

УДК 532.517.3:536.25

ФОРМИРОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

А.Н. Сухановский

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

Проведено численное исследование дифференциального вращения, формирующегося вследствие локализованного нагрева во вращающемся цилиндрическом слое. В ходе проведения расчетов изменялись геометрические размеры (высота и радиус слоя, площадь области нагрева), коэффициент кинематической вязкости, поток тепла и угловая скорость вращения цилиндра. Получены интегральные характеристики дифференциального вращения. Исследована зависимость относительного углового момента слоя от различных параметров.

Ключевые слова: вращающийся слой, конвекция, дифференциальное вращение, момент импульса, программный комплекс ANSYS CFX

FORMATION OF DIFFERENTIAL ROTATION IN A CYLINDRICAL FLUID LAYER

A.N. Sukhanovsky

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

The formation of differential rotation observed in a rotating cylindrical layer heated locally is considered. Simulations have been done for different values of control parameters such as the geometry of a model (layer height, radius and heating area), the kinematic viscosity, the heat flux and the angular velocity of a cylinder. The integral characteristics of differential rotation are presented. The dependence of the relative angular momentum of the layer on different parameters has been studied.

Key words: rotating layer, convection, differential rotation, angular momentum, software ANSYS CFX

1. Введение

Дифференциальное вращение (ДВ) является частью глобальной атмосферной циркуляции и оказывает существенное влияние на формирование климата [1]. Это определяет большой интерес к лабораторному и численному изучению ДВ во вращающихся сферических или цилиндрических слоях жидкости [2, 3]. Основная причина возникновения крупномасштабных атмосферных течений — это наличие горизонтальных градиентов температуры вследствие неоднородного нагрева поверхности Земли солнечным излучением. Конвективная природа крупномасштабных атмосферных течений позволяет исследовать различные особенности формирования подобных течений в лабораторных условиях [4]. Первые эксперименты были направлены на моделирование ячейки Хэдли в цилиндрическом слое, нагреваемом на периферии и охлаждаемом в центре [5–7]. Следующим шагом стало лабораторное исследование волновых режимов в ячейке Хэдли [8]. Циркуляция Хэдли в плоском слое жидкости с наложенным радиальным градиентом температуры на дне и устойчивой вертикальной стратификацией экспериментально изучалась в [9].

Интерес к изучению ДВ в ячейке Хэдли при наличии вращения существенно возрос после обнаружения суперротации — быстрого экваториального течения в атмосфере Венеры [10], имеющего скорость, примерно в 60 раз превосходящую линейную скорость поверхности. Проблема суперротации оказалась напрямую связанной с процессами диффузии и переноса углового момента в атмосферах планет. В работе [11] было сделано предположение о том, что суперротация на Венере обусловлена переносом углового момента меридиональной циркуляцией и горизонтальной диффузией. Ряд механизмов, которые могут вносить существенный вклад в сильное дифференциальное вращение, предложены в [12, 13]. Зональные течения в конвективном быстро вращающемся сферическом слое численно и экспериментально изучались в [14]. Подробные обзоры различных осесимметричных и неосесимметричных моделей планетарных атмосфер можно найти в [15–17]. Экспериментальная попытка оценить количественно перенос углового момента во вращающемся слое жидкости при наличии циркуляции Хэдли реализована в [18], однако интегральные характеристики, такие как суммарный угловой момент, там не рассматривались. Численное моделирование в постановке, близкой к использованной этой работе, для различных граничных условий проведено в [1], где показано, что результаты вычислений хорошо согласуются с данными эксперимента из работы [6]. В работе [19] было проведено численное исследование конвективного течения в сферическом слое (рассмотренного в [1] для случая плоского слоя). Изменение углового момента и суперротация в случае осесимметричной циркуляции в конвективном вращающемся цилиндрическом слое численно исследовались в [20], где показано, что диффузия углового момента вследствие молекулярной вязкости является чрезвычайно важной для формирования суперротационного течения. Для граничных условий, таких же, как и в эксперименте [8], твердая боковая стенка цилиндра обеспечивала сток углового момента и ограничивала величину суперротации. В случае, когда на боковой стенке ставилось условие проскальзывания, эти ограничения снимались, и в результате наблюдалось течение с большим значением суперротации. В настоящее время значительное количество работ направлено на численное и лабораторное изучение переноса углового момента в неосесимметричных режимах, где существенную роль играют нестационарные волновые движения [21]. Эти исследования ставят основной целью построение теории, объясняющей формирование интенсивных зональных течений на планетах–гигантах. Однако, как показала работа [22], и в более простой, осесимметричной, постановке задача формирования ДВ в плоском слое вязкой жидкости не является завершенной. Данная работа призвана помочь в решении этой проблемы.

2. Постановка задачи и метод решения

Первые количественные измерения интегральных характеристик ДВ в лабораторном эксперименте проведены автором совместно с коллегами [22] при исследовании эволюции крупномасштабного азимутального течения во вращающемся цилиндрическом слое жидкости при наличии меридиональной циркуляции (радиус модели составлял 150 мм, толщина слоя — 30 мм). Были рассмотрены два случая — циркуляция, подобная ячейке Хэдли, создаваемая нагревом на периферии, и обратная ей, образующаяся за счет нагрева в центре. Смена режимов течения характеризовалась числом Грасгофа, определяемым через поток тепла.

Формирование ДВ, изменение и перераспределение интегрального углового момента при наличии меридионального течения в случае свободной верхней границы происходит за счет эффективного крутящего момента на дне и боковой стенке цилиндра (крутящим моментом на свободной границе в силу его малости можно пренебречь). Нагрев на периферии создает меридиональное течение, подобное ячейке Хэдли (Рис. 1).

