

ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД УРО РАН – ФИЛИАЛ  
ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО  
УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ ПЕРМСКОГО ФЕДЕРАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА УРАЛЬСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



УДК 12345

Сухановский Андрей Николаевич

**Конвективные течения различных масштабов в  
неподвижных и вращающихся замкнутых  
объемах**

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Пермь – 2021

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Динамика крупномасштабной циркуляции в турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости</b> . . . . .	20
1.1. Естественная конвекция в замкнутых объемах . . . . .	20
1.2. Методика исследований . . . . .	28
1.3. Исследование структуры и характеристик турбулентной конвекции	35
1.4. Использование турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в качестве бенчмарка . . . . .	57
1.5. Проблема переориентации КМЦ . . . . .	63
1.6. Основные результаты главы . . . . .	78
<b>Глава 2. Вторичные течения в случае неоднородного нагрева</b> .	81
2.1. Горизонтальные валы в смешанной и естественной конвекции . .	81
2.2. Горизонтальные валы в адвективном потоке над нагретой поверхностью в прямоугольной кювете . . . . .	87
2.3. Горизонтальные валы в адвективном потоке над локализованным источником тепла в цилиндрическом слое . . . . .	112
2.4. Обсуждение результатов . . . . .	133
2.5. Основные результаты главы . . . . .	142
<b>Глава 3. Конвективный теплоперенос в замкнутых полостях при неоднородных граничных условиях</b> . . . . .	145
3.1. Конвективный теплообмен в случае однородных и неоднородных граничных условий . . . . .	145
3.2. Влияние горизонтальных валов на интенсификацию теплообмена в прямоугольной полости . . . . .	150
3.3. Особенности теплообмена от локализованного источника тепла .	156

3.4.	Основные результаты главы . . . . .	176
<b>Глава 4. Исследование дифференциального вращения в цилиндрическом слое с геофизическими приложениями . . . . . 179</b>		
4.1.	Дифференциальное вращение в природных и лабораторных системах . . . . .	179
4.2.	Суперротация и субротация во вращающемся конвективном слое	185
4.3.	Интегральные характеристики дифференциального вращения . .	198
4.4.	Математическое моделирование дифференциального вращения в осесимметричной постановке . . . . .	207
4.5.	Основные результаты главы . . . . .	218
<b>Глава 5. Устойчивость и эволюция лабораторного аналога тропического циклона . . . . . 222</b>		
5.1.	Экспериментальное и теоретическое моделирование тропических циклонов . . . . .	222
5.2.	Характеристики лабораторного аналога тропического циклона в стационарном режиме . . . . .	227
5.3.	Особенности структуры пограничного слоя конвективного циклонического вихря . . . . .	247
5.4.	Влияние горизонтальных валов на быструю интенсификацию тропических циклонов . . . . .	264
5.5.	Реализация обратной связи в лабораторной модели ТЦ . . . . .	282
5.6.	Обсуждение результатов . . . . .	297
5.7.	Основные результаты главы . . . . .	306
<b>Глава 6. Спиральность вихревых течений различной природы . 310</b>		
6.1.	Спиральность в гидродинамических системах . . . . .	310
6.2.	Измерение средней спиральности в турбулентных потоках методом PIV . . . . .	314

6.3. Распределение завихренности и спиральности в неподвижном слое с локализованным нагревом . . . . .	324
6.4. Спиральность конвективных потоков от локализованного источника тепла во вращающемся цилиндрическом слое . . . . .	338
6.5. Математическое моделирование спирального течения в цилиндрическом канале . . . . .	352
6.6. Основные результаты главы . . . . .	364
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>368</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>372</b>

# Введение

**Актуальность и разработанность темы исследования.** Естественная (тепловая, термогравитационная) конвекция, обусловленная неоднородностью нагрева, является самой распространенной причиной движения в жидкостях или газах, в природных и технологических системах. Многообразие конвективных систем и необходимость их детального изучения, привели к появлению целого ряда фундаментальных проблем и большого количества прикладных задач. В качестве основных направлений исследований можно выделить конвективную устойчивость, формирование и устойчивость конвективных течений, конвекцию во вращающихся системах, влияние граничных условий для температуры или потока тепла, роль физических свойств жидкости. Классическим объектом исследований, как для фундаментальных задач, так и прикладных является конвекция Рэлея-Бенара, когда рассматриваются конвективные течения в полости при подогреве снизу и охлаждении сверху. Сильно нелинейная природа конвективных движений обуславливает большое количество возможных решений даже для ламинарных режимов. С ростом числа Рэлея ламинарные течения теряют устойчивость, в результате чего происходит переход к турбулентному режиму, который характеризуется высоким уровнем стохастических пульсаций скорости и температуры. Важным шагом в изучении турбулентной конвекции было обнаружение крупномасштабной циркуляции на фоне мелкомасштабных турбулентных движений, что привело к появлению новых задач, связанных с динамикой крупномасштабной циркуляции (КМЦ) и ее влиянием на теплообмен. Несмотря на большое количество работ, эти задачи далеки от своего окончательного разрешения. Не менее важной проблемой, связанной с турбулентной конвекцией, является выбор бенчмарков, эталонных задач для верификация численных кодов, используемых для расчета турбулентных конвективных потоков. Ее актуальность обусловлена тем, что сейчас происходит постепенный отказ от натурального тестирования технологических систем в пользу

математического моделирования. Особенно остро проблема выбора бенчмарков проявляется при верификации кодов, используемых для разработки объектов атомной промышленности.

Большой интерес представляет формирование вторичных течений, которые являются широко распространенным явлением для течений различной природы. Первые исследования горизонтальных валов в адвективном потоке проводились в связи с анализом устойчивости циркуляции в ячейке Гадлея и при росте кристаллов. Было обнаружено, что в результате конвективной неустойчивости могут формироваться две различные моды в виде поперечных и продольных валов. Учет влияния валов на процессы тепло-массопереноса необходим, как при разработке различных технических систем, так и для понимания и прогнозирования атмосферных явлений. Процесс формирования конвективных валов при наличии сильных градиентов температуры на нижней границе, в отличие от случаев наклонной изотермической пластины и смешанной конвекции, практически не исследован.

Появление конвективных течений приводят к резкому усилению теплообмена. Наиболее подробно конвективный теплообмен изучен для конвекции Рэлея-Бенара, при этом большое количество прикладных задач требует рассмотрения более сложных систем, в которых основную роль играют локализованные источники тепла. Конвекция от дискретного источника тепла, расположенного на дне, и охлаждении на верхней границе обладает своей спецификой, так как в данном случае присутствуют как горизонтальный, так и вертикальный градиенты температуры. Математическое моделирование теплообмена от локализованного источника тепла в развитых режимах, требует высокого пространственного разрешения и больших вычислительных ресурсов и в силу этого ограничено относительно небольшими значениями числа Рэлея, поэтому большое значение в решении этих задач имеет эксперимент.

подавляющее большинство космических объектов (планеты, звезды, галактики) характеризуются собственным вращением, поэтому особое значение

имеет изучение конвекции во вращающихся слоях. В газовой или жидкой областях космических объектов, в силу целого ряда факторов, наблюдается неоднородное распределение крупномасштабной циркуляции (во вращающейся системе отсчета), причем и в меридиональном и азимутальном направлениях. Такие отклонения от твердотельного вращения принято называть дифференциальным вращением (ДВ). Актуальность изучения ДВ во вращающихся сферических слоях непроводящей среды, обусловлена тем, что динамика крупномасштабных атмосферных течений в существенной степени определяет вариации погоды. В основном экспериментальное и численное исследование ДВ выполнено для цилиндрического зазора единичного аспектного отношения, с изотермическими стенками. Крупномасштабные атмосферные течения формируются в тонком слое, поэтому возникает много вопросов относительно структуры и динамики ДВ при малых значениях аспектного отношения (тонких слоях).

Важной проблемой современной метеорологии является формирование тропических циклонов (ТЦ), представляющих собой комбинацию целого ряда гидродинамических и термодинамических процессов. Понимание роли каждого из этих процессов само по себе является сложной проблемой. Большое количество параметров (более тридцати), используемых в математических моделях ТЦ, делает практически невозможным определение наиболее важных из них при помощи ресурсоемких трехмерных расчетов. В основном, работы по лабораторному моделированию ТЦ, посвящены изучению отдельных аспектов формирования и эволюции ТЦ. Исследуется появление мезомасштабных вихрей в стене “глаза”, влияние ТЦ на стратификацию в верхнем слое воды, процессы в центральной, нижней части ТЦ. В этой связи чрезвычайно перспективным является лабораторный аналог ТЦ, предложенный и исследованный в работах Богатырева Г.П. и его соавторов. Надо отметить, что целый ряд интересных и важных результатов, описанных в этих работах, не получил своего развития из-за ограниченных возможностей используемых измерительных систем.

Под спиральностью понимается скалярное произведение скорости на за-

вихренность, то есть это мера корреляции скорости и завихренности в потоке жидкости или газа. В случае идеальной жидкости спиральность является интегралом движения. Эти особенности спиральности предполагают возможность ее существенного влияния на гидродинамические процессы. Интерес к спиральности в чисто гидродинамических задачах возник в связи с эволюцией крупномасштабных атмосферных вихрей. Известно, что рост спиральности приводит к уменьшению нелинейного слагаемого в уравнении Навье-Стокса и соответственно должен ослаблять (или даже блокировать) поток энергии от больших масштабов к меньшим. В силу технических сложностей, обычно приходится ограничиваться оценками средних значений отдельных вкладов (произведений соответствующих компонент скорости и завихренности) спиральности или их локальными измерениями. В качестве основных проблем экспериментального исследования спиральности можно выделить реализацию течений с высоким уровнем спиральности и методику измерения спиральности.

Решение описанных проблем, касающихся эволюции структуры течений, процессов тепло-массобмена в конвективных потоках различных масштабов, в том числе и во вращающихся системах, было существенно ограничено возможностями используемых измерительных систем. Настоящий прорыв при исследовании гидродинамических течений в прозрачных средах произошел с развитием метода PIV (Particle Image Velocimetry) и методов на его основе (StereoPIV, dualPIV, TomoPIV), которые позволяют производить бесконтактные полевые измерения двух или трех компонент скорости. В отличие от ранее используемых методов (термоанемометрия, лазерная доплеровская анемометрия) появилась возможность анализировать мгновенные поля скорости, исследовать временную эволюцию структуры течений и их интегральных характеристик. Таким образом применение современных систем PIV с высоким пространственным и временным разрешением дает возможность ответить на ранее поставленные вопросы и развить актуальные направления исследований.

**Целью диссертационной работы,** является выявление феноменологии

ческих закономерностей, определяющих структуру потоков и процесс конвективного теплообмена, в конвективных течениях, состоящих из крупномасштабной циркуляции и мелкомасштабных течений различного типа, в неподвижных и вращающихся замкнутых объемах, с геофизическими приложениями.

**Задачи диссертационной работы** состоят в:

- получении локальных и интегральных характеристик турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости; описании переходных процессов, сопровождающихся перестройкой структуры крупномасштабного течения; изучении использования турбулентной конвекции в кубической полости в качестве тестовой задачи для верификации численных кодов.

- исследовании особенностей эволюции адвективного течения и формирования вторичных конвективных структур в адвективном потоке, в горизонтальном слое жидкости в прямоугольной полости прямоугольного сечения, в случае ступенчатого распределения температуры на дне и в цилиндрическом слое, с локализованным нагревателем в форме диска; описании пространственной и временной динамики продольных и поперечных конвективных валов.

- исследовании влияния вторичных конвективных структур в пограничном слое на перенос тепла в случае неоднородного распределения тепла на нижней границе; получении зависимостей числа Нуссельта от числа Рэлея.

- описании физического механизма формирования дифференциального вращения в цилиндрическом слое с неоднородным распределением нагрева на нижней границе; получении зависимостей суперротации и субротации от управляющих параметров; изучении влияния аспектного отношения и физических свойств жидкости на формирование и интегральные характеристики дифференциального вращения.

- применении панорамных, бесконтактных методов измерения скорости для исследования мгновенных, средних и интегральных характеристик лабораторного аналога тропического циклона; получении зависимостей характеристик лабораторного аналога тропического циклона от размерных и безразмерных

параметров; исследовании перестройки структуры течения в процессе потери устойчивости лабораторного аналога тропического циклона, определении границы его устойчивости; исследовании влияния вторичных конвективных структур на процесс быстрой интенсификации лабораторного аналога тропического циклона; апробации распределенной программно-аппаратной системы, разработанной для реализации экспериментов с обратной связью, на лабораторном аналоге тропического циклона.

- проведении экспериментальных измерений спиральности в механически закрученных струях; анализе распределений завихренности и спиральности в неподвижном слое с локализованным источником нагрева; изучении генерации спиральности в конвективных потоках от локализованного нагревателя во вращающемся слое; исследовании генерации и эволюции спиральности в цилиндрическом канале с дивертором.

#### **Научная новизна.**

- Впервые, в ходе независимых экспериментов, проведенных на различных установках, при помощи панорамного метода измерения скорости (PIV) и локальных измерений температуры, получены пространственные и временные характеристики турбулентной конвекции Рэлея-Бенара при числах Рэлея до  $1.6 \cdot 10^9$ . Обоснована возможность использования турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в качестве тестовой задачи для верификации численных кодов.

- Впервые предложен и успешно применен интегральный метод анализа динамики крупномасштабной циркуляции в кубической полости, позволяющий разделить поворот плоскости крупномасштабной циркуляции и азимутальное движение жидкости.

- Впервые изучена эволюция адвективного течения и особенности формирования вторичных конвективных структур в адвективном потоке, в горизонтальном слое жидкости, в полостях различной геометрии, в случае ступенчатого распределения температуры на дне. Описана временная и пространственная эволюция вторичных течений.

- Впервые изучено влияние аспектного отношения на структуру и характеристики основного и вторичных течений в цилиндрическом слое с локализованным нагревателем. Показано, что появление вторичных течений, в отличие от трансформации их структуры, заметно усиливает тепловой поток и уменьшает толщину температурного пограничного слоя, для обеих исследуемых конфигураций.

- Впервые описано формирование дифференциального вращения в случае прямой и обратной меридиональных циркуляций для тонкого слоя и высоких значений числа Прандтля. Получены основные характеристики дифференциального вращения, зависимости суперротации и субротации от управляющих параметров для данной конфигурации.

- Впервые структура лабораторного циклонического вихря была исследована при помощи бесконтактных панорамных измерений скорости. На основе мгновенных и средних полей азимутальной и радиальной компонент скорости, проведено сравнение структуры лабораторного аналога тропического циклона, включая вторичные структуры в нижней части слоя, с данными натурных наблюдений и математического моделирования. Показано, что лабораторный аналог тропического циклона может рассматриваться в качестве идеализированной модели “сухого” тропического циклона (без учета фазовых переходов), получены зависимости локальных и интегральных характеристик циклонического вихря от основных размерных и безразмерных параметров. Показана прямая связь между эволюцией циклонического вихря и теплообменом в пограничном слое. Предложен оригинальный механизм быстрой интенсификации тропических циклонов.

- Впервые проведен анализ распределений завихренности и спиральности в неподвижном слое с локализованным источником нагрева. Показана генерация спиральности в конвективных потоках от локализованного нагревателя во вращающемся слое. Показана возможность использования метода StereoPIV для прямых измерений спиральности в длинных каналах.

**Теоретическая и практическая значимость.** Результаты, изложенные в диссертации, способствуют более глубокому пониманию механизмов формирования и динамики крупномасштабной циркуляции на фоне турбулентной конвекции, могут быть использованы для решения задач контроля и управления конвективными потоками в замкнутых полостях, процессами тепломассообмена в различных технологических установках. Описание механизмов формирования дифференциального вращения важно для лучшего понимания природы крупномасштабных зональных течений в атмосфере Земли и других планет. Показано, что лабораторный аналог тропического циклона может рассматриваться в качестве модели “сухого” тропического циклона и может использоваться в качестве эффективного инструмента для изучения различных аспектов тропического циклогенеза. Предложенный в работе механизм быстрой интенсификации тропического циклона может помочь в решении этой важной проблемы. Апробированная распределенная программно-аппаратная система дает широкие возможности для проведения экспериментов в системах с обратной связью. Использование вычислительных ресурсов суперкомпьютера позволяет уйти от необходимости применения эффективных в плане использования ресурсов, но уступающих по точности, методов измерений и обработки результатов. Исследование генерации спиральности при помощи вращающихся или неподвижных лопаток является важным этапом для понимания возможных способов создания течений с высоким уровнем спиральности. Показано, что осесимметризация потока и быстрое затухание радиальной скорости в винтовом потоке за дивертором позволяет использовать метод StereoPIV для прямых измерений спиральности.

**Методология и методы исследования.** Все основные результаты диссертационного исследования получены при помощи современных подходов. Важным отличием от исследований в близкой постановке, проведенных ранее, является то, что структура и характеристика течений жидкости и газа восстанавливались при помощи панорамных бесконтактных методов PIV и StereoPIV, что

позволило восстановить мгновенные и средние поля двух или трех компонент скорости, поля турбулентных пульсаций, временные зависимости интегральных характеристик течения. Измерения температуры в основном проводились при помощи калиброванных термопар, а в некоторых экспериментах, на поверхности жидкости, при помощи тепловизора. Визуализация потоков проводилась при помощи теневого метода и различных светорассеивающих трассеров. Автоматизация измерений проводилась при помощи моторизованных прецизионных подвижек и специализированных измерительных плат. При помощи автоматизированных систем были восстановлены поля температуры, реализованы длительные серии измерений. Для реализации обратной связи разработан оригинальный подход сопрягающий измерительную систему и суперкомпьютер. Обработка и анализ длинных рядов данных проводился при помощи известных, апробированных методов, таких как Фурье и вейвлет-анализ. Для математического моделирования использовались как собственные коды, так и различные CFD пакеты, результаты расчетов верифицировались при помощи экспериментальных данных.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

- База экспериментальных данных для верификации численных кодов, используемых для расчета турбулентной конвекции Рэлея-Бенара при числах Рэлея до  $1.6 \cdot 10^9$ . Интегральный метод анализа динамики крупномасштабной циркуляции в кубической полости, позволяющий разделить динамику плоскости крупномасштабной циркуляции и азимутальное движение жидкости.
- Экспериментальные зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея в случае смешанных граничных условий для температуры.
- Механизм формирования дифференциального вращения в случае прямой и обратной меридиональных циркуляций для тонкого слоя и высоких значений числа Прандтля. Зависимости характеристик дифференциального вращения от управляющих параметров и граничных условий.
- Обоснование использования лабораторного аналога тропического цикло-

на в качестве идеализированной модели “сухого” тропического циклона. Зависимости характеристик интенсивного циклонического вихря от основных размерных и безразмерных параметров.

- Наличие прямой связи быстрой интенсификации лабораторного аналога тропического циклона с процессом теплообмена в пограничном слое.

- Моделирование выделения “скрытого” тепла в лабораторном эксперименте, при помощи распределенной программно-аппаратной системы для экспериментов с обратной связью.

- Роль крупномасштабных и вторичных конвективных потоков в процессе генерации спиральности от локализованного нагревателя во вращающемся слое.

- Применение методов PIV и StereoPIV для измерения мгновенных и средних полей отдельных вкладов спиральности в случае механически закрученных потоков. Возможность использования метода StereoPIV для прямых измерений спиральности в длинных каналах.

**Степень достоверности** результатов исследования обеспечивается тщательной разработкой методик проведения эксперимента, применением современных экспериментальных методов визуализации и измерения физических величин, воспроизводимостью результатов наблюдений и измерений, а также сравнением, где возможно, полученных результатов с результатами имеющихся, численных, теоретических и экспериментальных, исследований.

**Апробация результатов исследования.** Основные результаты диссертации докладывались на :

XV, XVI, XVII, XVIII, XIX, XX, XXI Зимняя школа по механике сплошных сред. Пермь. 2007, 2009, 2011, 2013, 2015, 2017, 2019; 11th, 14th, 16th European Turbulence Conference, Porto, Portugal, 2007, Lyon, France, 2013, Stockholm, Sweden, 2017; Всероссийская конференция молодых ученых (с международным участием) «Неравновесные процессы в сплошных средах», г. Пермь, 2006, 2007, 2008, 2009, 2011, 2017; Конференция молодых ученых «Актуальные проблемы мате-

матики, механики, информатики». Пермь, 2008, 2010; International Conference “Mesoscale Meteorology and Air Pollution” Odessa, Ukraine, 2008; 17 Всероссийская школа-конференция молодых ученых и студентов «Математическое моделирование в естественных науках», г.Пермь, 2008, 2010, 2011; 10ая, 13ая международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков», г.Москва, 2009, 2015; International Conference «Conversion, coherent structures and turbulence», Москва, 2009; European Geophysical Union (EGU) General Assembly, Вена (Австрия), 2009, 2011, 2014; Международная конференция «Инженерные системы». Москва, 2009, 2015, 2016; Пятая, Седьмая Российская национальная конференция по теплообмену. Москва, 2010, 2018; 23-th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics ICTAM 2012, Beijing; Научно-технический семинар «Проблемы верификации и применения CFD кодов в атомной энергетике», 2012, 2016, Нижний Новгород; Symposium Bifurcations And Instabilities In Fluid Dynamics, Haifa, Israel, 2013; 9th, 11th European Fluid Mechanics Conference, Rome, 2012, Sevilla, 2016; Международная конференция «Потоки и структуры в жидкостях». 2007, 2009, 2013, 2015; Международная конференция «Advanced Problems in Mechanics », г. Санкт-Петербург, 2016; 8th European Postgraduate Fluid Dynamics Conference, 2016, Warsaw, Poland; II, III, IV, V, VI Всероссийская конференция «Пермские гидродинамические научные чтения», г. Пермь, 2014, 2015, 2016, 2018, 2019; Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика», Ялта, 2016, 2017, 2018, 2019; Международный симпозиум “Неравновесные процессы в сплошных средах”, г. Пермь, 2017; Международная конференция «Суперкомпьютерные дни в России», Москва, 2018; XXIII Международная конференция «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность», 2018; Всероссийская конференция с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, 2018; IX, X, XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. 2006, 2011, 2019; International conference on Rayleigh-Benard turbulence, 2018, Enschede, The

Netherlands; International the Lorentz Center workshop «Rotating Convection: from the Lab to the Stars», 2018; Семинар Института механики сплошных сред УрО РАН под руководством академика РАН В.П. Матвеевко.

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 135 печатных работах, из них 28 статей, в журналах, входящих в перечень рецензируемых научных изданий, установленный Министерством образования и науки Российской Федерации для представления результатов докторских диссертаций, 10 статей в сборниках и журналах не входящих в список ВАК, 37 статей в сборниках трудов конференций и 61 тезисов докладов.

#### **Личный вклад автора.**

В ходе исследований турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости [1, 2] автор выделил ключевые проблемы, на основе которых, совместно с соавторами была сформулирована постановка задачи. Автор внес значительный вклад в планирование экспериментов, обобщил полученные результаты и сформулировал основные выводы. В [3] автор определил актуальные вопросы, на основе которых, совместно с соавторами была сформулирована постановка задачи, предложил использовать интегральный метод, при помощи которого удалось обосновать новый механизм переориентаций КМЦ, внес значительный вклад в физическую интерпретацию полученных результатов и формулировку основных выводов работы.

При исследовании особенностей эволюции адвективного течения и формирования вторичных конвективных структур в адвективном потоке, автор определил актуальные вопросы, и совместно с соавторами [4] или лично [5, 6] осуществил постановку задачи. Автор планировал ход экспериментальных измерений, совместно с Баталовым В.Г. производил настройку и тестирование PIV системы, реализовал автоматизацию измерений температуры, провел измерения температуры в вертикальном сечении, провел анализ измерений температуры и полей скорости, сформулировал постановку граничных условий и осуществил выбор значений управляющих параметров для численных расчетов, обобщил

результаты, сформулировал основные выводы работы. В [7] автор предложил постановку задач, планировал ход экспериментальных измерений и численных расчетов, совместно с соавторами производил настройку и тестирование PIV системы, автоматизацию измерений температуры, обработку данных измерений полей скорости. Математическая модель была реализована автором совместно с Евграфовой А.В. Автор сформулировал постановку граничных условий, осуществил выбор значений управляющих параметров. Автор обобщил и проанализировал численные и экспериментальные результаты, дал физическую интерпретацию полученных результатов и сформулировал основные выводы.

В цикле работ, посвященных изучению конвективного теплообмена в случае смешанных граничных условий [8–12] автор осуществил постановку задач, планировал ход экспериментальных измерений, обобщил и проанализировал полученные результаты, дал физическую интерпретацию полученных результатов и сформулировал основные выводы.

При исследовании дифференциального вращения во вращающемся слое с локализованным нагревом в [13] автор определил актуальные вопросы и совместно с соавторами сформулировал постановку задачи. Автор планировал ход экспериментальных измерений, совместно с Баталовым В.Г. производил настройку и тестирование PIV системы, провел анализ полей скорости, обобщил и проанализировал результаты. Автором реализована математическая модель и проведены численные исследования. Автор дал физическую интерпретацию полученных результатов и сформулировал основные выводы. Работа [14] проведена автором лично. В [15] автор поставил задачу, планировал ход экспериментальных измерений и численных расчетов. Математическая модель была реализована совместно с Евграфовой А.В. Автор сформулировал постановку граничных условий, осуществил выбор значений управляющих параметров. Автор обобщил и проанализировал численные и экспериментальные результаты, дал физическую интерпретацию полученных результатов и сформулировал основные выводы.

В работах связанных с изучением лабораторного аналога ТЦ [16–23] автор сформулировал постановку задач. Автор планировал ход экспериментальных измерений, совместно с Поповой Е.Н. производил настройку и тестирование PIV системы, обработку данных измерений полей скорости. Автор подготовил численный код для реализации функциональной связи между средней скоростью течения и интенсивностью нагрева. Автор обобщил и проанализировал экспериментальные результаты, дал физическую интерпретацию полученных результатов, предложил оригинальный механизм быстрой интенсификации тропических циклонов, сформулировал основные выводы.

При изучении генерации спиральности, в [24] автор сформулировал постановку задачи, автор планировал ход экспериментальных измерений, производил настройку и тестирование PIV системы, измерения методом StereoPIV. Автор обобщил, проанализировал полученные результаты и сформулировал основные выводы. В [25–27] сформулировал постановку задач, планировал ход экспериментальных измерений и численных расчетов, совместно с соавторами производил настройку и тестирование PIV системы, автоматизацию измерений температуры, обработку данных измерений полей скорости. Математическая модель была реализована совместно с Евграфовой А.В. Автор сформулировал постановку граничных условий, осуществил выбор значений управляющих параметров. Автор обобщил и проанализировал численные и экспериментальные результаты, дал физическую интерпретацию полученных результатов и сформулировал основные выводы. В [28] автор определил ключевые актуальные вопросы, на основе которых совместно с соавторами была сформулирована постановка задачи. Автор внес значительный вклад в физическую интерпретацию полученных результатов и формулировку основных выводов работы. На основе полученных результатов, автор предложил и обосновал возможность прямого измерения спиральности методом StereoPIV. В [29] автор совместно с соавторами определил ключевые актуальные вопросы и сформулировал постановку задачи, провел верификацию расчетного кода. Автор внес значительный вклад

в физическую интерпретацию полученных результатов и формулировку основных выводов работы.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 413 страниц, из них 371 страниц текста, включая 204 рисунка. Библиография включает 397 наименований на 42 страницах.

## Глава 1

# Динамика крупномасштабной циркуляции в турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости

### 1.1. Естественная конвекция в замкнутых объемах

Естественной конвекции посвящено огромное количество работ. Именно конвекция обусловленная неоднородностью нагрева является самой распространенной причиной движения в жидкостях или газах. Это привело к появлению целого ряда фундаментальных проблем и необходимости решения большого количества прикладных задач. Для иллюстрации достаточно перечислить только основные направления исследований. Конвективная устойчивость, формирование и устойчивость конвективных течений исследуется для бесконечных горизонтальных и вертикальных слоев, открытых и замкнутых полостей различной геометрии (параллелепипеды, цилиндры, кольцевые зазоры, сферы и сферические слои), в том числе для вращающихся систем, для различных граничных условий для температуры или потока тепла (однородные или неоднородные во времени и пространстве распределения на горизонтальных или вертикальных границах), с учетом поверхностного натяжения, для различных жидкостей (жидкие металлы, расплавы солей, газы, вода, масла и многие другие), а также их смесей и растворов и всевозможных комбинаций этих параметров, различные аспекты этих исследований изложены в прекрасных монографиях Гершуни и Жуховицкого [30, 31], Гетлинга [32], Ларра [33] и Verma [34].

В данной главе основное внимание уделено крупномасштабным конвективным течениям в кубической полости с изотермическими горизонтальными границами, при подогреве снизу и охлаждению сверху, то есть конвекции Рэлея-

Бенара. Кубическая полость является базовым объектом для моделирования различных конвективных процессов в инженерных задачах. Конфигурация с наложенным вертикальным перепадом температуры значительно сложнее случая с горизонтальным перепадом температуры [35–39], так как в этом случае возможен целый набор крупномасштабных конвективных течений. Основные исследования крупномасштабных потоков в замкнутых объемах выполнены для конвекции в цилиндрических и кубических полостях. Первые численные расчеты конвекции в кубической полости с вертикальным перепадом температуры проводились для умеренных значений числа Рэлея ( $3.5 \cdot 10^3 \leq Ra \leq 6 \cdot 10^4$ ) и различных значений числа Прандтля (0,71, 10 и 130) [40–42]. Было показано, что даже при небольших надкритичностях, в ламинарных режимах возможно формирование течений различного типа. В работе [42] изучалась их устойчивость и переход от одного типа движения к другому при изменении чисел Рэлея и Прандтля. Авторами работы произведена классификация возможных типов течений, которая в настоящее время считается общепринятой. Так, одиночный вал, параллельный вертикальным стенкам, обозначается как режим S1, диагонально ориентированный вал — как режим S2 и так далее. Продолжением работы [42] стал эксперимент [43], в которой методом цифровой трассерной визуализации (PIV) исследовались конвективные течения в кубе для жидкости с числом Прандтля (силиконовое масло). Значения числа Рэлея менялись от  $5 \cdot 10^3$  до  $8 \cdot 10^4$ . Из ранее предсказанных в [42] для жидкости с пяти конвективных режимов (S1, S2, S5, S6 и S7) в эксперименте были обнаружены четыре (S1, S2, S5 и S7), а также наблюдались переходы от одного типа течений к другому при изменении числа Рэлея. В целом было показано хорошее согласие между численными и экспериментальными результатами. Важной особенностью конвективных течений в кубической полости является то, что даже при небольших надкритичностях основное течение является трехмерным. Численный анализ устойчивости различных типов течений в кубической полости, для жидкостей с различными значениями числа Прандтля ( $Pr = 0.71$  — воздух и  $Pr = 130$

— силиконовое масло) для чисел Рэлея в диапазоне до  $1.5 \cdot 10^5$  проводился спектральным методом Галеркина в работах [44–46]. Прямое численное моделирование трехмерных течений в кубе выполнено в работе [47]. В результате этих вычислений были установлены границы устойчивости того или иного типа движения. Появление хаотических конвективных режимов для чисел Рэлея в диапазоне от  $9 \cdot 10^4$  до  $1.5 \cdot 10^5$  и числа Прандтля  $Pr = 0.71$  было обнаружено в [48].

Дальнейший рост числа Рэлея приводит к дестабилизации ламинарных течений и переходу к турбулентному режиму, который характеризуется высоким уровнем стохастических пульсаций скорости и температуры. Всплеск интереса к ламинарно-турбулентному переходу в естественной конвекции произошел после публикации знаменитой работы Лоренца [49] (сейчас она имеет уже более 21 тысячи ссылок) в которой было показано, что простая конечномерная модель (учитывались две моды для скорости и одна для температуры) характеризуется появлением неперiodических решений. Появились идеи о том, что таким образом может осуществляться переход к все более сложным течениям и представлении о турбулентности как о детерминированном хаосе (см. например [50]). Были проведены целые серии экспериментальных исследований ламинарно-турбулентных переходов, восстановления спектров пульсаций температуры, большой вклад был внесен отечественными учеными. Подробный обзор этих работ (около 300 ссылок) представлен в [51].

Исследования турбулентной конвекции в замкнутых полостях можно разделить на два больших направления, первое из которых направлено на выявление особенностей процессов теплопереноса, а второе посвящено изучению особенностей крупномасштабной циркуляции (КМЦ). Конечно в силу того, что КМЦ может влиять на теплоперенос это деление несколько условно. Литература касающаяся особенностей теплопереноса, степенных зависимостей числа Нуссельта от чисел Рэлея и Прандтля для различных конфигураций подробно рассмотрена во введении к Главе 3. Здесь же основное внимание будет со-

средоточено на проблеме динамики КМЦ. Отметим, что исследований КМЦ в турбулентных конвективных режимах выполнено сравнительно немного. Это обусловлено тем, что эволюция крупномасштабных течений в турбулентных режимах протекает достаточно медленно, и, как показывают эксперименты, требуются десятки часов для того, чтобы описать временную эволюцию крупномасштабных структур. Проведение расчетов на таких характерных временах является нетривиальной задачей и требует тщательного выбора математической модели и высокой производительности вычислительной системы.

Впервые упорядоченное горизонтальное движение термиком вдоль горизонтальных границ было отмечено в [52]. Согласованное движение термиком приводит к формированию крупномасштабной циркуляции, называемой также средним ветром (в англоязычной литературе используются различные названия КМЦ, такие как *large-scale circulation*, *mean wind*, *flywheel* и другие). КМЦ как правило сосредоточена в ограниченной области, поэтому под ориентацией КМЦ понимается расположение вертикальной плоскости которой она принадлежит, а как оценку ее интенсивности принимают среднюю скорость циркуляции. По-видимому впервые КМЦ в турбулентном режиме наблюдалась (при помощи теневого метода) и была описана в работе Зимина и Кетова [53], к сожалению эта работа осталась малоизвестной. В зарубежной литературе основополагающей работой, в которой показано формирование КМЦ в горизонтальном слое в турбулентном режиме является эксперимент Кришнамурти и Ховарда [54] проведенный позднее. Использование, наряду с теневым методом, термочувствительных кристаллов позволило изучить пространственную структуру КМЦ в кубе в том числе и поведение мелкомасштабных структур [55]. При достаточно высоких значениях числа Рэлея ( $Ra = 1.2 \cdot 10^9$ ) наблюдалась стабильная КМЦ ориентированная вдоль диагонали куба, при снижении  $Ra$  до  $Ra = 2.4 \cdot 10^9$  движение термиком стало менее упорядоченным, а области всплытия и опускания более широкими.

Теневые картины иллюстрирующие КМЦ на фоне всплывающих мелко-

масштабных термиком для режима близкого к описанному в [53] ( $Ra = 5 \cdot 10^8$ ) представлены в работе [56] ( $Ra = 2.3 \cdot 10^8$ ). Отличием [56] является рассмотрение случая так называемой небуссинесковской конвекции, в качестве рабочей жидкости использовались растворы глицерина (числа Прандтля  $10^2 - 10^3$ ) с сильной зависимостью кинематической вязкости от температуры. Показано, что температурные пограничные слои имеют различную толщину, а положительные и отрицательные флуктуации температуры в середине слоя приблизительно равны. Делается вывод о том, что температура в центре достигает такого значения, при котором потоки с горячей и холодной границ равны, температурные пульсации в центре симметричны и все это благодаря различным локальным числам Рэлея и перепадам температуры в пограничных слоях.

Эксперименты проведенные для малых чисел Прандтля (использовалась ртуть) в цилиндре единичного аспектного отношения [57] показали, что КМЦ характеризуется сложной динамикой, причем это касается не только амплитуды КМЦ, но и ее ориентации. Эта работа в некотором роде оказалась определяющей (около 300 ссылок), поэтому остановимся на ней подробнее. Положение и интенсивность КМЦ регистрировались при помощи наборов из 8 терморезисторов встроенных в верхний и нижний медные теплообменники (на расстоянии 3 мм от поверхности медь-ртуть). Терморезисторы были расположены со сдвигом в 45 градусов по отношению друг другу и на одинаковом расстоянии от центра (5 см). С их помощью восстанавливался азимутальный профиль температуры на верхней и нижней границе. Выраженный максимум температуры на верхнем холодном теплообменнике соответствовал подъему жидкости, а минимум на нижнем теплообменнике ее опусканию. Было обнаружено, что плоскость КМЦ непериодическим образом меняет свое положение. Смена положения выражалась в повороте азимутального профиля температуры, в связи с чем было сделано два вывода, во-первых изменение ориентации (переориентация) происходит без остановки КМЦ, которая характеризуется отсутствием максимума и минимума на азимутальном профиле температуры, а во-вторых

переориентация происходит в результате вращения КМЦ вокруг вертикальной оси. Авторы [57] отметив наличие переориентаций и их динамическое поведение не уделили большого внимания механизму и физической природе переориентаций, ограничившись их описанием. Позднее в целой серии экспериментальных работ [51, 58–64] было продемонстрировано, что динамика КМЦ носит сложный характер, наблюдаются переориентации двух типов. Первый тип это азимутальный поворот (в англоязычной литературе - rotation-led) КМЦ (без исчезновения основного крупномасштабного вала). Второй тип - переориентация с приостановкой (cessation-led), когда основной вал разрушается, а два вала меньшего масштаба становятся более интенсивными. Затем основной вал появляется в другой плоскости, не связанной с предыдущим положением КМЦ. Помимо переориентаций наблюдаются другие типы вариации положения КМЦ, такие как смещение (sloshing), когда плоскость КМЦ смещается относительно центра и деформации КМЦ (torsion). Также было показано, что интенсивность КМЦ заметно пульсирует, а в спектре пульсаций есть выделенная частота (ранее это было показано в работе [51]). Подробный анализ статистических характеристик инверсий (перебросов) проводился на основе экспериментов, посвященных конвекции жидкого гелия в цилиндре с геометрическим параметром  $\Gamma=1$  (отношением высоты цилиндра к его диаметру) [65]. Опыты, выполненные для чисел Рэлея в интервале от  $10^8$  до  $10^{13}$ , показали, что при  $Ra > 10^{11}$  направления вращения становятся равновероятными, а плотность распределения вероятности для интервала времени между инверсиями  $\tau$  имеет пик при  $\tau = 30$  (что приблизительно равняется времени оборота крупномасштабного вихря) и спадает с ростом по закону  $\tau^{-1}$ . В работе [66] изучалась роль геометрического параметра. В результате выявлено, что в низком цилиндре ( $\Gamma=0.5$ ) степенной закон для вероятности поворота на различные углы сменяется экспоненциальным, а в высоком ( $\Gamma=2.3$ ) все вариации направления циркуляции лежат в достаточно узком секторе.

Впервые переориентация КМЦ описывается как твердотельное вращение

жидкости (поворота жидкости как единого целого) в работе [67] со ссылкой на работу [57]. Подобное представление об переориентации КМЦ закрепилось и стало переходить из статьи в статью постепенно став привычным и общепринятым. Конкретно в работе [67] представлена достаточно простая модель, описывающая временную эволюцию интенсивности и положения КМЦ. Построено уравнение интенсивности КМЦ в которое входят только два члена, описывающие силу плавучести и вязкое трение. Второе уравнение описывает вариации азимутального угла характеризующего положение плоскости КМЦ. Предполагается, что изменение положения КМЦ обусловлено случайной силой турбулентной природы, а препятствует этому вязкое трение на стенках.

Прямоугольная геометрия полости интересна тем, что снимает вырождение задачи по углу. Эксперименты в квазидвумерном турбулентном потоке (в квадратной полости со стороной  $D = 248$  мм и толщиной  $d \approx D/4$ ) показали, что инверсии КМЦ возникают только в ограниченном диапазоне значений числа Рэлея [68]. Выполненные в этой же работе численные эксперименты для двумерной турбулентной конвекции в квадратной области позволили показать, что перебросы появляются только в определенном диапазоне чисел Прандтля и Рэлея. Интересно отметить, что построенная в [68] картина инверсий крупномасштабного течения в турбулентной двумерной конвекции фактически воспроизводит картину перебросов, полученную для надкритической конвекции в ячейке Хеле-Шоу еще 30 лет назад [69]. Экспериментально режимы КМЦ в прямоугольной полости для различных аспектных отношений (отношения ширины к высоте) изучались в [70]. Было показано, что вариация аспектного отношения (фактически ширины вертикальной щели) сильно влияет на динамику КМЦ.

Кубическая полость является наиболее изученным случаем прямоугольной геометрии. Численные и экспериментальные исследования для умеренных значений чисел Рэлея  $Ra < 10^8$  представлены в серии работ [71–73]. Одни из первых попыток изучения турбулентных режимов ( $Ra \sim 10^8 - 10^9$ ) в кубической полости с одновременным подогревом снизу и сбоку были инициированы

Зиминым [53, 74]. Позднее было показано, что случай со строго вертикальным перепадом температуры характеризуется разнообразием режимов крупномасштабных течений (обзор этих работ можно найти в [51]).

Исследований динамики КМЦ в кубической полости относительно немного. Для умеренных значений чисел Рэлея (до  $Ra = 1.58 \times 10^7$ ) [75], было показано, что большую часть времени плоскость КМЦ ориентирована перпендикулярно одной из боковых сторон. При превышении критического значения  $Ra \simeq 4.3 \times 10^6$ , стали наблюдаться переориентации, в ходе которых КМЦ изменяла свое направление на  $\pm 90^\circ$ . Было сделано предположение, что изменение ориентации является следствием конкуренции двух перпендикулярных крупномасштабных валов. В [76], в результате экспериментального и численного исследования, было показано что в интервале  $3 \times 10^7 < Ra < 10^8$  КМЦ является крупномасштабным валом ориентированным вдоль диагонали куба. На основе численных расчетов авторы [76] сделали вывод, что переориентация КМЦ осуществляется благодаря повороту одиночного крупномасштабного вала вокруг вертикальной оси. При более высоких значениях числа Рэлея  $Ra = 5 \times 10^8$ , доминирующим расположением КМЦ также является одна из диагоналей [53]. Перебросы КМЦ вдоль одной диагонали и переход с одной диагонали на другую были отмечены (на основе визуальных наблюдений) в работе [77]. Похожая динамика в экспериментах и численных расчетах наблюдалась в недавних работах [78] и [79]. В работе [78] была представлена модель описывающая КМЦ в кубе, построенная на основе модели ранее созданной для цилиндра [62, 67, 80]. Учет кубической геометрии, а именно наличие углов, в [78] производился при помощи потенциала, зависящего от характеристик КМЦ и длины ребра куба.

Представленный обзор показывает, что в задаче исследования динамики крупномасштабной циркуляции на фоне турбулентной конвекции остается много открытых проблем. В частности, не ясна роль геометрии полости, не изучен физический механизм переброса, до настоящего времени не закрыт вопрос о существовании выделенных частот во временных спектрах низших простран-

ственных мод. Представление о переориентации, как о азимутальном вращении, также требует ясности. Что это, физическое вращение жидкости с "вмороженной" КМЦ или это вращение плоскости КМЦ не связанное с движением жидкости? Получение ответов на поставленные вопросы было основной задачей исследований представленных в первой главе.

## 1.2. Методика исследований

### 1.2.1. Эксперимент

Экспериментальная установка представляет собой кубическую полость со стороной 250 мм (Рис. 1.1). Горизонтальные стенки, толщиной 30 мм, изготовлены из меди и выполняют роль теплообменников, а вертикальные стенки, толщиной 25 мм, изготовлены из плексигласа. С помощью термостатов KRIO-VT-01 через теплообменники прокачивается термостатирующая жидкость (тосол) и с точностью до 0.1 °С поддерживается перепад температуры относительно комнатной температуры. Управляющими параметрами задачи являются числа Прандтля и Рэлея:

$$Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Ra = \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\nu\chi},$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\chi$  – температуропроводность, и  $\Delta T$  – наложенный перепад температур между горячей и холодной пластинами.

