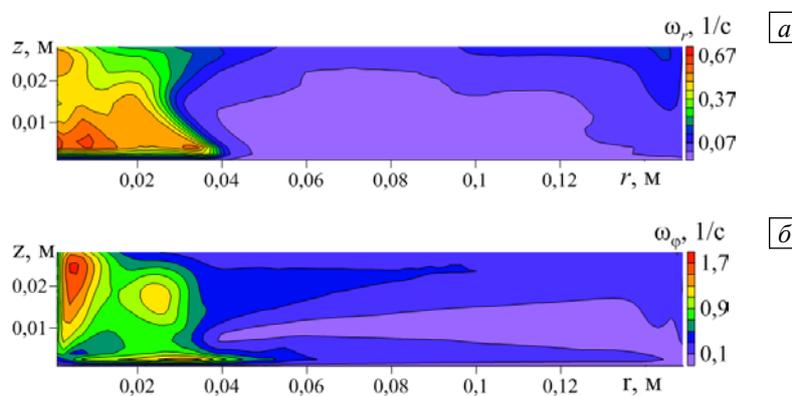


Рис. 9. Осредненные по азимутальной координате поля модулей азимутальной компоненты завихренности (а) и радиальной компоненты завихренности (б) в вертикальном сечении ($Gr_f = 4 \cdot 10^5$)

На рисунке 10 представлены мгновенные и осредненные поля вертикальной компоненты завихренности ω_z . Видно, что величина ω_z заметно ниже значений горизонтальных компонент завихренности. Источники ее генерации также находятся в местах образования и всплывания вторичных структур.

Далее в таблице приведены значения средних по времени и пространству величин компонент завихренности $\langle \omega \rangle$ и вкладов спиральности $\langle H \rangle$ и их среднеквадратичных отклонений σ_ω и σ_H . Следует отметить, что пульсации всех компонент завихренности сосредоточены в области формирования конвективных валов и всплывающих струй. Это хорошо видно на распределении средней энергии пульсаций завихренности (Рис. 11). Поэтому осреднение было проведено в двух областях: по всему объему и в области над нагревателем.

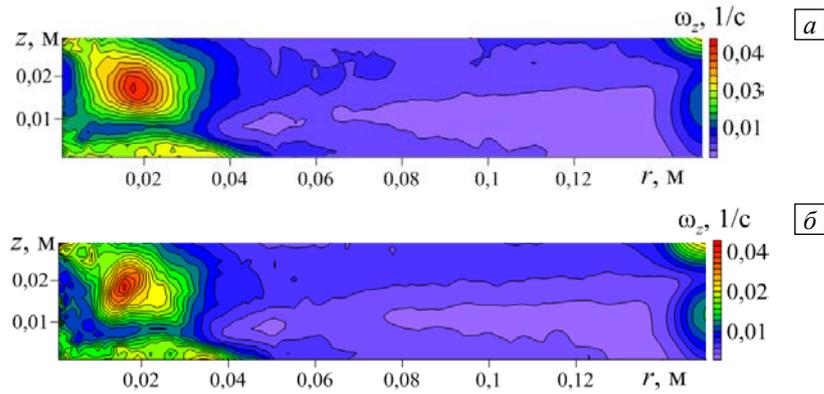


Рис. 10. Осредненные по азимутальной координате поля модуля мгновенной (а) и средней (б) вертикальной завихренности; $Gr_f = 4 \cdot 10^5$

Таблица. Характеристики завихренности и спиральности

Компоненты завихренности, 1/с	$\langle \omega \rangle_{volume}$	σ_ω	$\langle \omega \rangle_{heater}$	σ_ω
ω_r	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,03	$6,9 \cdot 10^{-5}$	0,19
ω_ϕ	0,07	0,04	0,21	0,18
ω_z	$-5,2 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$8,6 \cdot 10^{-3}$
Вклады спиральности, м/с ²	$\langle H \rangle_{volume}$	σ_H	$\langle H \rangle_{heater}$	σ_H
H_r	$5,9 \cdot 10^{-8}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$-3,6 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$
H_ϕ	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$-8,3 \cdot 10^{-8}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$
H_z	$5,2 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$-6,6 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$

Из таблицы хорошо видно, что значения средних величин малы по сравнению со значениями пульсаций. Таким образом, нестационарные когерентные структуры в виде горизонтальных валов и конвективных струй создают локальные пульсации завихренности, но не дают заметного вклада в средние значения. Возвращаясь к вопросу о возможности формирования течения с ненулевой спиральностью, следует рассмотреть средние и пульсационные части спиральности во всем объеме и в области над нагревателем (см. Табл.). Средние значения спиральности малы, более того, они существенно меньше значений среднеквадратичных отклонений. Сравнивая результаты данной работы и работы [18], можно предположить, что только крупномасштабное течение определенной структуры может привести к ненулевой спиральности в потоке.