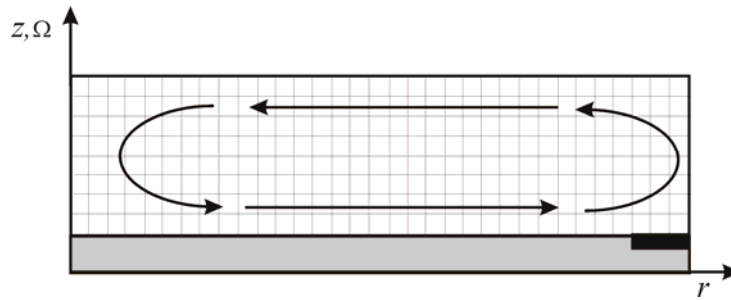


Рис. 1. Схематичное изображение расчетной области и меридиональной циркуляции

Воздействие сил Кориолиса на меридиональное течение приводит к появлению циклонического (опережающего вращение дна) течения в верхней части слоя и антициклонического (отстающего от дна) течения в нижней части слоя вблизи дна. В области, занимаемой антициклоническим течением, вязкие силы приводят к появлению эффективного крутящего момента, который вносит дополнительный угловой момент в слой жидкости, а меридиональное течение переносит его в верхнюю часть слоя. Сток углового момента происходит в области дна, занимаемой циклоническим течением. Это хорошо согласуется с результатами численного моделирования [1, 20]. Однако между работами [22] и [20] есть ряд существенных отличий.

В [20] объектом исследования был слой жидкости между двумя цилиндрами с заданным перепадом температуры на стенках цилиндров и отношением высоты слоя к его толщине (аспектным отношением) $\varepsilon \geq 1$. В качестве рабочей жидкости использовалась вода. Все рассмотренные режимы соответствовали малым числам Экмана ($E \ll 1$), поэтому теория в [20] основывалась на предположении, что вязкие взаимодействия происходят, главным образом, в тонком экмановском пограничном слое. В центральной части слоя жидкости вязкость не учитывалась. Далее применялся анализ взаимодействий в пограничном слое, подробно описанный в работе [4]. Сравнение с экспериментом [4] показало, что построенная в [20] теория хорошо работает при малых числах Экмана ($E \ll 1$) и описывает формирование ДВ с помощью безразмерного параметра Q , который, в свою очередь, определяется через аспектное отношение ε , число Экмана E и число Рэлея Ra :

$$E = \frac{\nu}{2\Omega h^2}, \quad Ra = \frac{g\beta l^3 \Delta T}{\chi \nu}, \quad Q = Ra^{-1/2} E^{-1} \varepsilon^{-3/2}, \quad (1)$$

где Ω — угловая скорость вращения модели, h — высота слоя, ν — коэффициент кинематической вязкости, g — ускорение свободного падения, β — коэффициент объемного расширения, χ — коэффициент температуропроводности, l — характерный горизонтальный размер, ΔT — горизонтальный перепад температуры. Параметр Q описывает отношение между толщинами температурного пограничного слоя и экмановского вязкого пограничного слоя. Для количественной характеристики суперротации в [20] была введена так называемая глобальная суперротация — $S = (L - L_s)/L_s$, где L — интегральный угловой момент слоя жидкости, а L_s — интегральный угловой момент слоя жидкости при вращении его как твердого тела. Интегральный угловой момент находился по формуле:

$$L = \rho \int_0^h dz \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} r V_\phi(z, r, \phi) d\phi, \quad (2)$$

где ρ — плотность жидкости, R — радиус внешнего цилиндра. При малых значениях Q (медленное вращение, $Q < 0,01$) показатель глобальной суперротации имел постоянное значение ($S \approx 0,3$), затем с ростом Q (умеренное вращение, $Q \sim 0,1$) величина S достигала максимума. Дальнейший рост параметра Q приводил к резкому уменьшению глобальной суперротации.

В отличие от [20], в [22] рассматривался плоский слой значительно более вязкой, чем вода, жидкости, а именно трансформаторного масла, с аспектным отношением $\varepsilon = 0,2$ ($\varepsilon = h/R$, где R — радиус цилиндрической модели). Попытка и здесь использовать параметр Q как определяющий показала, что он очень слабо меняется для различных режимов течения. Во всех экспериментальных режимах [22] значение Q было близко к 0,007. Поэтому в качестве основного безразмерного критерия, характеризующего изменение экспериментальных режимов, в [22] было выбрано потоковое число Грассгофа Gr_f , определяемое через толщину слоя h и поток тепла $q = P/S_H$ (P — мощность нагрева, S_H — площадь области нагрева):

$$Gr_f = \frac{g\beta h^4 q}{c\rho\chi\nu^2}, \quad (3)$$

где c — теплоемкость жидкости. Рост числа Gr_f приводил к существенному изменению параметра S (S достигало значения 0,4). Независимость параметра Q от Gr_f легко объяснить, если переписать выражение для него в следующем виде:

$$Q = 2\Omega \left(\frac{h}{g\beta\Delta T} \cdot \frac{1}{Pr} \right)^{1/2}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}. \quad (4)$$

Все параметры в эксперименте, за исключением числа Прандтля Pr и ΔT , считались постоянными. Рост Gr_f сопровождался увеличением ΔT , но при этом росла также и средняя температура жидкости T , что, в свою очередь, приводило к уменьшению Pr вследствие сильной температурной зависимости вязкости масла. В результате оказалось, что выражение $(Pr\Delta T)^{-1/2}$ и параметр Q очень слабо зависят от Gr_f . Сильная зависимость глобальной суперротации S от Gr_f при близких значениях Q показала, что в слое с малым значением ε и для интервала чисел Экмана ($0,03 < E < 0,12$) приближение, разработанное в [4, 20], не позволяет адекватно описать формирование дифференциального вращения.

Цель данной работы — численное исследование формирования дифференциального вращения в постановке, приближенной к эксперименту [22]. В [22] было показано, что размерные параметры задачи существенно влияют на интегральные характеристики ДВ, однако детальное изучение влияния размерных параметров в эксперименте требует очень больших временных и материальных затрат. В отличие от эксперимента, численный подход позволяет варьировать в широком интервале ряд важных параметров задачи, таких как кинематическая вязкость жидкости, угловая скорость вращения, геометрические размеры модели, мощность нагрева, существенно влияющих на ДВ, и, возможно, поможет в понимании механизмов ДВ.