Кубическая полость заполняется дистиллированной водой, для которой число Прандтля (при средней температуре 23 °С) составляет  $Pr = 7$ . Для варьирования значений числа Прандтля измерения проводились для различной средней температуры жидкости. Для исследования возможности использования данной экспериментальной системы в качестве бенчмарка для верификации численных кодов, в "ОКБМ Африкантов" была изготовлена аналогичная по конструкции установка. Отметим два основных отличия установок ИМСС

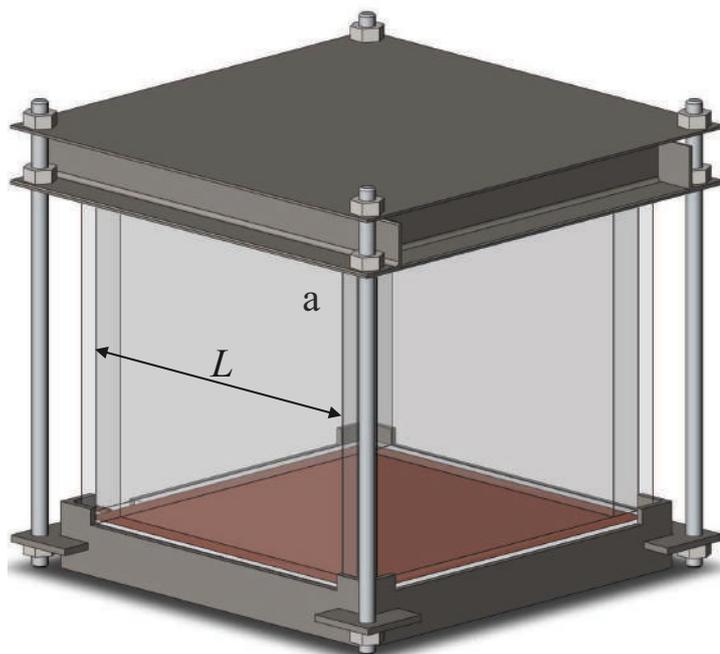


Рис. 1.1. Экспериментальная установка.

и ОКБМ. Во-первых теплообменники в установке ОКБМ были изготовлены из алюминия, а не из меди как для установки ИМСС. Во-вторых различным образом была организована теплоизоляция внешних границ. Установка ИМСС с трех боковых сторон была закрыта толстыми 40 мм полистироловыми плитами, с тонкой щелью для организации светового ножа для PIV измерений. Так как для съемки PIV изображений стенка должна быть прозрачной, то теплоизоляция для четвертой стенки была реализована при помощи дополнительной плексигласовой пластины. Был организован тонкий воздушный зазор (5 мм), то есть фактически был реализован стеклопакет. Эффективность теплоизоляции проверялась при помощи термопарных измерений. Установка ОКБМ помещалась в отдельный, прозрачный, плексигласовый бокс, температура в котором поддерживалась равной средней температуре внутри кубической полости с точностью не ниже 0.5 °C.

Для измерений скорости использовалась PIV система "Полис" и программное обеспечение Actual Flow. Для измерений на установке ОКБМ использовалась PIV система LaVision с программным обеспечением DaVis. Все полевые из-

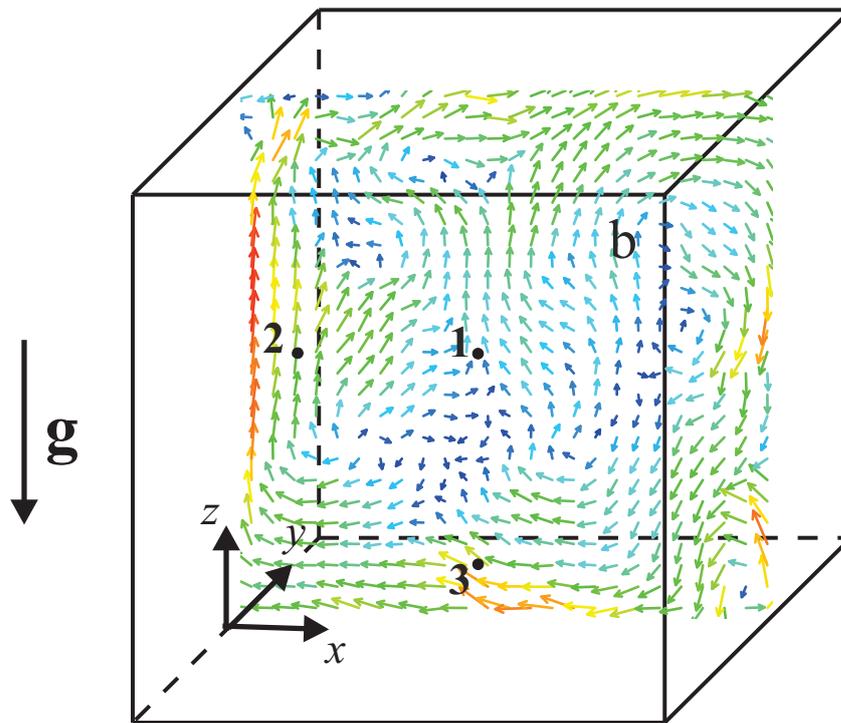


Рис. 1.2. Пример поля скорости в среднем вертикальном сечении.

мерения скорости выполнялись в центральном вертикальном сечении полости (Рис. 1.2). Поле скорости восстанавливалось с помощью метода PIV, основанного на измерении перемещения полиамидных частиц нейтральной плавучести (плотность  $1 \text{ г/см}^3$ , диаметр около  $20 \text{ мкм}$ ) в плоскости лазерного светового ножа. Измерительная область, в которой производилось восстановление поля скорости имела размер  $250 \times 190 \text{ мм}^2$ . Временная задержка между вспышками лазера находилась в диапазоне от  $40$  до  $100 \text{ мс}$  и подбиралась в зависимости от числа Рэлея. В экспериментах размер расчетной области (interrogation window) составлял  $32 \times 32$  пикс с  $50\%$  перекрытием (overlap), что соответствовало пространственному разрешению в  $3 \text{ мм}$ . Временной интервал между двумя последующими измерениями был равен  $1$  или  $2 \text{ с}$ . Температурные пульсации регистрировались с помощью нескольких дифференциальных медь-константановых термопар диаметром  $0,2 \text{ мм}$  (их количество варьировалось в различных экспериментах от  $4$  до  $11$ ). Термопары располагаются в центральном вертикальном сечении на высоте  $125 \text{ мм}$  от нижнего теплообменника (Рис. 1.3). Контрольный

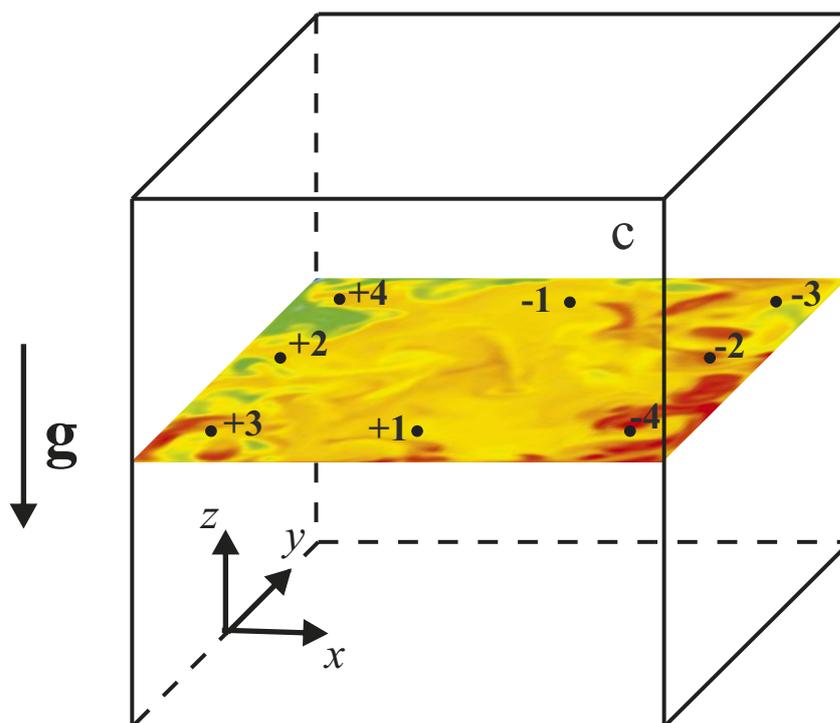


Рис. 1.3. Схема расположения термопар (для случая 4 дифференциальных термопар).

спай находился при постоянной комнатной температуре  $23\text{ }^{\circ}\text{C}$ . опрос термопар проводился при помощи системы сбора данных Agilent 34970A с 16 канальным мультиплексором 34902A или с использованием модуля National Instruments NI 9213. Частота опроса термопар варьировалась от 1 до 10 Гц. Длительность экспериментов составляла от 2 до 25 часов.

### 1.2.2. Математическое моделирование

Для математического моделирования термогравитационной конвекции в кубической полости использовались два CFD пакета – коммерческий пакет Ansys CFX и пакет с открытым исходным кодом OpenFOAM. Оба пакета используют для решения уравнений метод конечных объемов.

**Ansys CFX** Расчеты турбулентной конвекции в Ansys CFX выполнялись на основе уравнений конвекции несжимаемой жидкости с использованием подхода LES (Large Eddy Simulation) Смагоринского [81], который предполагает разде-

ление всех полей на крупномасштабные и мелкомасштабные: для скорости —  $v = U + u$  и температуры —  $T = \Theta + \theta$ . На крупных масштабах решение получается явно, путем численного моделирования конвекции, а мелкомасштабная турбулентность параметризуется, то есть определяется через характеристики крупномасштабного движения.

Уравнения для крупномасштабных переменных имеют вид

$$\begin{aligned}\partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + \partial_j \langle u_i u_j \rangle &= -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \partial_{jj}^2 U_i + g \frac{\rho - \rho_0}{\rho} e_i, \\ \partial_t \Theta + U_j \partial_j \Theta + \partial_j \langle u_j \theta \rangle &= \chi \partial_{jj}^2 \Theta, \\ \partial_j U_j &= 0,\end{aligned}\tag{1.1}$$

где  $P$  — давление,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $g$  — ускорение свободного падения,  $e_i$  — единичный вектор, ориентированный в направлении оси  $z$ ,  $\rho_0$  — плотность воды при температуре нижнего теплообменника, а плотность считается заданной функцией температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ):  $\rho = 1000,555 - 0,0708 \cdot \Theta - 0,003557 \cdot \Theta^2$ .

Влияние мелкомасштабных вихрей на эволюцию крупномасштабных вихрей аппроксимируется выражением

$$\langle u_i u_j \rangle = \tau_{ij}^{\text{smag}} = -2C_s^2 \Delta^2 |S| S_{ij},\tag{1.2}$$

где  $S_{ij} = \partial_i U_j + \partial_j U_i$  — компоненты тензора скорости деформации;  $\Delta$  — шаг сетки модели (если сетка неравномерная, то  $\Delta = (h_x h_y h_z)^{1/3}$ );  $|S|$  — норма тензора скорости деформации;  $C_s$  — постоянная Смагоринского. В расчетах используется равномерная сетка, в том числе и в области описания пограничного слоя. Формула (1.2) эквивалентна гипотезе о существовании эффективной вязкости  $\nu_{eff} = \nu + C_s^2 \Delta^2 |S|$ , где  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости. Для оценки эффективной температуропроводности применяется гипотеза о постоянстве турбулентного числа Прандтля (строгое подобие турбулентной температуропроводности и турбулентной вязкости), значение которого принимается равным 0,9. Таким образом, решается система уравнений вида:

$$\begin{aligned}
\partial_t U_i + U_j \partial_j U_i &= -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu_{eff} \partial_{jj}^2 U_i + g \frac{\rho - \rho_0}{\rho} \delta_{iz}, \\
\partial_t \Theta + U_j \partial_j \Theta &= \chi_{eff} \partial_{jj}^2 \Theta, \\
\partial_j U_j &= 0.
\end{aligned} \tag{1.3}$$

В качестве граничных условий принимается постоянство температур на верхней и нижней грани куба и отсутствие теплообмена на боковых гранях. На стенках задается закон прилипания для гладкой стенки.

При расчетах параметров конвекции в кубе используется сетка, состоящая из 3,375 млн. элементов (150 элементов на сторону куба). При этом размер стороны элемента составляет 1.66 мм в случае куба.

Вычисления проводились с использованием 18 ядер вычислительного кластера. При этом за сутки рассчитывалось около 100 с физического времени процесса течения в кубе. Расчеты проводились до пяти тысяч секунд продолжительности физического процесса с шагом интегрирования, соответствующим среднему числу Куранта порядка 0.6 (максимальное значение числа Куранта составило 2,2).

**OpenFOAM** Расчет турбулентной конвекции в OpenFoam 4.1. также выполнялся на основе уравнений конвекции несжимаемой жидкости с использованием подхода LES (Large Eddy Simulation) Смагоринского [81], это обусловлено тем, что для проведения прямого численного моделирования турбулентной конвекции требуется очень высокое пространственное разрешение. Для решения поставленной задачи используется стандартный решатель, позволяющий решать уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска (buoyantBoussinesqPimpleFoam). Использование метода Large Eddy Simulation (LES) предполагает разделение всех полей на разрешаемые вычислительной сеткой (крупномасштабные течения) и подсеточные. Уравнения для крупномасштабного течения получается путем применения низкочастотного фильтра, ширина которого пропорциональна размеру ячейки  $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ . После

применения низкочастотного фильтра из уравнения тепловой конвекции исключается мелкомасштабное движение. Нелинейные взаимодействия между крупномасштабным течением и мелкомасштабной турбулентности турбулентностью параметризуются с использованием подсеточных моделей. Система уравнений, описывающих крупномасштабное течение, имеет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0, \\
\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{p}{\rho_0} \right) + \nu_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\rho}{\rho_0} g_i, \\
\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (T u_j) &= \chi_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \\
\frac{\rho}{\rho_0} &= 1 - \beta(T - T_0),
\end{aligned} \tag{1.4}$$

где  $u_i$  – компонента скорости в  $i$  направлении,  $p$  – давление,  $T$  – температура,  $\rho$  – плотность,  $\nu_0$  – кинематическая вязкость при  $T_0$ ,  $\chi_0$  – температуропроводность при  $T_0$ ,  $\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения,  $\rho_0$  – плотность при  $T_0$ ,  $\tau_{ij}$  – подсеточный тензор напряжений и  $q_j$  – подсеточный тепловой поток. В расчетах мы используем подсеточную модель Смагоринского [16]  $\tau_{ij} = -2(C_s \Delta)^2 |S| S_{ij} = -2\nu_t S_{ij}$ , где  $S_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$  – тензор скорости деформации,  $C_s$  – коэффициент Смагоринского и  $\nu_t$  – турбулентная вязкость. Широко распространенный подход для вычисления подсеточного теплового потока определяется выражением  $q_j = -\chi_t \partial T / \partial x_j$ , где  $\chi_t$  – турбулентная температуропроводность. Для вычисления  $\chi_t$  используется гипотеза о постоянстве турбулентного числа Прандтля  $\chi_t = \nu_t / \text{Pr}_t$ . В расчетах принимаются следующие значения:  $C_s = 0.18$ ;  $\text{Pr}_t = 0.9$ .

Для дискретизации конвективных слагаемых используется схема Gauss linear, а для диффузионных слагаемых Gauss linear corrected. Схемы имеют второй порядок точности. Интегрирование по времени выполняется с использованием неявной схемы Эйлера, которая имеет второй порядок точности. Для решения системы линейных алгебраических уравнений полученных после дискретизации уравнений применяется предобусловленный метод би-сопряженных градиентов PBiCG для скорости и температуры и GAMG метод

для давления. В качестве предобусловителя используется метод неполной факторизации DILU.

### **1.3. Исследование структуры и характеристик турбулентной конвекции**

#### **1.3.1. Структура турбулентной конвекции в кубической полости**

Изучение турбулентной конвекции в замкнутых полостях является не только важной фундаментальной проблемой, но и привлекает большое внимание в связи с различными прикладными аспектами. Так натурная проверка работы различных блоков атомных электростанций, прежде всего циркуляционных контуров является очень сложной и дорогостоящей процедурой, поэтому для этих целей все шире используются численные расчеты. Нестационарные неизотермические течения теплоносителя оказывают заметное влияние на показания датчиков температуры, по которым осуществляется управление атомными реакторными установками. Кроме того, в турбулентных неизотермических потоках возникают пульсации температуры, которые обуславливают дополнительные термоциклические нагрузки на стенки оборудования и в ряде случаев значительно уменьшают ресурс отдельного оборудования и установки в целом. С учетом того, что ко всем ядерным объектам предъявляются требования повышенной надежности и безопасности, недостаточный уровень осведомленности о параметрах неизотермических потоков существенно определяет величину запасов, закладываемых при проектировании объекта, так и проектные ограничения на этапе эксплуатации объекта. Накладываемые ограничения, в свою очередь, снижают экономичность существующих и вновь проектируемых объектов атомной энергетики. К настоящему времени быстро растущая производительность многопроцессорных вычислительных машин обеспечивает возможность рассчитывать процессы в неизотермических потоках с помощью программ вычисли-

тельной гидродинамики (CFD). Использование этих программ для анализа течения в атомных реакторных установках подтверждается значительным объемом работ, координируемых Международным агентством по атомной энергии (МАГАТЭ) и Организацией экономического сотрудничества и развития в Европе. Эти работы направлены на адаптацию CFD программ к решению проблем атомной энергетики. По мнению экспертов названных организаций (объединенных в рабочую группу CFD4NRS–CFD), одним из ключевых условий успешного внедрения и применения CFD программ в этой отрасли является создание экспериментальной базы, представительной с точки зрения разработки и обоснования технологии приложения CFD программ к описанию неизотермических потоков. При этом важно подчеркнуть, что выбор эталонной задачи (такие задачи принято называть бенчмарками — benchmarks) и набора характеристик, по которым должен накапливаться экспериментальный материал, невозможен без четкой фиксации того, что, собственно, требуется узнать в ходе проводимых расчетов. Среди класса задач численного моделирования неизотермических потоков наиболее трудными являются задачи естественной или смешанной конвекции, особенно в тех режимах, где возникают устойчивые пульсации температуры и скорости теплоносителя в потоке, что может существенно влиять на ресурс оборудования. Ранее, в силу ограниченных вычислительных ресурсов, основное внимание уделялось бенчмаркам для двумерных течений [35–37]. В настоящее время значительно возросшие вычислительные мощности позволяют проводить ресурсоемкие трехмерные расчеты, поэтому необходим выбор соответствующих бенчмарков. Богатая динамика КМЦ в кубической полости при вертикальном перепаде температур, обусловила интерес к использованию данной конфигурации в качестве нового бенчмарка. Приведенный выше обзор показал, что в турбулентной конвекции в замкнутых полостях возможно появление как хаотических режимов, так и режимов с выделенной частотой осцилляций. Способность CFD программ воспроизводить динамику крупномасштабного потока (независимо от используемых моделей подсеточной турбулентности)

представляется важнейшим критерием применимости этих программ к задачам проектирования объектов атомной энергетики.

Ранее в [70] была проведена серия экспериментов для изучения динамики КМЦ в прямоугольных полостях с различным аспектным отношением  $\Gamma$  (отношение ширины к высоте) от 0.1 до 1 (от щели до куба) для чисел Рэлея от  $Ra = 2.2 \cdot 10^9$  до  $6.6 \cdot 10^9$ . На основе PIV измерений восстанавливались поля завихренности. Затем для характеристики КМЦ выделялась крупномасштабная мода. Было показано, что вариация аспектного отношения существенно влияет на динамику КМЦ, а именно для аспектных отношений  $\Gamma \geq 0.5$  инверсии КМЦ не наблюдались.

Основываясь на результатах работы [70] возможность использования турбулентной конвекции в кубической полости в качестве бенчмарка была экспериментально и численно исследована для фиксированного значения числа Рэлея  $Ra = 4.4 \cdot 10^9$  при котором предполагалось наличие стохастических и регулярных пульсаций и отсутствие инверсий КМЦ. Наряду с измерениями методом PIV, режимы течений диагностировались при помощи линейки термопар расположенных вдоль горизонтали в центральном сечении полости с шагом в 21 мм. Полученные мгновенные профили температуры раскладываются в ряд Фурье  $T(x, 0, t) = \sum A_n(t) \sin(2\pi nx/D)$ , в котором первый член  $A_1$  характеризует амплитуду крупномасштабных пульсаций температуры (здесь и далее считается, что система координат связана с центром полости, ось  $z$  направлена вверх, оси  $x, y$  — горизонтально ( $y$  поперек слоя)). На Рис 1.4 представлен фрагмент длительностью около 6 часов временной зависимости амплитуды  $A_1$  для кубической полости ( $Ra = 4.4 \cdot 10^9$ ) показывающий отсутствие инверсий КМЦ.

Наряду с характеристиками крупномасштабных течений, возникающих на фоне турбулентной конвекции, в численных расчетах важно адекватно воспроизвести локальные характеристики пульсаций скорости и температуры в конкретных областях потока. В качестве контрольных выбираются три точки: точка 1 — центр полости ( $x = 0, z = 0$ ), 2 — точка вблизи боковой стен-

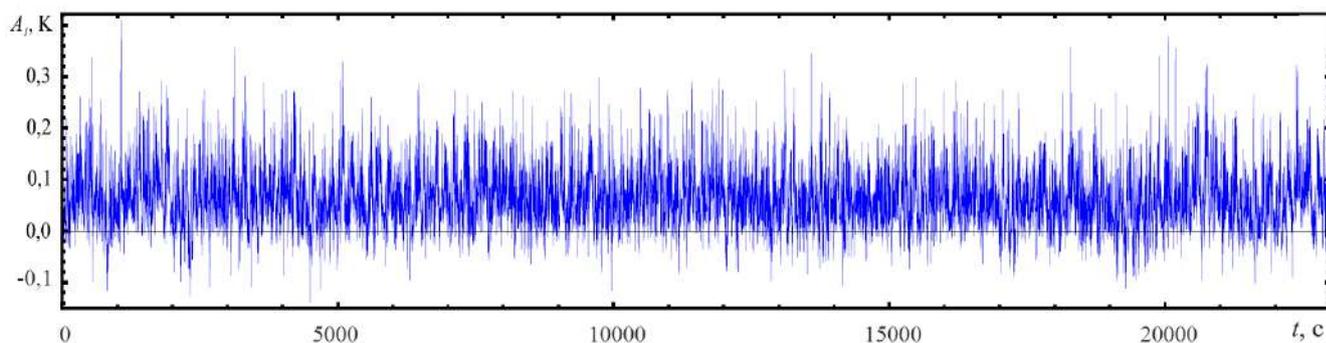


Рис. 1.4. Зависимость амплитуды моды 1 в кубической полости от времени,  $Ra = 4.4 \cdot 10^9$ .

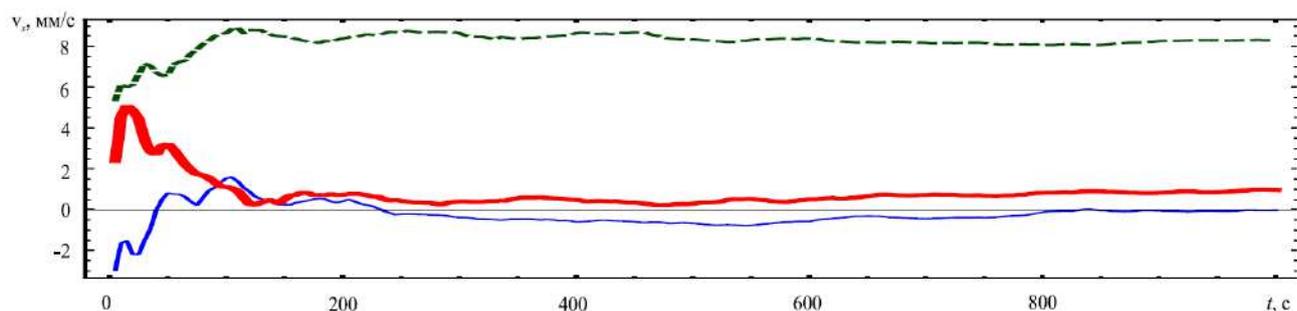


Рис. 1.5. Среднее значение горизонтальной компоненты скорости для числа Рэлея  $Ra = 4,4 \cdot 10^9$  в разных точках полости в зависимости от времени осреднения: центр полости – тонкая линия; точка вблизи боковой стенки – жирная линия; точка вблизи нижнего теплообменника – пунктир

ки ( $x = 104\text{мм}$ ,  $z = 0$ ),  $\mathcal{Z}$  – точка вблизи нижнего теплообменника ( $x = 0$ ,  $z = -95\text{мм}$ ).

Для оценки нижней границы длительности интервала времени, необходимого для вычисления статистических характеристик пульсаций, на Рис 1.5 представлена зависимость средних значений вертикальной и горизонтальной компонент скорости от времени усреднения для трех разных точек полости. Из рисунка видно, что минимальное время для оценки средних значений составляет порядка 200 секунд, а для получения надежных значений необходимо не менее 1000 секунд.

Теперь перейдем к описанию результатов расчетов выполненных для тех же значений управляющих параметров, что и в эксперименте. Расчет турбулентной конвекции выполнен на основе уравнений конвекции несжимаемой жидкости с использованием методики LES (Large Eddy Simulation) Смагоринского

[81]. Подробно, решаемая система уравнений, расчет подсеточных характеристик описаны в ранее в разделе посвященном методике исследований.

В качестве граничных условий принимается постоянство температур на верхней и нижней грани куба или щели и отсутствие теплообмена на боковых гранях. На стенках задается закон прилипания для гладкой стенки. Рассматривается конвекция в кубической полости. Числа Прандтля и Рэлея являются фиксированными  $Pr = 7$ ,  $Ra = 4,4 \cdot 10^9$ . При расчетах параметров конвекции в кубе используется сетка, состоящая из 3,375 млн. элементов (150 элементов на сторону куба). При этом размер стороны элемента составляет 1,66 мм в случае куба. Вычисления проведены с использованием 18 ядер вычислительного кластера. При этом за сутки рассчитывалось около 100 с физического времени процесса течения в кубе. Расчет проведен до пяти тысяч секунд продолжительности физического процесса с шагом интегрирования, соответствующим среднему числу Куранта порядка 0,6 (максимальное значение числа Куранта составило 2,2).

Прежде всего, проведем сравнение средних полей скорости. На Рис 1.6 показаны векторные поля средней скорости в центральном вертикальном сечении полости, полученные в расчете (левые поля) и эксперименте (правые поля). Для сравнения выбрана экспериментальная реализация, в которой направление циркуляции совпадает с полученной в расчете. Отметим, что в эксперименте не регистрируется скорость в областях, прилегающих к горизонтальным границам — этим областям соответствуют белые полосы на представленных полях. Расчет не только воспроизводит структуру потока (что не удивительно, так как структура среднего течения проста), но и с хорошей точностью изображает максимальные значения скорости.

Структура полей пульсаций в расчете и эксперименте также подобны (основные пульсации локализованы в двух ограниченных областях), причем численные значения совпадают с точностью до нескольких процентов. Несмотря на простую структуру средних полей, течение существенно турбулентное, отноше-

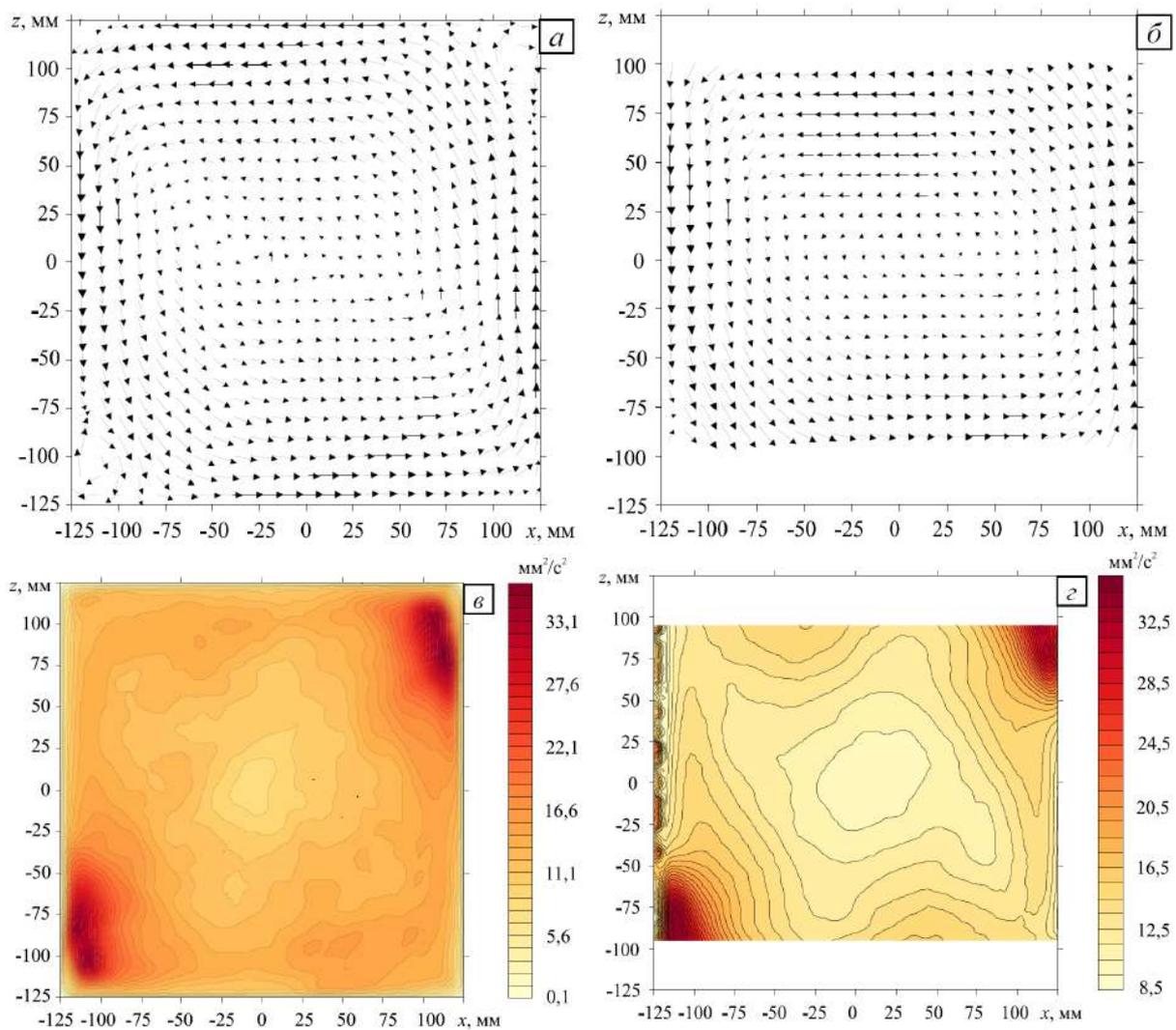


Рис. 1.6. Среднее поле скорости (*a*, *б*) и плотность энергии турбулентных пульсаций (*в*, *г*) в центральном вертикальном сечении : расчет (*a*, *в*) и эксперимент (*б*, *г*).

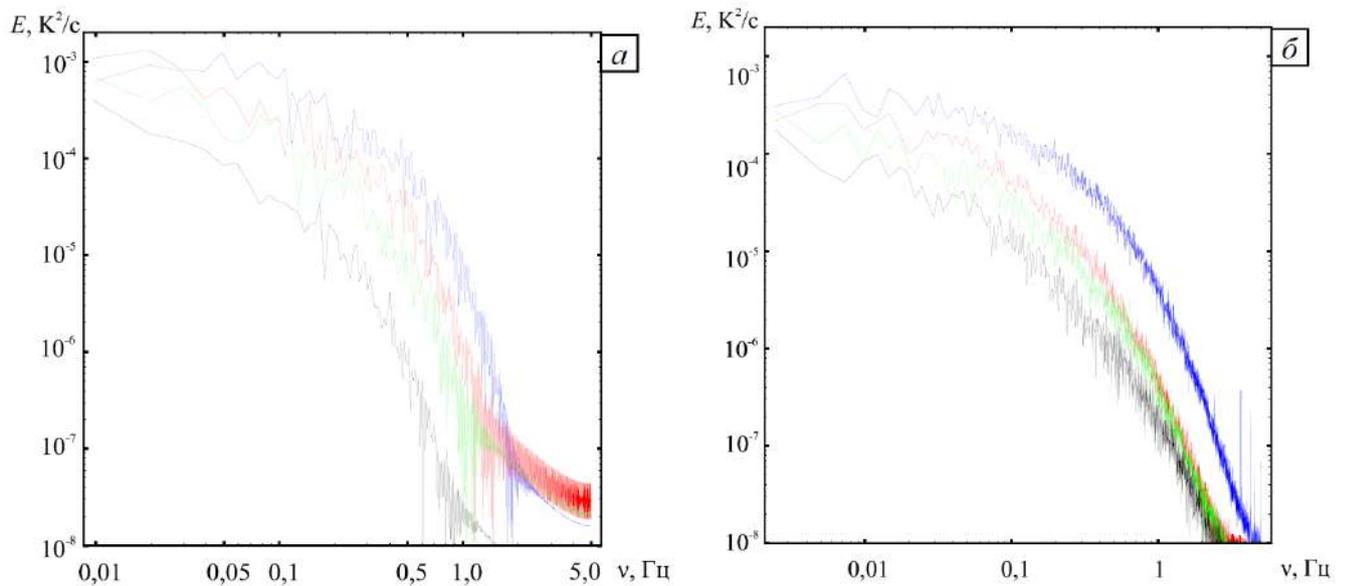


Рис. 1.7. Спектральная плотность энергии пульсаций температуры в четырех точках кубической полости (на расстоянии 21, 42, 63, 125 мм от центра боковой грани): расчет (а) и эксперимент (б).

ние общей энергии пульсаций скорости к энергии среднего течения составляет 0.3.

Важным критерием адекватности выполняемых расчетов являются спектральные характеристики пульсаций скорости и температуры. На Рис 1.7 приведены спектральные плотности энергии пульсаций температуры в четырех выделенных точках кубической полости. При этом длина экспериментальных рядов существенно превосходит длину расчетных (на порядок), что не позволяет сравнивать низкочастотную часть спектров. В высокочастотной части расчетные спектры воспроизводят перегиб, соответствующий переходу от инерционного интервала к диссипативному. В низких частотах экспериментальный спектр пульсаций температуры в точке у боковой стенки содержит пик, соответствующий колебаниям крупномасштабной циркуляции, который воспроизвести в данных расчетах не удалось.

Спектры пульсаций скорости показаны на Рис 1.8. Поскольку интерес представляет сравнение общей структуры спектра, на рисунке показаны сглаженные версии спектров. Для сравнения выбраны две точки: центр полости и точка на

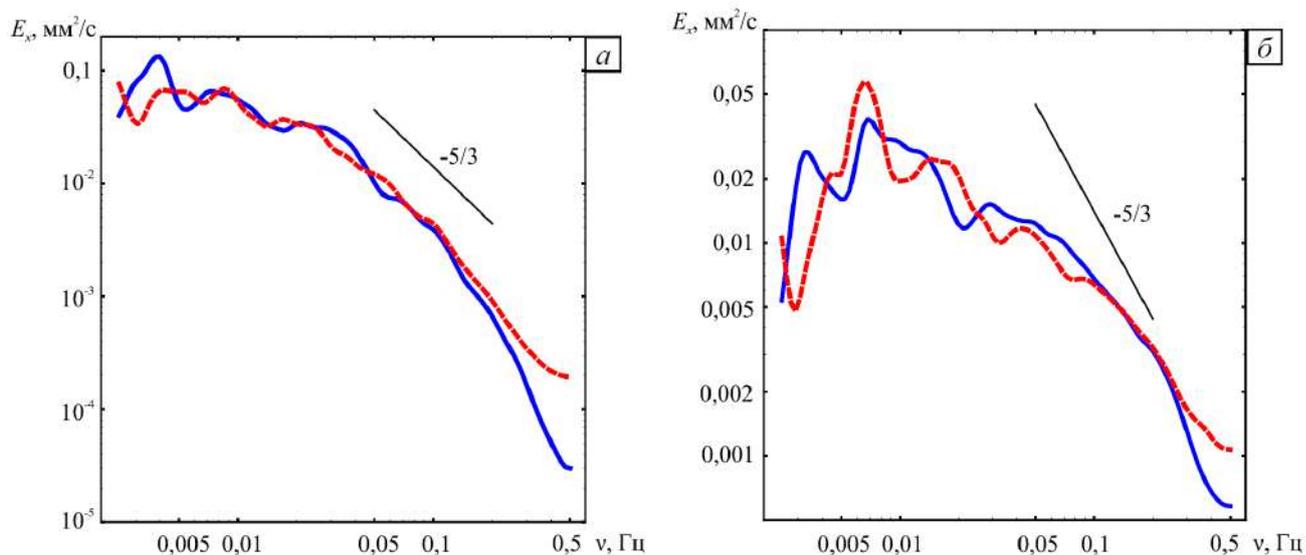


Рис. 1.8. Спектральная плотность энергии пульсаций скорости в центре полости (а) и на расстоянии 21 мм от боковой стенки (б) : расчет – сплошные линии, эксперимент – пунктирные линии.

расстоянии 21 мм от боковой границы. В центральной точке и эксперимент, и расчет дают полную изотропию поля пульсаций — спектры вертикальной и горизонтальной компонент совпадают и поэтому на рисунке Рис 1.8, а изображены только спектры горизонтальных пульсаций скорости. Расчетный спектр хорошо согласуется с экспериментальным до частоты 0,1 Гц. На более высоких частотах в экспериментальном сигнале доминирует шум, что приводит к завышению спектральной энергии. В спектрах хорошо виден инерционный интервал с колмогоровским распределением энергии (которому на рисунке соответствует прямая линия). Рис 1.8, б содержит спектр горизонтальных пульсаций скорости у боковой стенки. Структура спектра здесь совсем иная — инерционный интервал выражен плохо, так как большая часть спектра определяется колебаниями крупномасштабной циркуляции. По результатам сравнения расчетных и экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что выполненные с помощью пакета ANSYS CFX расчеты позволяют адекватно воспроизводить как среднее течение, так и пространственное распределение и спектральный состав турбулентных пульсаций.

### 1.3.2. Зависимость характеристик крупномасштабной циркуляции от управляющих параметров

Следующий важный вопрос касается набора характеристик для сравнения с бенчмарком [82]. Часто в качестве основной характеристики используется для сравнения экспериментальных и расчетных данных служит число Нуссельта, хотя хорошо известно, что число Нуссельта может слабо варьироваться при существенной перестройке течения и соответственно не может служить индикатором того, что расчет корректно воспроизводит структуру течения [83]. Сложная динамика и трехмерная структура конвективного течения в кубе при высоких значениях числа Рэлея делает необходимым сфокусироваться на детальном изучении нескольких конкретных режимов, сформировав достаточную экспериментальную базу для валидации CFD кодов. Также надо отметить явный недостаток экспериментальных данных касающихся спектральных распределений различных компонент скорости и температуры. Спектральные распределения важны для верификации корректности описания сил плавучести в турбулентных моделях используемых для CFD расчетов. Особенностью серии экспериментальных измерений представленных ниже, является проведение независимых измерений двумя группами экспериментаторов (в ИМСС УрО РАН и ОКБМ Африкантов) с использованием близких по конфигурации экспериментальных моделей. Это позволило удостовериться в воспроизводимости экспериментальных результатов и в их независимости от конкретной реализации экспериментальной установки и типа используемой измерительной системы.

Исследования проводились для двух различных значений средней температуры рабочей жидкости (воды)  $T_0 - 25\text{ }^\circ\text{C}$  и  $50\text{ }^\circ\text{C}$ . Выбор значений  $T_0$  был обусловлен необходимостью оценить влияние физических свойств жидкости на характеристики конвективных течений, число Прандтля при этом от  $Pr = 6.1$  до  $Pr = 3.5$ .

Измерения полей скорости проводились в среднем вертикальном сечении

Таблица 1.1. Параметры экспериментов

	$T_0$	$\Delta T, ^\circ\text{C}$	$Pr$	$Ra$
I	25	6.7	6.1	$2.0 \cdot 10^9$
II	25	20	6.1	$6.0 \cdot 10^9$
III	50	7.4	3.5	$6.0 \cdot 10^9$
IV	50	20	3.5	$1.6 \cdot 10^{10}$

(Рис. 1.2) методом PIV. Для измерений на установке ИМСС (модель А) использовалась система PIV Полис, а на установке ОКБМ (модель Б) – LaVision.

Характеристики экспериментальных режимов реализованных независимо при помощи моделей А и Б представлены в таблице 1.3. Выбор параметров не случаен. Есть режимы с фиксированным значением  $Pr$  и различными значениями  $Ra$  (I-II and III-IV) и с различными  $Pr$ , но одинаковыми  $Ra$  (II and III).

Измерения температуры проводились в модели А при помощи четырех дифференциальных медь-константановых термопар, расположенных в среднем горизонтальном сечении, вблизи стенок полости (Рис. 1.3). Символами (+) и (–) показаны два спая каждой термопары. Расстояние от каждого спая до ближайшей стенки было 21 мм. Данный набор термопар позволял определять перепад температур вдоль диагоналей и между стенками модели. Анализ термопарных измерений позволил идентифицировать ориентацию крупномасштабной циркуляции и амплитуду ее осцилляций.

### Средние характеристики течения

Сложная пространственная структура и временная динамика КМЦ в кубической полости показанные в разделе 1.3.1 поднимают вопрос о чувствительности характеристик КМЦ к особенностям конкретной экспериментальной ре-

лизации. Именно поэтому были созданы две экспериментальные установки без согласования их технических деталей. Все четыре эксперимента из таблицы 1.3 были реализованы независимо на установках ИМСС и ОКБМ. Затем было проведено тщательное сравнение полученных результатов. Для всех экспериментов были реализованы длительные серии PIV измерений полей скорости в выделенном вертикальном сечении. Основное внимание было сфокусировано на общей структуре течения, пространственном распределении энергии пульсаций, локальных спектральных характеристиках скорости и временной динамике КМЦ.

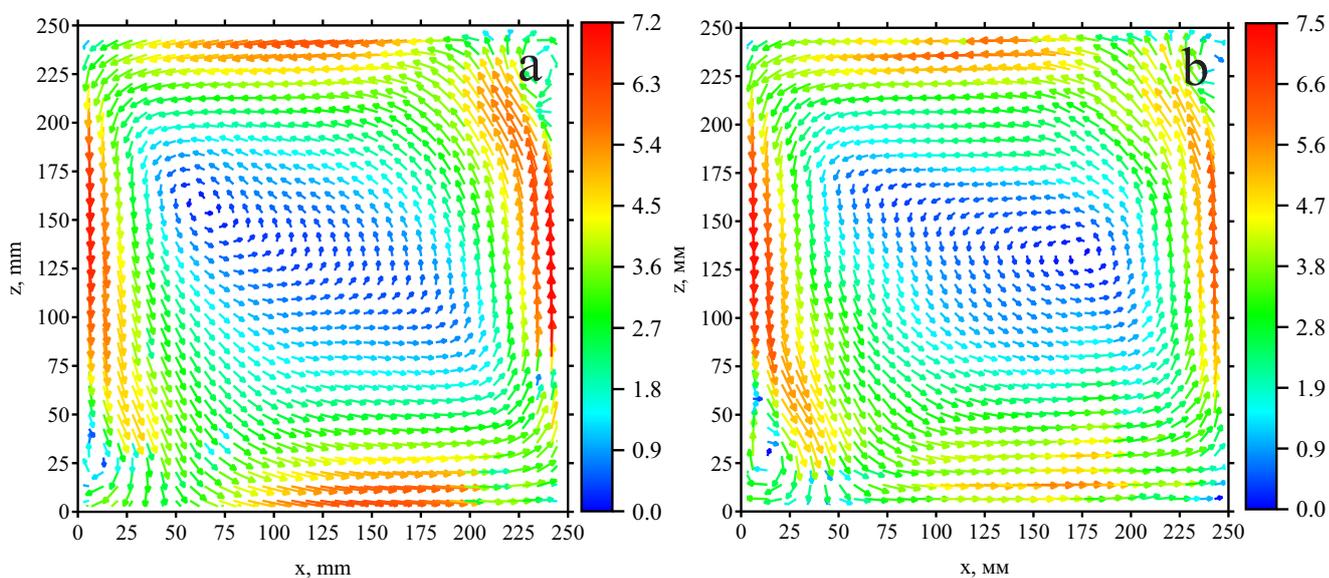


Рис. 1.9. Среднее поле скорости в среднем вертикальном сечении при  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 2.0 \cdot 10^9$  (мм/с): а – модель А, б – модель Б.