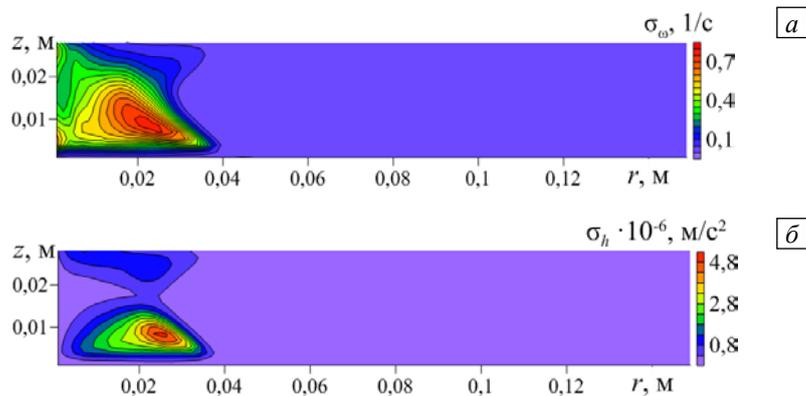


Рис. 11. Осредненные по азимутальной координате среднеквадратичные отклонения завихренности (а) и спиральности (б)

5. Заключение

В работе проведен анализ распределений завихренности и спиральности в гидродинамической системе, в которой помимо основного крупномасштабного потока существуют развитые вторичные течения. Исследовано формирование вертикальной завихренности в результате взаимодействия адвективного течения и локализованных конвективных струй.

Показано, что радиальная завихренность возникает вследствие образования радиально ориентированных конвективных валов. Распределение азимутальной компоненты завихренности носит более сложный характер. Имеется ее переменная составляющая, обусловленная поперечными валами, которые основным течением сносятся к центру. На среднем поле эти структуры не видны, и распределение завихренности определяется сдвигом основного радиального течения, а знак завихренности — вертикальным градиентом радиальной компоненты скорости. Вертикальная компонента завихренности имеет значения, заметно меньшие значений горизонтальных компонент. Источники генерации вертикальной завихренности также находятся в местах образования и всплытия вторичных структур.

Предположение о том, что в рассматриваемой системе возможно существенное преобразование горизонтальных компонент завихренности в вертикальную компоненту завихренности при взаимодействии локальных подъемных струй и основного адвективного потока, не подтвердилось. Характерные значения вертикальной компоненты завихренности заметно ниже значений горизонтальных компонент. Вклад в спиральность произведения вертикальных компонент скорости и завихренности также мал.

Крупномасштабное вихревое движение в центральной области кюветы не наблюдалось. Таким образом, несмотря на качественное подобие рассматриваемой в данной работе системы и конвективных течений, исследуемых в [8, 9], по всей видимости, имеются важные отличия, которые и приводят к разным результатам.

В дальнейшем предполагается исследование структуры полей спиральности и завихренности при взаимодействии сдвигового течения с вертикальными струями, а также изучение формирования и эволюции вихревых структур в пограничном слое адвективного течения при наличии силы Кориолиса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Пермского края (проекты № 11-01-96000-р_Урал_а, 11-01-96031р_Урал_а, проект Международных исследовательских групп), а также Программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 12-Т-1-1008).