Итак, рассматривается вращающийся цилиндр, заполненный жидкостью. Полагается, что на верхней границе выполняется условие проскальзывания, на боковой стенке и на дне — условие прилипания (схематично исследуемая модель и циркуляция

жидкости представлены на рисунке 1). На периферии дна цилиндр нагревается за счет постоянного потока тепла; область нагрева показана на схеме черным прямоугольником. Отвод тепла осуществляется через свободную верхнюю границу, на которой, кроме проскальзывания, также задается постоянный поток тепла (отрицательный). Количество вводимого в слой тепла задается равным количеству тепла, отводимому с верхней границы.

Исследуемая задача решается в осесимметричной постановке (не учитывается зависимость от азимутальной координаты ϕ), течение жидкости предполагается ламинарным и описывается системой управляющих уравнений в размерной формулировке, включающей:

– уравнение сохранения полной энергии

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho UI) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (U \cdot \tau) + U \cdot (S_{M,rot} + S_{M,buoy}) + S_E; \quad (5)$$

– уравнение количества движения в приближении Буссинеска

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = \nabla p + \nabla \cdot \tau + S_{M,rot} + S_{M,buoy}; \quad (6)$$

– уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0; \quad (7)$$

– граничные условия.

Полагается, что на вращающихся боковых стенках и дне выполняется условие прилипания

$$U_{wall} = \omega R, \quad (8)$$

на верхней границе — условие проскальзывания

$$U_{n,Wall} = 0, \quad \tau_w = 0. \quad (9)$$

На верхней границе и в области нагрева также задаются потоки тепла

$$q_{surf} = q_1, \quad q_{heat} = q_2. \quad (10)$$

В уравнениях (5–10) используются обозначения: $I = h + U^2 / 2 - \omega^2 r^2$ — полная энтальпия при наличии вращения; ω — угловая скорость вращения жидкости; r — радиус-вектор; λ — коэффициент теплопроводности; ρ — плотность жидкости; p — давление; U — вектор скорости; T — температура; τ — тензор вязких напряжений; $S_{M,rot} = -2\rho\omega \times U - \rho\omega \times (\omega \times r)$ — член, учитывающий силу Кориолиса и центробежную силу; $S_{M,buoy} = \rho_{ref} \beta (T - T_{ref}) g$ — источник импульса, образованный силами плавучести; β — коэффициент объемного расширения; ρ_{ref}, T_{ref} — заданные значения плотности и температуры; g — вектор гравитационного ускорения; S_E — источник энергии.

Для численной реализации задачи в описанной постановке использовался конечно-элементный программный комплекс ANSYS CFX. Принятые допущения об осевой симметрии задачи и ламинарном характере течения позволили значительно сократить количество расчетных узлов и время вычислений. Пространственное разрешение в расчетах составляло 1 мм (за исключением слоя толщиной 1 см, в котором разрешение по координате Z равнялось 0,5 мм). Тестирование показало, что дальнейшее сгущение расчетной сетки не влияет на результаты. Количество расчетных узлов варьировалось в зависимости от геометрии модели: по вертикали число узлов менялось от 20 до 90, по горизонтали — от 100 до 600. В ходе проведения расчетов изменялись геометрические размеры (высота и радиус слоя, площадь области нагрева), коэффициент кинематической вязкости, поток тепла и угловая скорость вращения цилиндра.

3. Результаты

В случае слабого нагрева на периферии ($P = 10$ Вт) прямая меридиональная ячейка занимает весь слой, обеспечивая радиальное течение, направленное к периферии в нижнем слое и к центру — в верхнем слое (Рис. 2, *а*). С ростом мощности нагрева циркуляция в ячейке усиливается, и ячейка сдвигается к боковой стенке (Рис. 2, *б*). Функция тока меридионального поля скорости, показанная на рисунке, определяется соотношением: $\partial_z \psi = -rV_r$, $\partial_r \psi = rV_z$, где V_r и V_z — радиальная и вертикальная компоненты вектора скорости. Действие силы Кориолиса на радиальное движение приводит к появлению циклонического (опережающего движение дна) течения в верхнем слое и антициклонического течения вблизи дна.

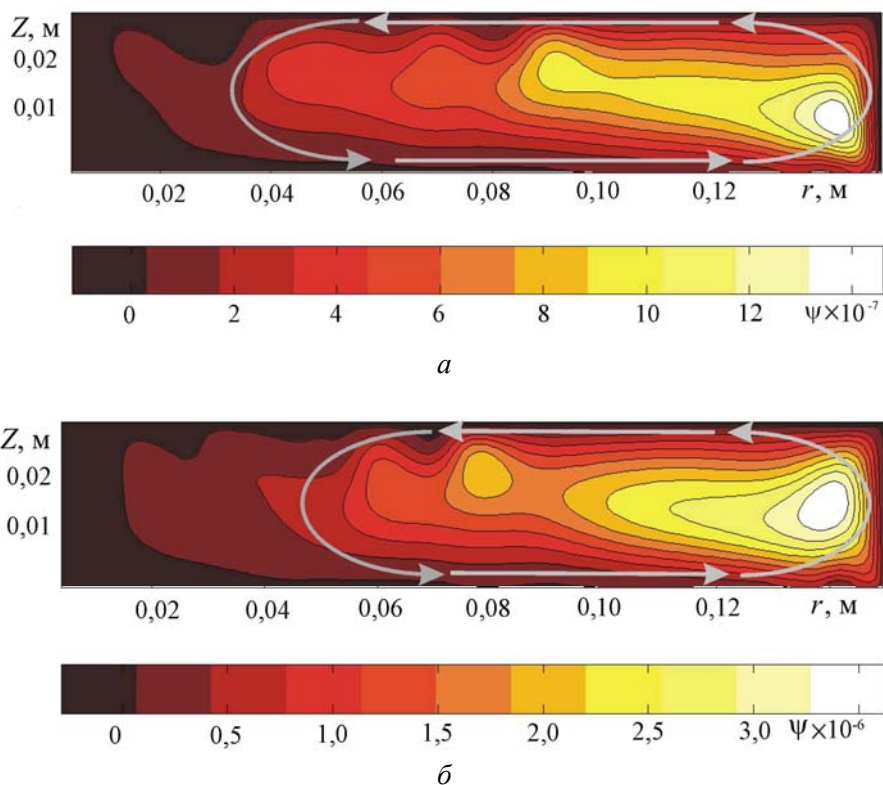


Рис. 2. Изолинии функции тока при $P = 10$ Вт (*а*) и $P = 70$ Вт (*б*)