Среднее поле скорости в среднем вертикальном сечении для эксперимента I показано на Рис. 1.9. Один крупномасштабный вал занимает практически всю полость за исключением двух противоположных углов, в которых расположены два небольших вихря вращающихся в обратном по отношению к крупномасштабному валу направлении. Поля скорости представленные на Рис. 1.9 показывают, что структура средних течений в моделях А и Б подобна, хотя есть небольшие отличия в деталях. Для анализа структуры среднего течения можно выделить три области : (i) вязкий пограничный слой, (ii) ядро, и (iii) переходный слой [84, 85].

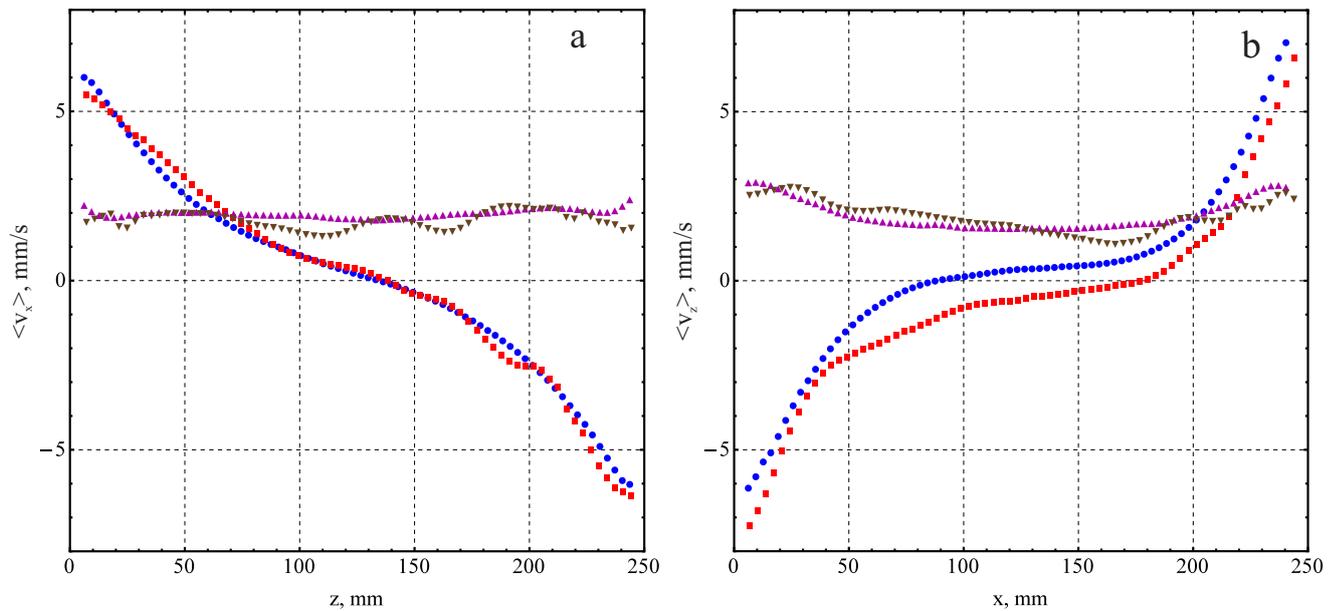


Рис. 1.10. (а) Средние профили горизонтальной компоненты скорости  $\langle v_x \rangle$  и профили среднеквадратичных отклонений для различных вертикальных положений  $z$  для  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 2.0 \cdot 10^9$ . (б) Средние профили вертикальной компоненты скорости  $\langle v_z \rangle$  и профили среднеквадратичных отклонений для различных горизонтальных положений  $x$  для  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 2.0 \cdot 10^9$ . Средние профили скорости : квадраты – модель А, круги – модель Б, профили среднеквадратического отклонения: треугольники – модель А, перевернутые треугольники – модель Б.

Структура вязкого пограничного слоя в данной работе не рассматривается из-за недостаточно высокого пространственного разрешения полученных PIV полей. Отметим, что измерения в пограничных слоях в конвективных потоках это отдельная, очень сложная задача. Это обусловлено высокими требованиями к пространственному разрешению и существенными оптическими искажениями из-за больших градиентов температуры. В ядре амплитуда пульсаций скорости превышает ее средние значения. Пульсации скорости в ядре достаточно однородны и изотропны (Рис. 1.10). Промежуточная область между пограничным вязким слоем и ядром это область смешения. Уровень пульсаций в этой области сравним с наблюдаемым в ядре. Профили вертикальной и горизонтальной компонент скорости (Рис. 1.10) показывают, что средние характеристики течений в моделях А и Б очень близки. Помимо сравнения средних течений и их характеристик важно сравнить пространственное распределение средней энергии

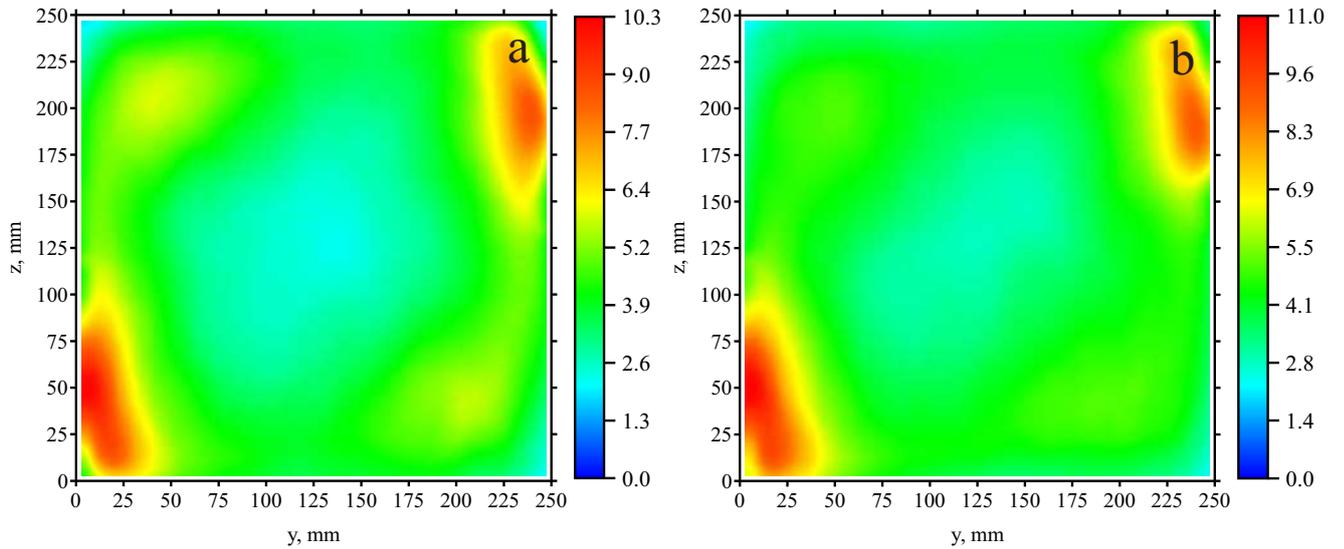


Рис. 1.11. Экспериментальные распределения средней энергии турбулентных пульсаций для  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 2.0 \cdot 10^9$  ( $\text{мм}^2/\text{с}^2$ ): а – модель А, б – модель Б.

турбулентных пульсаций  $k = \frac{1}{2}(\langle \delta v_x^2 \rangle + \langle \delta v_z^2 \rangle)$ , где  $\delta v_x$  и  $\delta v_z$  это пульсационные части  $v_x$  и  $v_z$  (Рис. 1.11). Оба поля подобны с максимумами энергии турбулентных пульсаций в углах, занятых нестационарными вихрями. Также для сравнения турбулентных течений в моделях А и Б в Таблице 1.2 представлен комплекс интегральных характеристик. Высокий уровень турбулентных пульсаций подтверждает, что для данных значений числа Рэлея реализуются развитые турбулентные течения. Полная энергия турбулентных пульсаций нормированная на полную энергию среднего течения принадлежит интервалу  $0.5 < E_p/E_m < 0.75$ . Количественные отличия между значениями различных характеристик течений в моделях А и Б достигают величины в десять процентов для экспериментов I-III и даже больших значений в случае эксперимента IV. Далее в разделе 1.3.4 будет показано, что причиной этих расхождений являются переориентации крупномасштабной циркуляции, а не измерительные ошибки.

Особенностью турбулентной конвекции в замкнутых полостях (цилиндрической или кубической геометрии) является наличие низкочастотных осцилляций КМЦ [58, 70]. Эта особенность, наблюдаемая для ограниченного интервала параметров может быть использована для валидации CFD кодов. Для описания

Таблица 1.2. Средние характеристики турбулентных конвективных течений для двух экспериментальных моделей.  $E_m$  – интегральное значение кинетической энергии среднего течения,  $E_p$  – интегральное значение кинетической энергии турбулентных пульсаций,  $\langle B_{11} \rangle$  – осредненные по времени значения  $B_{11}$ ,  $rms(\delta B_{11})$  – среднеквадратичные значения пульсаций  $B_{11}$ ,  $f_c$  – выделенная частота осцилляций КМЦ.

Эксперименты	$E_m$ мм <sup>2</sup> /с <sup>2</sup>	$E_p$ мм <sup>2</sup> /с <sup>2</sup>	$E_p/E_m$	$B_{11}$ мм/с	$rms(\delta B_{11})$ мм/с	$f_c$ Гц
I-A	5.6	4.0	0.71	3.76	0.96	$3.6 \cdot 10^{-3}$
I-B	5.5	3.7	0.67	3.43	0.92	$3.7 \cdot 10^{-3}$
II-A	20.1	11.4	0.57	7.02	1.65	$6.8 \cdot 10^{-3}$
II-B	18.0	11.1	0.62	6.33	1.69	$6.1 \cdot 10^{-3}$
III-A	14.8	8.5	0.57	6.61	1.32	---
III-B	16.6	9.5	0.57	6.10	1.72	---
IV-A	38.5	24.0	0.62	10.95	2.63	$1.0 \cdot 10^{-2}$
IV-B	36.4	18.6	0.51	8.28	2.05	---

временной эволюции крупномасштабной циркуляции вертикальная компонента скорости раскладывалась в ряд Фурье

$$v_z(t, x, z) = \sum_n \sum_m B_{nm}(t) \cos\left(\frac{\pi n x}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi m z}{L}\right)$$

затем, исходя из предположения, что интенсивность КМЦ определяется модой  $B_{11}(t)$ , анализировались временные вариации низших мод. Временные вариации  $B_{11}$  восстановленные для эксперимента I для обеих моделей показаны на Рис. 1.12. Плотность распределения энергии для осцилляций КМЦ для моделей А и Б, для двух экспериментов показаны на Рис. 1.13.а. В низкочастотной части спектра есть хорошо различимый максимум на частоте  $f_c$ , которая характеризует периодические осцилляции КМЦ. Можно отметить, что энергия этих осцилляций в модели А выше чем в модели Б, при этом значение частоты для

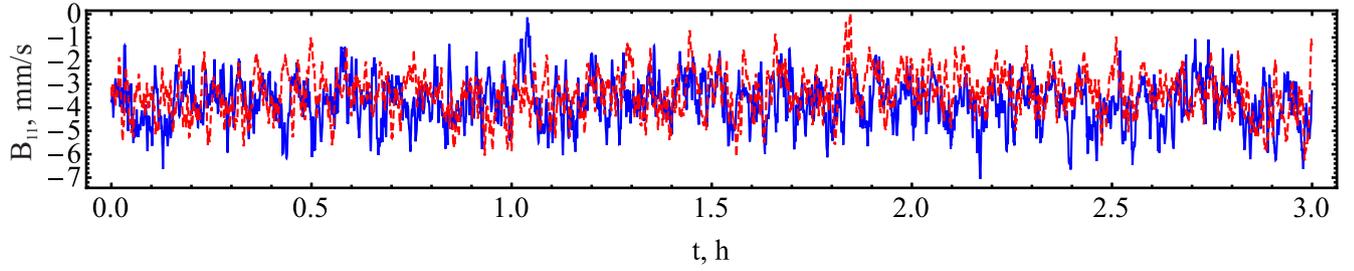


Рис. 1.12. Вариации  $B_{11}(t)$  для эксперимента I ( $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 2.0 \cdot 10^9$ ), сплошная линия – модель А, пунктирная линия – модель Б.

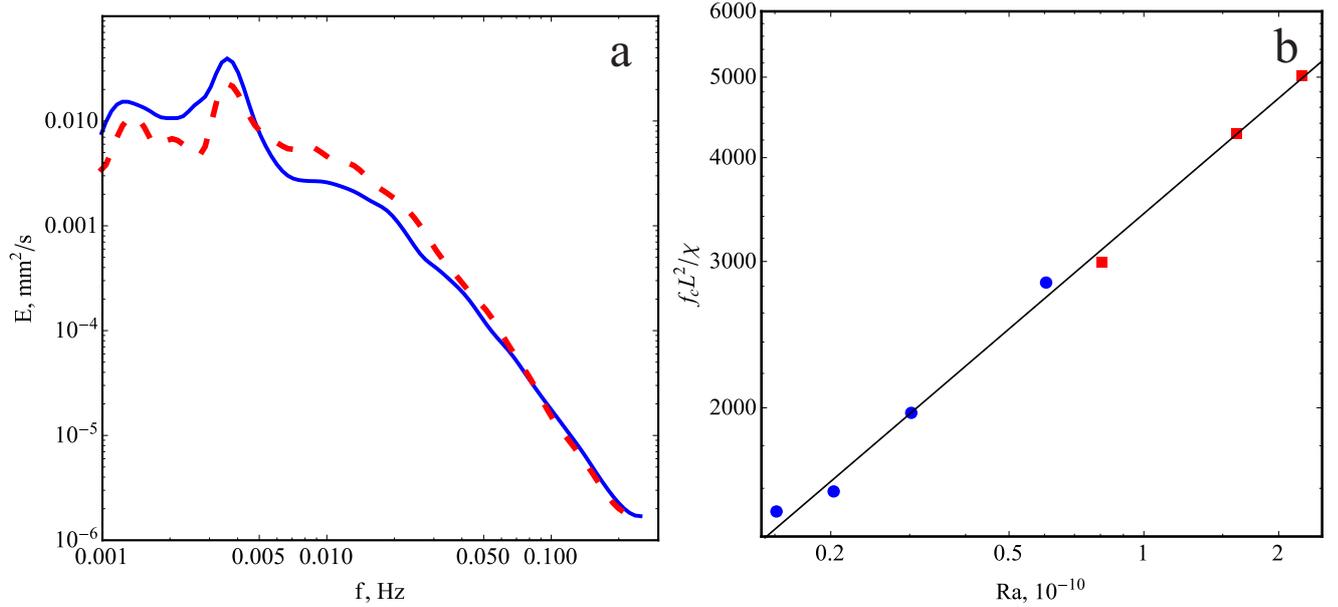


Рис. 1.13. (а) Плотность распределения энергии  $B_{11}$  для двух экспериментов, сплошная линия – модель А, пунктирная линия – модель Б. (б) Зависимость выделенной частоты  $f_c$  от числа Рэлея в двойных логарифмических координатах, круги –  $Pr = 6.1$ , квадраты –  $Pr = 3.5$ . Сплошная линия показывает степенную аппроксимацию  $f_c L^2 / \chi \sim Ra^{0.46}$ .

обеих моделей совпадает.

Зависимость частоты осцилляций  $f_c$  от числа Рэлея показана на Рис. 1.13.б в двойных логарифмических координатах. График показывает, что экспериментальные точки хорошо описываются степенной функцией  $f_c \sim Ra^\gamma$  с показателем  $\gamma \approx 0.46$ . Заметим, что и в цилиндрах с аспектным отношением  $\Gamma = 1.0$  есть выделенная частота, которая также описывается степенной зависимостью от числа Рэлея (показатели варьируются от 0.46 до 0.49) [58, 86–88].

Изменение управляющих параметров, таких как числа Рэлея и Прандтля, производилось благодаря варьированию разницы температур и средней темпе-

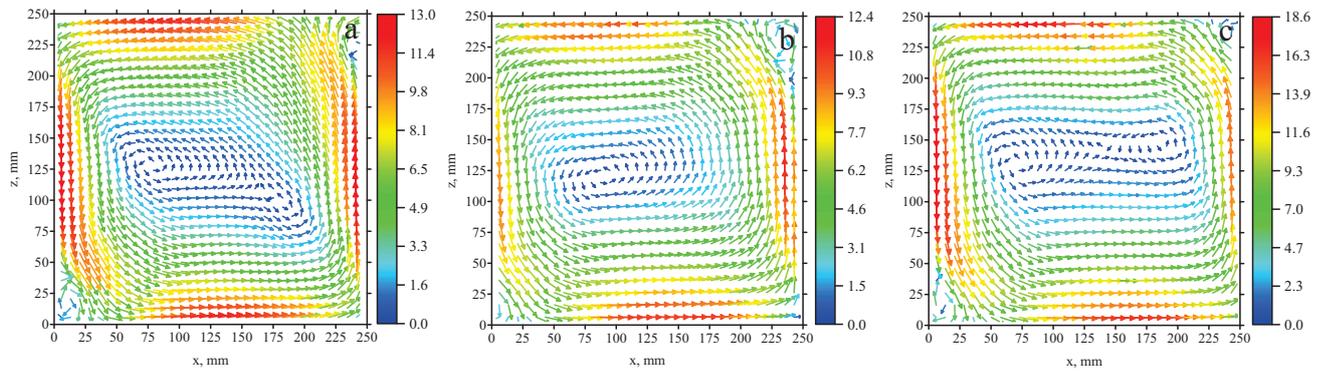


Рис. 1.14. Средние поля скорости в среднем вертикальном сечении для различных экспериментов (мм/с): а –  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$  (модель А), б –  $Pr = 3.5$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$  (модель В), с –  $Pr = 3.5$ ,  $Ra = 1.6 \cdot 10^{10}$  (модель А).

ратуры рабочей жидкости. В качестве рабочей жидкости использовалась вода, которая характеризуется сильной зависимостью физических свойств от температуры. Увеличивая среднюю температуру  $T_0$  от  $25\text{ }^\circ\text{C}$  до  $50\text{ }^\circ\text{C}$  можно изменить значение числа Прандтля почти в два раза (см. Таблицу 1.3).

На Рис. 1.14 показаны средние поля скорости в среднем вертикальном сечении для различных экспериментов (II-IV). Параметры экспериментов были подобраны так, что варьировалось или число Рэлея или число Прандтля. Сравнение результатов этих экспериментов показало, что изменение значений управляющих параметров влияет на интенсивность течения, однако общая структура КМЦ не изменяется.

Подводя итоги сравнения результатов полученных на двух различных экспериментальных установках, можно заключить, что технические различия в конструкции установок не приводят к заметным отклонениям в результатах, они хорошо согласуются как качественно, так и количественно. Отличия в значениях средней энергии и энергии пульсаций  $E_m$ ,  $E_p$  (до 20%) обусловлены различиями в ориентации КМЦ. Подробно особенности пространственной структуры КМЦ и ее ориентации будут представлены ниже в разделе 1.3.4. В отличие от общей структуры КМЦ и ее энергии, низкочастотные осцилляции КМЦ более чувствительны к конструкции экспериментальной установки.

### 1.3.3. Локальные характеристики

Для характеристики пространственной однородности мелкомасштабной турбулентности на Рис. 1.15 представлена плотность энергии пульсаций для двух компонент скорости  $v_x$ , и  $v_z$  для трех точек, в центре ( $x = 125$  мм,  $y = 0$ ,  $z = 125$  мм), около дна ( $x = 125$  мм,  $y = 0$ ,  $z = 30$  мм) и вблизи боковой стенки ( $x = 21$  мм,  $y = 0$ ,  $z = 125$  мм) для всех экспериментов.

Пульсации скорости в центре кубической полости изотропны для относительно высоких частот,  $f > 0.01$  Гц, а на более низких частотах наблюдается слабое доминирование горизонтальных пульсаций. С ростом числа Рэлея это различие между вертикальными и горизонтальными пульсациями уменьшается. На высокочастотной части спектра можно выделить интервал описываемый степенным законом. Для  $Ra > 5 \cdot 10^9$  наклон спектра достаточно близок к закону Колмогорова ( $-5/3$ ), подтверждая существование изотропной турбулентности в ядре течения. Также отметим, что в центральной части полости нет выделенной частоты осцилляций  $f_c$ .

Напротив пульсации скорости вблизи боковой стенки (центральная колонка на Рис. 1.15) существенно анизотропны во всех экспериментах с преобладанием вертикальных пульсаций, связанных с КМЦ. Также в отличие от центральной области, на спектре нет участка соответствующего инерционному интервалу.

Около дна (правая колонка на Рис. 1.15) КМЦ приводит к доминированию горизонтальной скорости и заметным пульсациям горизонтальной скорости,  $\delta v_x$ . При этом спектры пульсаций  $\delta v_x$  около дна заметно отличаются от спектрального распределения для  $\delta v_z$  около вертикальной стенки. Вблизи вертикальной стенки пульсации  $\delta v_z$  интенсивнее во всем интервале частот, в то время как пульсации  $\delta v_x$  около дна преобладают только в интервале частот в окрестности пика, соответствующего выделенной частоте  $f_c$  в спектре пульсаций КМЦ.

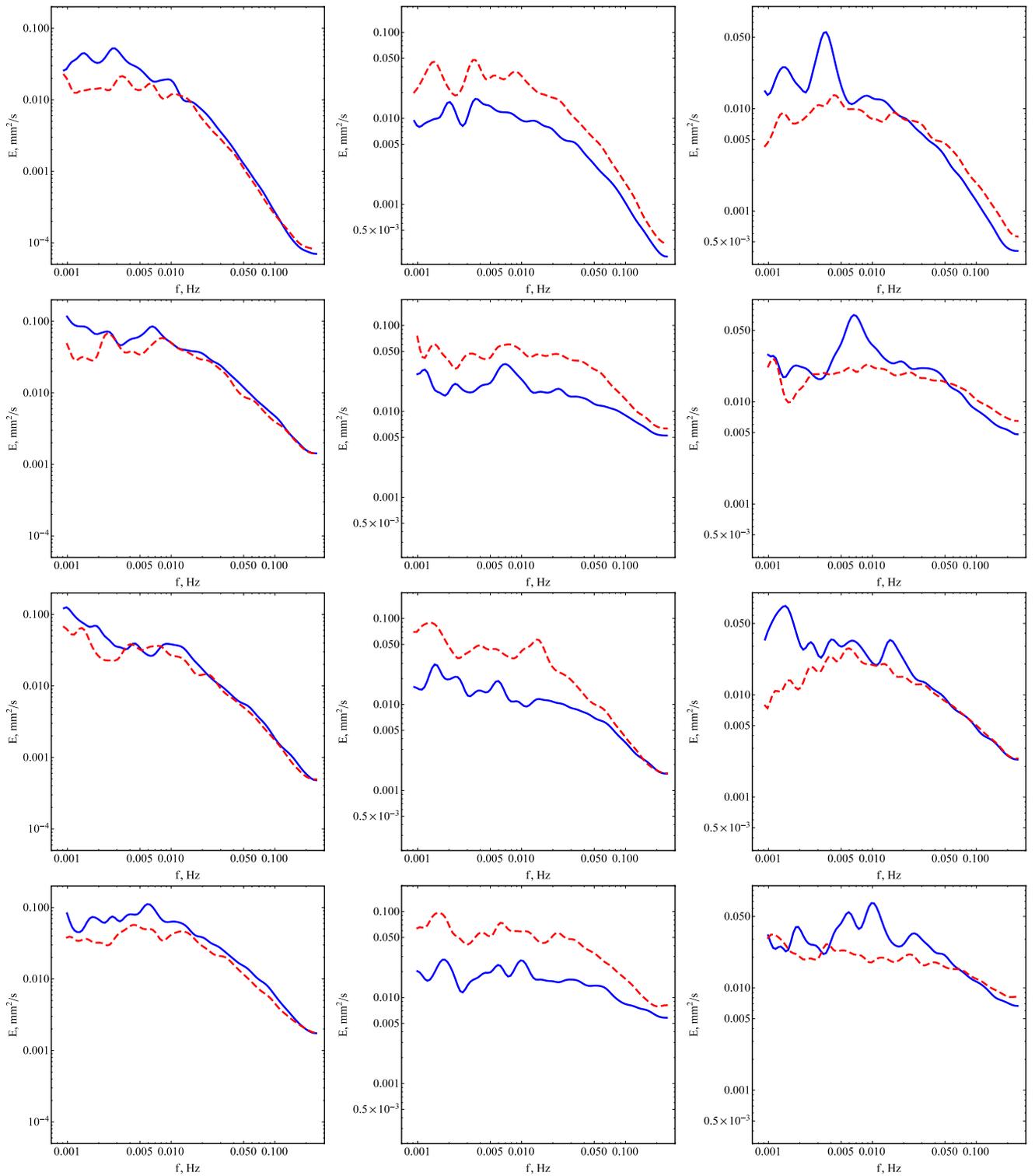


Рис. 1.15. Спектральная плотность энергии пульсаций вертикальной (пунктирная линия) и горизонтальной (сплошная линия) компонент скорости. Левая колонка - область 1, центр полости; средняя колонка - область 2, около боковой стенки ( $x = 21$  мм,  $y = 0$ ,  $z = 125$  мм); правая колонка - область 3, около дна ( $x = 125$  мм,  $y = 0$ ,  $z = 30$  мм). Области 1-3 показаны на Рис. 1.2. Ряды соответствуют экспериментам I, II, III and IV (сверху вниз).

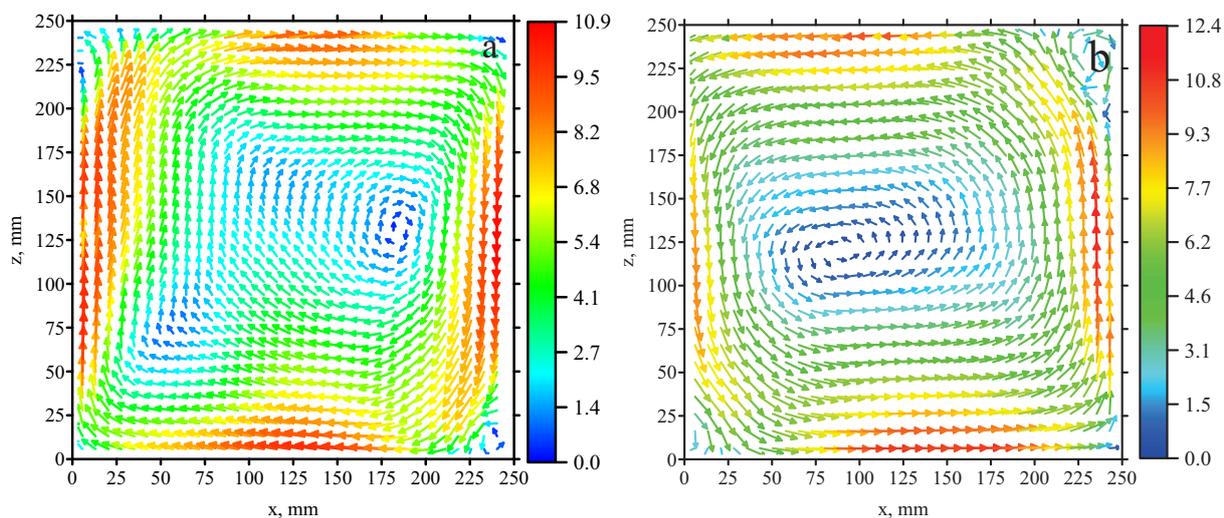


Рис. 1.16. Средние поля скорости в среднем вертикальном сечении для различных экспериментов (мм/с): а –  $Pr = 3.5$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$  (модель А), б –  $Pr = 3.5$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$  (модель В).

Еще раз можно отметить отсутствие выраженного максимума в спектральном распределении энергии пульсаций для вертикальной компоненты скорости вблизи боковой стенки. Это может быть обусловлено стохастическим всплытием термиков. Они являются источником заметных пульсаций скорости и пульсации с выделенной частотой, соответствующие низкочастотной осцилляции КМЦ, сложно выделить на фоне этих случайных пульсаций. Это подтверждает, что анализ локальных характеристик не позволяет выявить всех особенностей крупномасштабной циркуляции.

### 1.3.4. Переориентации КМЦ в экспериментах

Эксперименты по турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости [55, 77, 78, 89, 90] показали, что для  $Ra > 10^8$  крупномасштабная циркуляция ориентирована вдоль одной из диагоналей. Сравнивая результаты полученные для одинаковых граничных условий в моделях ИМСС и ОКБМ были обнаружены довольно заметные отличия в значениях средних характеристик (до 20%). Для эксперимента III были зафиксированы и качественные различия между полями средней скорости (Рис. 1.16). Возможным объяснением этих от-

личий является различная ориентация КМЦ. В обзоре литературы было отмечено, что переориентации КМЦ различного типа являются особенностью турбулентной конвекции в цилиндре единичного аспектного отношения [63, 66, 91–93]. Из-за особенностей геометрии (наличия углов) переориентации КМЦ в кубической полости могут быть очень редкими событиями. Конвективные течения в кубической полости являются трехмерными, поэтому измерения методом PIV двух компонент скорости в выделенной вертикальной плоскости не дают полной информации о структуре течения. Поэтому полевые измерения скорости сопровождались измерениями температуры. Простой и эффективный метод регистрации ориентации КМЦ основан на использовании набора термопар [57, 89]. В нашем случае температурные измерения в модели ИМСС производились при помощи четырех дифференциальных медь-константановых термопар, расположенных в среднем горизонтальном сечении (Рис. 1.3). Символы (+) и (–) показывают два спая каждой термопары. Расстояние от каждого спая до ближайшей стенки составляло 21 мм. Данный набор термопар позволял произвести измерения перепадов температур между противоположными углами и стенками модели. Рис. 1.17 иллюстрирует методику определения ориентации КМЦ. На рисунке представлены фрагменты термопарных измерений (проводимых в течение 24 часов) для двух экспериментов. На фрагменте для эксперимента I, показанного на Рис. 1.17,а, разница температур измеренная термопарами 1 – 3 отрицательна, это означает, что в области спаев (–1, –2, –3) температура выше чем в области спаев (+1, +2, +3). Сигнал термопары 4 осциллирует около нуля. Учитывая тот факт, что максимальная разность температур зарегистрирована термопарой 3 можно заключить, что КМЦ ориентирована вдоль диагонали на которой расположена термопара 3. Крупномасштабная циркуляция поднимается в области спая –3 и опускается в области спая +3 (Рис. 1.18,а). Редкий случай переориентации КМЦ представлен на Рис. 1.17,б и Рис. 1.18б,с. Процесс переориентации хорошо виден на термопарном сигнале при  $t = 5.2$  (справа на Рис. 1.17). В течение длительного времени плоскость КМЦ была ориентирована

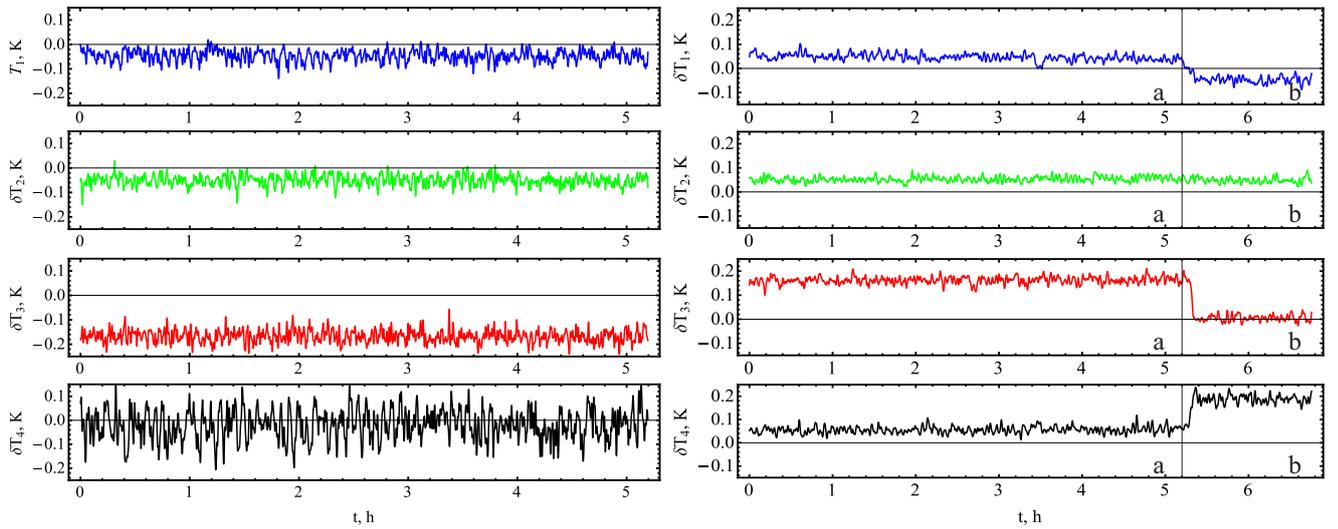


Рис. 1.17. Временной ряд температурных измерений для различных дифференциальных термопар: слева - эксперимент I, справа - эксперимент III. Момент переориентации КМЦ в эксперименте III показан вертикальной линией.

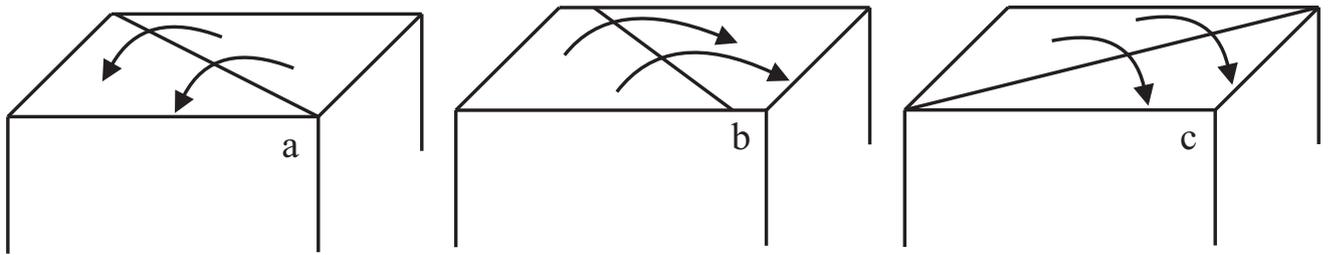


Рис. 1.18. Ориентации КМЦ: а - эксперимент I; b,c - два положения зафиксированные в эксперименте III.

с некоторым угловым отклонением  $\phi$  к одной из диагоналей (Рис. 1.18,b), затем в течение интервала времени  $\sim \tau_0$  (время оборота КМЦ) наблюдается переход к новому положению КМЦ (Рис. 1.18,c). Точное значение угла  $\phi$  не может быть определено при помощи такого малого набора термопар. Важно отметить, что термопарные измерения демонстрируют, что КМЦ переориентируется с одной диагонали на другую, при этом показания термопары 2 практически не изменяются, что вызывает сомнения в том, что переориентация КМЦ осуществляется путем поворота вокруг вертикальной оси. Отклонения КМЦ от строго диагонального расположения объясняют количественные различия в различных экспериментальных реализациях (Таблица 1.3), так как результаты измерений в средней вертикальной плоскости зависят от ориентации КМЦ.

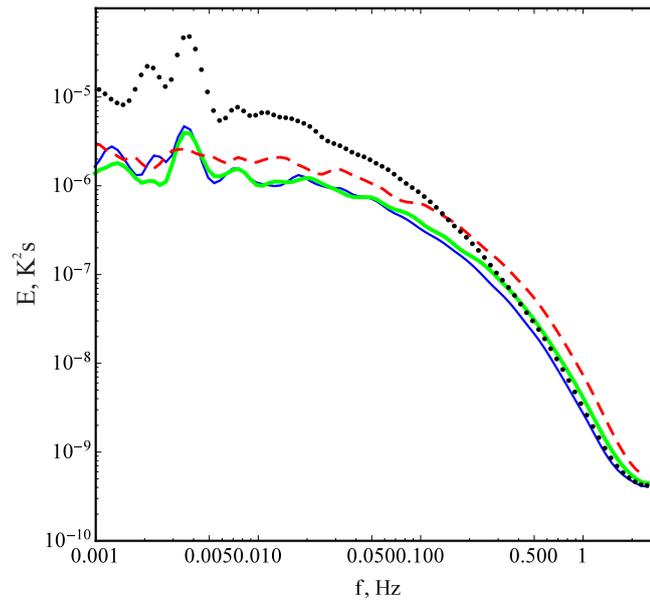


Рис. 1.19. Спектральная плотность энергии температурных пульсаций, для различных термопар : 1 - тонкая синяя линия, 2 - толстая зеленая линия, 3 - пунктирная красная линия, 4 - пунктирная черная линия.

Рисунок 1.19 показывает спектральную плотность энергии температурных пульсаций, для 4 различных термопар для эксперимента I. На всех графиках, за исключением графика для термопары номер 3, лежащей плоскости КМЦ, есть отчетливый пик в низкочастотной части спектра. Этот пик соответствует периодическим осцилляциям с частотой  $f_c$ , значение которой соответствует частоте осцилляций КМЦ полученной на основе измерений скорости. Надо отметить, что наиболее интенсивные пульсации зарегистрированы в направлении перпендикулярном плоскости КМЦ (термопара 2), в то время как температурные осцилляции в плоскости КМЦ не содержат периодические колебания с частотой  $f_c$ . Из этого следует, что обнаруженные периодические осцилляции не являются следствием модуляции интенсивности КМЦ.

## 1.4. Использование турбулентной конвекции

### Рэля-Бенара в качестве бенчмарка

Хорошее согласие экспериментальные данные, полученных независимо двумя научными группами, показало возможность их использования в качестве бенчмарка для верификации CFD кодов. Несомненными достоинствами предлагаемого бенчмарка является то, что несмотря на простую геометрию и граничные условия в кубической ячейке реализуется сложное течение поток с неізотропными турбулентными характеристиками, формируется крупномасштабная циркуляция со сложной динамикой, даже при умеренных числах Рэля. В качестве первой попытки применения предлагаемого бенчмарка было проведено численное моделирование с использованием стандартного, широко распространенного, кода CFD (ANSYS CFX).

Моделирование проводилось для кубической полости того же размера, что и в экспериментах. Температуры верхней и нижней границ были фиксированными, перепад температур был равен  $20^{\circ}\text{C}$ , все боковые стенки считались адиабатическими. Все стенки были непроницаемыми, для скорости выполняется условие прилипания. Использовался метод крупных вихрей (LES) с применением подсеточной модели турбулентной вязкости Смагоринского и численной схемы второго порядка точности. LES с моделью Смагоринского [81] разделяет течение по масштабам, а именно выделяются крупномасштабные и мелкомасштабные движения. Крупномасштабные потоки моделируются непосредственно, а мелкомасштабные движения параметризуются и определяются через характеристики крупномасштабного потока. Все расчеты были выполнены для равномерного расстояния между узлами, даже внутри пограничного слоя. Размер сетки составлял  $150 \times 150 \times 150$ . Предположение о постоянном турбулентном числе Прандтля (подобие между турбулентной температуропроводностью и турбулентной вихревой вязкостью) использовалось для оценки турбулентной температуропроводности. Для всех расчетов значение турбулентного числа Прандтля

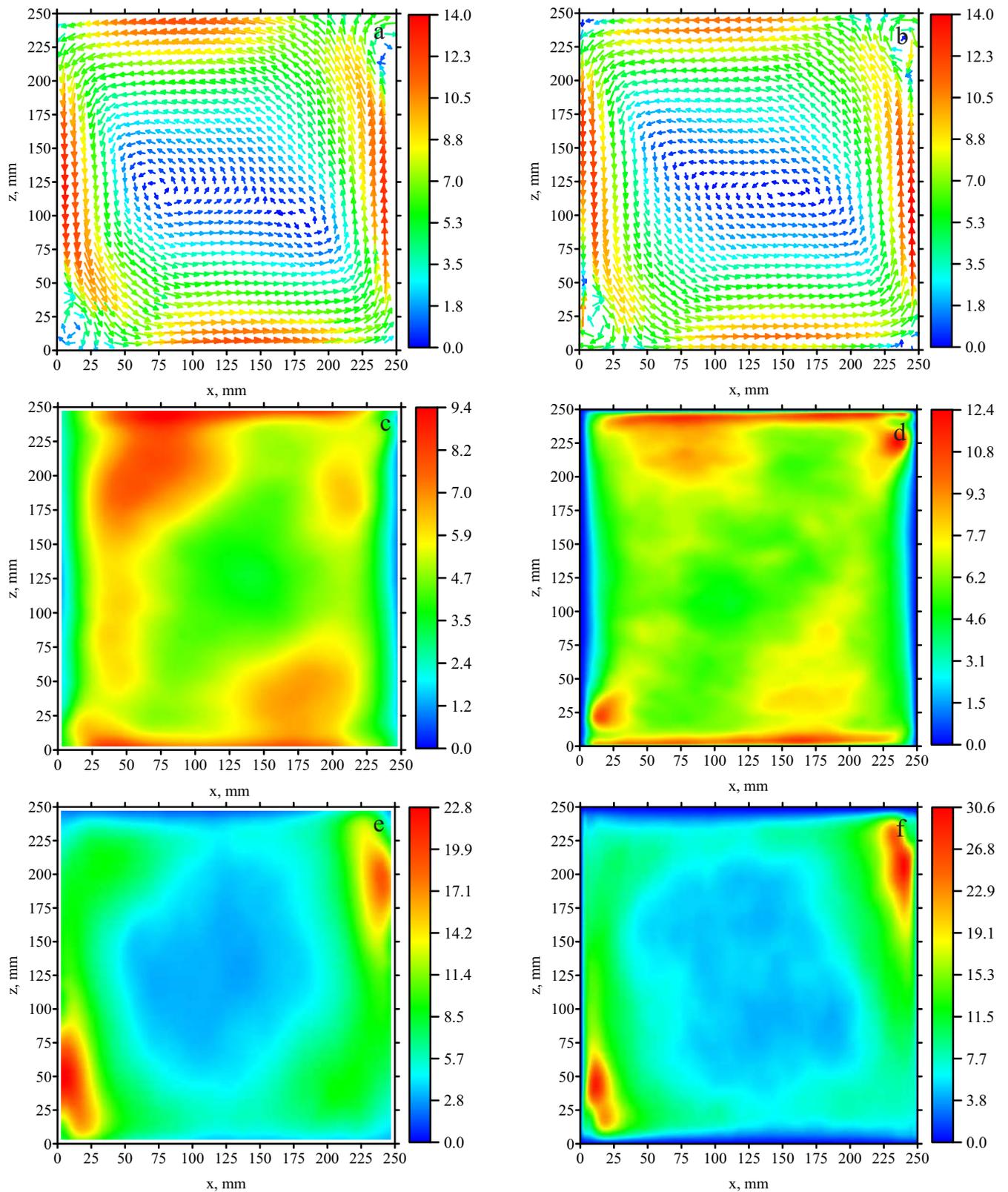


Рис. 1.20. Верхний ряд: средние поля скорости в среднем вертикальном сечении при  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$ , а – эксперимент, б – LES. Средний ряд: распределение энергии пульсаций горизонтальной скорости при  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$  ( $\text{мм}^2/\text{с}^2$ ): с – эксперимент, д – LES. Нижний ряд: распределение энергии пульсаций вертикальной скорости при  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$  ( $\text{мм}^2/\text{с}^2$ ): е – эксперимент, ф – LES.