Литература

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Об устойчивости плоскопараллельного конвективного движения относительно пространственных возмущений // ПММ. – 1969. – Т. 33, № 5. – С. 855-860.
2. Sukhanovsky A., Batalov V., Teymurazov A., Frick P. Horizontal rolls in convective flow above a partially heated surface // Eur. Phys. J. B. – 2012. – V. 85, N. 1. – P. 1-12. DOI
3. Montgomery M.T., Nicholls M.E., Cram T.A., Saunders A.B. A vortical hot tower route to tropical cyclogenesis // J. Atmos. Sci. – 2006. – V. 63. – P. 355-386. DOI
4. Богатырев Г.П. Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51, № 11. – С. 557-559.
5. Богатырев Г.П., Попова Э.В. Исследование поля скорости в лабораторной модели тропического циклона // Вестник ПГУ. Физика. – 1994. – № 2. – С. 141-150.
6. Богатырев Г.П., Смородин Б.Л. Физическая модель вращения тропического циклона // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 63, № 1. – С. 25-28.
7. Богатырев Г.П. Лабораторная модель тропического циклона. – Пермь: Издатель Богатырев П.Г., 2009. – 96 с.
8. Navarro M.C., Herrero H. Vortex generation by a convective instability in a cylindrical annulus non-homogeneously heated // Physica D. – 2011. – V. 240, N. 14-15. – P. 1181-1188. DOI
9. Navarro M.C., Herrero H. Vortices in a cylindrical annulus nonhomogeneously heated: Effect of localized heating on their stability and intensity // Phys. Rev. E. – 2011. – V. 84, N. 3. – 037301. DOI
10. Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 85, № 6. – С. 1979-1987.
11. Березин Ю.А., Жуков В.П. О влиянии вращения на конвективную устойчивость крупномасштабных возмущений в турбулентной жидкости // МЖГ. – 1989. – № 4. – С. 3-9.
12. Степанов Р.А., Фрик П.Г., Шестаков А.В. О спектральных свойствах спиральной турбулентности // МЖГ. – 2009. – № 5. – С. 33-44.
13. Шестаков А.В., Степанов Р.А., Фрик П.Г. Влияние вращения на каскадные процессы в спиральной турбулентности // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2012. – Т. 5, № 2. – С. 193-198. DOI
14. Левина Г.В., Монтгомери М.Т. О первом исследовании спиральной природы тропического циклогенеза // ДАН. – 2010. – Т. 434, № 3. – С. 401-406.
15. Levina G.V., Montgomery M.T. Helical scenario of tropical cyclone genesis and intensification // J. Phys.: Conf. Ser. – 2011. – V. 318. – 072012. DOI
16. Levina G.V. Helical organization of tropical cyclones // Preprint NI13001-TOD. – Isaac Newton Institute for Mathematical Sciences. – UK, Cambridge, 2013. – 47 p. (URL: <http://www.newton.ac.uk/preprints/NI13001.pdf>).
17. Eidelman A., Elperin T., Gluzman I., Golbraikh E. Helicity of turbulent flow with coherent structures in Rayleigh-Bénard convective cell // Abstracts of European Turbulence Conference 14, Lyon, France, 1-4 September, 2013.
18. Batalov V., Sukhanovsky A., Frick P. Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer // Geophys. Astro. Fluid. – 2010. – V. 104, N. 4. – P. 349-368. DOI
19. Raffel M., Willert C., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. – Berlin: Springer, 1998. – 253 p.
20. Сухановский А.Н. Формирование дифференциального вращения в цилиндрическом слое жидкости // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2010. – Т. 3, № 2. – С. 103-115. DOI

21. Sukhanovsky A.N. Formation of differential rotation in a cylindrical fluid layer // *Fluid Dyn.* – 2011. – V. 46, N. 1. – P. 158-168. DOI
22. Большухин М.А., Васильев А.Ю., Будников А.В. и др. Об экспериментальных тестах (бенчмарках) для программных пакетов, обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике // *Вычисл. мех. сплош. сред.* – 2012. – Т. 5, № 4. – С. 469-480. DOI
23. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // *Experiments in Fluids.* – 2006. – V. 41, N. 6. – P. 933-947. DOI
24. Bilsky A.V., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 2013. – V. 24, N. 4. – 045301. DOI