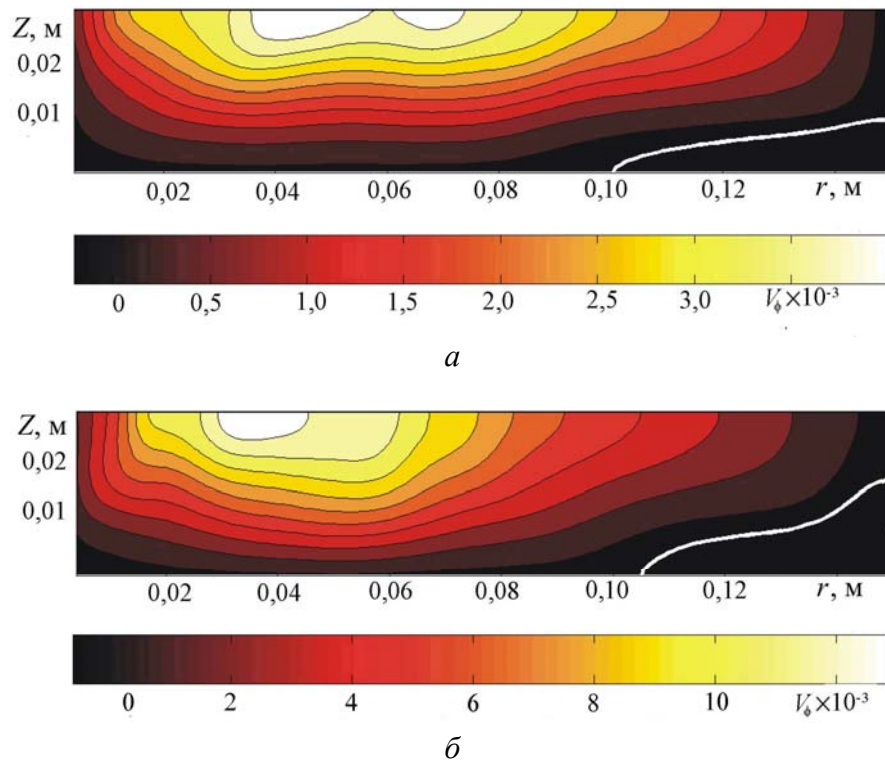


Рис. 3. Азимутальное поле средней скорости (м/с) при $P = 10$ Вт (а) и $P = 70$ Вт (б) (белая изолиния скорости показывает границу между циклоническим и антициклоническим движением)

На рисунке 3 представлены поля относительной азимутальной скорости для двух значений мощности нагрева; положительные значения соответствуют циклоническому движению жидкости, а отрицательные — антициклоническому. Значения приведены относительно вращающейся системы отсчета, связанной с дном модели. Увеличение P приводит к существенному росту интенсивности меридиональной циркуляции и ДВ, что наблюдалось и в эксперименте [22].

Для сравнения расчета и эксперимента на рисунке 4 приведено азимутальное поле средней скорости при $P = 74$ Вт, полученное в ходе лабораторного исследования [22]. Тестирование модели также проведено на серии расчетов в постановке работы [20], где рассматривался слой воды между двумя коаксиальными цилиндрами. Радиус внутреннего цилиндра равнялся 3 см, радиус внешнего цилиндра — 6 см, высота слоя — 3 см. Верхняя граница полагалась свободной, на боковых стенках задавались различные граничные условия (прилипания или проскальзывания). Внутренняя боковая стенка охлаждалась, внешняя нагревалась; перепад температур составлял 5°C .

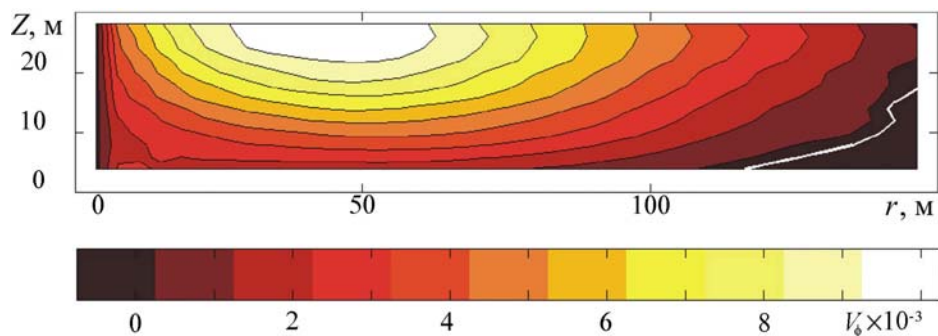


Рис. 4. Экспериментальное азимутальное поле средней скорости (м/с) при $P = 74$ Вт (белая изолиния скорости показывает границу между циклоническим и антициклоническим движением)

Для случая с твердыми боковыми границами структура вычисленных полей температур, функции тока и скоростей хорошо согласуется с результатами из [20], найденное значение глобальной суперротации ($S = 0,083$) очень близко к значению из этой работы ($S = 0,084$). На рисунке 5 приведены поля относительной угловой скорости ω_{rel} (за вычетом угловой скорости вращения модели), полученные в работе [20] и рассчитанные в ANSYS CFX, для двух вариантов граничных условий на боковых стенках: твердые границы (задается условие прилипания — Рис. 5, *a* и *в*) и свободные границы (задается условие проскальзывания — Рис. 5, *б* и *г*). На рисунке 5, *a* штриховая линия показывает отрицательное значение ω_{rel} (антициклоническое движение), а заштрихованная область на рисунке 5, *б* соответствует области отрицательных значений. Сплошная белая линия на рисунках 5, *в*, *г* обозначает границу между положительными и отрицательными значениями ω_{rel} . Наблюдается хорошее качественное согласие и в случае свободных боковых границ. Однако значения глобальной суперротации несколько отличаются. Зависимости S от Q для случая свободных боковых границ демонстрирует рисунок 6. Количественные различия результатов из [20] и полученных в данной работе могут быть обусловлены как недостаточным пространственным разрешением в [20] (там использовалась сетка 16×16 , сгущающаяся у стенок), так и особенностями решателя в пакете ANSYS CFX. Поэтому было бы интересно рассмотреть эту задачу с использованием другой численной модели.