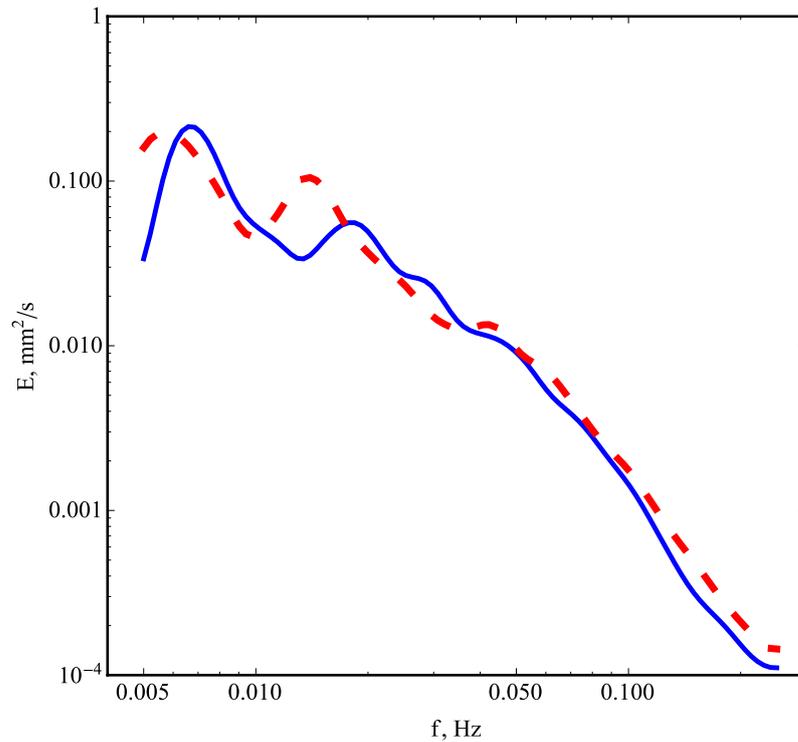


Рис. 1.21. Спектральная плотность энергии пульсаций  $B_{11}$  для  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$ , синяя линия – эксперимент (модель A), красная диния – LES.

было фиксированным  $Pr_t = 0,9$ .

Характеристики полей скоростей в среднем вертикальном сечении для  $Pr = 6.1$ ,  $Ra = 6.0 \cdot 10^9$ , полученные с помощью численного моделирования и эксперимента, показаны на рис. 1.20. В первом ряду представлены поля средней скорости. Распределения энергии пульсаций для двух компонент скорости показаны во втором и третьем рядах. За исключением небольших отклонений в ядре течения, средние численные и экспериментальные поля находятся в очень хорошем количественном согласии. Что касается энергии пульсаций скорости, качественное согласие удовлетворительное, но существуют некоторые количественные отклонения. Мы предполагаем, что эти отклонения обусловлены различными продолжительностью реализаций (экспериментальная реализация была в 5 раз длиннее) и пространственным разрешением (3 мм в эксперименте и приблизительно 1,7 мм в LES).

Далее было проведено сравнение динамики КМЦ в расчетах и экспериментах. Для этого на основе численных результатов были рассчитаны характе-

ристики моды  $B_{11}$  для того же среднего вертикального сечения, получен временной ряд  $B_{11}(t)$  и его спектральная плотность энергии. Хорошее согласие полученных численно и экспериментально спектральных плотностей энергии (см. рис. 1.21), иллюстрируют, что амплитуда и временное поведение КМЦ аналогичны в эксперименте и LES.

В целом, на основании общего сравнения экспериментальных результатов и результатов LES мы заключаем, что для описанных режимов LES дает удовлетворительное согласие с экспериментом, воспроизводит мелкомасштабную динамику турбулентного потока и поведение КМЦ. Это означает, что несмотря на предположение о постоянном турбулентном числе Прандтля в подсеточной модели LES, выбранное разрешение сетки позволило получить достаточно точное описание турбулентных характеристик.

На основе полученных результатов можно сформулировать основные выводы касающиеся особенностей формирования крупномасштабной циркуляции в кубической полости в турбулентном конвективном режиме.

Турбулентная конвекция Рэлея-Бенара в кубической полости является прекрасным примером гидродинамической системы, которая, несмотря на простые геометрию и граничные условия, приводит к формированию течения с изотропной мелкомасштабной турбулентностью и крупномасштабной циркуляцией со сложной динамикой. Длительные эксперименты выявили некоторые специфические особенности КМЦ, такие как низкочастотные колебания с доминирующей частотой, редкие хаотические переориентации и инверсии КМЦ [51, 70, 89]. Редкие и случайные события с заметным изменением структуры КМЦ являются самой интригующей проблемой. КМЦ может быть стабильной в течение очень долгого времени (до одного дня) и внезапно менять свою ориентацию. Природа этих переориентаций не ясна. Это может быть внутренней особенностью описанной системы или может быть спровоцировано слабыми изменениями условий эксперимента. Существование различных ориентаций КМЦ и случайных скачков от одной ориентации к другой ставит вопрос о независимой

воспроизводимости экспериментальных результатов. На первом этапе необходимо проверить чувствительность поведения КМЦ к условиям эксперимента и небольшим изменениям в конструкции экспериментальной установки. Для ответа на данный вопрос были проведены два независимых экспериментальных исследования с использованием подобных, но не идентичных экспериментальных установок в разных лабораториях. Обе научные группы провели эксперименты для одного и того же набора управляющих параметров. Сравнение результатов, полученных в двух экспериментальных установках, показало, что характеристики потока в ячейках А и В находятся в качественном и количественном согласии, несмотря на технические различия экспериментальных установок. Что касается периодических низкочастотных колебаний и ориентаций КМЦ, был сделан вывод, что они более чувствительны к конструкции экспериментальной установки, чем другие характеристики потока.

Эксперименты показали, что пространственная структура средней (по времени) крупномасштабной циркуляции слабо зависит от управляющих параметров (чисел Рэлея и Прандтля). Изменение  $Ra$  и  $Pr$  приводит только к количественному изменению характеристик крупномасштабного потока, таких как максимальная скорость или кинетическая энергия. Независимые экспериментальные реализации показали, что структура потока является устойчивой и слабо зависит от конструкции экспериментальной установки. Длительные измерения с использованием четырех дифференциальных термодпар показали, что преимущественная ориентация КМЦ находится вдоль одной из диагоналей, при наличии отклонений от точной диагональной ориентации. Анализ измерений температуры и скорости показывает, что доминирующие периодические колебания КМЦ с частотой  $f_c$  не могут быть объяснены модуляцией интенсивности крупномасштабного диагонального потока, поскольку наиболее интенсивные колебания наблюдаются в направлении, которое является ортогональным к плоскости КМЦ. Можно также отметить, что эти низкочастотные колебания более чувствительны к различным экспериментальным реализациям и значениям

управляющих параметров. Анализ локальных и полевых измерений показал, что локальные измерения не могут выявить все характеристики крупномасштабного потока и к выводам на их основе надо относиться очень аккуратно. Этот результат важен, потому что довольно часто измерения в конвективных потоках в замкнутых полостях ограничиваются интегральным контролем теплового потока и локальными измерениями температуры.

Анализ локальных турбулентных характеристик потока показал, что пульсации скорости в центре куба в основном изотропны, и в центральной части полости нет доминирующей частоты колебаний  $f_c$ . Напротив, пульсации скорости вблизи боковой стенки сильно анизотропны с явным преобладанием вертикальных пульсаций. Доминирующая частота  $f_c$ , связанная с колебаниями КМЦ, более выражена в вариациях горизонтальной скорости вблизи дна.

Растущее использование кодов CFD для моделирования конвективных потоков в различных промышленных системах требует создания бенчмарков для верификации кодов. Для того, чтобы понять возможности использования турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости в качестве бенчмарка, было проведено численное моделирование с использованием стандартного широко распространенного кода CFD. Конкретно была проведена серия расчетов с использованием коммерческого программного обеспечения CFD ANSYS CFX для сравнения с полученными экспериментальными данными. Использовался LES подход (метод крупных вихрей) на основе модели турбулентной вязкости Смагоринского и числовой схемы второго порядка точности. В целом, сравнение экспериментальных результатов и результатов LES позволяет сделать вывод о том, что для описанных режимов математическое моделирование методом LES позволяет получить хорошее согласие с экспериментом, воспроизводит мелко-масштабную динамику турбулентного потока и поведение КМЦ.

## 1.5. Проблема переориентации КМЦ

В предыдущих параграфах было отмечено, что одной из очень интересных особенностей крупномасштабной циркуляции в кубической полости является процесс переориентации. В силу того, что открытых вопросов касающихся природы и динамики переориентаций очень много, данной проблеме посвящено отдельное исследование. Напомним, что ранее авторы [65], [59], [61], и [94] провели эксперименты и численные расчеты тепловой конвекции для больших значений числа Рэлея в цилиндре и обнаружили, что плоскость в которой расположена крупномасштабная циркуляция характеризуется случайным блужданием в азимутальном направлении. Обнаруженное явление в англоязычной литературе получило название "large-scale flow reorientation". Так как в русскоязычной литературе нет общепринятого оригинального определения, то используется перевод с английского "переориентация крупномасштабной циркуляции". На основе полученных результатов были предложены два варианта переориентаций, первый из них это азимутальный поворот плоскости КМЦ и второй, когда КМЦ разрушается и формируется вновь, но уже в другой плоскости. Длительные серии измерений [60] показали, азимутальные повороты плоскости КМЦ характеризуются наличием стохастических флуктуаций и периодических колебаний. При этом большую часть времени КМЦ находилась в определенной плоскости, что говорит о наличии выделенного направления. Понимания того, чем обусловлено наличие выделенного направления пока нет. Наиболее очевидная версия предполагает, что это следствие несовершенства экспериментальной установки, однако тщательное изучение особенностей установки, распределения температуры на стенках и теплообменниках не дали возможности сделать определенный вывод.

Исследований динамики КМЦ в кубической полости значительно меньше чем для цилиндрических полостей. При умеренных значениях числа Рэлея (до  $Ra = 1.58 \times 10^7$ ) [75], было показано, что доминирующая ориентация КМЦ пер-

пендикулярна одной из боковых стенок. После того как  $Ra$  превысит некоторое критическое значение  $Ra \simeq 4.3 \times 10^6$ , наблюдались переориентации, в которых КМЦ меняет направление на  $\pm 90^\circ$ . Было сделано предположение о том, что изменение ориентации является результатом конкуренции между двумя перпендикулярными крупномасштабными валами. В работе [76] в экспериментальном и численном исследовании было показано, что в диапазоне  $3 \times 10^7 < Ra < 10^8$  КМЦ представляет собой одиночный вал с преобладающей диагональной ориентацией. На основе численного моделирования авторы [76] также утверждали, что КМЦ изменяет ориентацию из-за вращения крупномасштабного вала вокруг вертикальной оси. При более высоком числе Рэлея  $Ra = 5 \times 10^8$  доминирующая ориентация КМЦ наблюдалась вдоль одной из диагоналей [89]. Инверсии КМЦ вдоль одной из диагоналей и ее переориентация на другую диагональ были отмечены в [77]. Детальное исследование турбулентной конвекции в кубической ячейке [95] показало, что КМЦ случайным образом переходит с одной диагонали на другую. Авторы [78] и [79] наблюдали аналогичную динамику КМЦ в эксперименте и численном моделировании соответственно.

Понимание наблюдаемой переориентации КМЦ как непрерывного вращения требует уточнения. Вращение КМЦ можно рассматривать как физический поворот всей структуры, что подразумевает появление азимутального потока. Другой подход предполагает, что это вращение происходит как изменение направления КМЦ, а именно поворачивается только плоскость в которой расположена КМЦ. Концепция азимутального движения КМЦ основана на работе [57]. При помощи измерений температуры, проведенных в верхней и нижней части ячейки, авторы предположили, что КМЦ поворачивается в азимутальном направлении как единая структура. Хотя это предположение в целом неявно или явно принимается, прямых доказательств наличия глобальных азимутальных потоков, основанных на измерениях скорости или численном моделировании, нет ни для цилиндра, ни для куба. До настоящего времени существование азимутального потока является ключевым элементом предлагаемых физических

интерпретаций и механизмов для случайных переориентаций КМЦ в цилиндре и диагональных переходов КМЦ в кубе [62, 67, 78–80]. Следовательно, возникает вопрос о крупномасштабной объемной силе, необходимой для механического вращения КМЦ как единой структуры. В [62, 67, 80, 96] были предложены две силы-кандидата: средний эффект стохастических турбулентных колебаний и сила Кориолиса Земли. Предположение о том, что сила Кориолиса, обусловленная вращением Земли может оказывать заметное влияние на лабораторных масштабах (десятки сантиметров) вызывает очень большие сомнения. Таким образом важные аспекты динамики потока во время переориентации требуют дополнительного исследования.

Для того, чтобы дать убедительный ответ касательно роли азимутальных движений в ходе переориентации КМЦ необходимо знать распределение всех компонент скорости в объеме. Получить такой набор данных в эксперименте достаточно сложно. Для этого необходимо использовать самые современные подходы, такие как ТомоPIV. Основным недостатком систем ТомоPIV, помимо их очень высокой стоимости, является их ресурсоемкость (примерно на три порядка больше чем для стандартного 2D PIV), обусловленная сложностью применяемых алгоритмов. Поэтому для данного исследования применение измерительных систем для восстановления мгновенных трехмерных полей скорости в объеме не представляется возможным. Альтернативой этому является математическое моделирование. Однако и здесь необходим некоторый компромисс. Переориентации в кубической полости являются достаточно редкими событиями и для их изучения требуются длительные серии расчетов. Реализовать прямой численный счет (DNS) для требуемых интервалов времени даже при использовании достаточно производительных систем (кластер Тритон, 23.1 Тфлопс) также не представляется возможным. Поэтому, также как и в работе [79] математическое моделирование проводилось методом крупных вихрей (LES), который позволяет описать течение за исключением достаточно малых масштабов, описываемых подсеточной моделью турбулентности Смагоринского.

Численные расчеты турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости производились при помощи OpenFOAM, достоинством которого является то, что это открытое программное обеспечение, дающее возможность изучить и даже изменить используемые вычислительные процедуры. Решение уравнений Навье-Стокса, в трехмерной постановке, в приближении Буссинеска производилось методом конечных объемов. Для моделирования турбулентности использовалась модель Смагоринского-Лилли, с константой Смагоринского равной 0.18 и турбулентным числом Прандтля равным 0.9. Для обезразмеривания, в качестве характерного размера, использована длина грани куба  $L$ . Так называемая скорость свободного падения  $U_f = \sqrt{\beta g L \Delta_T}$  (free-fall velocity) использовалась в качестве характерной скорости, и разность температур между горизонтальными изотермическими поверхностями  $\Delta_T$  служила для обезразмеривания температуры. В качестве управляющих параметров использовались числа Рэлея и Прандтля,  $Ra = (\alpha g L^3 \Delta_T) / (\nu \kappa)$ ,  $Pr = \nu / \kappa$ , где  $g$  – ускорение свободного падения;  $\nu, \kappa, \alpha$  соответственно – кинематическая вязкость, температуропроводность и коэффициент объемного расширения.

На всех границах задавалось условие прилипания для скорости. Вертикальные стенки считались адиабатическими, горизонтальные границы – изотермическими. Значение числа Рейнольдса  $Re$  оценивалось при помощи характерной скорости крупномасштабной циркуляции, определяемой как максимальное значение скорости на осредненных по времени (в интервале между переориентациями) полях скорости. Для выбранных значений  $Ra$  и  $Pr$  число Рейнольдса было порядка 3000. Расчеты проводились при фиксированном временном шаге  $10^{-3}$  для которого число Куранта не превышало 0.4.

Самый длинный расчет проводился для  $Ra = 10^8$  и  $Pr = 0.7$ , для 24000 безразмерных единиц времени ( $t_f = L/U_f$ ). Пространственное разрешение составляло  $64^3$  узлов для неоднородной сетки со сгущением вблизи горизонтальных границ для разрешения пограничных слоев. Относительно короткие расчеты

Таблица 1.3. Основные параметры расчетов для  $Ra = 10^8$  и  $Pr = 0.7$ .  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_z$  – число узлов вдоль  $x$ ,  $y$ , и  $z$ ;  $\Delta_{min}^z$ ,  $\Delta_{max}^z$  – минимальный и максимальный пространственный шаг в вертикальном  $z$  направлении;  $N_{BL}$  – число узлов в пограничном температурном слое.

Источник	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta_{min}^z/L$	$\Delta_{max}^z/L$	$N_{BL}$	$Nu$
Данная работа	$64 \times 64 \times 64$	$1.5 \times 10^{-3}$	$2.4 \times 10^{-2}$	4	35.7
Данная работа	$128 \times 128 \times 128$	$7.7 \times 10^{-4}$	$1.2 \times 10^{-2}$	9	31.4
LES [79]	$64 \times 96 \times 64$	$1.7 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-2}$	6	31.6
DNS [97]	$290 \times 290 \times 290$	–	–	7	31.3

для большего разрешения  $128^3$  были проведены для подтверждения сходимости. Характеристики использованных сеток и сравнение результатов с работами других авторов представлены в Таблице 1.3. В целом надо отметить, что и структура течения и распределение температуры хорошо согласуются с результатами работы [79].

Как уже отмечалось ранее, основное внимание сфокусировано на переходном процессе, в ходе которого происходит переориентация крупномасштабной циркуляции. Полный угловой момент, или пропорциональная ему средняя угловая скорость, являются эффективной мерой крупномасштабного вращения. Для двумерных конвективных течений это было показано в [98, 99]. Поэтому в качестве основной характеристики КМЦ использовались три компоненты средней угловой скорости:

$$\boldsymbol{\Omega}(t) = I^{-1} \int_V \mathbf{r}_0 \times \mathbf{u}(t) dV, \quad (1.5)$$

где  $\mathbf{r}_0$  – радиус-вектор по отношению к центру куба и  $I = 1/8$  – момент инерции вокруг оси вращения вписанного цилиндра с радиусом  $1/2$ . Горизонтальные компоненты  $\Omega_x$  и  $\Omega_y$  характеризуют угол ориентации КМЦ  $\psi = \arctan(\Omega_y/\Omega_x)$ , а  $\Omega_z$  является угловой скоростью среднего вращения жидкости относительно

вертикальной оси.

Таким образом горизонтальные компоненты описывают крупномасштабную циркуляцию в вертикальной плоскости, а вертикальная компонента описывает средние по объему азимутальные движения.

Теперь можно определить угловую скорость ориентации КМЦ в следующем виде:

$$\omega(t) \equiv \dot{\psi}(t) = \frac{\Omega_y(t)\dot{\Omega}_x(t) - \Omega_x(t)\dot{\Omega}_y(t)}{\Omega_x^2(t) + \Omega_y^2(t)}. \quad (1.6)$$

Полный угол среднего азимутального вращения определяется так:

$$\theta_z(t) = \psi(0) + \int_0^t \Omega_z(t') dt'. \quad (1.7)$$

Так как КМЦ характеризуется наличием выраженных максимума и минимума на полях температуры или вертикальной скорости, то в качестве характеристики КМЦ очень часто используют азимутальную дипольную моду [57, 59, 61, 78, 79, 94]. Расчет этой моды обычно производится на основе измерений при помощи набора датчиков температуры (терморезисторов, термопар), однородно расположенных в азимутальном направлении (в нескольких горизонтальных сечениях). Для сравнения с результатами близких по постановке работ [78, 79] были рассчитаны амплитуда  $\delta$  и фаза  $\phi$  дипольной моды для вертикальной скорости  $u_z(t, \mathbf{r}_i)$  в 16 равноотстоящих точках, расположенных в среднем горизонтальном сечении куба. Было обнаружено, что  $\phi(t)$  хорошо совпадает с  $\psi(t)$ . Таким образом для изучения ориентации КМЦ могут успешно использоваться как локальные так и интегральные характеристики.

Переходя к исследованию роли азимутальных течений можно дать более четкое определение процесса переориентации как результат азимутального движения жидкости:

$$\theta_z(t) = \psi(t) \quad \text{и} \quad \Omega_z(t) = \omega(t). \quad (1.8)$$

Представленные условия описывают твердотельное вращение всего объема жидкости так, как последнее выражение является точным при замене  $\Omega_x(t) =$

$c \sin \Omega_z t$  и  $\Omega_y(t) = c \cos \Omega_z t$  в уравнении (1.7) (подразумевается, что  $c$  и  $\Omega_z$  постоянны). Полные временные ряды  $\psi$  и  $\theta_z$  показаны на Рис. 1.22(а). Скачки  $\psi$  на  $90^\circ$  соответствуют переориентации диагонального вала и подобны тем, что показаны в [78, 79]. Это доказывает, что специфические особенности динамики КМЦ, такие как переориентации являются неотъемлемой особенностью крупномасштабной циркуляции в кубе и воспроизводятся как в экспериментах, так и в расчетах. Эволюция  $\theta_z$  демонстрирует достаточно хаотичное поведение, которое перемежается монотонными изменениями вплоть до нескольких полных оборотов. Например такой значительный поворот наблюдается около  $t = 14500$  однако переориентации КМЦ в этот интервал времени не происходит (нет скачка  $\psi$ ). Производные по времени (угловые скорости  $\omega$  и  $\Omega_z$ ) показаны на Рис. 1.22(б). Очевидно, что условия (1.8) не выполняются. Однако надо заметить, что некоторые заметные максимумы  $\theta_z$  соответствуют резким изменениям  $\psi$  (отмеченным вертикальными штриховыми линиями на Рис. 1.22).

Важную информацию дают распределения вероятности, показанные на Рис. 1.23. Представленные распределения для  $\theta_z$  и  $\psi$  (Рис. 1.23(а)) ясно показывают, что  $\psi$  в основном принадлежит диагоналям (угол пропорционален  $45^\circ$  градусам), в то время как  $\theta_z$  распределена более или менее равномерно. На Рис. 1.23(б) показана совместная функция плотности вероятности инкрементов  $\theta_z$  и  $\psi$  ( $\omega$  и  $\Omega_z$ ). Высокая степень симметрии относительно горизонтальной и вертикальной осей говорит о достаточно низкой корреляции динамики двух углов за исключением достаточно редких событий с высокой амплитудой. Далее был проведен корреляционный анализ для выявления связи между крупномасштабным азимутальным течением и ориентацией КМЦ.

Расчет коэффициента кросс-корреляции для двух углов,  $\theta_z(t)$  и  $\psi(t)$ , дал значение равное 0.66. Однако для угловых скоростей  $\omega$  and  $\Omega_z$  коэффициент кросс-корреляции уже значительно ниже и равен 0.11, что говорит об очень слабой корреляции и хорошо согласуется с ранее приведенным анализом (Рис. 1.23(б)). Полученные результаты показывают, что эти два различных значения коэф-

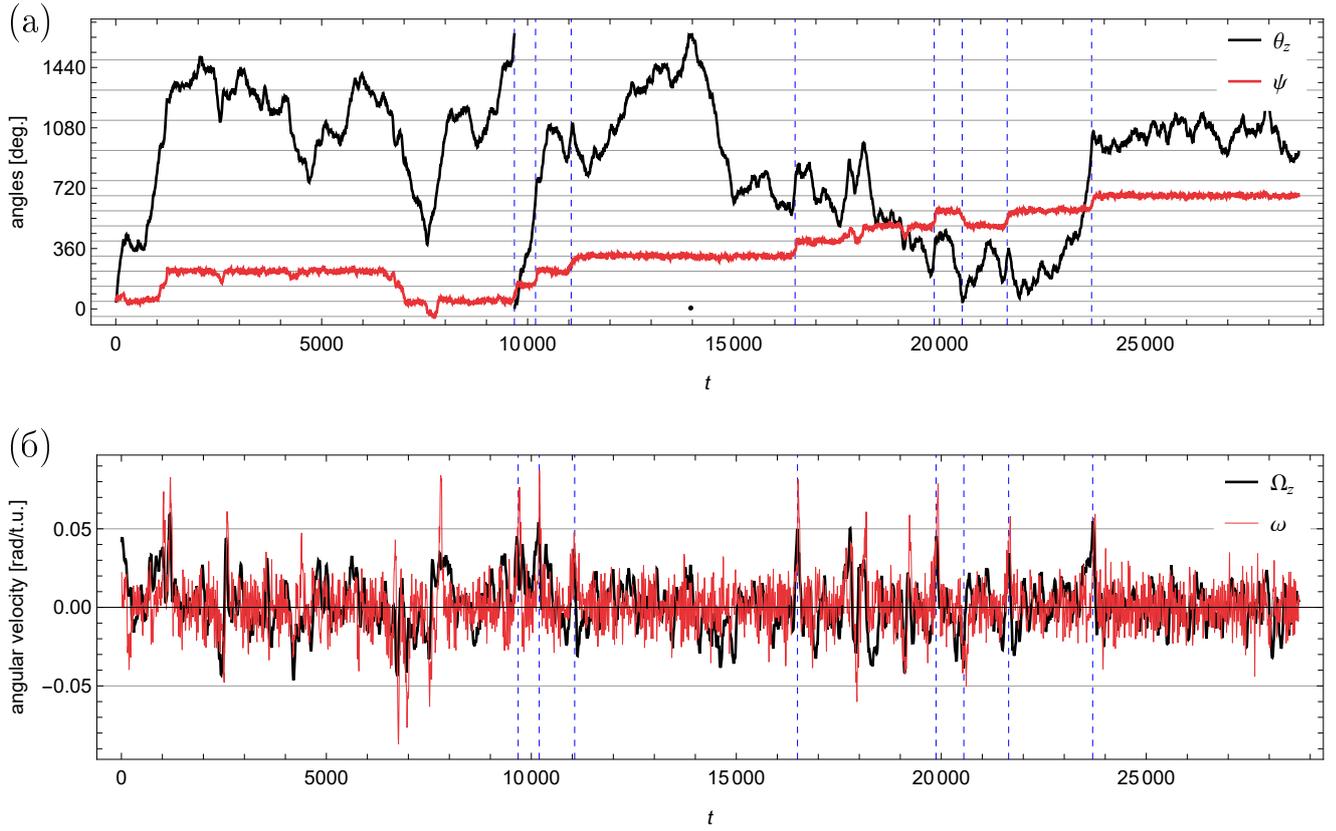


Рис. 1.22. (а) Временные ряды  $\psi(t)$  и  $\theta_z(t)$  ( $16\pi$  вычтено из  $\theta_z$  при  $t \approx 9800$  для лучшего отображения результатов). (б) Временные ряды  $\omega(t) \equiv \psi'(t)$  и  $\Omega_z(t) \equiv \theta_z'(t)$  (кривые сглажены по 70 безразмерным единицам времени). Переориентации отмечены вертикальными штриховыми линиями.

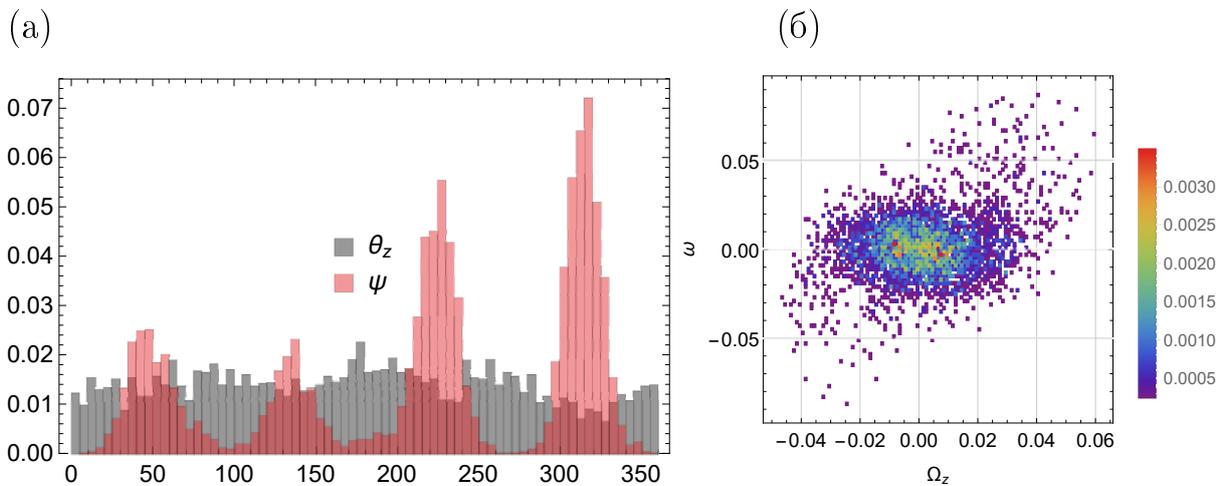


Рис. 1.23. (а) Распределение плотности вероятности для  $\theta_z$  и  $\psi$ , (б) совместное (двухмерное) распределение плотности вероятности для  $\Omega_z$  и  $\omega$  (эти сигналы показаны на Рис. 1.22).

фициентов кросс-корреляции определяются различными составляющими сигналами, а именно быстрыми и медленными вариациями. Для более ясного понимания роли различных временных масштабов был применен вейвлет-анализ [100], который является очень эффективным инструментом для анализа кросс-корреляции процессов на различных временных масштабах [101]. Непрерывное вейвлет-преобразование позволяет представить сигнал  $f(t)$  в виде двумерного распределения  $W_f(\tau, t)$ , на плоскости координатах время–частота (здесь используется характерный период (временной масштаб) в качестве переменной):

$$W_f(\tau, t) = \tau^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} f(t') \psi^* \left( \frac{t - t'}{\tau} \right) dt', \quad (1.9)$$

где используется вейвлет Морле  $\psi(t) = \exp(-t^2 + i2\pi t)$ . Комплексные вейвлет-коэффициенты  $W_f(\tau, t)$  определяют амплитуду и фазу осцилляций с периодом  $\tau$  для момента времени  $t$ . Интегральный вейвлет-спектр (который соответствует Фурье спектру) определяется так:

$$E_f(\tau) = \tau \int_{-\infty}^{\infty} |W_f(\tau, t)|^2 dt. \quad (1.10)$$

Вейвлет кросс-корреляционная функция  $C(\tau)$  для двух сигналов  $\omega$  и  $\Omega_z$  рассчитывается следующим образом:

$$C(\tau) = \tau (E_\omega E_{\Omega_z})^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} W_\omega(\tau, t) W_{\Omega_z}^*(\tau, t) dt. \quad (1.11)$$

Вейвлет кросс-корреляционная функция и индивидуальные вейвлет-спектры для  $\Omega_z(t)$  и  $\omega(t)$  показаны на Рис. 1.24. Спектры обоих сигналов характеризуются заметными пиками при  $\tau \approx 40$ . Этот временной масштаб соответствует квазипериодическим осцилляциям КМЦ около диагональной плоскости. Такие осцилляции с близкими частотами наблюдались в лабораторных экспериментах [95].  $E_\omega(t)$  достигает широкого плато при  $\tau \sim 200$  соответствующему характеристическому времени переориентаций (ниже это будет показано на

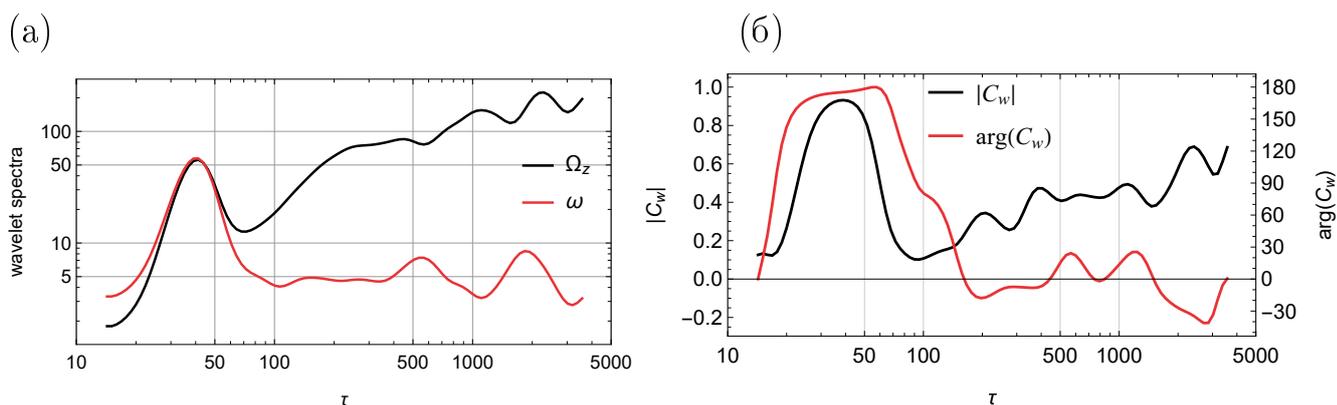


Рис. 1.24. Вейвлет-спектр (а) и вейвлет кросс-корреляционная функция (б) для  $\Omega_z(t)$  и  $\omega(t)$ . Различные шкалы использованы для модуля и фазы  $C(\tau)$  на рисунке (б).

Рис. 1.25). Пики на больших временных масштабах соответствуют периодам времени между переориентациями и видны на обоих спектрах. Хорошо видно, что на больших масштабах спектральная плотность энергии  $\Omega_z(t)$  заметно превышает спектральную плотность энергии  $\omega(t)$ . Модуль  $C(\tau)$  показывает высокую корреляцию для  $\tau \approx 40$ . Точнее фаза  $C(\tau)$  для данного пика соответствует антикорреляции (противофазе). Пик  $|C|$  при  $\tau \sim 200$  показывает относительно слабую корреляцию  $\omega$  и  $\Omega_z$  в ходе переориентаций. Надо отметить, что это допускает связь  $\omega \propto \Omega_z$  вместо более сильного условия (1.8).  $|C|$  медленно растет на больших временных масштабах при  $\tau > 100$ , достигая уровня 0.7 на масштабе времени характерном для основного состояния (между переориентациями). Вейвлет-спектры для углов  $\theta_z(t)$  и  $\psi(t)$  отличаются от соответствующих спектров для угловых скоростей множителем  $\tau^2$ , в то время как их кросс-корреляционные функции идентичны. Таким образом анализ, проведенный для различных временных масштабов, явно показал, что корреляция между  $\omega$  и  $\Omega_z$  является высокой на временном масштабе, соответствующему квазипериодическим осцилляциям КМЦ около диагональной плоскости и относительно слабой для характерного времени переориентаций КМЦ.

Для того, чтобы детально проанализировать переходный процесс были рассмотрены поля скорости для выделенных, коротких интервалов времени около  $t_i$ , когда одна из горизонтальных компонент,  $\Omega_x$  или  $\Omega_y$  изменяет свой знак,

в то время как другая его сохраняет. Восемь таких переориентаций отмечены на Рис. 1.22. В отличие от остальных шестая переориентация произошла по часовой стрелке. Для приведения к общему виду использовалось зеркальное отражение поля скорости относительно плоскости для того, позволившее получить  $\omega(t_i) > 0$  для всех переориентаций. Далее был осуществлен поворот относительно вертикальной оси на 90 или 180 градусов для обеспечения одинаковых начальных значений  $\Omega_x$  и  $\Omega_y$ . В результате описанных преобразований все переориентации происходили в одном направлении и с одной и той же диагональной плоскости. Это сделало возможным проанализировать поведение всех компонент  $\Omega$  для ансамбля переориентаций, Рис. 1.25 показывает индивидуальные временные зависимости (тонкие линии) и среднее по ансамблю (толстые линии). В первую очередь проанализируем динамику горизонтальных компонент средней угловой скорости. Компонента  $\Omega_y$  убывает до нуля и появляется вновь уже с другим знаком. В процессе переориентации другая компонента –  $\Omega_x$  демонстрирует относительно слабый рост. Среднее по ансамблю значение  $\Omega_z$  мало в стабильном состоянии (между переориентациями), однако непосредственно в ходе переориентаций испытывает заметный рост (превышающий среднеквадратичное отклонение равное 0.002). В итоге, при помощи проведенного анализа ансамбля данных, удалось явно показать, что переориентации сопровождаются формированием среднего азимутального течения. При этом очевидно, что азимутальное движение вовсе не обязательно приводит к переориентациям КМЦ (Рис. 1.22). Таким образом возникает вопрос, является ли крупномасштабное азимутальное движение необходимым условием для переориентаций КМЦ. Далее будет представлен альтернативный сценарий, описывающий процесс переориентаций КМЦ, не требующий наличия азимутального движения и хорошо согласующийся со всеми имеющимися экспериментальными и численными результатами.

Предлагается рассматривать крупномасштабную циркуляцию как результат суперпозиции двух планарных КМЦ (ПКМЦ), в виде двухмерных валов,

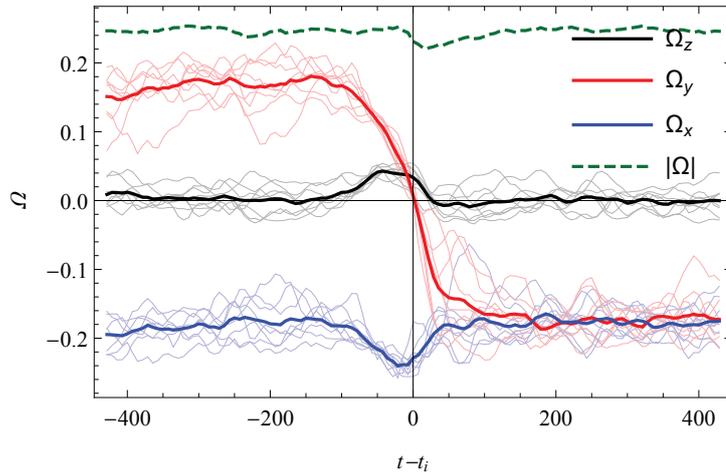


Рис. 1.25. Временные ряды компонент  $\Omega$  в ходе отдельных переориентаций (тонкие линии) и средние по ансамблю (толстые линии). Штриховая линия показывает  $|\Omega|$ .

расположенных в вертикальных, перпендикулярных плоскостях,  $xOz$  and  $yOz$  (схематичное изображение представлено на Рис. 1.26). Если ПКМЦ в плоскости  $xOz$  изменяет свое направление (происходит инверсия), так как это показано на Рис. 1.26(a,d), в то время как ПКМЦ в плоскости  $yOz$  не изменяет своего направления (Рис. 1.26(b,e)), тогда КМЦ переходит с одной диагонали на другую (Рис. 1.26(c,f)). Таким образом динамика двух крупномасштабных двумерных валов определяет ориентацию и интенсивность результирующей крупномасштабной циркуляции. Надо отметить, что рассматриваемые двумерные, или точнее квазидвухмерные валы, это безусловно упрощенное, модельное представление о структуре крупномасштабного течения, однако несмотря на свою простоту данный подход позволяет описать переходные процессы. Используя общепринятую терминологию этот процесс можно описать как переориентацию в результате приостановки двумерного вала (в англоязычном варианте "planar cessation-led reorientation"). Предложенный сценарий дает непротиворечивое описание динамики КМЦ.

Для валидации предложенного описания были рассчитаны двумерные поля скорости и температуры, осредненные по третьей координате. На Рис. 1.27

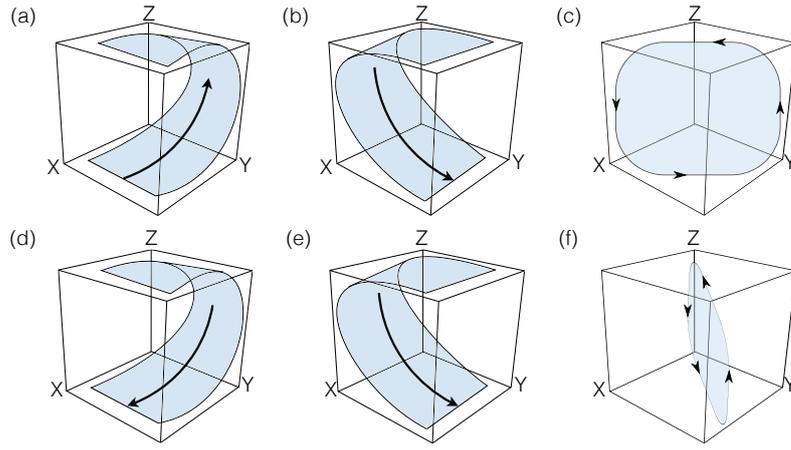


Рис. 1.26. Схематичная диаграмма, показывающая как суперпозиция двух ПКМЦ (а) и (б) приводит к формированию диагональной КМЦ (с), аналогично суперпозиция (д) и (е) дает (ф).

Если одна из ПКМЦ изменяет знак (от (а) к (д)) и другая ПКМЦ его сохраняет, тогда КМЦ изменяет свою ориентацию с одной диагонали на другую (от (с) к (ф)).

показаны двухмерные поля скорости:

$$\begin{aligned}
 \bar{\mathbf{u}}^{(x)}(y, z) &= \int_0^1 \{u_y(x, y, z), u_z(x, y, z)\} dx, \\
 \bar{\mathbf{u}}^{(y)}(x, z) &= \int_0^1 \{u_x(x, y, z), u_z(x, y, z)\} dy, \\
 \bar{\mathbf{u}}^{(z)}(x, y) &= \int_0^1 \{u_x(x, y, z), u_y(x, y, z)\} dz
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

и соответствующие поля температуры:  $\bar{T}^{(x)}(y, z)$ ,  $\bar{T}^{(y)}(x, z)$  и  $\bar{T}^{(z)}(x, y)$ , для иллюстрации квазидвухмерных структур до, во время и после переориентации. Отметим, что угловой момент каждого квазидвухмерного вала пропорционален значению соответствующей компоненты  $\Omega$ .

Рис. 1.27 показывает, что поле скорости  $\bar{\mathbf{u}}^{(y)}(x, z)$  не испытывает инверсии, в то время как поле скорости в другой плоскости  $\bar{\mathbf{u}}^{(x)}(y, z)$  инвертируется (изменяется направление циркуляции). Таким образом один из ПКМЦ исчезает и появляется вновь, циркулируя в обратном направлении. Структура другой ПКМЦ в этот период остается стабильной. Именно такой сценарий схематично отображен на Рис. 1.26, где происходит переброс вала в плоскости  $xOz$ , при

этом второй вал в плоскости  $yOz$  не изменяет направление вращения. Такой тип трансформации течения соответствует всем обнаруженным переориентациям и полностью удовлетворяет предложенному сценарию (переориентации в результате приостановки двухмерного вала).

Надо также заметить, что подобный тип смены направления крупномасштабной циркуляции характерен для двухмерной конвекции Рэлея-Бенара [99, 102, 103]. Стабильное течение в двухмерном случае состоит из одного крупномасштабного вала и двух небольших валов, вращающихся в противоположном направлении и расположенных в противоположных углах. Структура представленного на Рис. 1.27 среднего течения типична для двухмерной турбулентной конвекции в квадратной ячейке [68, 104]. В процессе приостановки основного крупномасштабного вала, два валика в углах начинают расти до тех пор, пока они не перезамкнутся, образуя новый крупномасштабный вал, который вращается в противоположном, к исходному, направлении. Два новых валика снова формируются в противоположных углах. Затем этот процесс повторяется.