References

1. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. Ob ustoichivosti ploskoparallel'nogo konvektivnogo dvizhenia otositel'no prostranstvennykh vozmushchenii // *PMM.* – 1969. – Т. 33, N. 5. – S. 855-860.
2. Sukhanovsky A., Batalov V., Teymurazov A., Frick P. Horizontal rolls in convective flow above a partially heated surface // *Eur. Phys. J. B.* – 2012. – V. 85, N. 1. – P. 1-12. DOI
3. Montgomery M.T., Nicholls M.E., Cram T.A., Saunders A.B. A vortical hot tower route to tropical cyclogenesis // *J. Atmos. Sci.* – 2006. – V. 63. – P. 355-386. DOI
4. Bogatyrev G.P. Vozbuzhdenie tsiklonicheskogo vikhria ili laboratornaia model' tropicheskogo tsyklona // *Pis'ma v ZhETF.* – 1990. – Т. 51, N. 11. – S. 557-559.
5. Bogatyrev G.P., Popova E.V. Issledovanie polia skorosti v laboratornoi modeli tropicheskogo tsyklona // *Vestnik PGU. Fizika.* – 1994. – N. 2. – S. 141-150.
6. Bogatyrev G.P., Smorodin B.L. Fizicheskaia model' vrashcheniia tropicheskogo tsyklona // *Pis'ma v ZhETF.* – 1996. – Т. 63, N. 1. – S. 25-28.
7. Bogatyrev G.P. Laboratornaia model' tropicheskogo tsyklona. – Perm': Izdatel' Bogatyrev P.G., 2009. – 96 s.
8. Navarro M.C., Herrero H. Vortex generation by a convective instability in a cylindrical annulus non-homogeneously heated // *Physica D.* – 2011. – V. 240, N. 14-15. – P. 1181-1188. DOI
9. Navarro M.C., Herrero H. Vortices in a cylindrical annulus nonhomogeneously heated: Effect of localized heating on their stability and intensity // *Phys. Rev. E.* – 2011. – V. 84, N. 3. – 037301. DOI
10. Moiseev S.S., Sagdeev R.Z., Tur A.V. i dr. Teoriia vozniknoveniia krupnomasshtabnykh struktur v gidrodinamicheskoi turbulentnosti // *ZhETF.* – 1983. – Т. 85, N. 6. – S. 1979-1987.
11. Berezin Iu.A., Zhukov V.P. O vliianii vrashcheniia na konvektivnuiu ustoichivost' krupnomasshtabnykh vozmushchenii v turbulentnoi zhidkosti // *MZhG.* – 1989. – N. 4. – S. 3-9.
12. Stepanov R.A., Frik P.G., Shestakov A.V. O spektral'nykh svoistvakh spiral'noi turbulentnosti // *MZhG.* – 2009. – N. 5. – S. 33-44.
13. Shestakov A.V., Stepanov R.A., Frik P.G. Vliianie vrashcheniia na kaskadnye protsessy v spiral'noi turbulentnosti // *Vychisl. mekh. splosh. sred.* – 2012. – Т. 5, N. 2. – С. 193-198. DOI
14. Levina G.V., Montgomeri M.T. O pervom issledovanii spiral'noi prirody tropicheskogo tsiklogeneza // *DAN.* – 2010. – Т. 434, N. 3. – S. 401-406.
15. Levina G.V., Montgomery M.T. Helical scenario of tropical cyclone genesis and intensification // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2011. – V. 318. – 072012. DOI
16. Levina G.V. Helical organization of tropical cyclones // Preprint NI13001-TOD. – Isaac Newton Institute for Mathematical Sciences. – UK, Cambridge, 2013. – 47 p. (URL: <http://www.newton.ac.uk/preprints/NI13001.pdf>).
17. Eidelman A., Elperin T., Gluzman I., Golbraikh E. Helicity of turbulent flow with coherent structures in Rayleigh-Bénard convective cell // Abstracts of European Turbulence Conference 14, Lyon, France, 1-4 September, 2013.
18. Batalov V., Sukhanovsky A., Frick P. Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer // *Geophys. Astro. Fluid.* – 2010. – V. 104, N. 4. – P. 349-368. DOI
19. Raffel M., Willert C., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. – Berlin: Springer, 1998. – 253 p.
20. Sukhanovskii A.N. Formirovanie differentsial'nogo vrashcheniia v tsilindricheskom sloe zhidkosti // *Vychisl. mekh. splosh. sred.* – 2010. – Т. 3, N. 2. – S. 103-115. DOI
21. Sukhanovsky A.N. Formation of differential rotation in a cylindrical fluid layer // *Fluid Dyn.* – 2011. – V. 46, N. 1. – P. 158-168. DOI
22. Bol'shukhin M.A., Vasil'ev A.Iu., Budnikov A.V. i dr. Ob eksperimental'nykh testakh (benchmarkakh) dlia programmnykh paketov, obespechivaiushchikh raschet teploobmennikov v atomnoi energetike // *Vychisl. mekh. splosh. sred.* – 2012. – Т. 5, N. 4. – С. 469-480. DOI
23. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // *Experiments in Fluids.* – 2006. – V. 41, N. 6. – P. 933-947. DOI
24. Bilsky A.V., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 2013. – V. 24, N. 4. – 045301. DOI

Поступила в редакцию 30.09.13; опубликована в электронном виде 27.12.13

Сведения об авторах

Евграфова Анна Валерьевна, инж.-иссл., асп., Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614013, Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; E-mail: eav@icmm.ru

Левина Галина Владимировна, снс, Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), 117997, Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32; E-mail: levina@icmm.ru

Сухановский Андрей Николаевич, кфмн., снс, ИМСС УрО РАН; E-mail: san@icmm.ru