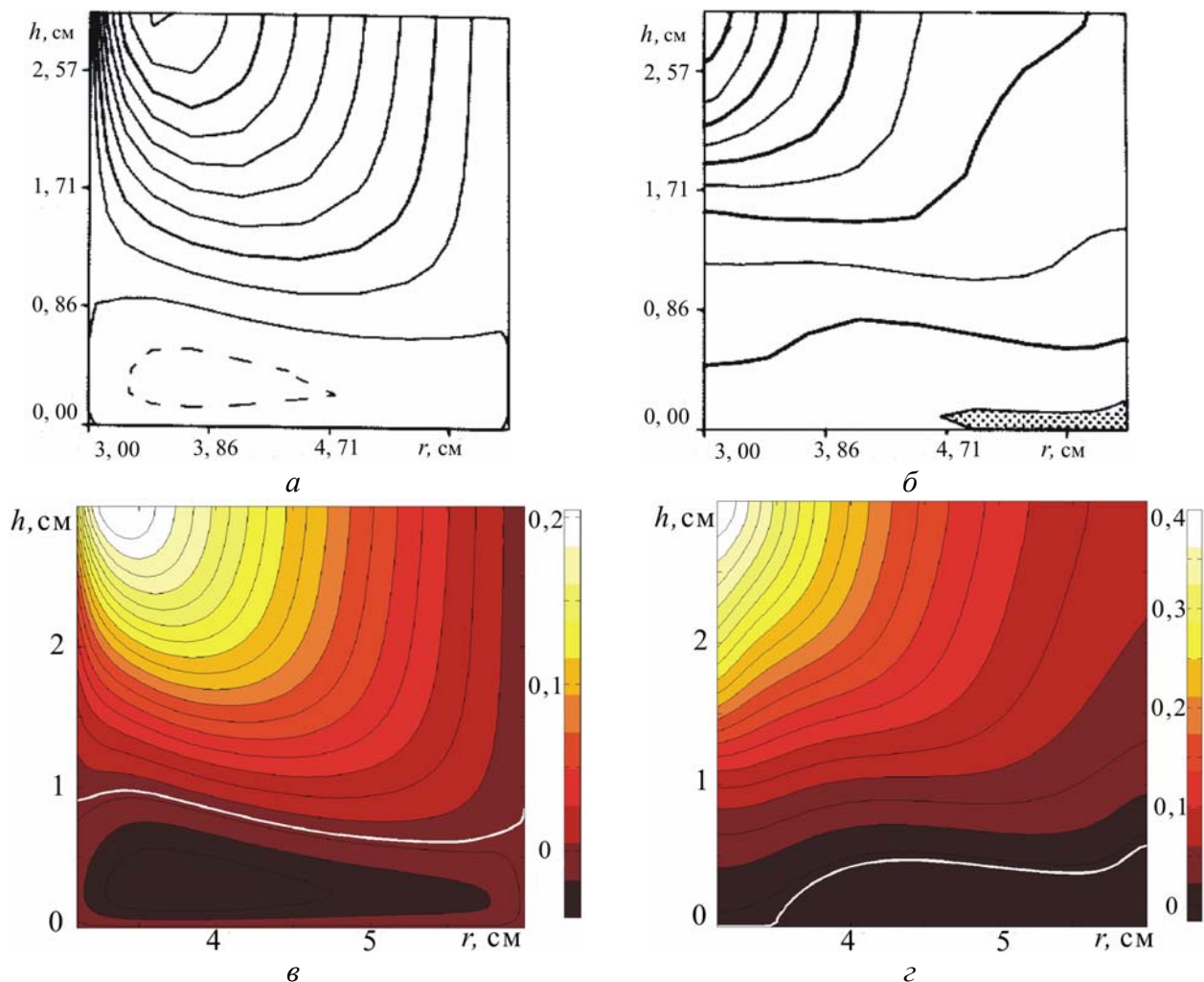


Рис. 5. Распределение относительной угловой скорости при различных граничных условиях: твердые (*a*, *в*) и свободные (*б*, *г*) боковые границы; результаты работы [20] (*a*, *б*), расчет в ANSYS CFX (*в*, *г*)

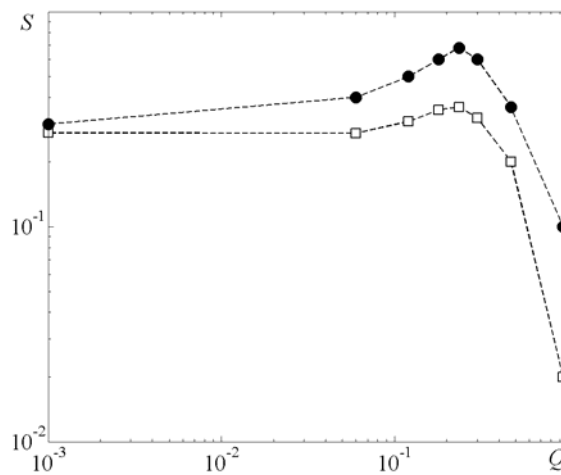


Рис. 6. Зависимости S от параметра Q : ● – данные из работы [20], □ – расчет в ANSYS CFX

На первом этапе исследовалась зависимость S от мощности нагрева P . Средняя температура жидкости в слое не изменялась, так как суммарный поток тепла в области нагрева был равен потоку через верхнюю свободную границу. Как видно на рисунке 7, a , S монотонно растет с ростом P . Качественно результаты расчетов и эксперимента [22] хорошо согласуются. Основная причина количественных отличий заключается в том, что с увеличением мощности нагрева в эксперименте средняя температура жидкости росла, что в свою очередь приводило к уменьшению вязкости и росту S (Рис. 7, a), а в ходе численного исследования зависимости S от P вязкость жидкости оставалась постоянной для всех значений P . Для зависимости S от числа Грасгофа Gr_f отличие численных и экспериментальных результатов заметно меньше (Рис. 7, b).