Подводя итог, можно отметить, что при рассмотрении переходных процессов, сопровождающихся перестройкой структуры крупномасштабного течения в турбулентной конвекции в кубической полости, были проанализированы интегральные характеристики течения. Этот подход, в отличие от анализа только локальных данных, позволил лучше понять динамику крупномасштабной циркуляции. Впервые удалось явно показать, что крупномасштабная циркуляция сопровождается спонтанно формирующимися крупномасштабными азимутальными течениями с отличным от нуля значением вертикальной компоненты интегрального углового момента. Сам факт формирования среднего азимутального течения в невращающейся турбулентной конвекции Рэлея-Бенара является нетривиальным и может представлять большой интерес как для геофизических, так и технологических приложений. Обнаружено, что вращение плоскости крупномасштабной циркуляции и среднее вращение жидкости как целого слабо коррелируют на характерных временах переориентаций. Наиболее

(a)

(B)

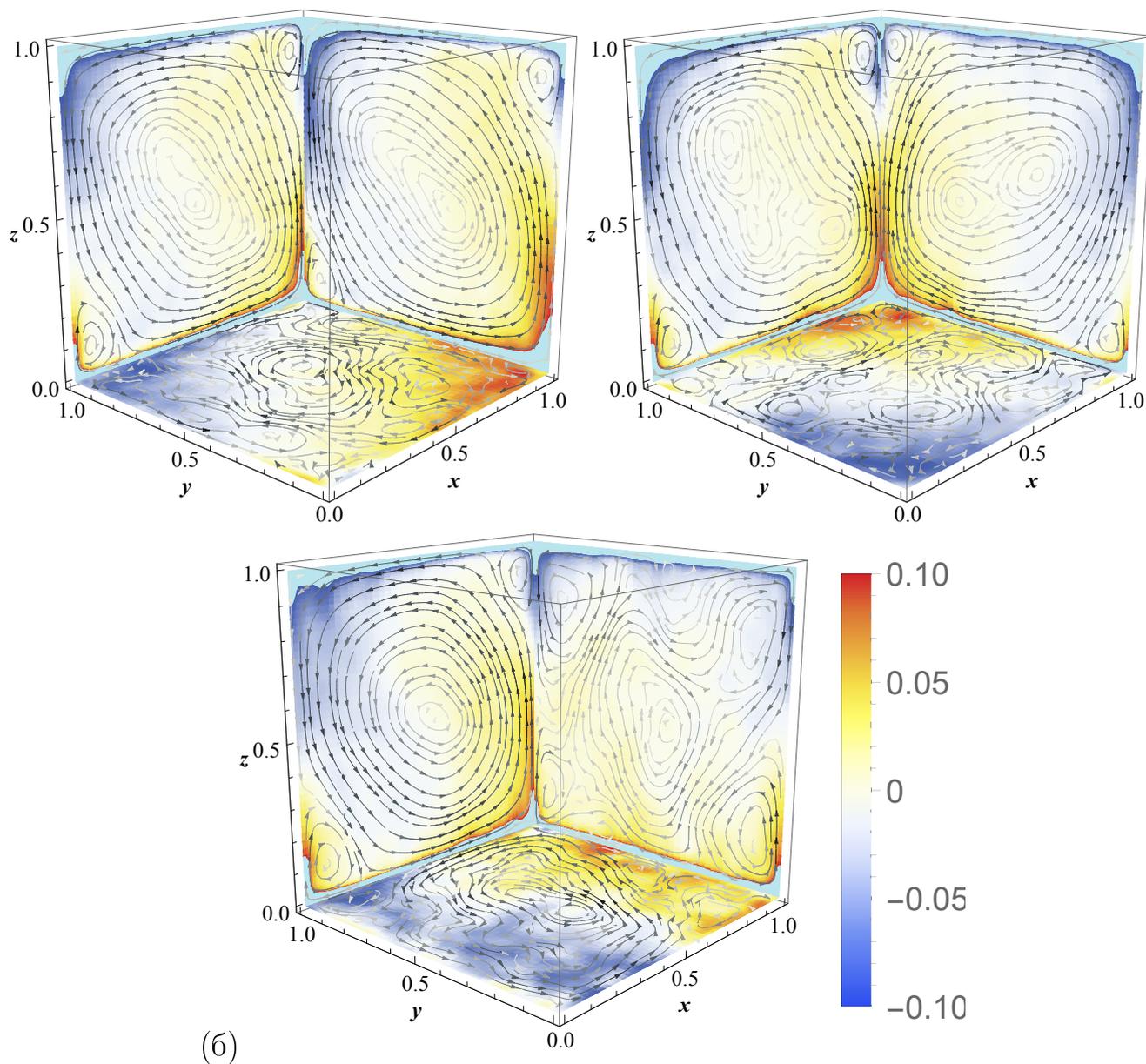


Рис. 1.27. Поля скорости  $\bar{\mathbf{u}}^{(x)}(y, z)$ ,  $\bar{\mathbf{u}}^{(y)}(x, z)$ , и  $\bar{\mathbf{u}}^{(z)}(x, y)$  показаны при помощи линий тока, а поля температуры  $\bar{T}^{(x)}(y, z)$ ,  $\bar{T}^{(y)}(x, z)$ , и  $\bar{T}^{(z)}(x, y)$  при помощи цветовой заливки: (а) До переориентации, (б) в ходе переориентации при  $t = 11057$ , и (в) после переориентации. Для лучшего отображения изменения температуры показаны в динамическом интервале  $[-0.1, 0.1]$  (полный диапазон равен  $[-0.5, 0.5]$ ). Насыщенность серого цвета линий тока пропорциональна значению скорости.

интенсивные всплески азимутального движения не приводят к переориентации КМЦ. Высокая корреляция (с некоторым фазовым сдвигом) между компонентами углового момента обнаружена для высокочастотных квазипериодических осцилляций КМЦ около диагонали. Предложен новый сценарий переориентаций КМЦ независимый от крупномасштабного азимутального течения. Вместо одиночного крупномасштабного вала предлагается рассматривать суперпозицию пары крупномасштабных ортогональных квазидвухмерных валов, а переориентация является результатом приостановки одного из этих валов. Надо отметить несомненное подобие инверсий квазидвухмерных валов с хорошо известным сценарием перебросов КМЦ в случае двухмерной конвекции.

## 1.6. Основные результаты главы

В ходе проведенного исследования была экспериментально и численно изучена возможность использования турбулентной конвекции в кубической полости в качестве бенчмарка. Исследования проводились для фиксированного значения числа Рэлея  $Ra = 4.4 \cdot 10^9$  при котором предполагалось наличие стохастических и регулярных пульсаций и отсутствие инверсий КМЦ.

Показано, что структура полей пульсаций в расчете и эксперименте подобна (основные пульсации локализованы в двух ограниченных областях), причем численные значения совпадают с точностью до нескольких процентов. Несмотря на простую структуру средних полей, течение существенно турбулентно, отношение общей энергии пульсаций скорости к энергии среднего течения составляет 0.3.

Важным критерием согласия экспериментальных и расчетных данных являются спектральные характеристики пульсаций скорости и температуры. В работе проведено сравнение спектральных плотностей энергии пульсаций температуры в четырех выделенных точках кубической полости. При этом длина экспериментальных рядов существенно превосходила длину расчетных (на

порядок), что не позволяет сравнивать низкочастотную часть спектров. В высокочастотной части расчетные спектры воспроизводят перегиб, соответствующий переходу от инерционного интервала к диссипативному. В низких частотах экспериментальный спектр пульсаций температуры в точке у боковой стенки содержит пик, соответствующий колебаниям крупномасштабной циркуляции, который воспроизвести в расчетах не удалось.

Для сравнения спектров пульсаций скорости были выбраны две точки: центр полости и точка на расстоянии 21 мм от боковой границы. В центральной точке и эксперимент, и расчет дают полную изотропию поля пульсаций — спектры вертикальной и горизонтальной компонент совпадают. Расчетный спектр хорошо согласуется с экспериментальным до частоты 0,1 Гц. На более высоких частотах в экспериментальном сигнале доминирует шум, что приводит к завышению спектральной энергии. В спектрах хорошо виден инерционный интервал с колмогоровским распределением энергии. Структура спектра горизонтальных пульсаций скорости у боковой стенки совсем иная — инерционный интервал выражен плохо, так как большая часть спектра определяется колебаниями крупномасштабной циркуляции.

По результатам сравнения расчетных и экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что выполненные с помощью пакета ANSYS CFX расчеты позволяют адекватно воспроизводить как среднее течение, так и пространственное распределение и спектральный состав турбулентных пульсаций.

При помощи математического моделирования были исследованы переходные процессы, сопровождающиеся перестройкой структуры крупномасштабного течения, в турбулентной конвекции в кубической полости, проанализированы интегральные характеристики течения (интегральный угловой момент). Этот подход, в отличие от анализа только локальных данных, позволил лучше понять динамику крупномасштабной циркуляции. Впервые удалось явно показать, что крупномасштабная циркуляция сопровождается спонтанно формирующимися крупномасштабными азимутальными течениями с отличным от

нуля значением вертикальной компоненты интегрального углового момента. Сам факт формирования среднего азимутального течения в невращающейся турбулентной конвекции Рэлея-Бенара является нетривиальным и может представлять большой интерес как для геофизических, так и технологических приложений. Обнаружено, что вращение плоскости крупномасштабной циркуляции и среднее вращение жидкости как целого, слабо коррелируют на характерных временах переориентаций. Наиболее интенсивные всплески азимутального движения не приводят к переориентации КМЦ. Высокая корреляция (с некоторым фазовым сдвигом) между компонентами углового момента обнаружена для высокочастотных квазипериодических осцилляций КМЦ около диагонали. Предложен новый непротиворечивый сценарий переориентаций КМЦ независимый от крупномасштабного азимутального течения. Вместо одиночного крупномасштабного вала предлагается рассматривать суперпозицию пары крупномасштабных ортогональных квазидвухмерных валов, а переориентация является результатом приостановки одного из этих валов. Надо отметить несомненное подобие инверсий квазидвухмерных валов с хорошо известным сценарием перебросов КМЦ в случае двухмерной конвекции.

## Глава 2

# Вторичные течения в случае неоднородного нагрева

### 2.1. Горизонтальные валы в смешанной и естественной конвекции

Формирование вторичных течений в виде горизонтальных валов является широко распространенным явлением для течений различной природы и большого интервала характерных размеров. Это подтверждает тот факт, что первые исследования горизонтальных валов в адвективном потоке проводились в связи с анализом устойчивости циркуляции в ячейке Гадлея, крупномасштабных океанических течений и при росте кристаллов [105, 106]. Во всех этих задачах рассматривался тонкий слой жидкости при наложенном горизонтальном градиенте температуры, при отсутствии внешних границ. Было обнаружено, что и гидродинамический механизм, связанный с возбуждением вихревых движений за счет сдвига скорости и конвективный механизм, обусловленный неустойчивой стратификацией, могут привести к неустойчивости основного адвективного течения. Гидродинамическая неустойчивость является определяющей в случае малых чисел Прандтля. Для умеренных или больших чисел Прандтля, когда  $Pr > Pr^*$  (значение критического числа Прандтля  $Pr^*$  зависит от граничных условий, для оценок можно принимать  $Pr^* = 1$ ) более опасна конвективная неустойчивость. В результате конвективной неустойчивости могут формироваться две различные моды в виде поперечных и продольных валов, однако продольные валы остаются доминирующей модой для всех значений числа Прандтля [106]. Экспериментально, продольные валы были впервые обнаружены в конвективном пограничном слое над наклонной пластиной [107]. Размер и интенсивность этих валов возрастала вдоль основного течения. По-

явление валов приводит к деформации пограничного слоя, из-за восходящих и опускающих течений. Рост интенсивности валов ведет к кризису и в результате ламинарно-турбулентного перехода происходит разрушение валов. Появление валов, их эволюция и разрушение существенно влияют на перенос тепла [108, 109].

В различных практических приложениях горизонтальные валы проявляют себя при смешанной конвекции (сочетании вынужденной и естественной конвекции) в каналах, при интенсификации теплообмена в пассивных теплообменных аппаратах, при химическом осаждении из газовой фазы (CVD реакторах), охлаждающих системах электронных устройств и атомных реакторов [110–112]. Сильное влияние вторичных структур на процесс теплопереноса обусловило большой интерес как к экспериментальным так и теоретическим исследованиям смешанной конвекции в каналах.

В случае смешанной конвекции в плоском канале подогреваемом снизу, формирование горизонтальных валов благодаря конвективной неустойчивости и переход от поперечных валов к продольным зависит от интенсивности вынужденного течения, которое характеризуется числом Рейнольдса. В случае вынужденного течения в канале, с наложенным перепадом температур между нижней и верхней границами, могут наблюдаться и поперечные и продольные валы [110, 112, 113]. В случае бесконечного плоского слоя вначале всегда появляются продольные валы, так как критическое число Рэлея для них всегда ниже чем для поперечных валов. Кроме того, критическое число Рэлея для поперечных валов возрастает с увеличением числа Рейнольдса, то есть при росте интенсивности вынужденного потока, в то время как критическое число Рэлея  $Ra^*$  для продольных валов не зависит от  $Re$  [113].

Для ограниченных каналов прямоугольного поперечного сечения, наличие боковых стенок приводит к стабилизации основного течения. В этом случае, при числах Рейнольдса ниже критических, происходит появление поперечных валов. Однако когда числа Рейнольдса превышают критическое значение  $Re >$

$Re^*$ , предпочтительным снова становится формирование продольных валов [114]. Поперечные валы существуют только в режимах со слабой вынужденной прокачкой ( $Re < 0.05$ ), что объясняет малое количество работ, посвященных изучению поперечных валов [110, 113, 115, 116].

Формирование продольных валов при натекании на нагретую поверхность плоского течения Пуазейля для воды при фиксированном потоке тепла, через нагреваемую поверхность, экспериментально исследовалось в работах [110], [117] and [111]. Детально, два механизма генерации конвективных валов были описаны в [111, 117]. Первый механизм проявляется при малых числах Рэлея и обусловлен влиянием боковых стенок. Вторым механизмом доминирует при более высоких числах Рэлея и представляет собой комбинацию предыдущего механизма с неустойчивостью вследствие надкритического вертикального градиента температуры в нижнем пограничном слое. Это приводит к одновременному формированию пар конвективных валов во всей области ограниченной вертикальными стенками.

Образование конвективных валов и их характеристик для смешанной конвекции газа при низких числах Рейнольдса для подогреваемого снизу плоского горизонтального канала было исследовано в [112]. Было показано, что возможны смешанные режимы, являющиеся результатом слияния и разделения продольных и поперечных валов, которые могут появляться одновременно в некоторой области управляющих параметров. Вихревые структуры в виде валов часто наблюдаются в атмосферном пограничном слое. В зависимости от их размера и интенсивности они могут играть значительную роль при переносе момента, момента импульса, тепла и влаги в пограничном слое [118]. Примеры таких структур хорошо видны на спутниковых изображениях когда подъем теплого влажного воздуха приводит к формированию так называемых "облачных улиц". Формирование этих валов происходит в результате конвективной или гидродинамической неустойчивости, а также при их совместном воздействии. Горизонтальные валы, ориентированные вдоль основного течения, формируют-

ся также и в пограничном слое тропических циклонов, что впервые было показано, относительно недавно [119]. В дальнейшем натурные исследования показали, что валы являются типичными структурами пограничного слоя тропических циклонов [120, 121] и могут существенно влиять на тепло-массоперенос между океаном и атмосферой. Теоретическое описание формирования валов в атмосферном пограничном слое было представлено в [122]. Разработанная теоретическая модель достаточно хорошо согласуется с результатами натурных наблюдений. Взаимодействие между средним течением и конвективными структурами было изучено в [123], где было показано, что в случае устойчивой стратификации сдвиг скорости в нижней части пограничного слоя и поток тепла за счет конденсации влажного воздуха определяет формирование крупных горизонтальных вихрей. Большое число геофизических приложений обусловило интерес к исследованию горизонтальных конвективных течений образованных потоками тепла на нижней границе [124]. Несмотря на это, есть лишь несколько экспериментальных работ в которых была исследована неустойчивость таких потоков, в виде горизонтальных валов. Появление поперечных и продольных валов в цилиндрическом слое наблюдалось в работе [125], в которой исследовалось формирование крупномасштабного вихря над нагретым диском во вращающемся слое со свободной поверхностью. Было показано, что в конвергентном потоке, в пограничном слое над нагревателем формируются радиальные валы. Однако детальное исследование этих структур было затруднено вследствие вращения модели и оптических искажений из-за цилиндрической формы кюветы. Теоретическое исследование в близкой постановке, а именно изучение конвективных течений от локализованного источника тепла (без вращения) для малых чисел Прандтля было предпринято в [126], где основное внимание было сфокусировано на исследовании устойчивости слоя жидкости со свободной поверхностью. Было обнаружено, что в результате бифуркации основное состояние может переходить к одному из решений, определяемых вертикальными и горизонтальными градиентами температуры, а также функцией определяющей пространственное

распределение нагрева. Более того, в работе [127] обнаруженная конвективная неустойчивость была предложена в качестве механизма формирования вертикальных вихрей в цилиндрическом слое с неоднородным нагревом снизу.

Основная часть исследований, касающихся формирования мелкомасштабных структур в цилиндрических полостях была сосредоточена на рассмотрении конвекции Рэлея-Бенара в тонких слоях жидкости с однородными граничными условиями для температуры на верхней и нижней границах (однородное охлаждение и нагрев) [128–132]. Было обнаружено, что конвективные структуры могут иметь самую различную форму, от идеально прямых валов, до гигантских спиралей, бегущих волн и пространственно-временных дефектов. Подробное описание этих результатов можно найти в прекрасном обзоре [133]. Интересно отметить, что даже для фиксированных значений числа Рэлея и аспектного отношения может быть получен богатый набор конвективных режимов при помощи различных начальных условий и способов выхода на стационарный режим [134]. Конвективные структуры в тонких слоях жидкости при наложенном вертикальном градиенте температуры обычно возникают или вообще без формирования крупномасштабного течения или при очень слабой крупномасштабной циркуляции [135]. В связи с большим количеством приложений немалый интерес представляет формирование мелкомасштабных структур при неоднородном, локализованном нагреве. Термокапиллярная конвекция (конвекция Бенара-Марангони) в цилиндрическом слое с локализованным нагревом была рассмотрена в [136]. Диаметр кюветы составлял 100 мм, верхняя граница была свободной и глубина слоя изменялась до 8 мм. Был обнаружен переход от устойчивого течения к режиму в котором на основное течение накладывались бегущие волны. Устойчивость термокапиллярных течений от локализованного источника тепла вблизи верхней, свободной границы была исследована в [137]. Наблюдалось формирование поверхностных волн различной формы (кольцевых и спиральных). Относительно свежие исследования формирования конвективных структур в конвекции Бенара-Марангони при наличии

неоднородного нагрева представлены в [138].

Отметим, что экспериментальное изучение вторичных течений значительно упрощается при переходе к прямоугольной геометрии, однако и для этой геометрии, работ в которых проводилось целенаправленное исследование формирования конвективных валов, практически нет. Можно отметить исследование квазидвумерного турбулентного течения в большой прямоугольной кювете, в котором было отмечено (но специально не исследовалось) появление вторичных структур при натекании холодного потока на нагретую поверхность на дне кюветы [139].

Подводя итог можно заключить, что проблема формирования вторичных конвективных течений над локализованной нагретой поверхностью при наличии крупномасштабного адвективного потока изучена недостаточно хорошо, несмотря на большое количество технологических и геофизических приложений.

Основной целью работ представленных в данной главе является исследование формирования горизонтальных валов в случае естественной (не смешанной) конвекции над частично нагретой поверхностью (нагревается только часть поверхности дна кюветы) в замкнутом объеме со свободной поверхностью. Ключевыми факторами влияющими на формирование валов в данной постановке является наложенный перепад температур и характеристики основного крупномасштабного течения. Конкретно, рассматриваются два случая. Формирование конвективных валов в прямоугольной кювете, в которой половина дна является холодным теплообменником, а вторая половина нагрета, и случай с локализованным нагревателем в форме диска в цилиндрическом слое. Исследования проводились для жидкостей с различным числом Прандтля, для широкого интервала значений числа Рэлея, как экспериментально, так и численно.

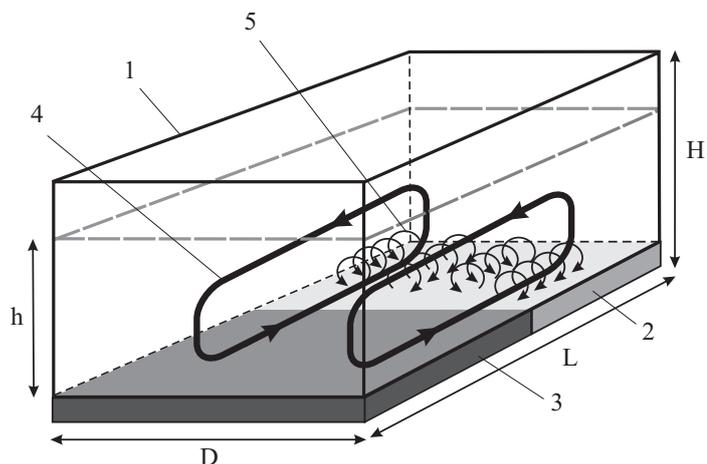


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки: 1 – прямоугольная кювета, 2 – горячий теплообменник, 3 – холодный теплообменник, 4 – основное, адвективное течение, 5 – продольные конвективные валы.

## 2.2. Горизонтальные валы в адвективном потоке над нагретой поверхностью в прямоугольной кювете

### 2.2.1. Экспериментальная установка

Установка представляет собой прямоугольную кювету шириной  $D = 100$  мм, длиной  $L = 205$  мм, и высотой  $H = 100$  мм, боковые стенки которой изготовлены из оргстекла толщиной 10 мм (Рис. 2.1). Дно кюветы состоит из двух одинаковых медных теплообменников, внутри которых имеются каналы для циркуляции жидкости от термостатов. Теплообменники изолированы друг от друга слоем пенопласта толщиной 3 мм. В экспериментах разность температур между теплообменниками  $\theta$  варьировалась в пределах от 1.7К до 33.7К. Температура каждого теплообменника задавалась относительно комнатной температуры, которая поддерживалась постоянной с точностью 0.5К. В качестве рабочих жидкостей использовались дистиллированная вода, трансформаторное масло и водный раствор глицерина, характеризуемые различными числами Прандтля (при  $T = 25$  °С,  $Pr = 7$  для дистиллированной воды,  $Pr = 263$  для трансформаторного масла,  $Pr = 1020$  для 89% водного раствора глице-

рина. Толщина слоя жидкости  $H$  в экспериментах изменялась от 8 до 70 мм, поверхность жидкости всегда была свободной. Температура в слое измерялась с помощью медь-константановых термопар. Для восстановления средних полей температуры использовался массив из 7 термопар, смонтированный на трехкоординатную моторизованную подвижку Thorlabs. Данные термопар поступали на измерительный модуль Agilent 34970A с 16-канальным мультиплексором 34902A.

Для измерения полей скорости использовалась измерительная система PIV «Полис», разработанная и изготовленная в ИТ СО РАН. Система включает в себя двойной импульсный Nd-YaG лазер, блок управления, цифровую CCD камеру (ВИДЕОСКАН, 1.3 мегапикселя) и компьютер. Синхронизация работы лазера и видеокамеры, измерения и обработка результатов производились при помощи программного пакета Actual Flow, разработанного в ИТ СО РАН. Погрешность метода PIV зависит от многих факторов, таких как плотность распределения трассеров, величины задержки по времени и т.д., и различна для разных режимов течения жидкости. Для приводимых в далее результатов погрешность измерения скорости не превышала 5 процентов. Использование итерационных алгоритмов и уменьшение опросного окна от  $32 \times 32$  до  $16 \times 16$  пикселей обеспечили широкий динамический диапазон, отношение максимальной скорости к минимальной было около 500. Для того, чтобы обеспечить достаточно высокое пространственное разрешение измерения проводились в ограниченной области в продольных и поперечных сечениях для различных значений координат  $x$  и  $y$  схематично показанных на Рис. 2.2. Начало системы координат расположено в центре дна кюветы (ось  $x$  направлена к горячему теплообменнику, ось  $y$  направлена вдоль границы теплообменников, ось  $z$  направлена вверх, Рис. 2.2).

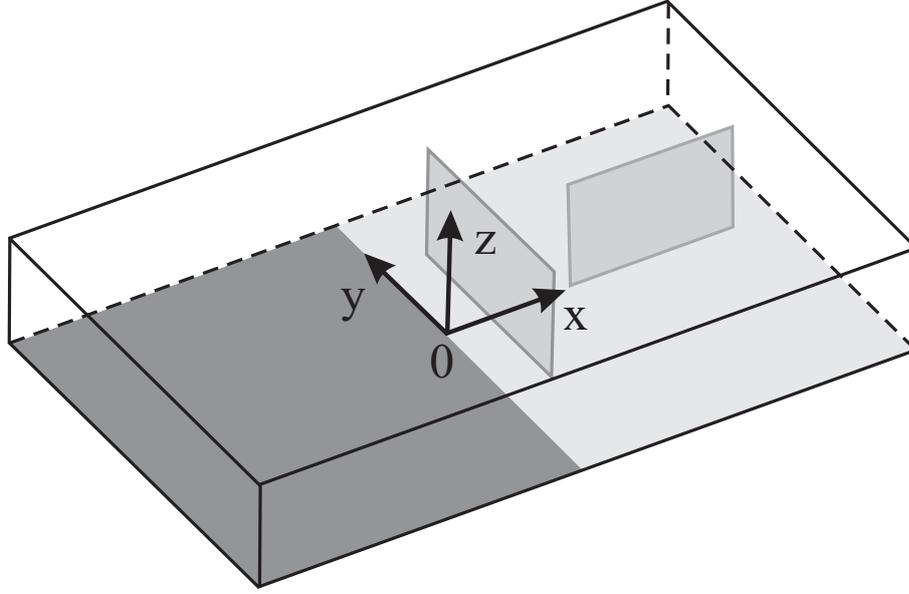


Рис. 2.2. Система координат и области PIV измерений.

### 2.2.2. Прямое численное моделирование

Математическое моделирование проводилось путем решения системы уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска для свободной конвекции несжимаемой жидкости, записанной в безразмерном виде,

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{Pr} [(\mathbf{v}) \mathbf{v} + P] + \Delta \mathbf{v} + Ra T \mathbf{e}_z, \quad (2.1)$$

$$Pr \frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{v}) T + \Delta T, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{v} = 0, \quad (2.3)$$

где в качестве характерных единиц для масштаба, времени  $t$ , скорости  $\mathbf{v}$ , давления  $P$  и температуры  $T$  выбраны  $h$ ,  $h^2/\nu$ ,  $\chi/h$ ,  $\rho_0 \nu \chi/h^2$ , and  $\theta h/D$ . Здесь  $\rho_0$  — среднее значение плотности жидкости,  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\chi$  — температуропроводность;  $h$  — толщина слоя жидкости; и  $\theta$  — наложенный перепад температур. В качестве средней температуры выбрана комнатная температура  $T_0$ , а в качестве референсного значения давления — гидростатическое

давление  $P_0$ . Число Рэлея определяется в следующем виде

$$Ra = \frac{2g\beta\theta h^4}{\nu\chi L}. \quad (2.4)$$

Условия непроницаемости и отсутствия проскальзывания выполняются на всех границах ( $\mathbf{v} = 0$ ). Температура на дне задана следующим образом —  $T = -\theta/2$  для  $x < 0$  и  $T = \theta/2$  для  $x > 0$ , что наиболее близко соответствовало условиям эксперимента. Боковые стенки были теплоизолированы ( $\partial T/\partial n = 0$ ), а на верхней границе условие для теплопереноса было задано так —  $\lambda_{fluid}(\partial T/\partial n)_{internal} = \lambda_{air}(\partial T/\partial n)_{external}$  ( $\lambda$  — теплопроводность). Расчеты инициировались с состояния покоя  $\mathbf{v}(x, y, z, 0) = 0$ ,  $T(x, y, z, 0) = 0$ ,  $P(x, y, z, 0) = 0$ .

Уравнения (2.1)–(2.3) решались численно при помощи многопроцессорной системы с использованием метода конечных разностей в естественных физических переменных на смещенной (шахматной) сетке. Использовалась явная схема расщепления физических процессов. Уравнение Пуассона для давления решалось методом верхней релаксации.

Большая часть численных реализаций была проведена в трехмерной постановке, однако для лучшего понимания различий между двухмерной (2D) и трехмерной (3D) постановками были также проведены и 2D расчеты. Решение задачи в двухмерной постановке исключает возможность формирования спиральных продольных валов и приводит к появлению только поперечных валов. Это является важным для изучения случая с наличием только поперечных валов, так как в трехмерной постановке как правило наблюдается суперпозиция продольных и поперечных валов.

Расчетная область представляла собой прямоугольный параллелепипед ( $-L/2 < x < L/2, -D/2 < y < D/2, 0 < z < h$ ). Использовались две расчетные сетки :  $200 \times 100 \times 60$  и  $200 \times 100 \times 100$  узлов, которые соответствовали лабораторным экспериментам для ячейки с  $L = 200$  мм,  $D = 100$  мм и двум

Таблица 2.1. Интервал параметров.

$Pr$	$Ra$ (DNS)	$Ra$ (Эксперимент)
7	$1.7 \times 10^5 - 8.9 \times 10^6$	$2.2 \times 10^5 - 4.0 \times 10^6$
116	$9.1 \times 10^5 - 7.0 \times 10^6$	—
263	$5.2 \times 10^4 - 8.0 \times 10^6$	$300 - 2.8 \times 10^7$
510	$1.1 \times 10^5 - 8.1 \times 10^5$	—
1020	—	$5.6 \times 10^5 - 1.0 \times 10^6$

толщинам слоя  $h = 30$  мм и  $h = 50$  мм. Для 2D расчетов использовалась сетка  $200 \times 60$  для плоскости  $XZ$ .

Интервал параметров используемый в эксперименте и расчетах представлен в Таблице 2.1.

### 2.2.3. Основное течение

Адвективный поток, формируется в слое под влиянием двух факторов: отношения толщины слоя к длине полости,  $a = 2h/L$ , и перепада температуры,  $\theta$  между горячей и холодной пластинами на дне модели. Скачок температуры на границе теплообменников, в центре дна, приводит к тому, что структура течения существенно различается для экстремальных значений аспектного отношения  $a$ . В пределе  $a \rightarrow 0$  вблизи скачка температуры формируется локализованный вихрь, а вдали от него устанавливаются режимы, определяемые классической задачей Рэлея-Бенара для слоя с термостатированной твердой нижней границей и свободной верхней границей. При этом в левой части (над холодильником) всегда устанавливается устойчивая стратификация температуры, а в правой части возникновение конвекции определяется также как и в классической постановке задачи Рэлея-Бенара для слоя с наложенным вертикальным градиентом температуры. В этом случае в левой части (над холодным

теплообменником) поддерживается устойчивая стратификация, в то время как справа, над нагретой пластиной в результате неустойчивости происходит формирование конвективных валов. Потеря устойчивости наступает в том случае когда локальное число Рэлея, определяемое в отличие от (2.4) через локальную толщину пограничного слоя и величину вертикального градиента температуры в нем,  $Ra_0 = g\beta\theta h^3 / 2\nu\chi$ , превышает критическое значение.

В случае толстого слоя ( $a \gtrsim 1$ ) всю полость занимает интенсивный вихрь, структура которого слабо зависит от конкретного вида поля температуры на нижней поверхности (структура вихря была бы близкой, если бы на нижней поверхности был установлен равномерный градиент температуры, или движение вызывалось соответствующей разностью температуры на боковых стенках) ([51]).

Наибольший интерес представляют промежуточные значения параметра  $a$ , для которых, с одной стороны, слой остается достаточно тонким, чтобы можно было говорить о существовании адвективного (горизонтального) течения, но, с другой стороны, становится существенной и конечная длина слоя. Порог устойчивости адвективного течения в бесконечном слое со свободной верхней границей и однородным горизонтальным градиентом температуры для больших  $Pr$  определяется числом Рэлея, выраженным через градиент температуры и толщину слоя ([31]). В рассматриваемом случае ступенчатого распределения температуры «эффективный» градиент температуры, определяющий интенсивность адвективного течения, есть  $2\theta/L$  (здесь в качестве характерной длины принято расстояние между центрами теплообменников) и соответствующее число Рэлея можно ввести, как в 2.4. Важно отметить, что наличие в задаче локализованного скачка температуры не позволяет получить полное подобие по параметрам, определенным через масштабы  $h$  и  $L/2$  ( $a$  и  $Ra$ ). По этой причине, ниже, при описании экспериментов приводятся значения исходных размерных параметров задачи — перепада температуры  $\theta$  и толщины слоя  $h$ , а безразмерные параметры используются при необходимости сравнения результатов с каноническими

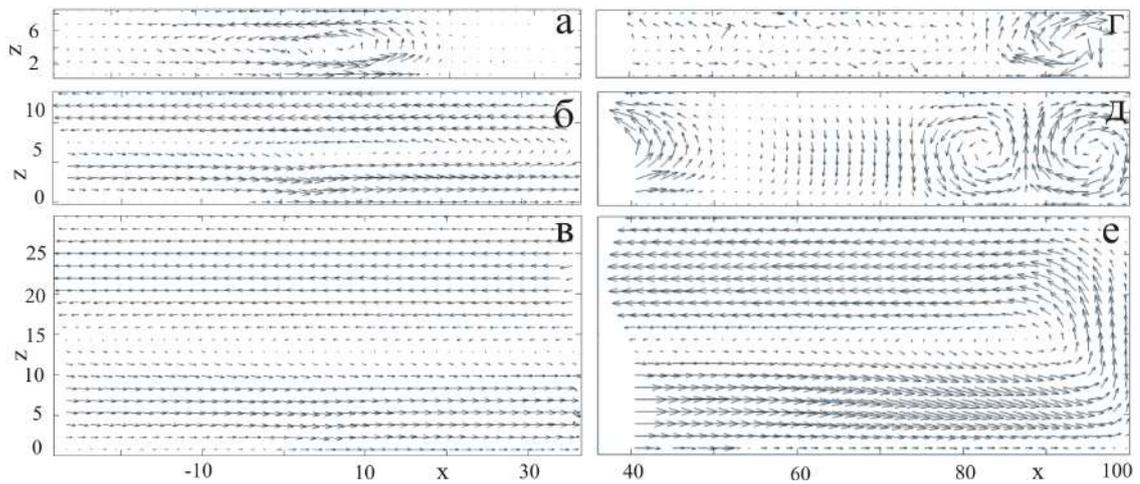


Рис. 2.3. Осредненные поля скорости адвективного течения над нагретой пластиной для  $\theta = 1.7$  К и различных толщин слоя: а,г –  $h = 8$  мм; б,д –  $h = 13$  мм; в,е –  $h = 30$  мм. Эксперимент.

ситуациями. В экспериментах исследованы течения в диапазоне  $8 < h < 70$  мм,  $1.7 < \theta < 33.7$  К, что соответствует диапазону чисел Рэлея  $600 < Ra < 5.5 \cdot 10^7$ , при этом аспектное отношение  $a$  варьировалось от 0.04 до 0.34.

На Рис. 2.3 показано, как изменяется структура течения с ростом толщины слоя  $h$  при фиксированном перепаде температуры  $\theta$ . Поля скорости для плоскости  $XZ$  получены путем осреднения по большому числу измерений в двух различных областях, в среднем вертикальном сечении. При малой толщине слоя в области границы между холодной и горячей пластинами формируется асимметричный вихрь (Рис. 2.3, а). Вихрь характеризуется интенсивным подъемным течением над горячей пластиной (справа) и менее интенсивным, но более протяженным опускным течением над холодной пластиной (слева). С ростом толщины слоя происходит усиление скорости в вихре и увеличение его размеров. При  $h = 20$  мм вихрь образует адвективное течение, охватывающее весь объем жидкости. Поле скорости в области над нагретой пластиной, ограниченной вертикальной (правой) стенкой дано на фиг. 2, г, д, е. Теплоперенос через вертикальную стенку приводит к тому, что температура на ней ниже, чем у жидкости внутри кюветы, и как следствие там формируется слабый об-

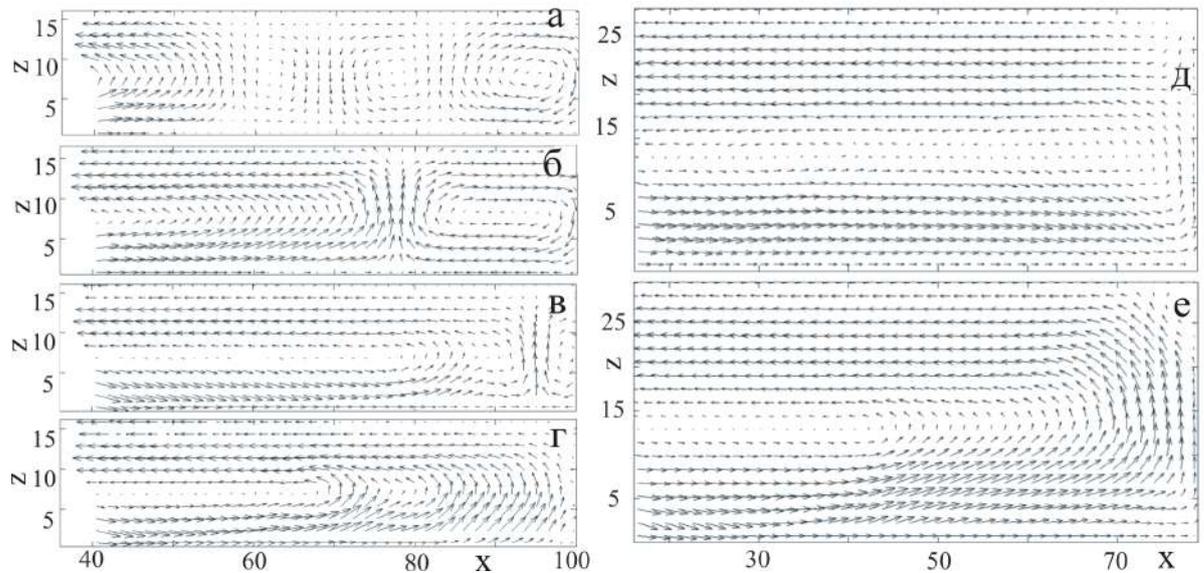
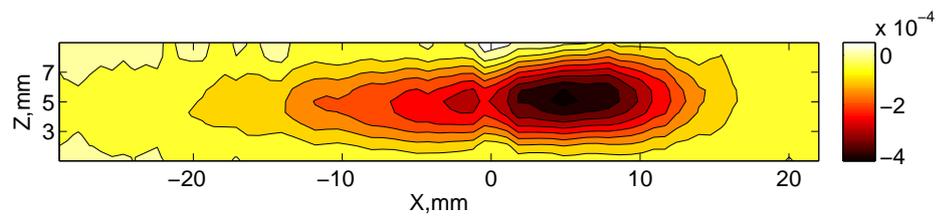


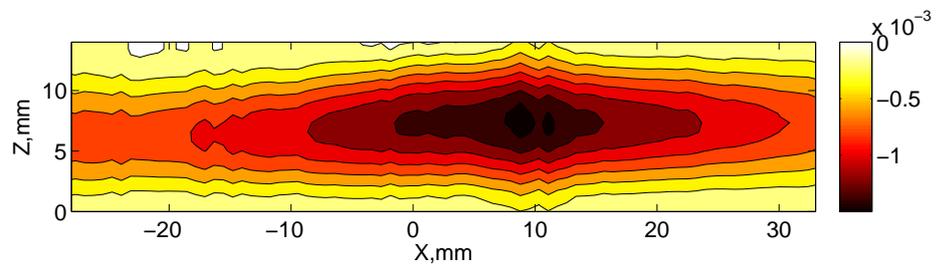
Рис. 2.4. Осредненные поля скорости адвективного течения над нагретой пластиной для различных  $\theta$ : а – 1.7 К, б – 3.4 К, в – 10.8 К, г – 20.8 К, д – 6.2 К, е – 33.7 К; слева –  $h = 15$  мм, справа –  $h = 30$  мм. Эксперимент.

ратный вихрь. Интенсивность вихря увеличивается с ростом толщины слоя, пока крупномасштабное адвективное течение, сформировавшееся в центре, не приводит к его разрушению. Для лучшей иллюстрации структуры течения на Рис. 2.5 представлены средние поля функции тока. На Рис. 2.4 показана эволюция потока с увеличением перепада температуры для двух фиксированных значений толщины слоя  $h$ . Развитие адвективного течения по мере роста числа Рэлея происходит так же, как и в случае увеличения числа Рэлея за счет толщины слоя. Однако, при умеренных толщинах слоя и больших значениях появляется вторичное подъемное течение на некотором удалении от границы теплообменников (левый столбец Рис. 2.4, г).

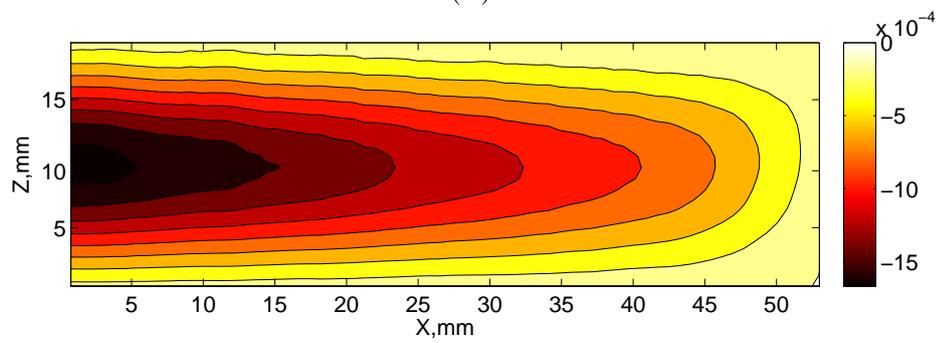
Профили адвективного течения для различных значений  $\theta$  и  $Pr$  были восстановлены на основе экспериментальных измерений и численных расчетов. Экспериментальные и численные профили скорости хорошо согласуются, что подтверждает корректное описание экспериментальной системы при помощи разработанной математической модели (Рис. 2.6). При этом надо заметить, что граничные условия в эксперименте не удовлетворяют условию проскальзывания



(а)



(б)



(в)

Рис. 2.5. Распределение функции тока (мм<sup>2</sup>/с) для  $y = 0$  мм,  $\theta = 1.7$ К,  $Pr = 263$  и различных толщин слоя:  $h = 10$  мм (а),  $h = 15$  мм (б),  $h = 20$  мм (в). Эксперимент.