Не менее важным параметром, влияющим на формирование ДВ и обмен моментом импульса в вязком пограничном слое, является угловая скорость вращения модели Ω . Увеличение угловой скорости приводит к подавлению вертикальных движений,

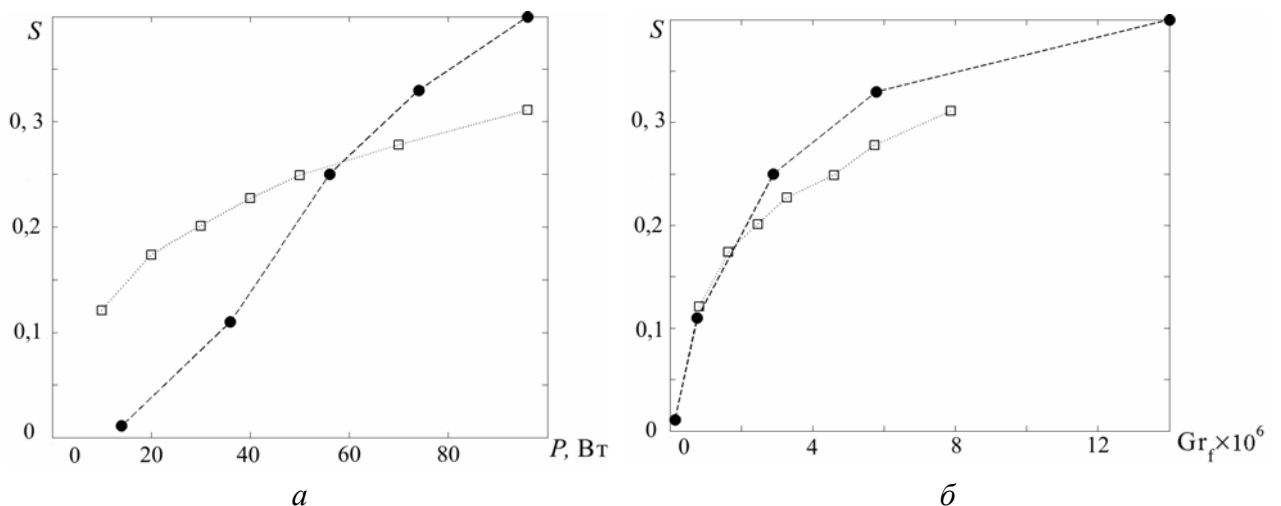


Рис. 7. Зависимость глобальной суперротации S от мощности нагрева (a) и числа Грасгофа Gr_f (b); □ – расчет в ANSYS CFX; ● – результаты эксперимента [22]

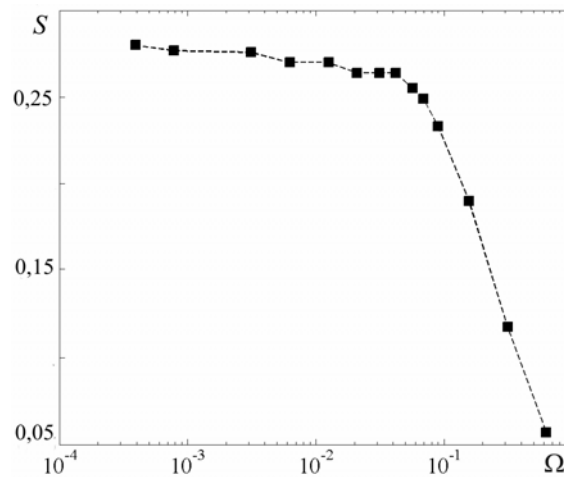


Рис. 8. Зависимость глобальной суперротации S от угловой скорости вращения модели Ω (рад/с)

в данном случае конвективных, и ослаблению меридиональной циркуляции. Максимум циклонического движения с ростом Ω смещается к периферии. Изменение Ω в достаточно большом интервале не вызывает заметного изменения величины S (Рис. 8). И только после достижения значения $\Omega \approx 0,1$ происходит быстрое уменьшение S . Полученные результаты показывают, что и в медленно вращающихся слоях S может достигать заметных величин. Полученная зависимость $S(\Omega)$ в целом подобна зависимости $S(Q)$ из [20]; разница состоит лишь в том, что на кривой $S(\Omega)$ выраженный максимум отсутствует.

Вязкость жидкости ν также в значительной степени оказывает воздействие на формирование конвективной циркуляции и ДВ. Фактически изменение значения ν пропорционально изменению числа Прандтля, так как коэффициент температуропроводности масла слабо зависит от температуры. Рост значения ν приводит к уменьшению величины S (Рис. 9, а); изменение суперротации происходит монотонно, без резкой смены режимов. Таким образом, ослабление вязких взаимодействий в слое жидкости и уменьшение толщины вязких пограничных слоев на твердых границах приводят к росту глобальной суперротации. Конечно, это справедливо только в рамках рассматриваемой осесимметричной модели при условии ламинарного движения жидкости.

Наконец, имеется еще один фактор, от которого существенно зависит структура течений во вращающемся слое, — это аспектное отношение ε . Варьировать его можно за счет изменения толщины слоя или радиуса модели. На рисунке 9, б показаны результаты расчетов для двух значений мощности нагрева и набора аспектных отношений. Видно, что рост ε для большинства реализаций приводит к существенному увеличению S .