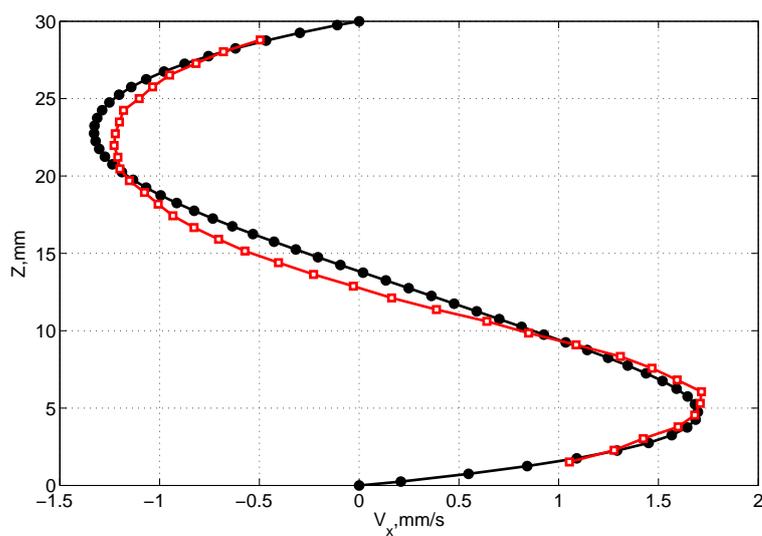


Рис. 2.6. Профили скорости над нагретой пластиной для  $x = 50$  мм,  $y = 0$  мм,  $Pr = 263$ ,  $h = 30$  мм и  $\theta = 33.7$ К: квадраты – эксперимент, круги – численное моделирование.

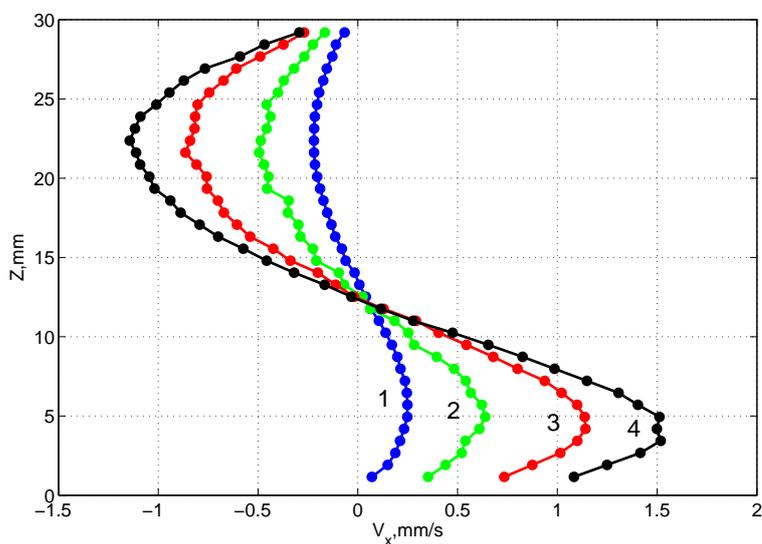


Рис. 2.7. Профили скорости над нагретой пластиной для  $x = 65$  мм,  $y = 0$  мм,  $Pr = 263$ ,  $h = 30$  мм и различных перепадов температуры:  $\theta = 1.7$ К (1),  $\theta = 6.2$ К (2),  $\theta = 16.9$ К (3),  $\theta = 27$ К (4). Эксперимент.

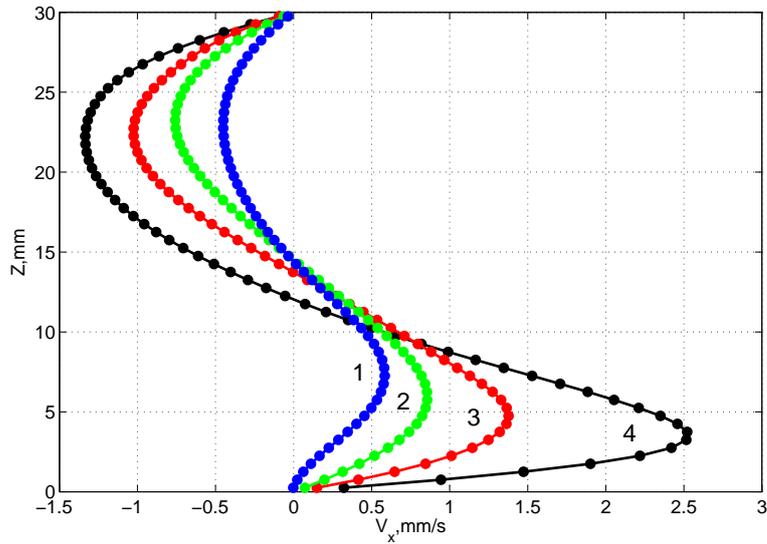


Рис. 2.8. (Colour online). Профили скорости над нагретой пластиной для  $x = 50$  мм,  $y = 0$  мм,  $h = 30$  мм,  $\theta = 10$ К и различных чисел Прандтля.  $Pr = 510$  (1);  $Pr = 263$  (2);  $Pr = 116$  (3);  $Pr = 7$  (4). DNS.

(обратите внимание на верхнюю часть профиля скорости на Рис. 2.6), несмотря на то, что верхняя граница открыта. Возможной причиной этого эффекта может быть влияние поверхностного натяжения в тонком слое на границе жидкость-воздух. Причиной образования этого тонкого слоя (фактически пленки) с свойствами отличными от свойств рабочей жидкости может быть как выпадение мелких частиц из окружающего воздуха или вынос на поверхность небольшого количества примеси, которая всегда присутствует (в малых концентрациях) в рабочей жидкости.

Интенсивность крупномасштабного адвективного течения возрастает с увеличением числа Рэлея и уменьшается с ростом числа Прандтля (профили скорости показаны на Рис. 2.7–2.8). Также интенсивность течения зависит от аспектного отношения,  $a = 2h/L$ . Основное, крупномасштабное течение в рассматриваемом случае играет ту же роль, что и вынужденное течение в канале в случае смешанной конвекции. При рассмотрении смешанной конвекции есть два независимых параметра – число Рэлея, которое характеризует интенсивность нагрева (конвективную устойчивость), и число Рейнольдса, которое

характеризует интенсивность вынужденной прокачки. В нашем случае крупномасштабное течение само определяется наложенным перепадом температур и соответственно в нашем случае число Рейнольдса, характеризующее адвективное течение, также зависит от нагрева, геометрии и числа Прандтля. Для оценки числа Рейнольдса мы используем осредненное по времени поле горизонтальной скорости ( $v_x$  компоненту), а именно для фиксированного положения  $x = 50$  мм (в центре нагретой пластины) мы восстанавливаем профиль скорости вдоль оси  $z$  (Рис. 2.6). Затем мы рассчитываем средний квадрат скорости для данного профиля и используем это значение в качестве характерного значения скорости для расчета числа Рейнольдса. На Рис. 2.9 показано, как число Рейнольдса  $Re = h\sqrt{\langle v_x^2 \rangle}/\nu$  зависит от числа Грасгофа, определенного как

$$Gr = \frac{Ra}{aPr} = \frac{g\beta\theta h^3}{\nu^2}. \quad (2.5)$$

На рисунке представлены и экспериментальные и расчетные данные. Обнаружено, что число Рейнольдса зависит от числа Грасгофа по следующему закону:  $Re^2 = 1.9 \times 10^{-6} Gr^{1.48}$ , и мы можем заключить, что интенсивность основного течения определяется числом Грасгофа (2.5).

#### 2.2.4. Горизонтальные конвективные валы

Существенное влияние на формирование вторичных конвективных течений оказывает распределение температуры. Структура адвективных течений такова, что вблизи верхней и нижней границ формируются слои с потенциально неустойчивой стратификацией температуры [31], в которых и возникают вторичные течения. Измерение профилей температуры проводились в плоскости  $XZ$ , с шагом по оси  $X$  – 10 мм, по оси  $Z$  – 1 мм (Рис. 2.10, а). Распределение температуры по высоте в области над холодным теплообменником практически не зависит от координаты  $X$ . Внизу наблюдается пограничный слой с устойчивой стратификацией температуры, в центральной области температура почти однородна, а в верхней части слоя вследствие оттока тепла со свободной

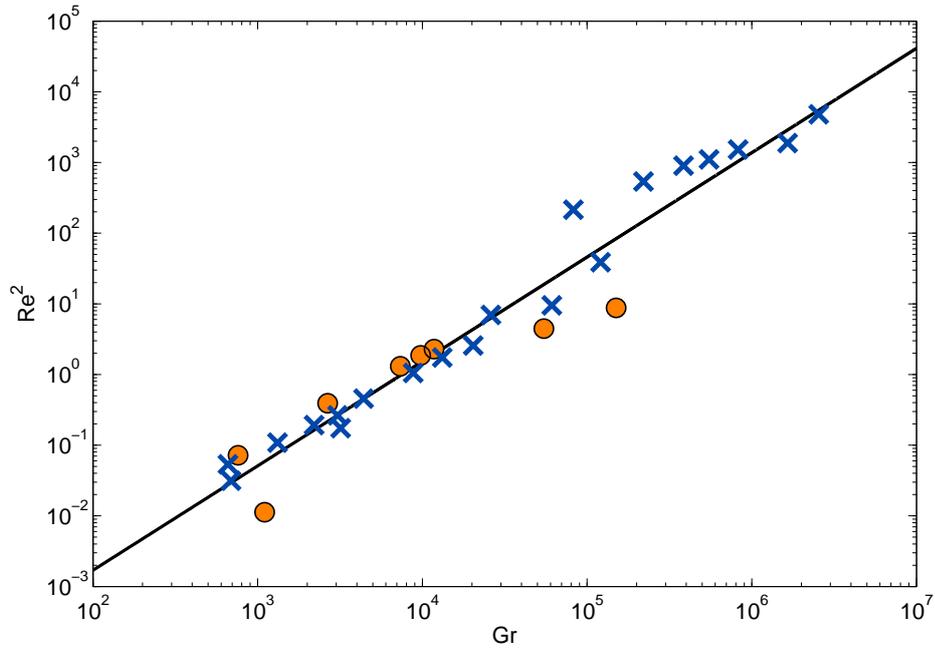


Рис. 2.9. Зависимость квадрата числа Рейнольдса для  $x = 0$  от числа Грасгофа, кресты – численный расчет, круги – эксперимент, сплошная линия показывает зависимость  $Re^2 = 1.9 \times 10^{-6} Gr^{1.48}$ .

поверхности формируется тепловой пограничный слой с неустойчивой стратификацией. На распределение температуры над горячим теплообменником существенное влияние оказывает набегающий вдоль дна поток холодной жидкости (темный язык в нижней части Рис. 2.10, б). Этот поток формирует у нижней поверхности тепловой пограничный слой со значительным положительным (неустойчивым) градиентом температуры. Толщину этого слоя обозначим как  $\delta_0$  (см. профиль температуры над горячим теплообменником, приведенный на Рис. 2.10, а). Общую толщину холодного теплового пограничного слоя  $\delta$  определим, как расстояние от нижней поверхности до точки, в которой заканчивается квазилинейный рост температуры (Рис. 2.10, а). Придонный неустойчиво стратифицированный слой приводит к появлению вторичных конвективных течений. Из теории устойчивости адвективных течений в горизонтальном слое известно [31], что для жидкостей с умеренными и большими  $Pr$  ( $Pr > Pr^*$ ) наиболее опасные – спиральные возмущения и вторичные течения возникают в виде спиральных валов, ориентированных вдоль основного потока. Для срав-

нения с экспериментом осредненное поле температуры в вертикальном сечении полученное в ходе численных расчетов представлено на Рис. 2.11, а.

Упорядоченные подъемные течения нагретой жидкости (тепловые плюмы) хорошо видны на мгновенных полях в поперечном основном потоку сечении. На Рис. 2.12(а), представлено мгновенное поле температуры в поперечном сечении над нагретой пластиной при  $x = 65$  мм, иллюстрирующее структуру тепловых плюмов в пограничном слое. Поле завихренности в этом же сечении показано на Рис. 2.12(б), на котором явно видны интенсивные продольные валы вблизи дна и значительно более слабые продольные валы вблизи верхней границы. Оба поля были получены при помощи численных расчетов.

Для исследования эволюции спиральных валов вдоль потока проводились измерения полей скорости в плоскости  $YZ$  для различных значений координаты  $X$  (см. Рис. 2.2, на котором вертикальный прямоугольник в плоскости  $YZ$  показывает характерное положение области измерений). Пример полей  $x$  компоненты завихренности  $\omega_x$ , восстановленных по осредненным полям скорости, измеренным в плоскости  $YZ$  для двух различных сечений  $x = 35$  и  $65$  мм и перепадов температуры  $\theta = 26.8\text{K}$  и  $\theta = 6.2\text{K}$ , для  $h = 30$  мм представлен на Рис. 2.13 (показана только нижняя часть слоя). У нижней границы слоя хорошо видна система горизонтальных вихрей (валов), вертикальный размер которых растет по мере удаления от центра модели (сравните поля Рис. 2.13, а и б). Зависимость вертикального размера валов от координаты  $x$  для двух различных перепадов температуры  $\theta = 26.8$  приведена на Рис. 2.14. Важно отметить, что рост вертикального размера валов происходит в основном за счет растяжения их верхней части. Для иллюстрации этого факта на Рис. 2.10, б и на Рис. 2.11 отмечены положения точек с максимальным значением завихренности (центр вала), которые соединены линией, которая практически параллельна нижней границе области. На этой же фигуре отмечены и точки, соответствующие верхней границе вала. Через них также проведена линия, которая составляет заметный угол с границей, что говорит о существенном увеличении размера вала.

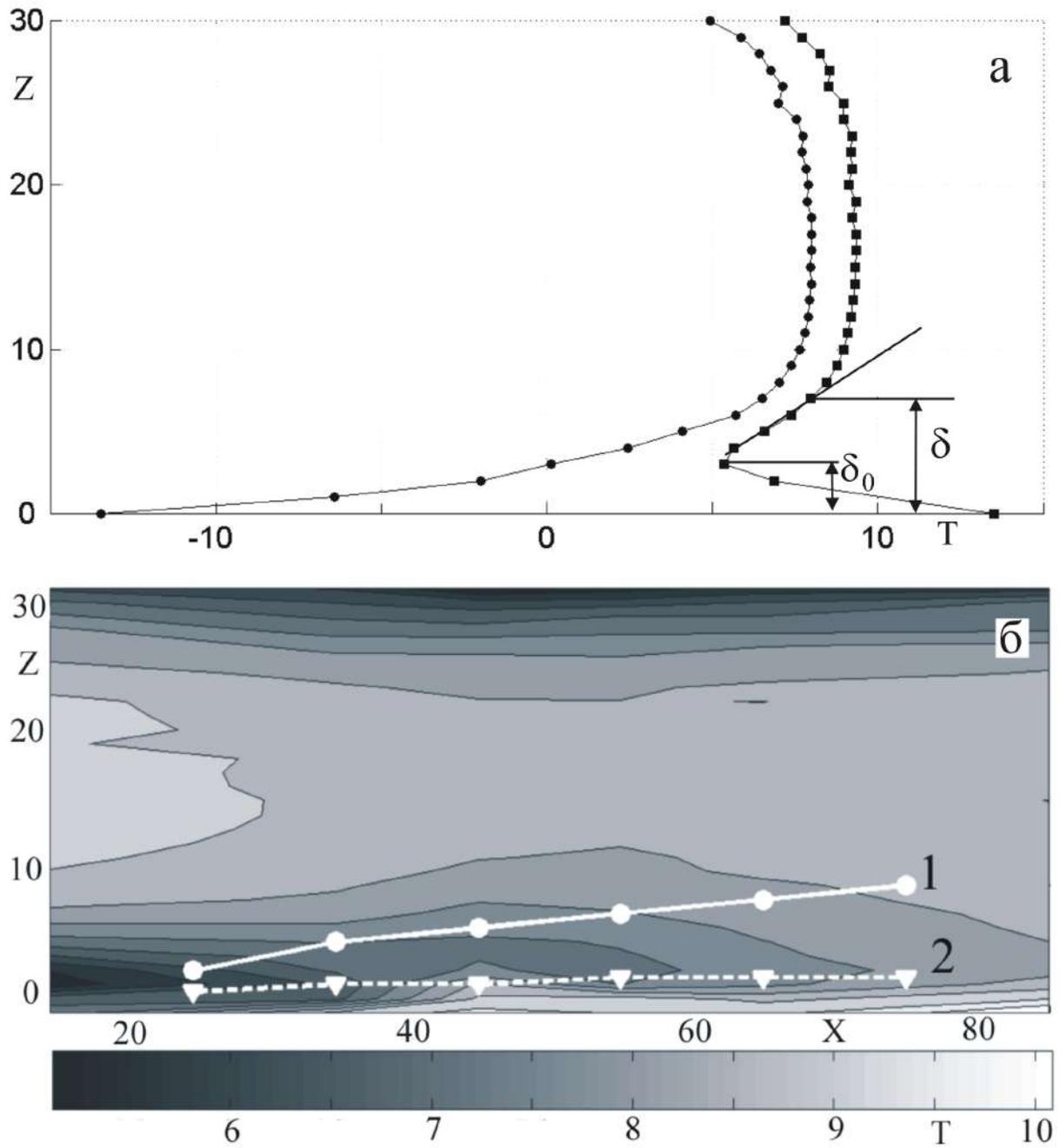
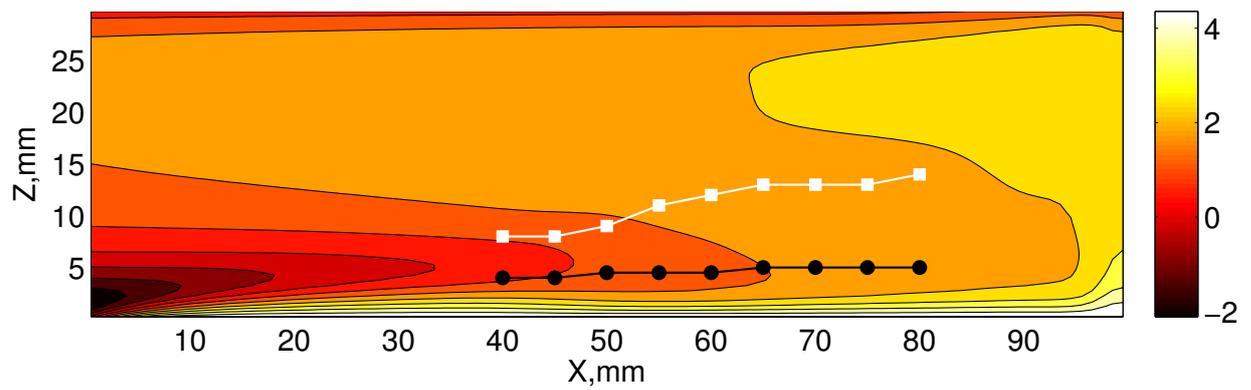
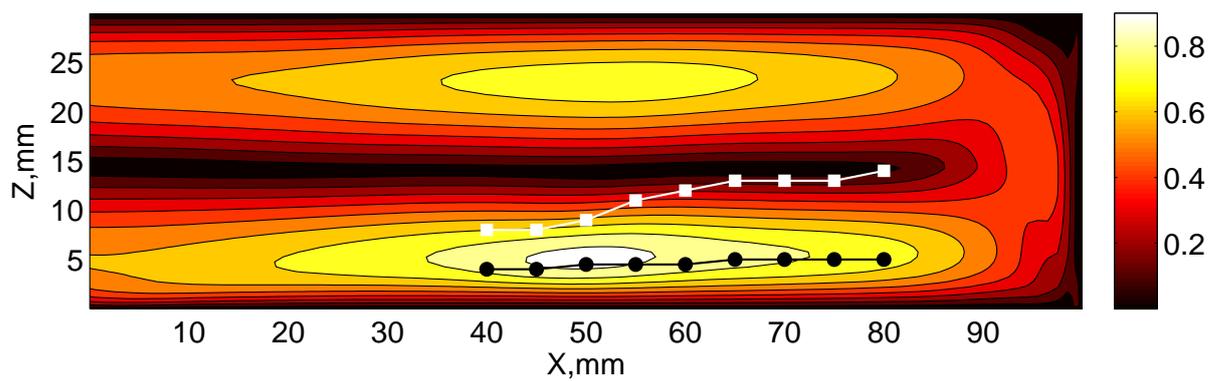


Рис. 2.10. а – профили температуры для  $x = -20$  (круги) и 15 мм (квадраты); б – осредненное поле температуры в плоскости  $XZ$  над горячим теплообменником при  $y = 0$  мм для  $Pr = 263$ ,  $\theta = 26.8\text{K}$  и  $h = 30$  мм. Эксперимент.



(а)



(б)

Рис. 2.11. Средние поля температуры (а) и модуля скорости (б) в плоскости  $XZ$  над нагретой пластиной,  $\theta = 10\text{K}$ ,  $Pr = 263$  и  $h = 30$  мм; центры и верхние границы валов показаны черными кругами и белыми квадратами. Температура измеряется в К, скорость – в мм/с. DNS.

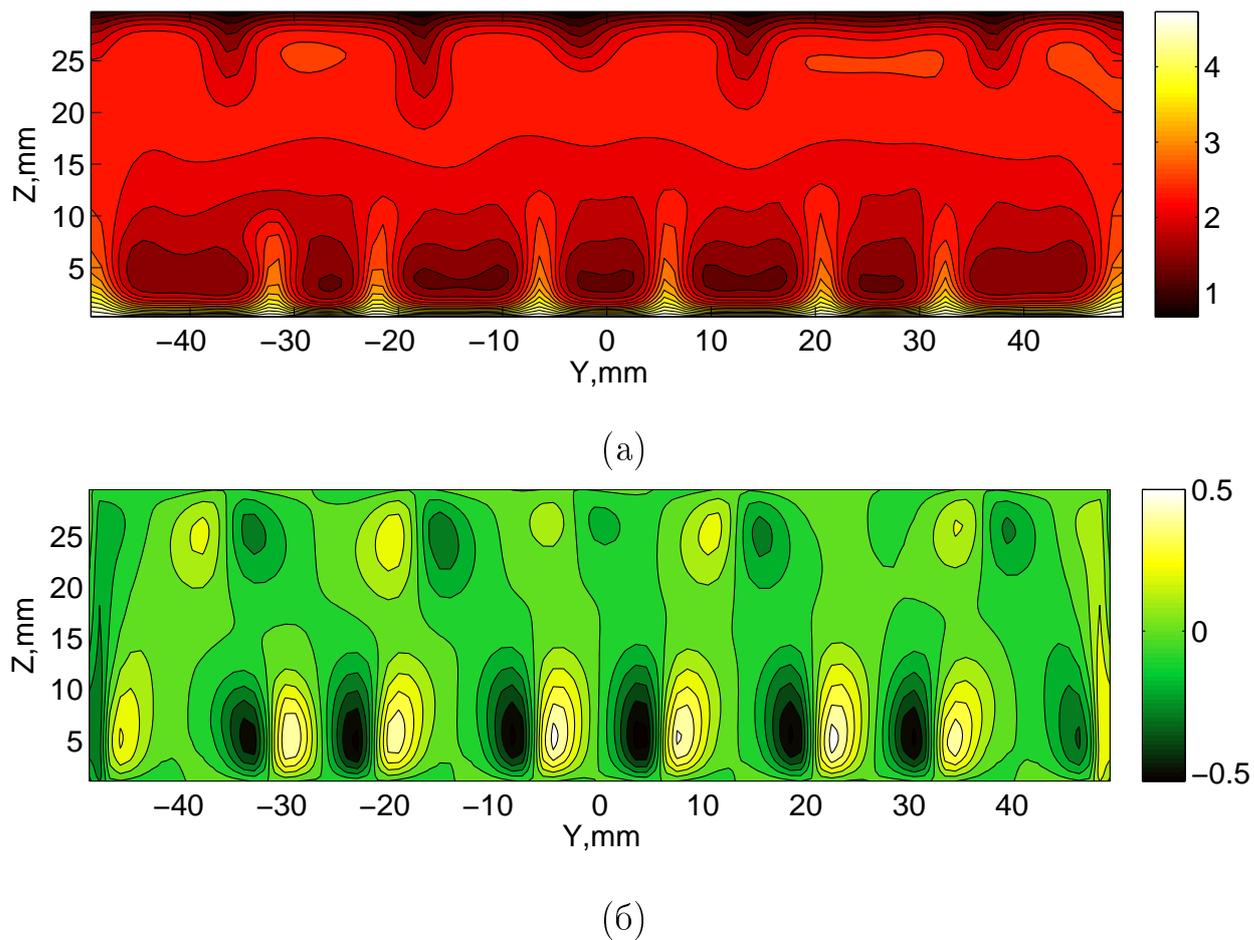
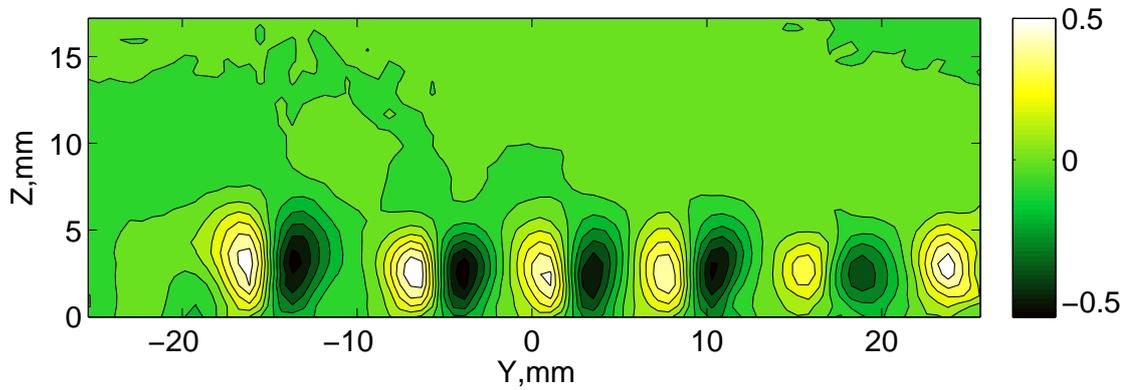


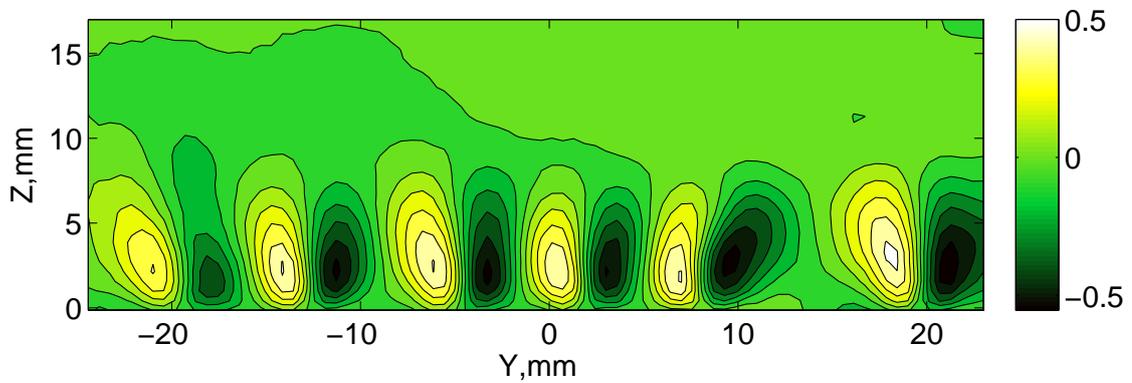
Рис. 2.12. Мгновенные поля температуры (а) и завихренности  $\omega_x$  (б) в плоскости  $YZ$  для  $x = 65$  мм ( $h = 30$  мм,  $Pr = 263$  и  $\theta = 10$ К). Температура дана в К, завихренность – в  $\text{с}^{-1}$ . DNS.

Сопоставление положений центра и границы вала в различных сечениях потока с результатами измерения профилей температуры показывает, что центр вихря (максимум завихренности) почти совпадает с положением минимума температуры, то есть определяется величиной  $\delta_0$  (которая практически не меняется вдоль потока), а верхняя граница вала определяется границей теплового пограничного слоя, т.е. величиной  $\delta$ , которая растет с координатой  $x$ . Следует отметить, что спиральные валы формируются на некотором расстоянии от скачка температуры. Это согласуется с результатами, полученными в [140, 141], где исследовались продольные валы в вынужденном потоке, натекающем на горячую поверхность.

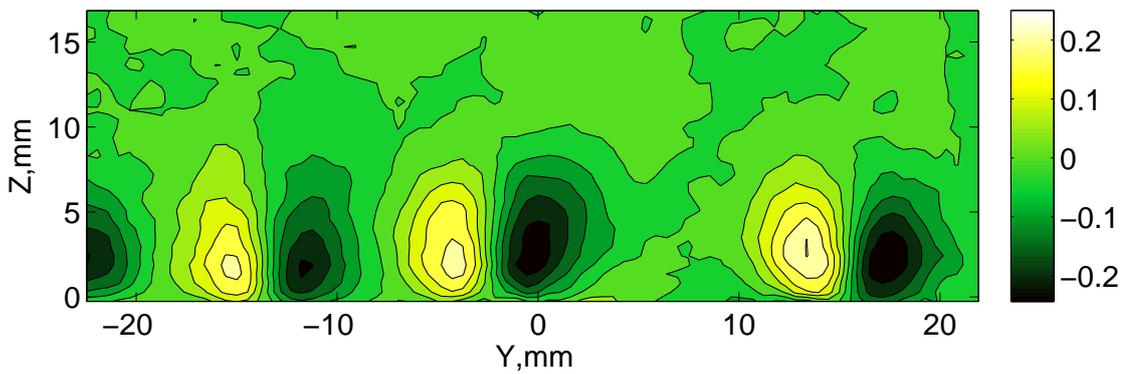
Распределение скорости в исследуемой конфигурации существенно зависит от перепада температур, числа Прандтля и геометрии области (аспектного отношения,  $a$ ). Как уже отмечалось ранее, это является существенным отличием от смешанной конвекции в каналах. Так как формирование валов определяется и распределением температуры и скорости необходимо изучить структуру валов для различных значений  $a$ ,  $Pr$  и  $Ra$ . Для фиксированного значения аспектного отношения и неизменной рабочей жидкости число Рэлея  $Ra$  зависит только от перепада температуры  $\theta$ . Рис. 2.13, б и в иллюстрируют изменение структуры валов при уменьшении наложенного перепада температуры. На них показаны поля завихренности для одного и того же сечения при  $x = 65$  мм, но для двух различных перепадов температуры,  $\theta = 26.8\text{K}$  и  $\theta = 6.2\text{K}$ . С уменьшением  $\theta$  валы увеличиваются в размерах, что обусловлено ростом толщины пограничного слоя и снижения интенсивности основного течения происходит. Здесь надо отметить, что увеличение  $\theta$  приводит к росту градиента температуры в пограничном слое, что должно способствовать их формированию, однако в то же самое время это приводит и к росту интенсивности основного течения, которое сносит возмущения температур вдоль по потоку, не позволяя им развиваться. Конкуренция между ростом амплитуды температурных возмущений и их сносом основным течением определяет формирование валов в рассматриваемой



(a)



(б)



(в)

Рис. 2.13. Средние поля завихренности  $\omega_x$  в плоскости  $YZ$  для  $x = 35$  мм и  $\theta = 26.8\text{K}$  (а);  $x = 65$  мм и  $\theta = 26.8\text{K}$  (б);  $x = 65$  мм и  $\theta = 6.2\text{K}$  (в).  $Pr = 263$ ,  $h = 30$  мм (показана только нижняя часть слоя). Завихренность представлена в  $\text{с}^{-1}$ . Эксперимент.

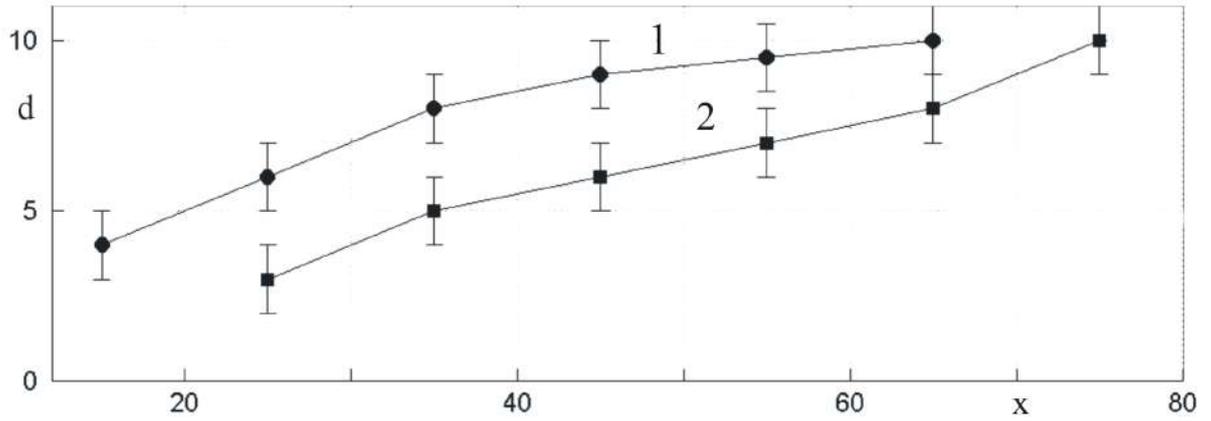
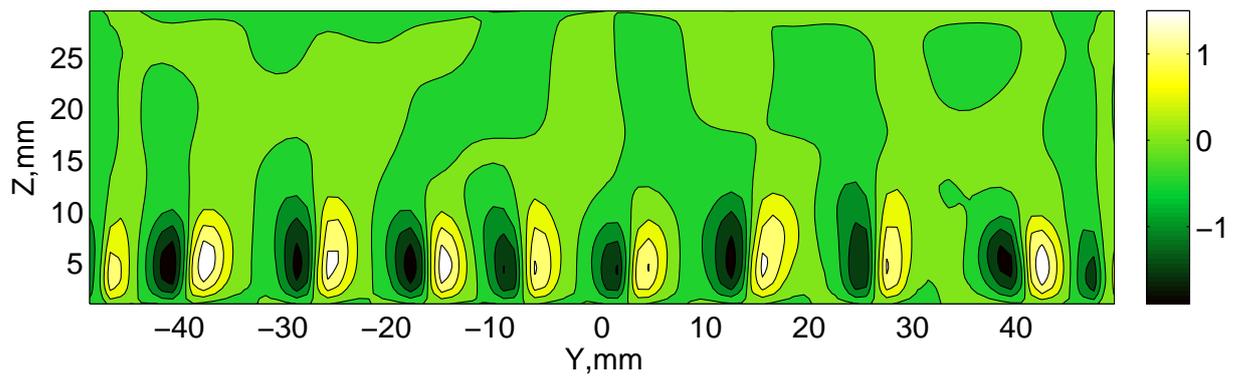
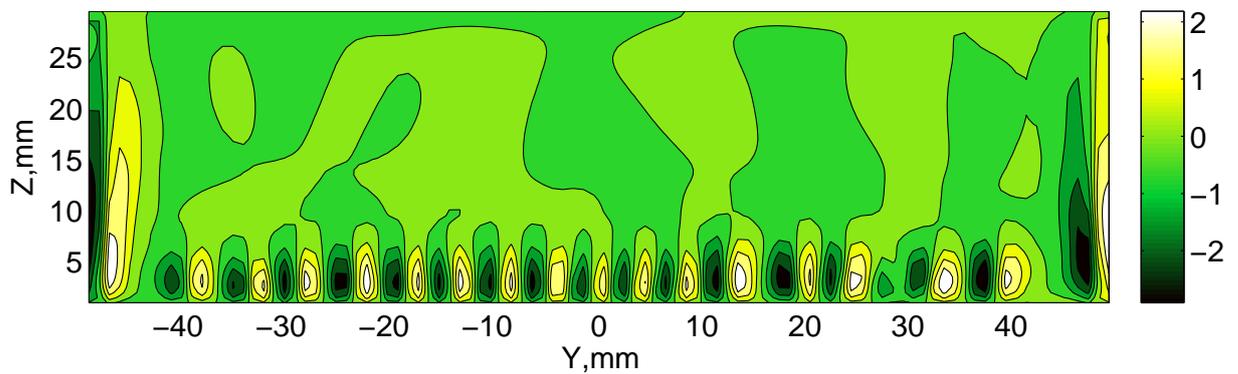


Рис. 2.14. Зависимость размера валов от координаты  $x$  для  $\theta = 10.7\text{K}$  (1) и  $\theta = 26.7\text{K}$  (2) . Эксперимент.



(a)



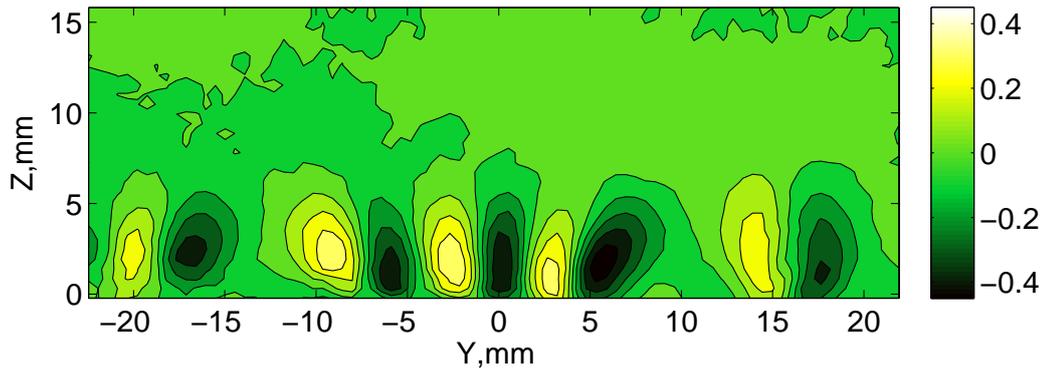
(б)

Рис. 2.15. Мгновенные поля завихренности  $\omega_x$  в плоскости  $YZ$  для  $h = 30$  мм и  $Pr = 7$  при  $x = 65$  мм:  $\theta = 10\text{K}$  (a) и  $\theta = 30\text{K}$  (б). Завихренность представлена в  $\text{с}^{-1}$ . DNS.

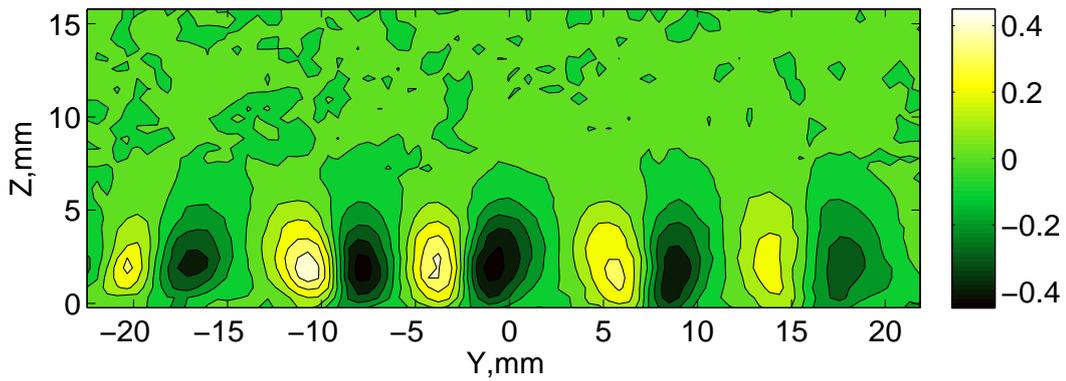
системе. В нашем случае мы не можем варьировать интенсивность адвективного течения и перепад температуры независимо и видим совместное влияние обоих факторов, видимо этим объясняется отсутствие заметного различия в расположении границы формирования валов для различных  $\theta$  в представленном исследовании.

Следующим шагом является исследование роли физических свойств жидкости при формировании валов. В качестве рабочей жидкости с меньшим числом Прандтля выбрана вода ( $Pr = 7$ ). На Рис. 2.15 представлены поля завихренности  $\omega_x$  в сечении  $x = 65$  мм для двух различных перепадов температуры  $\theta = 10\text{К}$  и  $\theta = 30\text{К}$ , восстановленных на основе расчетных данных (DNS). Надо отметить, что расчеты позволяют изучить весь пограничный слой, в отличие от экспериментов, в которых тонкая часть слоя прилегающая к нагреваемой поверхности недоступна для PIV измерения из-за сильных оптических искажений вследствие рефракции. Хорошо видно, что рост числа Рэлея ведет к увеличению количества валов, их интенсивности (значению  $\omega_x$ ) и уменьшению их размера.

Серия экспериментов была проведена для выяснения влияния толщины слоя на формирование вторичных течений. Толщина слоя,  $h$ , варьировалась от 20 мм до 70 мм с шагом в 10 мм. Было обнаружено, что после того как толщина слоя достигла значения  $h = 30$  мм завихренность валов и их вертикальный размер изменяются с увеличением  $h$  очень слабо. Таким образом после достижения некоторого характерного значения толщины слоя (для данной конфигурации  $h = 30$  мм), дальнейший рост  $h$  не приводит к существенному изменению структуры вторичных течений, несмотря на заметный рост аспектного отношения и числа Рэлея. Объясняется это тем, что формирование валов зависит от значения локального числа Рэлея, зависящего от толщины пограничного слоя и реализуемого в нем перепада температуры. Как мы видим из полученных результатов начиная с некоторой толщины слоя формирование пограничного слоя уже слабо зависит от дальнейшего увеличения  $h$ .



(а)



(б)

Рис. 2.16. Средние поля завихренности  $\omega_x$  в плоскости  $YZ$  для  $\theta = 24.2\text{K}$  и  $Pr = 263$  при  $x = 65$  мм:  $h = 30$  мм (а) и  $h = 70$  мм (б) (показана, только нижняя часть слоя). Завихренность представлена в  $\text{с}^{-1}$ . Эксперимент.

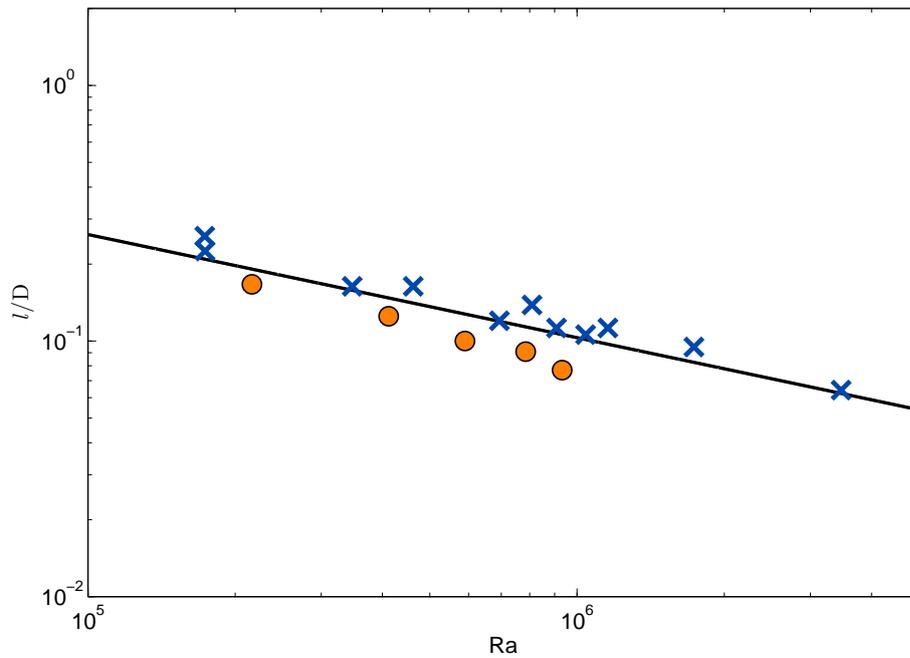


Рис. 2.17. Зависимость безразмерной длины волны валов  $l/D$  для  $x = 65$  мм от числа Рэлея: кресты – численное моделирование, круги – эксперимент, сплошная линия показывает зависимость  $Ra \sim l^{-0.40}$ . Все точки получены для  $h = 30$  мм.