Следует остановиться еще на ряде моментов. Вариация аспектного отношения за счет изменения высоты слоя влияет на соотношение между толщинами слоя жидкости и вязкого экмановского пограничного слоя: чем это отношение больше, тем меньшую роль играют диффузионные потоки момента импульса, сглаживающие распределение азимутальной скорости и момента импульса. Это приводит к большим неоднородностям момента импульса и росту S . Увеличение радиуса модели приводит к уменьшению отношения площади нагреваемой области S_n к площади дна S_m , то есть к локализации нагрева. Как следствие, происходит изменение меридиональной циркуляции, которая все больше смещается к периферии. В результате этого смещения транспорт момента импульса в центральную область за счет конвективного движения уменьшается, что и

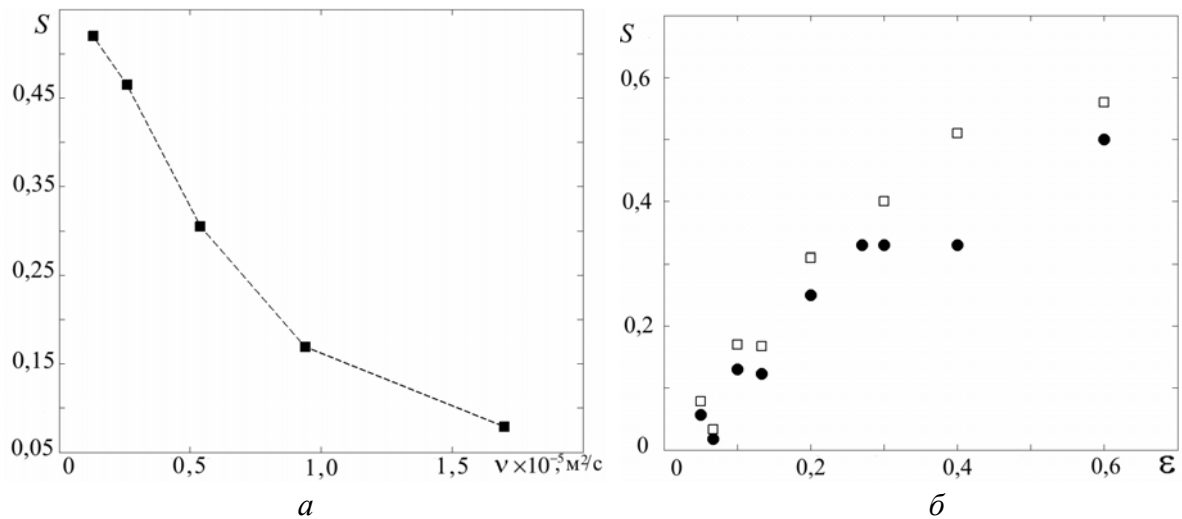


Рис. 9. Зависимость глобальной суперротации S от кинематической вязкости (a) и аспектного отношения (b) (\bullet – $P = 50$ Вт; \square – $P = 96$ Вт)

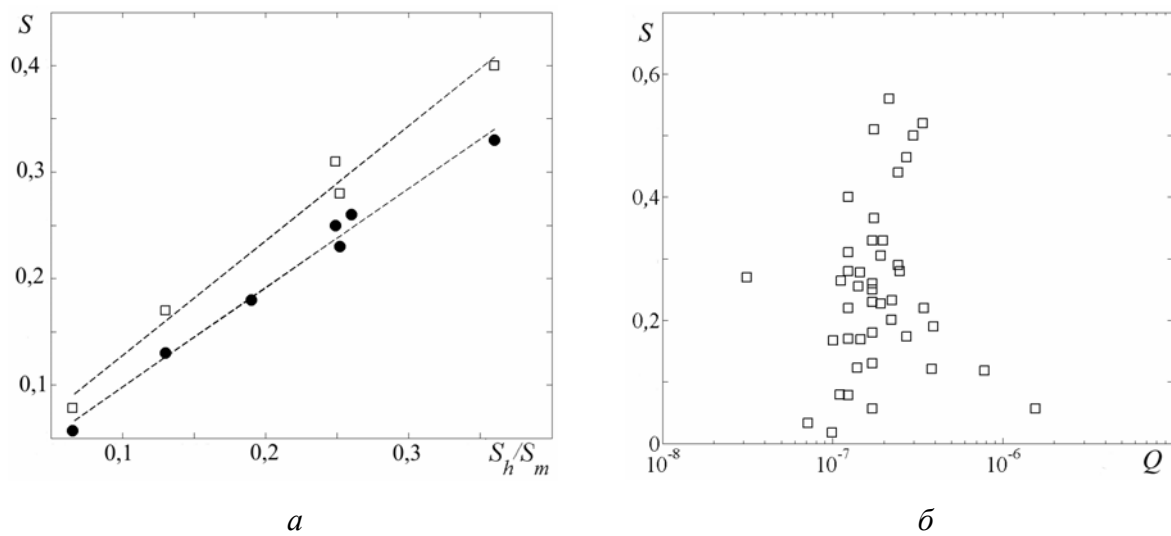


Рис. 10. Зависимость глобальной суперротации S от отношения S_h/S_m при мощности нагрева $P = 50$ Вт (\bullet) и 96 Вт (\square)(a), и от параметра Q (b)

приводит к снижению величины S (см. Рис. 10, a). Попытка использовать безразмерный параметр Q не в виде (4), учитывающем разность температур на боковых границах, а с учетом потока тепла

$$Q = 2\Omega \left(\frac{h}{g\beta} \cdot \frac{\lambda}{qRPr} \right)^{1/2}$$

показала, что этот параметр не описывает поведение системы.