Одной из важных характеристик продольных валов является их длина волны  $l$  (расстояние между центрами двух ближайших валов, с одинаковым направлением вращения). В горизонтальном, конвергентном канале, подогреваемом снизу [110], длина волны валов в режиме продольных валов не зависит от скорости течения или интенсивности нагрева. В другом случае, в горизонтальном канале, фиксированного сечения, при однородном подогреве снизу [117]  $l$  сильно зависит от интенсивности нагрева (числа Грасгофа). Хотя мы не можем провести прямого сравнения, наши результаты качественно согласуются с результатами [117]. Зависимость безразмерной длины волны валов  $l/D$  для широкого интервала  $Ra$  показана на Рис. 2.17. Длина волны уменьшается как  $l \sim Ra^{-0.40}$ .

В общем случае вторичные течения могут сформироваться в виде продольных валов, поперечных валов или иметь более сложную структуру, например, наложение продольных и поперечных валов. Однако чаще всего вторичные те-

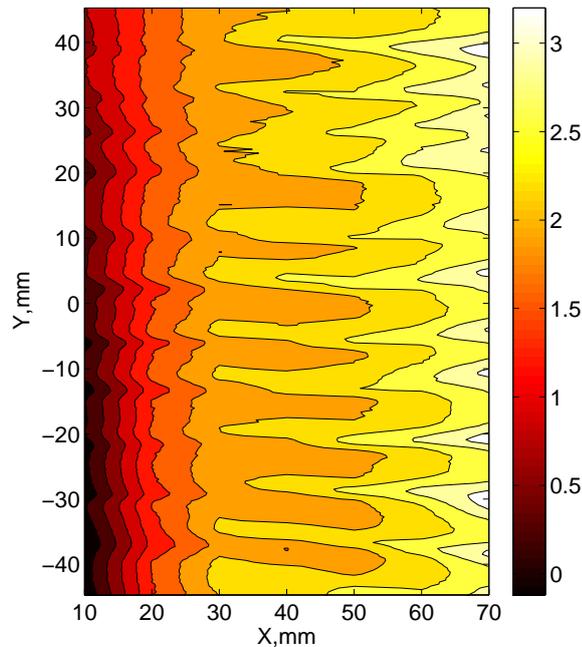


Рис. 2.18. Поле температуры над нагретой пластиной в горизонтальном сечении для  $z = 2$  мм ( $Pr = 7$ ,  $h = 30$  мм,  $\theta = 14.1\text{K}$ ). Эксперимент.

чения проявляются именно в виде продольных валов. Во введении отмечалось, что есть два механизма ведущих к формированию продольных валов. Первый из них обусловлен влиянием боковых стенок. Дно вблизи боковых стенок перегревается вследствие снижения конвективного теплопереноса, так как трение на боковых стенках уменьшает скорость основного течения. В результате этого относительного перегрева именно здесь достигается превышение критического значения числа Рэлея и происходит формирование тепловых плюмов и конвективных валов. Подъемные течения вблизи вертикальных стенок хорошо видны на Рис. 2.15(b). Несмотря на восходящие потоки вблизи боковых стенок, основным механизмом формирования валов над большей частью дна является другой механизм, доминирующий при высоких числах Рэлея и проявляющийся в появлении набора тепловых плюмов, занимающих все пространство в нижнем слое, между двумя боковыми стенками. Таким образом в нашем случае проявляют себя оба известных механизма формирования продольных валов.

Продольные валы хорошо видны на температурных полях полученных для горизонтальных сечений вблизи дна. Пример такого поля представлен на

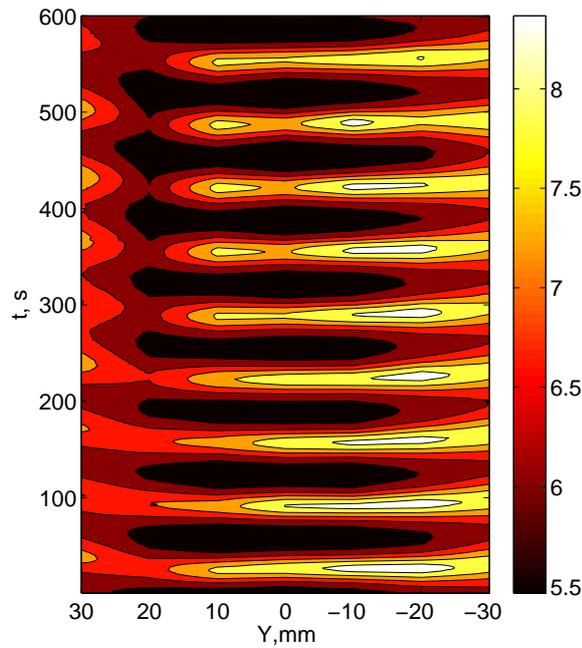


Рис. 2.19. Временные вариации температуры вдоль координаты  $y$  при фиксированных  $x = 65$  мм и  $z = 3$  мм ( $\theta = 30\text{K}$ ,  $Pr = 1020$  и  $h = 50$  мм). Эксперимент.

Рис. 2.18, на котором светлые участки соответствуют относительно более высоким значениям температуры и показывают области подъема нагретой жидкости между двумя валами, вращающимися в противоположных направлениях. Как видно валы начинают формироваться на некотором расстоянии от границы между холодным и горячим теплообменниками. Для представленного режима система регулярных валов формируется при  $x \simeq 30$  мм. Этот результат согласуется с результатами из работы [112, 140] в которой было исследовано формирование продольных валов над нагретой поверхностью в вынужденном течении в канале.

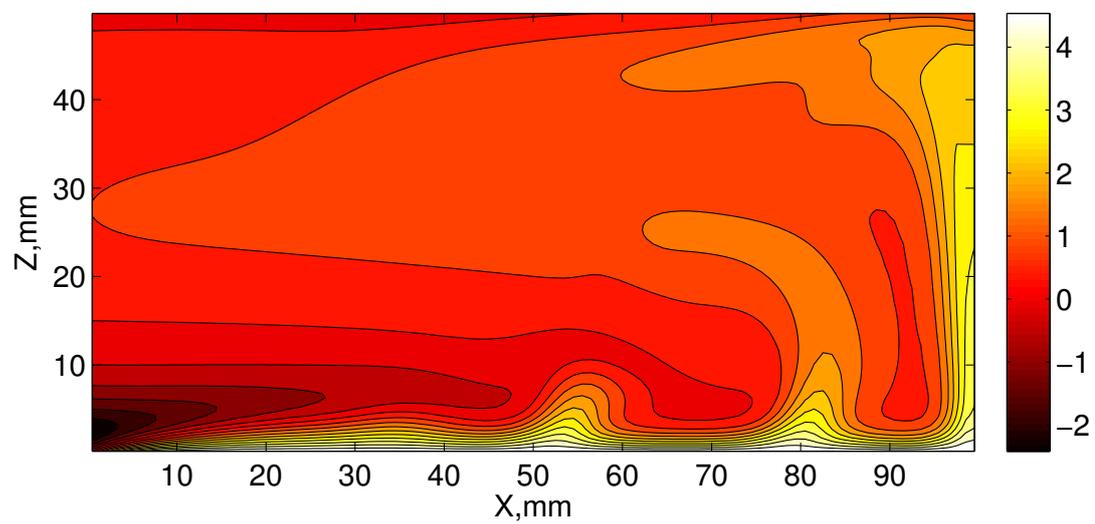
Известно, что в случае смешанной конвекции (вынужденном течении над нагретой пластиной) появлении поперечных горизонтальных валов возможно только в случае малых чисел Рейнольдса. В рассматриваемом случае, когда основное течение формируется благодаря наложенному перепаду температуры и снижение интенсивности основного течения за счет уменьшения нагрева неизбежно повлечет за собой уменьшение локальных значений числа Рэлея. Поэтому уменьшение  $Re$  при сохранении необходимых значений перепада темпера-

туры возможно только за счет варьирования физических свойств жидкости, а именно при увеличении числа Прандтля  $Pr$ . Это удалось показать при помощи временных измерений температуры в серии экспериментов с использованием 89% водного раствора глицерина, жидкости со значительно более высоким значением числа Прандтля ( $Pr = 1020$ ), чем у трансформаторного масла ( $Pr = 263$ ).

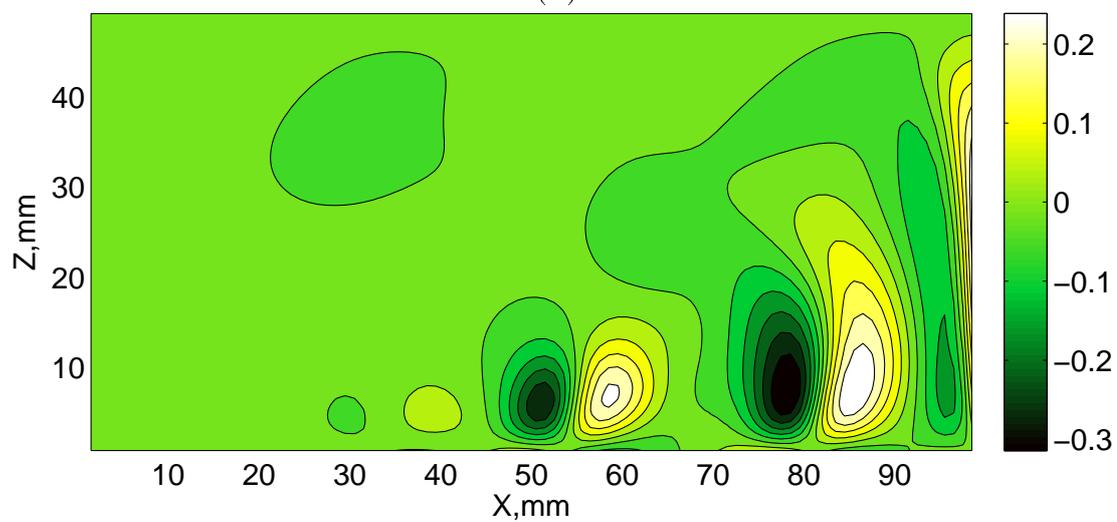
Пример временных вариаций температуры  $T(y, t)$  вдоль координаты  $y$  при фиксированных  $x = 65$  мм и  $z = 3$  мм показан на Рис. 2.19. Поперечные валы проявляются в виде бегущей температурной волны в пограничном слое. В численных расчетах подобные поперечные структуры наблюдались и для более низких значений числа Прандтля. На Рис. 2.20, показаны мгновенные распределения температуры и завихренности вторичных структур в вертикальном сечении  $XZ$ , полученные в результате прямого численного моделирования для  $Pr = 510$  ( $h = 50$  мм и  $\theta = 10$ К). Завихренность бегущих поперечных валов была восстановлена на основе мгновенных полей скорости, после вычета среднего (по времени) поля скорости. На мгновенном поле температуры поперечные структуры видны при помощи всплывающих плюмов, сносимых основным течением, которые соответствуют паре вращающихся в противоположном направлении валов на поле завихренности.

### **2.3. Горизонтальные валы в адвективном потоке над локализованным источником тепла в цилиндрическом слое**

Адвективное течение над нагретой поверхностью в прямоугольной полости и его неустойчивость в форме горизонтальных валов, является только частным случаем конвекции инициированной пространственно неоднородным нагревом. Не менее интересным случаем является конвекция от локализованного



(а)



(б)

Рис. 2.20. Мгновенные поля температуры (а) и завихренности вторичных течений  $\omega_y$  (б) в плоскости  $XZ$  для  $h = 50$  мм,  $Pr = 510$  и  $\theta = 10$ К. DNS

источника тепла в форме круглого диска, представляющая собой идеализированное представление, широко распространенных конвективных течений в природе и различных технологических процессов. Конвекция от локализованного источника тепла является особым случаем, так как локальный нагрев приводит к появлению и горизонтального и вертикального градиентов температуры. При достаточно сильном нагреве конвективное течение представляет собой суперпозицию течений различных масштабов. Как известно (смотрите например [142, 143]) локализованный нагрев приводит к формированию крупномасштабной циркуляции. Когда диаметр нагревателя существенно превышает толщину слоя, крупномасштабное течение, также как и в случае прямоугольной полости со ступенчатым нагревом, приводит к формированию пограничного температурного слоя с неустойчивой стратификацией над нагреваемой поверхностью вблизи периферии нагревателя. Это происходит вследствие того, что относительно холодная жидкость натекает на нагретую поверхность. Таким образом возникают благоприятные условия для формирования вторичных течений в виде валов [125]. Как уже отмечалось ранее исследования конвективных течений от локализованного источника тепла сфокусированы в основном на структуре крупномасштабного течения, к тому же часто турбулентного. Структура крупномасштабного течения от малого нагретого пятна на дне изучалось в [142, 144]. Позднее структура крупномасштабной циркуляции для различных аспектных отношений была изучена в [143]. В ряде исследований рассматривались так называемые "городские тепловые острова" (в англоязычной литературе "urban heat island"). Конкретно, экспериментально и численно изучалось формирование крупномасштабной конвективной циркуляции от протяженных источников тепла при наличии устойчивой температурной стратификации в слое [145–147]. Таким образом, формирование вторичных когерентных структур в пограничных слоях осталось практически неизученным.

Данное исследование направлено на изучение формирования мелкомасштабных вторичных структур в пограничном слое над локализованным источ-

ником тепла в цилиндрическом слое жидкости при помощи лабораторного эксперимента и математического моделирования.

### 2.3.1. Экспериментальная установка

Формирование вторичных течений исследовалось в цилиндрической кювете диаметром 300 мм и высотой 40 мм ([125]). Боковые стенки и дно изготовлены из оргстекла толщиной 3 мм и 20 мм соответственно. На боковых стенках не было никакого дополнительного покрытия и теплоизоляции. Нагреватель, представляющий собой латунный диск, был вмонтирован в дно кюветы, заподлицо. Диаметр нагревателя был равен 104 мм, а его ширина составляла 10 мм. Нагрев латунного диска обеспечивался электрическим нагревателем в нижней части диска. Электрический нагреватель представлял собой спираль из тугоплавкой проволоки (манганина) уложенной в специально выточенные пазы. В качестве рабочих жидкостей использовались силиконовые масла с различными значениями числа Прандтля, ПМС-20, ПМС-10 и ПМС-5 ( $Pr = 256$ ,  $Pr = 94$  и  $Pr = 56$  при  $T = 25^\circ\text{C}$ ). Во всех экспериментах толщина слоя составляла 30 мм, а поверхность жидкости была открыта. Температура в комнате поддерживалась постоянной при помощи системы кондиционирования, а охлаждение жидкости обеспечивалось теплообменом на границе жидкость-воздух и теплопотерями через боковые стенки. Для достижения стационарного режима требовалось приблизительно два часа. Средние температурные поля в центральном вертикальном сечении восстанавливались при помощи линейки медь-константановых термопар (11 термопар). На Рис. 2.21 показана общая схема экспериментальной установки и расположение термопар. Начало координат привязано к центру дна. Перемещение термопар для восстановления полей температуры в вертикальном сечении производилось с шагом в 1 мм при помощи моторизованной подвижки Thorlabs. Для длительных серий измерений температуры использовались 4 термопары расположенные на одинаковом расстоянии от центра кюветы (Рис. 2.21в). Данные с термопар снимались при помощи измерительно-

го блока Agilent 34970A с 16-канальным мультиплексором Agilent 34902A.

Измерения полей скорости производились при помощи PIV системы "Полис". Система включает в себя двойной импульсный Nd-YaG лазер, синхронизирующее устройство, CCD камеру высокого разрешения (11 Мп) и производительный компьютер. Управление системой, получение изображений и их обработка производились при помощи программного обеспечения Actual Flow. Надо отметить, что цилиндрическая форма кюветы приводит к искажению формы лазерного ножа (он сужается от периферии к центру модели), однако область измерений хорошо освещалась. Значительные температурные градиенты вблизи нагревателя, приводящие к сильным вариациям коэффициента преломления, также являлись источником сильных оптических искажений. В силу этого измерения проводились на высоте 2 мм и выше. Все PIV измерения проводились для горизонтальных сечений на различных высотах. Использовался итерационный алгоритм обработки и размер опросного окна (interrogation window) варьировался от  $32 \times 32$  до  $16 \times 16$  пикселей, что давало возможность достичь динамического диапазона (отношения максимальной скорости к минимальной) около 500. Погрешность PIV измерений не превышала характерных значений для подобных конфигураций и составляла около 5%.

Для исследования структуры вторичных течений измерения проводились только в ограниченной области над нагревателем, в различных горизонтальных сечениях.

В качестве безразмерных управляющих параметров использовались поточные числа Грасгофа  $Gr_f$  и Рэлея  $Ra$ , определенные через толщину слоя  $h$  и поток тепла  $q = P/S_h$  ( $P$  – мощность нагрева, а  $S_h$  – площадь нагреваемой поверхности), и число Прандтля  $Pr$  :

$$Gr_f = \frac{g\beta h^4 q}{c\rho\chi\nu^2}, \quad (2.6)$$

$$Ra_f = \frac{g\beta h^4 q}{c\rho\chi^2\nu}, \quad (2.7)$$

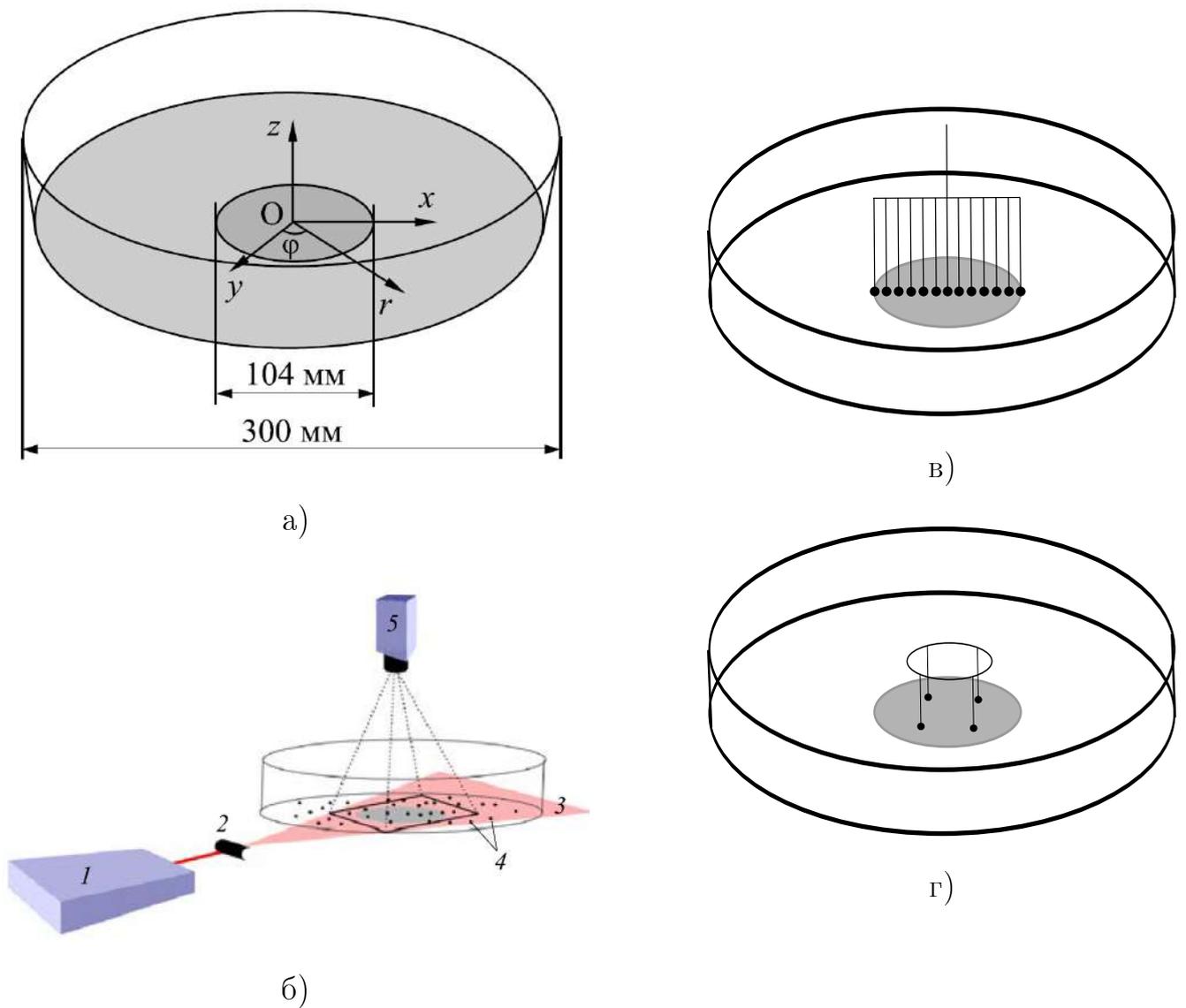


Рис. 2.21. Экспериментальная установка. (а) Размеры кюветы и расположение системы координат, (б) линейка термопар, (с) четыре термопары для длительных измерений.

$$Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad (2.8)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $c$  – теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости и  $\chi$  – коэффициент температуропроводности.

### 2.3.2. Эксперимент

Локализованный поток тепла в центральной части дна инициирует интенсивное подъемное течение над нагреваемой поверхностью. После подъема, на-

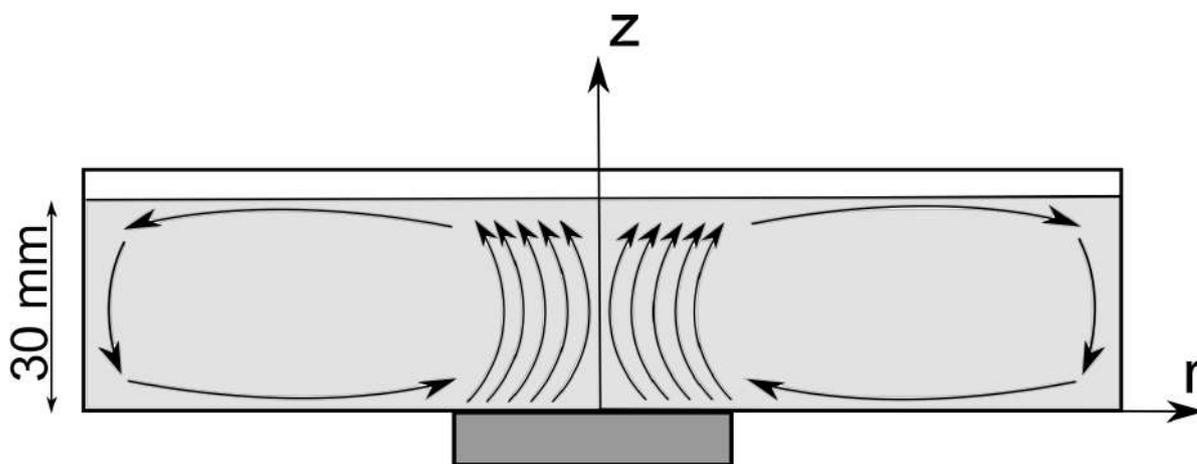


Рис. 2.22. Схема крупномасштабной циркуляции

гретая жидкость движется в верхней части слоя, охлаждаясь за счет теплообмена на границе жидкость-воздух, достигая периферии, жидкость опускается вблизи боковых стенок. Через некоторое время, после включения нагрева, формируется крупномасштабная конвективная циркуляция, занимающая весь объем полости. Схематично конвективная циркуляция представлена на Рис. 2.22. Проведенные ранее экспериментальные измерения полей скорости в вертикальном сечении над нагревателем [148] показали, что мгновенные поля скорости носят нерегулярный характер и асимметричны. Помимо интенсивного подъемного течения в центральной области, наблюдаются также менее интенсивные конвективные потоки ближе к границе нагревателя (Рис. 2.23).

Крупномасштабное конвергентное течение в нижней части слоя приводит к формированию пограничного температурного слоя, с неустойчивой стратификацией над нагреваемой поверхностью, создавая тем самым необходимые условия для генерации вторичных конвективных структур, которые ранее наблюдались в работе [125]. Примеры экспериментальных профилей температуры для различных значений  $Gr_f$  показаны на Рис. 2.24. Холодное адвективное течение формирует пограничный слой с отрицательным (неустойчивым) вертикальным градиентом температуры вблизи нижней границы. В случае превышения критических значений локального числа Рэлея (расчитанного по толщине погранич-

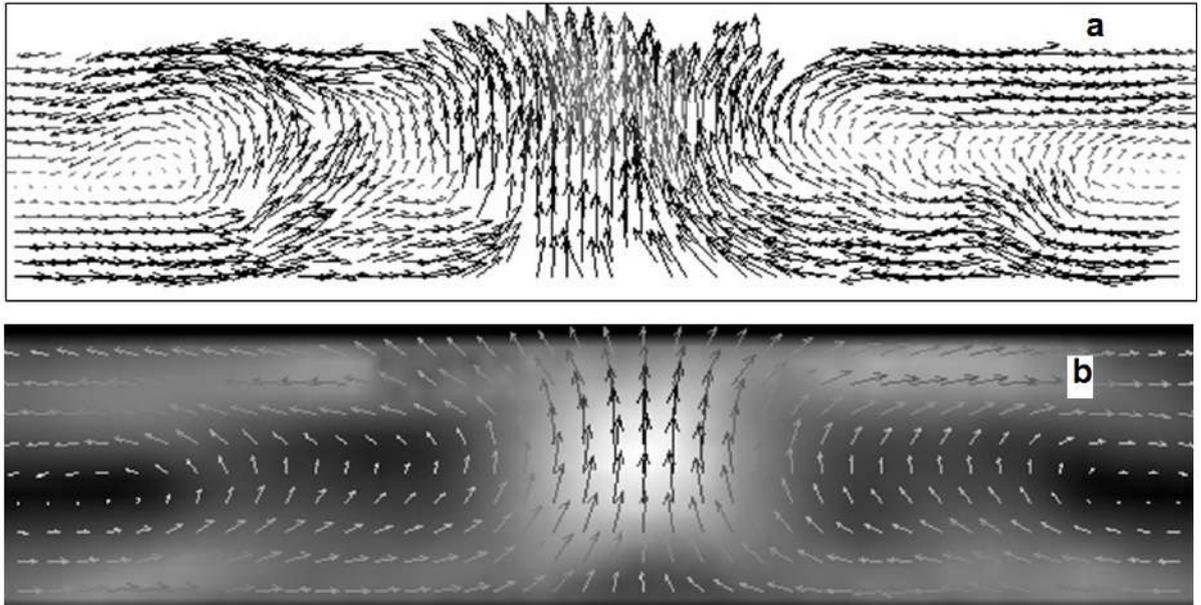


Рис. 2.23. (а) Мгновенное поле скорости в среднем вертикальном сечении над нагретой областью, (б) Среднее поле скорости, в том же сечении, полученное в результате осреднения 190 мгновенных полей скорости (фон показывает абсолютные значения скорости).

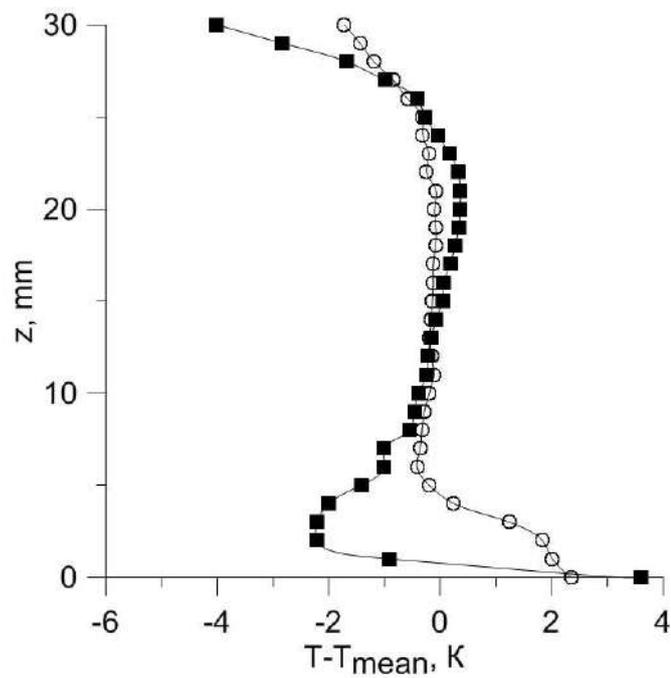
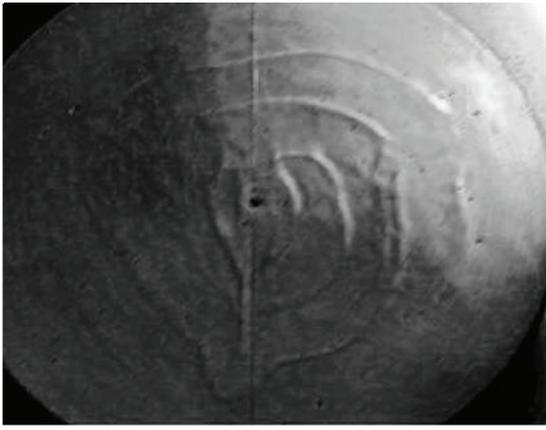
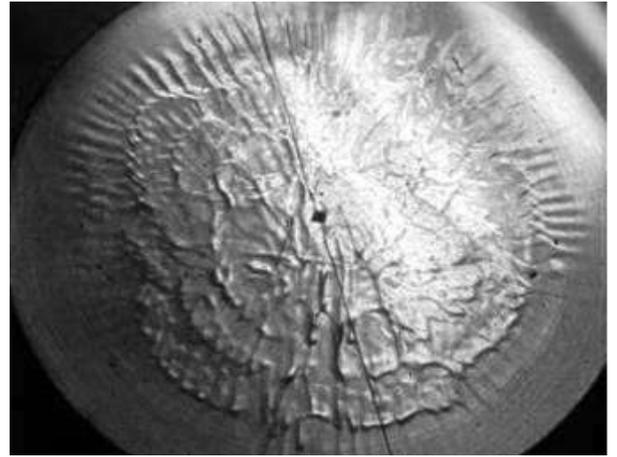


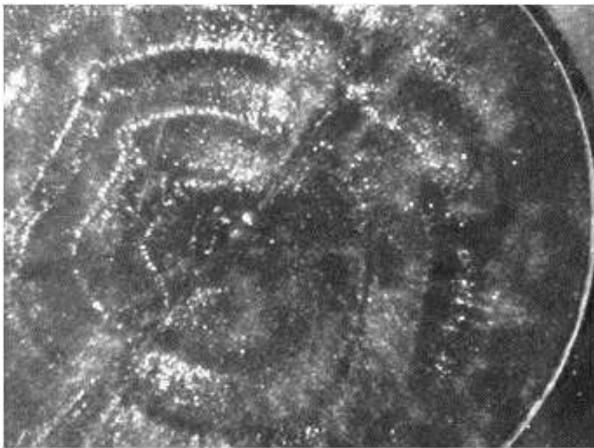
Рис. 2.24. Профили температуры для радиуса  $r = 4$  см и чисел Грасгофа  $Gr_f = 7.7 \cdot 10^4$  (круги) и  $Gr_f = 4.8 \cdot 10^5$  (черные квадраты).



а)



б)



в)



г)

Рис. 2.25. Визуализация вторичных течений: (а)  $Gr_f = 3.2 \cdot 10^4$  (теневая картина), (б)  $Gr_f = 1.6 \cdot 10^5$  (теневая картина), (в)  $Gr_f = 5.9 \cdot 10^4$  (визуализация алюминиевой пудрой для  $z = 5$  мм), (г)  $Gr_f = 5.9 \cdot 10^4$  (полоски образованные в результате оседание PIV трассеров на дне).

ного слоя) происходит формирование тепловых плюмов и как следствие формирование горизонтальных конвективных валов, подобно ранее рассмотренному случаю прямоугольной полости [4, 6].

Для визуализации вторичных течений использовались различные подходы. Одним из эффективных способов визуализации является теневой метод, позволяющий изучать вторичные мелкомасштабные конвективные течения без использования трассеров (Рис. 2.25а,б). Отметим, что в данной работе теневой метод использован только для качественного наблюдения за вторичными

структурами. Суть метода проста, лучи света от источника тепла расположенного над экспериментальной моделью отражаются от полированной поверхности нагревателя (фактически зеркала) и отклоняются вследствие температурных вариаций показателя преломления в жидкости. Отклонения световых лучей формируют области с различной засветкой, что позволяет различить области с высокими градиентами температуры. В случае слабого нагрева в пограничном слое формируются конвективные структуры в форме спирали, которая сносится основным адвективным течением к центру (Рис. 2.25а). Рост потока тепла приводит к усложнению структуры конвективных течений, происходит наложение течения в форме спирали и системы радиальных конвективных валов на периферии нагреваемой области (Рис. 2.25б). Помимо теневого метода, визуализирующего области с высокими градиентами температуры, для визуализации непосредственно течения, традиционно используются различные трассеры. Одним из удачных видов трассеров является алюминиевая пудра, чешуйки которой ориентируются по потоку и позволяют получить информацию не только о горизонтальных движениях, но и вертикальных (темные области соответствуют подъему или опусканию жидкости). При визуализации алюминиевой пудрой использовался достаточно толстый световой нож, освещающий всю нижнюю часть слоя (до  $z = 5$  мм). Трассеры четко показали наличие спиральной структуры сносимой основным потоком к центру (Рис. 2.25в). Радиальные валы, ясно различимые на теневой картине (Рис. 2.25б), также визуализируются при помощи трассеров, правда не напрямую, а в виде дорожек, формирующихся в результате оседания трассеров на дне. Алюминиевые чешуйки тяжелее рабочей жидкости, поэтому они медленно оседают и аккумулируются на дне в областях подъемного течения между двумя соседними (вращающимися в противоположных направлениях) валами. В результате намечаются радиальные дорожки (Рис. 2.25г). Дорожки из трассеров и теневые картины показывают, что радиальные валы стабильны и остаются в определенных местах в течение продолжительного времени. В целом можно заключить, что хорошее согласие

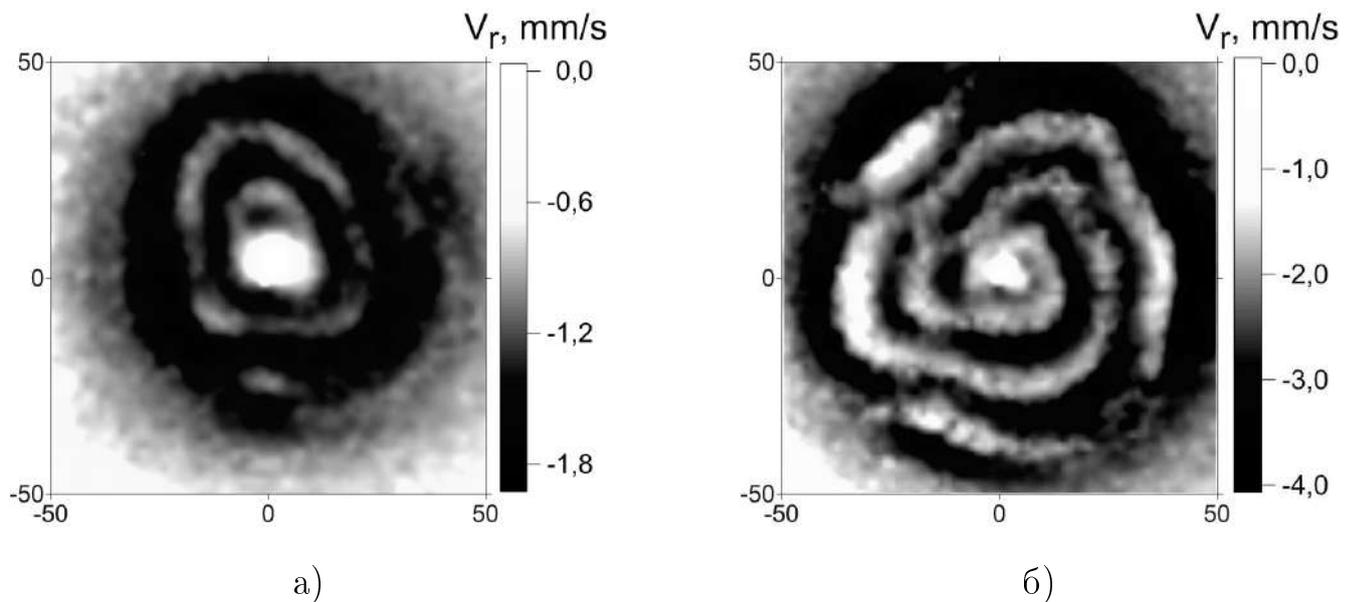


Рис. 2.26. Мгновенные поля радиальной компоненты скорости над областью нагрева,  $z = 3$  мм: (а)  $Gr_f = 7.7 \cdot 10^4$ ; (б)  $Gr_f = 2.5 \cdot 10^5$ .

результатов полученных при помощи различных методов визуализации подтверждает, что наблюдаемые спиральные и радиальные структуры являются поперечными и радиальными конвективными валами.

На следующем этапе проводились измерения скорости и температуры. Измерения полей скорости проводились методом PIV. На Рис. 2.26 представлены мгновенные поля радиальной компоненты скорости над областью нагрева для  $z = 3$  мм, которые показывают эволюцию структуры конвективных течений с ростом числа Грасгофа  $Gr_f$ . Мгновенные поля на Рис. 2.26 соответствуют квазистационарным режимам в которых периодическим образом происходит формирование конвективных структур на периферии нагревателя, там где отрицательные вертикальные градиенты температуры максимальны. Как уже отмечалось ранее, основное течение сносит эти вторичные конвективные структуры к центру. Форма вторичных течений варьируется от деформированных колец до спиралей. При дальнейшем росте числа Грасгофа  $Gr_f$  упорядоченный, периодический процесс формирования вторичных течений нарушается и происходит переход к более сложному режиму в котором формируются нерегулярные, хаотически распределенные конвективные структуры. Фактически происходит

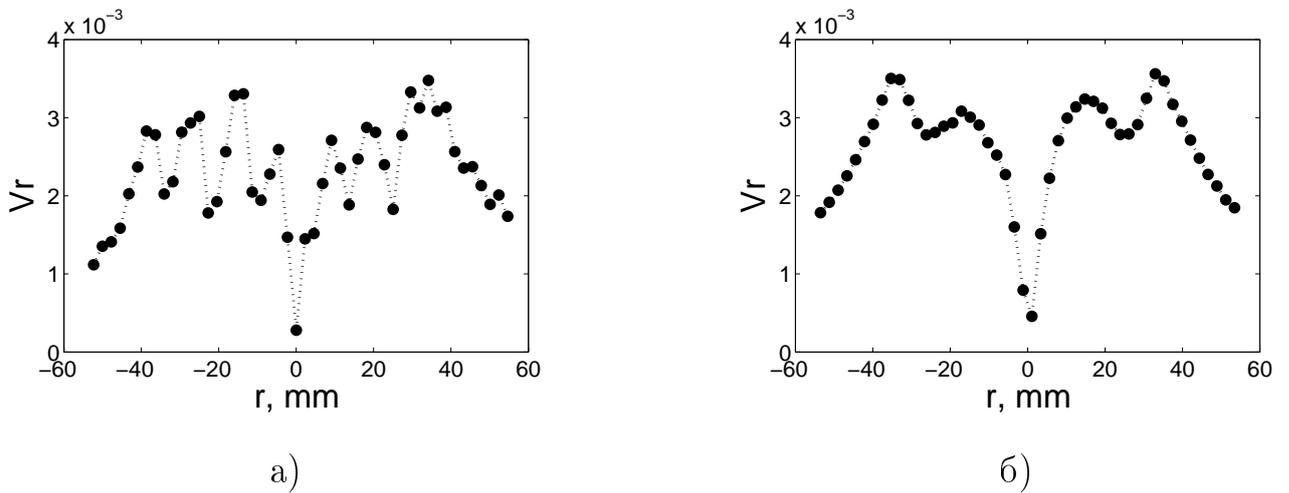


Рис. 2.27. (а) Мгновенный профиль абсолютных значений радиальной скорости, (б) средний профиль абсолютных значений радиальной скорости, для  $z = 3$  мм и  $Gr_f = 2.5 \cdot 10^5$ .

переход от ламинарного течения с когерентными вторичными структурами к турбулентному режиму.

На Рис. 2.27а,б представлены мгновенный и средний профили радиальной скорости для  $z = 3$  мм и  $Gr_f = 2.5 \cdot 10^5$ . Очевидные различия между этими профилями требуют объяснения. Мгновенный профиль скорости на Рис. 2.27а показывает суперпозицию основного течения и вторичных структур, а именно поперечных валов. Основываясь на результатах полученных для прямоугольной полости [6], где было исследовано формирование поперечных валов, в данной конфигурации можно было ожидать формирование поперечных валов в форме колец, однако результаты наблюдений показали, что форма поперечных валов более сложная и изменяется с ростом числа Грасгофа. Визуальные наблюдения показали также, что вторичные течения всегда сопровождаются формированием мелкомасштабных восходящих конвективных течений – тепловых плюмов, которые имеют тенденцию отрываться от дна (такие структуры обычно называются термиками) и всплывать через весь слой, в определенных областях. Места отрыва термик в нижнем слое хорошо видны на осредненном профиле радиальной скорости, который характеризуется двумя минимумами в областях наиболее активного всплытия термик (Рис. 2.27б).

Тенденция к всплытию термик в определенном месте, на некотором уда-

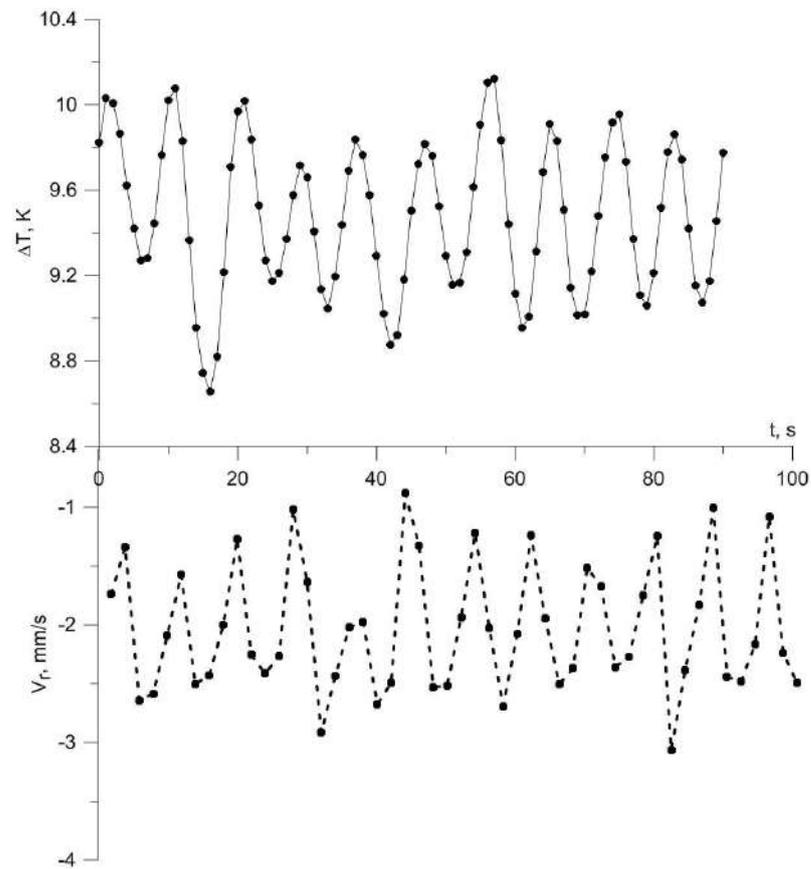


Рис. 2.28. Пульсации температуры (сплошная линия) и скорости (пунктирная линия) для  $r = 2.5$  см и  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 1.5 \cdot 10^5$ .

лении от центра, была обнаружена в работе [125] и позднее подтверждена бесконтактными полевыми измерениями скорости (Рис. 2.23) в [148]. Вполне вероятно, что расположение областей отрыва термиков в значительной степени определяется конфигурацией системы (размером нагревателя, толщиной слоя), для того чтобы получить определенный ответ требуется проведение дополнительных исследований. Выраженный провал в центре связан с интенсивной подъемной струей, образование которой является характерной особенностью конвекции над протяженными источниками тепла (когда размер области нагрева превышает толщину слоя).