4. Выводы

Результаты проведенного исследования показали, что варьирование большого количества параметров в рамках используемой численной модели не приводит

к существенным изменениям в структуре радиальных и азимутальных течений. Радиальное течение для всех рассмотренных режимов представляет собой конвективную ячейку, схематично изображенную на рисунке 1, и от управляющих параметров зависят только количественные характеристики: изменяется скорость движения и размер занимаемой ячейкой области. В отличие от структуры течений, глобальная суперротация S существенно зависит от размерных параметров задачи. Рост мощности нагрева увеличивает S , так как именно меридиональная циркуляция, возникающая в результате нагрева, является необходимым условием формирования ДВ и обеспечивает основной перенос углового момента в слое. Уменьшение скорости роста $S(P)$ предположительно связано с тем, что конвективная меридиональная ячейка начинает все сильнее смещаться к боковой границе, затрудняя перенос углового момента в центральную часть слоя, которая служит своеобразным резервуаром для дополнительного, по отношению к твердотельному, момента импульса. Изменение вязкости жидкости играет существенную роль. При переходе к менее вязкой жидкости уменьшается толщина вязкого пограничного слоя, увеличивается неоднородность распределения углового момента, что приводит к значительно более интенсивному ДВ и росту S . Геометрические параметры модели, а именно аспектное отношение, также заметно влияют на структуру течения и глобальную суперротацию.

Параметр Q не позволил описать поведение системы в области параметров, характеризующих эксперимент. Попытки сформировать другой безразмерный комплекс, с помощью которого можно было бы адекватно описать изменение глобальной суперротации S для большого диапазона размерных параметров, не привели к удовлетворительному результату. Можно заключить, что, несмотря на качественное подобие результатов и подобие механизма формирования дифференциального вращения, обменные процессы в пограничных слоях, диффузия углового момента и его транспорт, исследуемые в работах [20] и [22], существенно отличаются. Это приводит к заметным количественным отличиям и разному виду зависимостей S при изменении значений управляющих параметров.

Автор благодарен кафедре МСС и ВТ Пермского государственного университета за предоставленную возможность проведения расчетов в пакете ANSYS CFX.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ № 3726 и программы Президиума РАН № 09-Т-1-1005.

Литература

1. *Williams G.P.* Thermal convection in a rotating fluid annulus: part 3. Suppression of the frictional constraint on lateral boundaries // *J. Atmos. Sci.* – 1968. – № 25. – P. 1034-1045.
2. *Незлин М.В., Снежкин Е.Н.* Вихри Россби и спиральные структуры. – М.: Наука. – 1990. – 240 с.
3. *Алексеев В.В., Киселева С.В., Ланно С.С.* Лабораторные модели физических процессов. – М.: Наука. – 2005. – 312 с.
4. *Hignett P., Ibbetson A., Killworth P.D.* On rotating thermal convection driven by non-uniform heating from below // *J. Fluid. Mech.* – 1981. – № 109. – P. 161-187.
5. *Hide R.* An experimental study of thermal convection in rotating liquid // *Phil. Trans. Roy. Soc. London* – 1958. – № 250. – P. 442-478.
6. *Riehl H., Fultz D.* Jet stream and long waves in a steady rotating-dishpan experiment: Structure of the circulation // *Quart J. R. Met. Soc.* – 1957. – № 356. – P. 215-231.
7. *Riehl H., Fultz D.* The general circulation in a steady rotating-dishpan experiment // *Quart J. R. Met. Soc.* – 1958. – № 362. – P. 389-417.
8. *Spence T.W., Fultz D.* Experiments on wave-transition spectra and vacillation in an open rotating cylinder // *J. Atmos. Sci.* – 1977. – № 34. – P. 1261-1285.
9. *Koschmieder E.L., Lewis E.R.* Hadley circulations on a nonuniformly heated rotating plate // *J. Atmos. Sci.* – 1986. – № 43. – P. 2514-2526.
10. *Belton M.J.S., Smith G.R., Schubert G., Del Genio A.D.* Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere // *J. Atmos. Sci.* – 1976. – № 33. – P. 1394-1417.

11. *Gierasch P.J.* Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation // *J. Atmos. Sci.* – 1975. – № 32. – P. 1038-1044.
12. *Schubert G., Young R.E.* The 4-day Venus circulation driven by periodic thermal forcing // *J. Atmos. Sci.* – 1970. – № 27. – P. 523-528.
13. *Rossow W.B.* A general circulation model of Venus-like atmosphere // *J. Atmos. Sci.* – 1983. – № 40. – P. 273-302.
14. *Gillet N., Brito D., Jault D., Nataf H.-C.* Experimental and numerical studies of convection in a rapidly rotating spherical shell // *J. Fluid. Mech.* – 2007. – № 580. – P. 83-121.
15. *Read P.L.* Super-rotation and diffusion of axial angular momentum: II. A review of quasi-axisymmetric models of planetary atmospheres // *Quart J. R. Met. Soc.* – 1986. – № 112. – P. 253-272.
16. *Yamamoto M., Takahashi M.* Superrotation Maintained by Meridional Circulation and Waves in a Venus-Like AGCM // *J. Atmos. Sci.* – 2006. – № 63. – P. 3296-3314.
17. *Yamamoto M., Tanaka H.* Are geostrophic and quasi-geostrophic approximations valid in Venus' differential super-rotation // *J. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.* – 2006. – № 100. – P. 185-197.
18. *Lee C., Lewis S.R., Read P.L.* Superrotation in a Venus general circulation model // *J. Geophys. Res.* – 2007. – № 112. – E04S11-E04S11.
19. *Miller T.L., Gall R.L.* Thermally driven flow in a rotating spherical shell: axisymmetric states. // *J. Atmos. Sci.* – 1982. – № 40. – P.856-868.
20. *Read P.L.* Super-rotation and diffusion of axial angular momentum: I. "Speed limits" for axisymmetric flow in a rotating cylindrical fluid annulus // *Quart J. R. Met. Soc.* – 1986. – № 112. – P. 231-252.
21. *Read P.L., Yasuhiro Y.H., Yamazaki H., Lewis S.R., Williams P.D., Wordsworth R., Miki-Yamazaki K., Sommeria J., Didelle H.* Dynamics of convectively driven jets in the laboratory // *J. Atmos. Sci.* – 2007. – № 64. – P. 4031-4052.
22. *Batalov V., Sukhanovsky A., Frick P.* Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer // *J. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.* – 2010. – DOI: 10.1080/03091921003759876.

Поступила в редакцию 23.12.09

Сведения об авторе:

Сухановский Андрей Николаевич, кфмн, нс, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614013, Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; E-mail: san@icmm.ru