Очень интересной и примечательной особенностью поперечных вторичных течений является их периодическое формирование. Вообще подобное поведение характерно для систем с автоколебательными режимами. В данном случае,

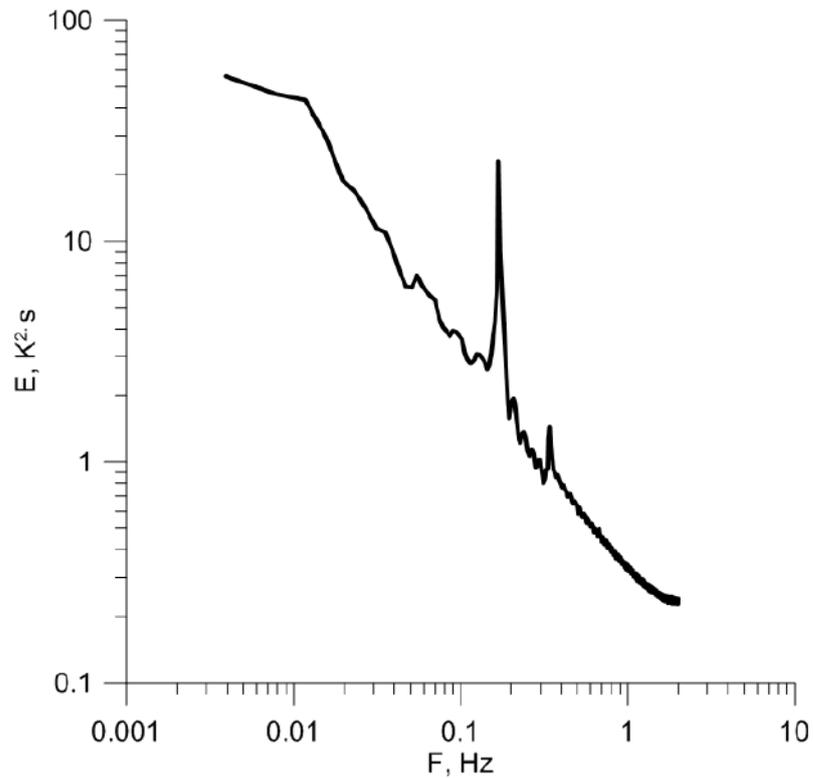


Рис. 2.29. Спектральная функция плотности пульсаций для  $r = 2.5$  см и  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 1.5 \cdot 10^5$ .

так как основное течение достаточно стабильно, сценарий формирования поперечной волны можно описать следующим образом. Натекающий холодный адвективный поток формирует неустойчивый пограничный слой, затем идет формирование плюмов и их последующий отрыв. Формирование плюмов и отрыв термиков разрушает пограничный слой, на восстановление которого требуется некоторое характерное время, после чего процесс повторяется. Ранее на Рис. 2.25 и Рис. 2.26) при помощи визуализации и полевых измерений скорости были показаны вторичные структуры сносимые к центру. Перемещение конвективных валов приводит к локальным флуктуациям температуры и скорости. Пример временного ряда локальных измерений температуры и скорости представлен на Рис. 2.28. Одновременных измерений скорости и температуры не проводились, так как наличие термопар снижало качество PIV изображений, поэтому на Рис. 2.28 представлены результаты независимых экспериментальных реализаций. Как хорошо видно и измерения скорости и температуры де-

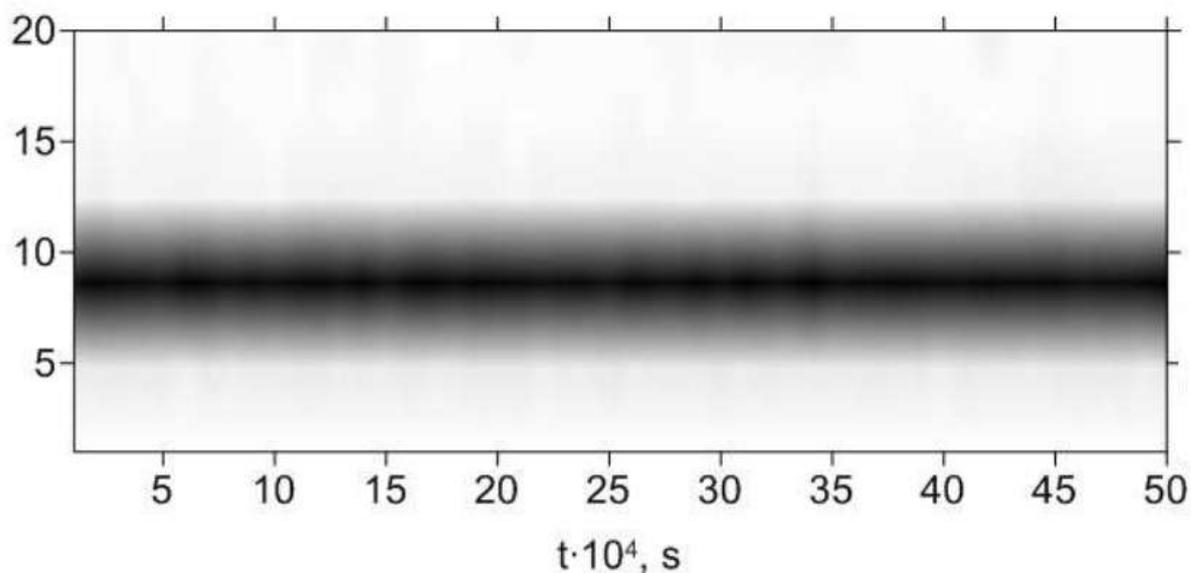


Рис. 2.30. Плоскость вейвлет коэффициентов для локальных измерений температуры для  $r = 2.5$  см и  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 1.5 \cdot 10^5$ .

монстрируют явный периодический характер. На функции спектральной плотности пульсаций отчетливо виден сильный пик, соответствующий характерной частоте пульсаций (Рис. 2.29).

Для того, чтобы исследовать насколько устойчив во времени периодический процесс формирования конвективных валов были проведены длительные измерения температуры. Результаты измерений представлены при помощи вейвлет-анализа, так он является эффективным инструментом изучения временных вариаций частоты и амплитуды осцилляций. Вейвлет коэффициенты показаны на Рис. 2.30, на котором хорошо видно, что описанный периодический процесс чрезвычайно устойчив, наблюдаются лишь относительно слабые вариации амплитуды пульсаций. Результаты всех экспериментальных измерений касающиеся характерной частоты пульсаций  $F$ , обусловленной формированием вторичных структур, для трех рабочих жидкостей ПМС-20, ПМС-10 и ПМС-5, с различными значениями числа Прандтля ( $Pr = 256$ ,  $Pr = 94$  и  $Pr = 56$  при  $T = 25^\circ\text{C}$ ) представлены на плоскости  $Gr_f - F$  (Рис. 2.31). Очевидно, что наблюдается сильная зависимость результатов от физических свойств жидкости. Для фиксированного значения числа Грасгофа частота  $F$  увеличивается с ростом

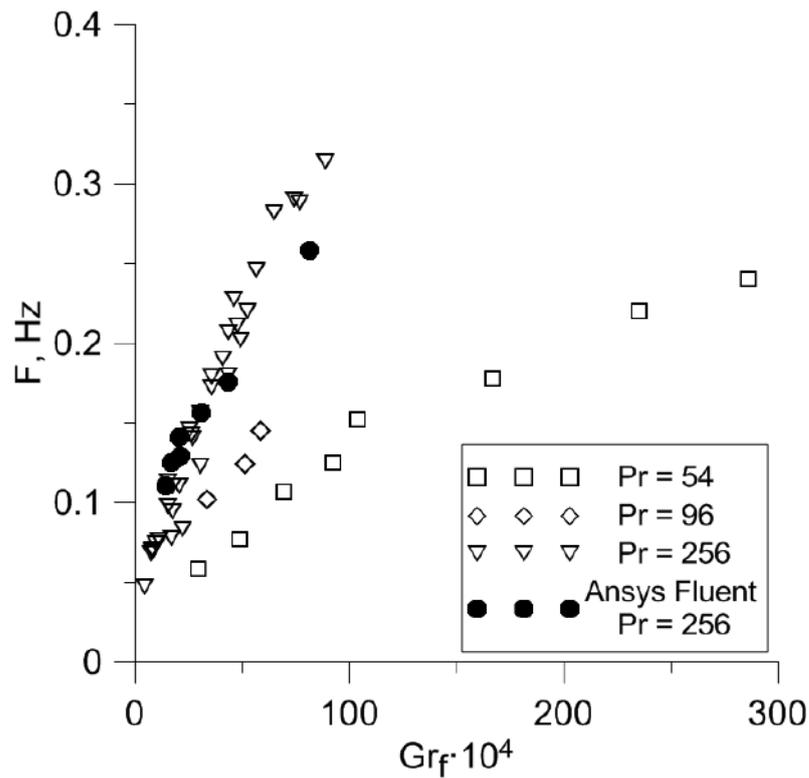


Рис. 2.31. Зависимости характерной частоты  $F$  от числа Грасгофа, полученные при помощи экспериментов и численных расчетов для различных жидкостей.

числа Прандтля. Если перейти к другому управляющему параметру – числу Рэлея  $Ra$ , и перестроить полученные данные в плоскости  $Ra - F$  (Рис. 2.32) то получим заметно более хорошее согласие результатов полученных для различных жидкостей. Этот результат подчеркивает особенность систем в которых происходит формирование конвективных течений различных масштабов, зачастую для описание различных процессов требуется набор управляющих параметров.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что конвекция над протяженным локализованным источником тепла характеризуется формированием системы вторичных течений и структур, прежде всего в виде конвективных валов. Для более детального исследования формирования поперечных и продольных валов, их суперпозиции, характеристик необходимо иметь данные о мгновенных полях скорости и температуры. К сожалению восстановить мгновенное поле температуры в заданном горизонтальном сечении в эксперименте практически невозможно, так как современные методы полевых измерений тем-

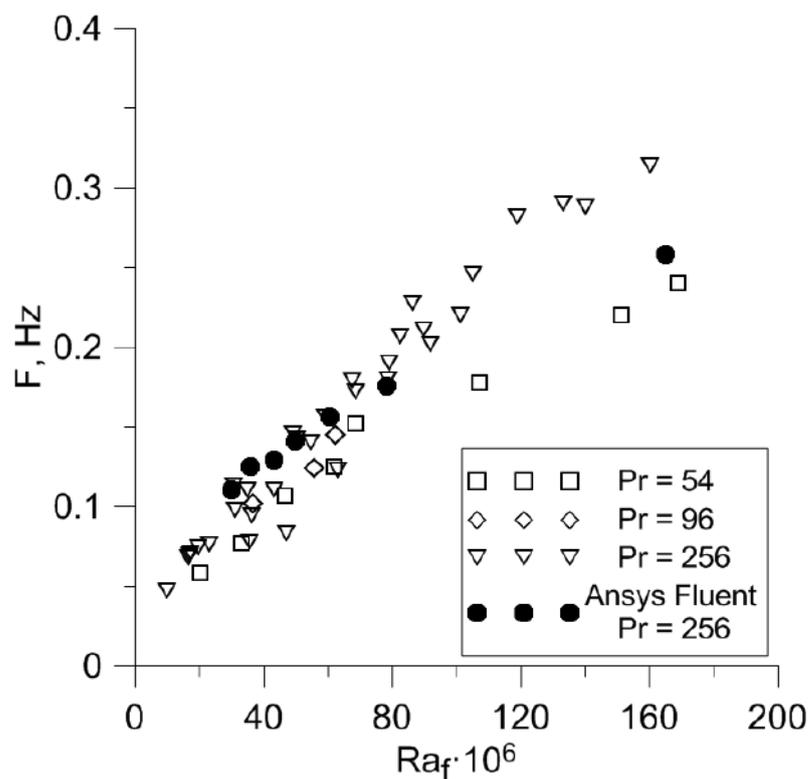


Рис. 2.32. Зависимости характерной частоты  $F$  от числа Рэлея, полученные при помощи экспериментов и численных расчетов для различных жидкостей.

пературы такие как PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence), использование термочувствительных кристаллов не обладают необходимыми чувствительностью и точностью, а инфракрасные камеры позволяют осуществлять измерения только на открытой поверхности. Описанных ограничений нет у математического моделирования, которое позволяет восстановить мгновенное распределение всех интересующих нас характеристик в объеме. В следующем параграфе будут представлены результаты численных расчетов.

### 2.3.3. Математическое моделирование

В течение последних десяти лет резко возросло использование различных коммерческих и открытых пакетов для проведения гидродинамических расчетов (CFD, computational fluid dynamics). Этот рост обусловлен их активным развитием, улучшением расчетных алгоритмов, широкими возможностями для проведения расчетов в самой различной постановке и для самой разнообразной

геометрии задачи. Для экспериментаторов связка расчет-эксперимент оказалась чрезвычайно эффективной. Ранее успешные расчеты в близкой постановке и геометрии проводились для случая вращающегося слоя [13, 14], с использованием пакета Ansys CFX (в осесимметричной постановке). Численные результаты полученные в [13, 14] показали хорошее согласие с экспериментом. Для математического моделирования представленного далее использовался коммерческий CFD пакет Ansys Fluent. При проведении расчетов жидкости считались ньютоновскими и несжимаемыми, а течение ламинарным. При помощи метода конечных объемов решалась система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска для естественной конвекции. Условия непроницаемости и прилипания накладывались на боковых стенках и дне модели. Верхняя граница была свободной, недеформируемой, с условием проскальзывания (отсутствием касательных напряжений). На дне была определена область локализованного нагрева, в которой задавался постоянный поток тепла. Диаметр нагреваемой области был зафиксирован и равен  $D = 100$  мм. Задание корректных условий (в приближенной к эксперименту постановке) для теплообмена на верхней, свободной границе является нетривиальной задачей. В экспериментах происходила за счет потока тепла с поверхности нагретой жидкости к относительно холодному воздуху, температура которого поддерживалась постоянной. При этом неоднородное распределение температуры в приповерхностном слое жидкости (снижение температуры от центра к периферии) очевидно приводит и к неоднородному потоку тепла на границе жидкость-воздух. Также надо отметить, что охлаждение на верхней границе приводило к неустойчивой стратификации в верхнем слое и появлению конвективных валов [149]. Таким образом для корректного задания граничных условий соответствующих экспериментальным требуется проведение детальных измерений температуры в тонком пограничном слое над свободной поверхностью жидкости, что само по себе является сложной задачей. С учетом всех описанных особенностей было принято решение об использовании некоторого упрощения, а именно задания однородного по пространству и

постоянного во времени потока тепла на верхней границе. Это условие безусловно повлияет на структуру течения в верхней части слоя, однако не приведет к критическому отличию от эксперимента в нижней части слоя, на которой сфокусировано основное внимание (что будет убедительно показано ниже). Таким образом суммарный поток тепла через границы жидкости был равен нулю. Еще одной проблемой, связанной со свободной поверхностью жидкости, о которой нельзя не упомянуть, является конвекция Бенара-Марангони, которая обусловлена термокапиллярными эффектами. В силу своей природы, а именно зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры термокапиллярная конвекция сосредоточена в очень тонком приповерхностном слое. В нашем случае, для толщины слоя равного  $h = 30$  мм термокапиллярные эффекты приводят лишь к небольшим изменениям в вертикальном профиле скорости вблизи верхней границы (Рис. 2.33) и не оказывают существенного влияния на движения внутри слоя и на формирование вторичных течений вблизи дна. В итоге можно заключить, что реализованный выбор граничных условий на верхней границе является удовлетворительным для решения поставленной задачи.

Все численные расчеты проводились в трехмерной постановке для цилиндрического объема, эквивалентного экспериментальной модели. В качестве рабочей жидкости использовалось силиконовое масло (ПМС-20) с достаточно большим числом Прандтля ( $Pr = 256$  при  $T = 25^\circ\text{C}$ ). Глубина слоя была равна 30 мм. Пространственное разрешение в центральной части, над нагреваемой поверхностью, во всех направлениях было равно 1 мм. От центральной области к периферии пространственное разрешение изменялось от 1 мм до 4 мм для того, чтобы сократить необходимый объем вычислительных ресурсов.

Для верификации численных результатов было проведено сравнение вертикальных профилей средней по времени радиальной скорости для случаев относительно слабой и достаточно интенсивной крупномасштабной циркуляции полученных в эксперименте и в расчетах (Рис. 2.33). Полученные результаты хорошо согласуются в середине и нижней части слоя, то есть в области наше-

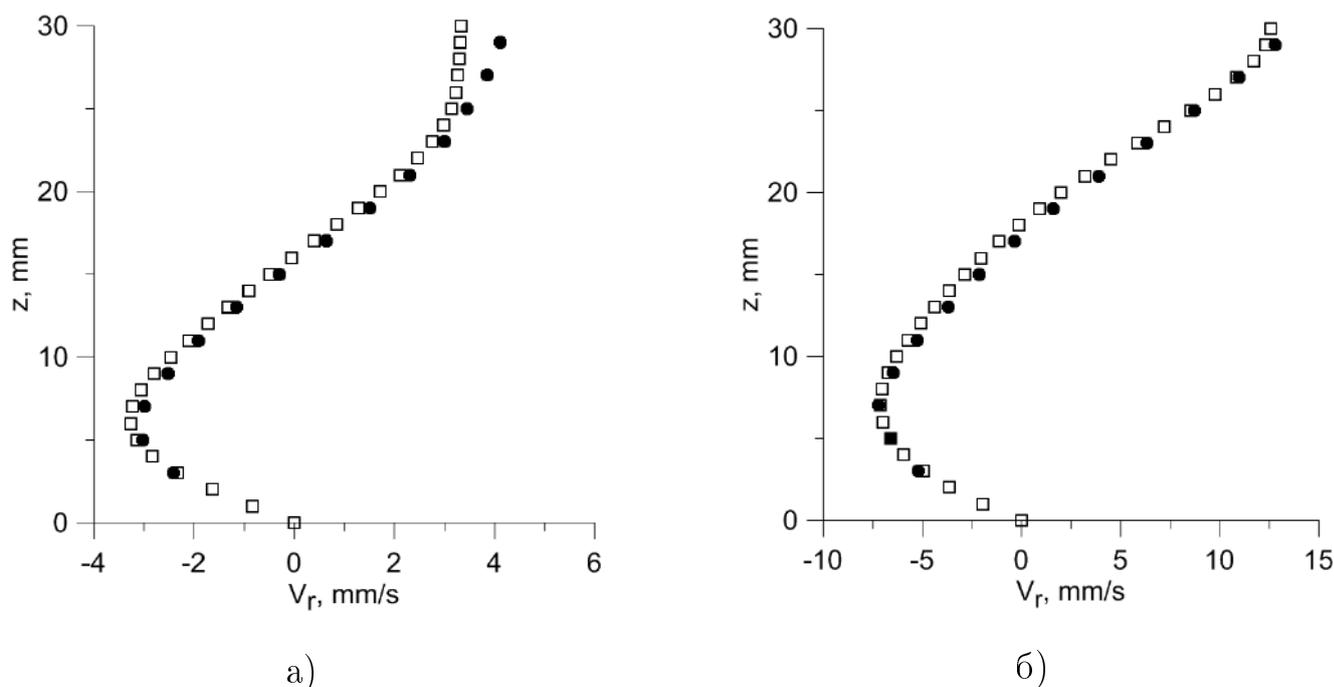


Рис. 2.33. Средние вертикальные профили радиальной скорости  $V_r$  для  $r = 4$  см и случая слабой и развитой крупномасштабной циркуляции: (а) эксперимент – черные круги, численное моделирование – квадраты для  $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$ ; (б) эксперимент – черные круги, численное моделирование – квадраты для  $Gr_f = 8.2 \cdot 10^5$ .

го интереса. Очевидное различие наблюдается верхней части слоя для случая слабого нагрева. Как уже обсуждалось ранее источником этого различия является наличие термокапиллярных течений в эксперименте. Также некоторые отличия могут быть обусловлены несовершенством используемой CFD модели (речь идет не об уравнениях как таковых, а об их конкретной численной реализации), определенный вклад может вносить недостаточное пространственное разрешение, особенно в пограничных слоях и фиксированные, не зависящие от температуры свойства жидкости. Несмотря на перечисленные особенности используемой математической модели, с ее помощью удалось адекватно описать структуру основного крупномасштабного течения и формирование вторичных структур. Ключевым достоинством математического моделирования является возможность получения полной информации о мгновенном распределении всех интересующих нас характеристик течения в объеме, что невозможно реализовать в эксперименте.

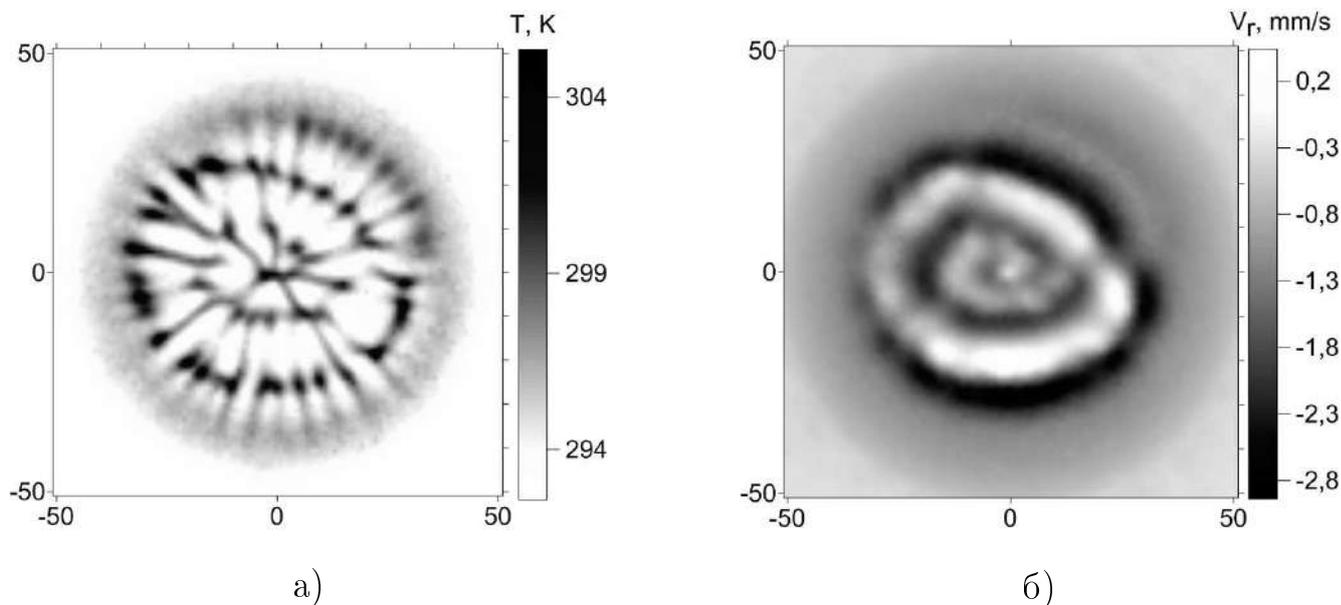


Рис. 2.34. Мгновенные поля температуры (а) и радиальной скорости (б) для  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^5$ , математическое моделирование.

Мгновенные распределения температуры и скорости в области формирования вторичных течений позволяют понять их природу. Для того, чтобы проиллюстрировать эволюцию вторичных течений при переходе от слабых к развитым режимам использованы мгновенные поля температуры и радиальной компоненты скорости над областью нагрева для различных чисел Грасгофа  $Gr_f$ . На Рис. 2.34 показана структура вторичных течений для относительно слабого нагрева, которая качественно подобна той, что была показана на теневой картине (Рис. 2.25а), и на поле скорости, восстановленном при помощи PIV измерений (Рис. 2.26а). С ростом нагрева поперечные валы в форме деформированных колец трансформируются в спиральные структуры (Рис. 2.35) подобно тому как это показано при помощи экспериментальных измерений (Рис. 2.26б). Дальнейший рост нагрева приводит к еще большему усложнению структуры вторичных течений (Рис. 2.36), что также хорошо согласуется с экспериментом (Рис. 2.25б). Заметим, что на температурных полях хорошо видны азимутальные вариации температуры на поперечных структурах и радиальные валы, которые практически незаметны на полях радиальной скорости. Характерная частота формирования поперечных валов  $F$  растет с увеличением  $Gr_f$  и  $Ra$

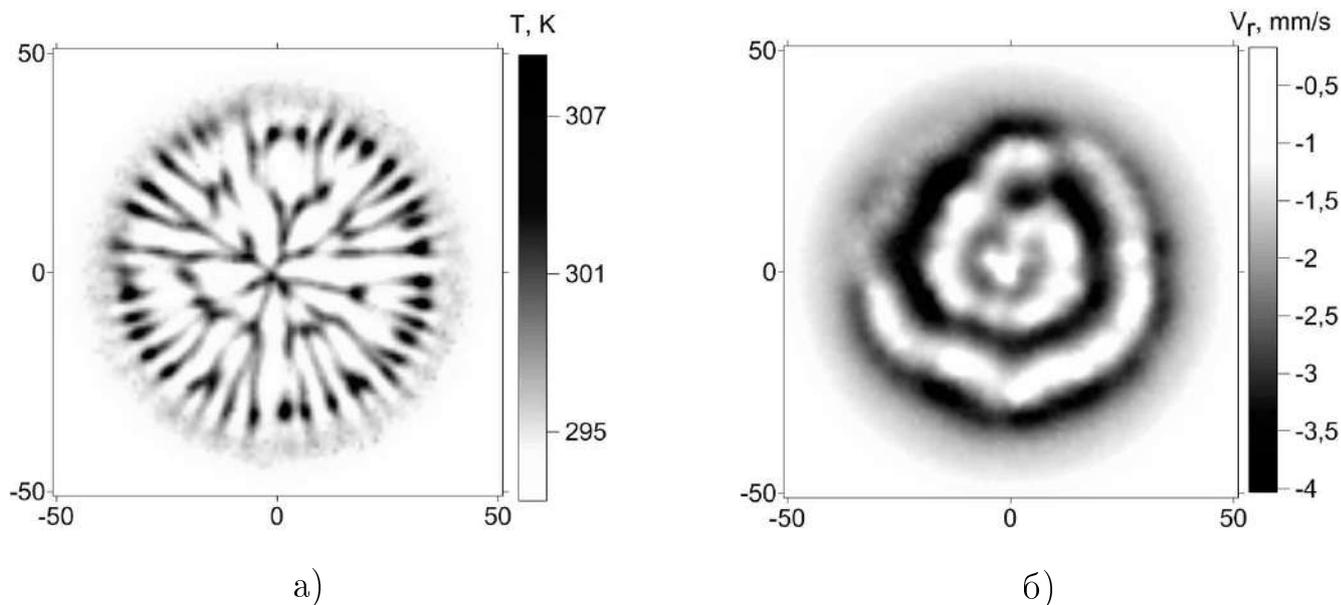


Рис. 2.35. Мгновенные поля температуры (а) и радиальной скорости (б) для  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 4.3 \cdot 10^5$ , математическое моделирование.

(Рис. 2.31 и Рис. 2.32), здесь также наблюдается хорошее количественное согласие между численными и экспериментальными результатами.

## 2.4. Обсуждение результатов

В работе проведено экспериментальное и численное исследование эволюции адвективного течения и формирования вторичных конвективных структур в адвективном потоке, в горизонтальном слое жидкости в прямоугольной полости прямоугольного сечения в случае ступенчатого распределения температуры на дне. Для малых значений числа Рэлея  $Ra$  и аспектного отношения  $a \ll 1$ , конвективное течение локализовано вблизи границы между двумя теплообменниками. С ростом перепада температуры и толщины слоя течение усиливается и захватывает весь слой (становясь, таким образом, адвективным течением). При больших перепадах температуры над горячим теплообменником помимо основного подъемного течения у вертикальной стенки наблюдается менее интенсивный подъем жидкости на некотором расстоянии от границы теплообменников.

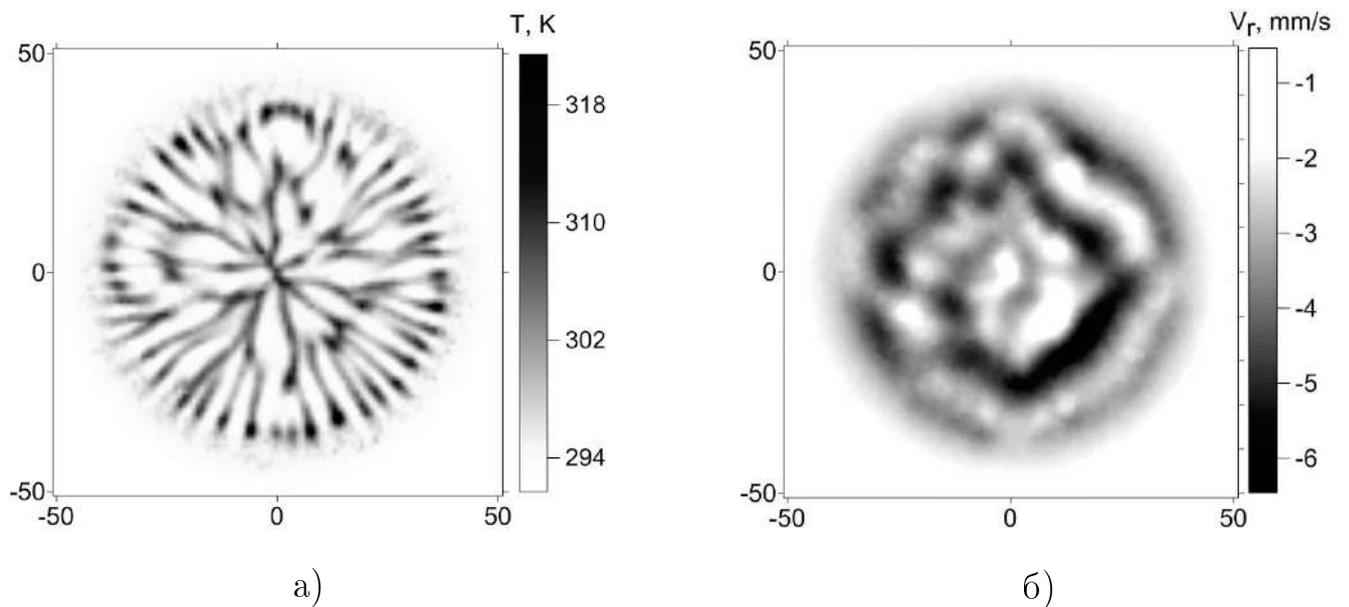


Рис. 2.36. Мгновенные поля температуры (а) и радиальной скорости (б) для  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 8.2 \cdot 10^5$ , математическое моделирование.

Линейная теория устойчивости адвективного течения в бесконечном слое со свободной поверхностью при однородном горизонтальном градиенте температуры дает критическое значение  $Ra \approx 250$ , при котором возникают продольные спиральные валы (равенство приближенное, так как порог устойчивости зависит и от числа Марангони, т.е. от влияния термокапиллярных эффектов, роль которых в рассматриваемом течении незначительна). В исследуемой задаче устойчивые конвективные течения без вторичных структур наблюдаются и при больших значениях  $Ra$ , но это плоские течения, локализованные вблизи скачка температуры. Выраженное адвективное течение, охватывающее весь слой, возникает при существенно больших значениях числа Рэлея ( $Ra \approx 2.3 \times 10^4$ ) и всегда характеризуется наличием продольных спиральных валов в пограничном слое над горячим теплообменником. Спиральные валы формируются на некотором расстоянии от скачка температуры. Фактически, для их возникновения требуется, чтобы горизонтальный размер основного конвективного течения, вызываемого перепадом температуры на нижней поверхности, превысил расстояние, необходимое для формирования валов.

Характеристики спиральных валов полностью определяются структурой

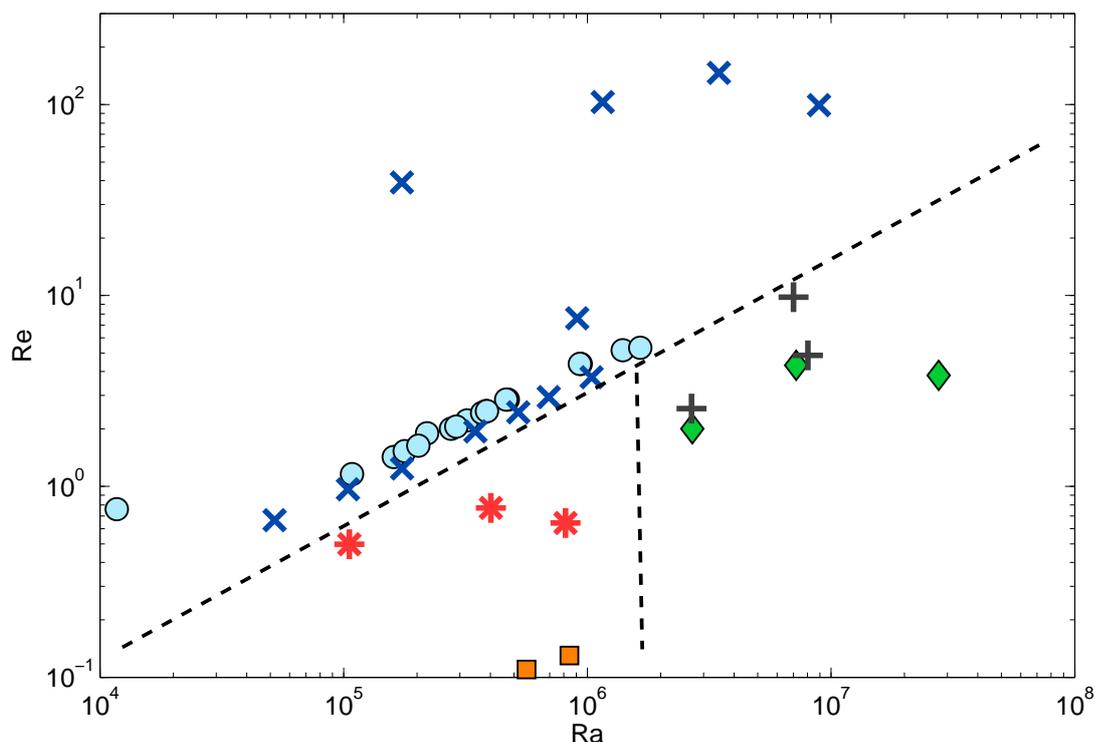


Рис. 2.37. Карта режимов на плоскости  $Ra - Re$ : кресты – DNS, продольные валы; плюсы – DNS, смешанный режим (наложение продольных и поперечных валов); звездочки – DNS, поперечные валы; круги – эксперимент, продольные валы; ромбы – эксперимент, смешанный режим; квадраты – эксперимент, поперечные валы.

температурного пограничного слоя. Центр вращения (ось вала) привязан к положению минимума температуры, которое практически не меняется вдоль потока. Общая высота валов связана с толщиной всего пограничного слоя и растет вдоль потока до его разрушения вблизи вертикальной стенки. Таким образом, валы не симметричны по вертикали. Размеры валов растут с увеличением толщины слоя, но только при небольших толщинах, а при  $h = 30$  мм (для данной конфигурации) не зависят от нее. Увеличение перепада температуры на теплообменниках усиливает скорость потока, уменьшая толщину теплового пограничного слоя. Это в свою очередь приводит к уменьшению размеров валов, при этом интенсивность вращения валов возрастает.

Карта режимов, построенная на основе проведенных расчетов и экспериментальных измерений, представлена на Рис. 2.37. Отметим, что карта построена на плоскости  $Ra - Re$ , что вообще говоря является необычным для кон-

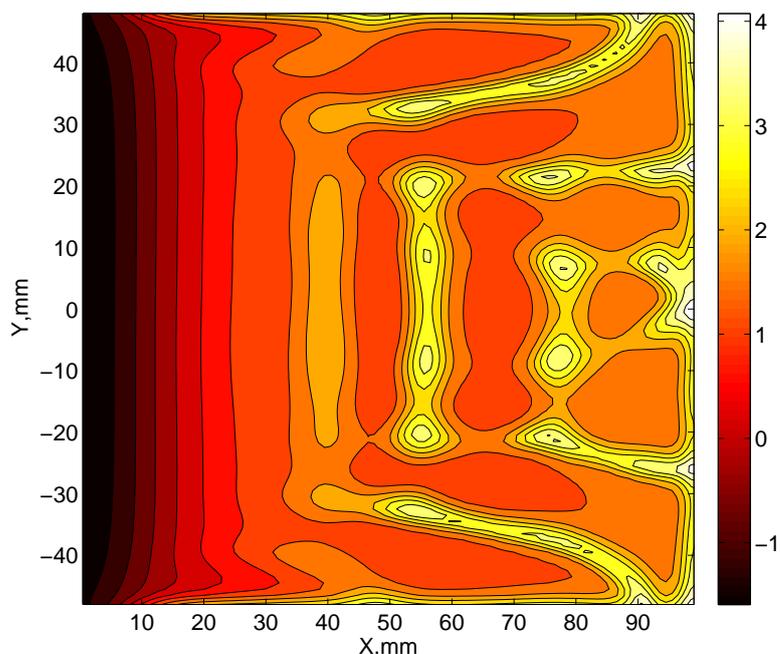


Рис. 2.38. Поле температуры в горизонтальном сечении над нагретой поверхностью на высоте  $z = 3$  мм для  $Pr = 263$ ,  $h = 50$  мм и  $\theta = 10$ К. DNS.

вективного течения, интенсивность которого (число Рейнольдса) определяется величиной нагрева и геометрией полости, то есть числом Рэлея (точнее числом Грасгофа, смотрите Рис. 2.9). Несмотря на это, в работе было показано, что формирование вторичных структур определяется величиной конвективной надкритичности в пограничном слое (число Рэлея) и интенсивностью адвективного течения, что делает выбор в качестве координат  $Ra$  и  $Re$  вполне естественным как и для случая смешанной конвекции. Только в подобном представлении оказалось возможным разделить области существования различных типов валов. Также полученная карта режимов позволяет сравнивать полученные результаты с результатами полученными для смешанной конвекции. Рис. 2.37 показывает, что формирование продольных валов в исследуемой системе происходит при параметрах находящихся выше линии  $Re \approx 2 \cdot 10^{-4} Ra^{0.7}$ .

Поперечные валы появляются только в случае достаточно большого вертикального перепада температуры в пограничном слое и слабой крупномасштабной циркуляции. В рассматриваемой системе такое сочетание возможно только для жидкостей с большими числами Прандтля. Заметим также, что поперечные

валы никогда не занимают всю ширину полости. Поле температуры в горизонтальной плоскости вблизи дна (Рис. 2.38) показывает пример режима с хорошо выраженными поперечными валами, однако влияние боковых стенок на течение приводит к появлению продольных валов вблизи стенок.

Также надо отметить, что часто наблюдается так называемый смешанный режим, когда одновременно формируются и продольные и поперечные валы. Эти режимы также показаны на Рис. 2.37. Области с выраженными поперечными валами и смешанным режимом разделены на карте режимов характерным значением числа Рэлея  $Ra \approx 2 \times 10^6$ .

Следующим шагом при исследовании формирования вторичных течений, при натекании адвективного потока на нагретую поверхность, был переход к цилиндрической геометрии, с локализованной, но достаточно протяженной нагреваемой областью в форме диска. Аналогично случаю прямоугольной полости основной крупномасштабное течение, вызванное наличием горизонтального градиента температуры, приводит к образованию неустойчивой температурной стратификации над нагретой поверхностью и формированию сложной системы горизонтальных конвективных валов. Основное внимание было уделено пространственной и временной эволюции мелкомасштабных конвективных структур в температурном пограничном слое. Режимы для слабого нагрева (при  $Gr_f$  меньше чем  $3 \cdot 10^4$ ) характеризуются появлением поперечных валов в форме деформированных колец, подобных поперечным валам в прямоугольной полости. Поперечные валы как бы "вморожены" в основное течение и движутся вместе с ним к центру модели. Рост числа Грасгофа приводит к неустойчивости поперечных валов (при  $Gr_f$  превышающих  $3 \cdot 10^4$ ) и вместо них формируется система радиальных валов (Рис. 2.25г), аналога продольных валов в прямоугольной полости, с одним существенным отличием, конвергентное течение к центру приводит к зависимости расстояния между валами от радиуса. Детально устойчивость поперечных валов и критическое значение числа Грасгофа при котором происходит переход от поперечных валов к радиальным не изучалась, очевид-

но, что кризис будет зависеть от целого ряда параметров (числа Прандтля, горизонтального и вертикального аспектных отношений, и.т.д.) и его изучение требует значительных усилий и возможно будет реализовано в будущем.

Структура радиальных валов хорошо видна на поле радиальной завихренности, полученном при помощи численного моделирования (Рис. 2.39). Различные способы визуализации убедительно показали возможность одновременного существования и радиальных и поперечных валов при достаточно высоких числах Грасгофа. Может показаться, что это противоречит представленным выше результатам и утверждению, что на смену поперечным валам приходят радиальные. Однако это не так. Поперечные валы наблюдаемые в развитых режимах, прежде всего на полях скорости, характеризуются другим механизмом формирования. Поперечные валы первого типа, характерные для слабого нагрева, обусловлены потерей устойчивости в пограничном слое с неустойчивой стратификацией. Формирование поперечных валов второго типа может быть описано следующим образом. Сформированные радиальные валы представляют собой систему валов с чередующимся знаком завихренности, то есть соседние валы вращаются в противоположную сторону. Хорошо известно, что система таких валов характеризуется чередующимися областями с подъемным и опускным течениями. Подъемное течение выносит перегретые элементы жидкости от нагреваемой поверхности к верхней части пограничного слоя, что приводит к появлению тепловых плюмов (не обязательно периодически). Для ограниченного интервала значений чисел Грасгофа формирование этих плюмов происходит периодически, а область формирования плюмов имеет форму спирали. Тепловые плюмы сносятся к центру основным течением (Рис. 2.40). Так как основное течение в нижней части слоя конвергентное, то происходит сближение соседних плюмов, при этом, так как, каждый из них формирует поперечный валик, то следствием их сближения является формирование одного поперечного вала, спиральной формы или более сложного вида для развитых режимов. Эти поперечные валы хорошо видны и при помощи визуализации (Рис. 2.25в) и на

экспериментальных полях скорости (Рис. 2.26б). Здесь еще раз надо отметить, что различные методы визуализации позволяют выделить разные типы валов, и при использовании только одного из методов визуализации можно упустить важную информацию о структуре вторичных течений.

Характерной особенностью исследованных конвективных структур является периодический характер формирования поперечных валов. Показано, что характерная частота их формирования зависит от числа Рэлея для широкого интервала параметров. Существенное уменьшение числа Прандтля (от 256 до 54) не приводит к заметным изменениям в структуре горизонтальных валов, что позволяет сделать вывод о том, что их формирование носит универсальный характер.

Определение безразмерных параметров которые являются управляющими для конкретной задачи представляет один из важнейших аспектов исследования. Течение от локализованного источника тепла состоит из крупномасштабной циркуляции, занимающей весь объем полости (в данном случае цилиндрический слой) и мелкомасштабных вторичных структур. Основное течение определяется числом Грасгофа, в данном случае определенного через поток тепла, глубину слоя и значений физических параметров жидкости. Так данные экспериментов и расчетов хорошо согласуются при близком значении числа Грасгофа (Рис. 2.33). Вторичные структуры зависят от числа Рэлея, определяемого через локальные характеристики. Определение значений локального числа Рэлея является нетривиальной задачей, причем не только для эксперимента, но и для численных расчетов. Это сопряжено со значительными трудностями при восстановлении профиля температуры в достаточно тонком пограничном слое. Также возникает много вопросов и методического характера, например о корректном выборе толщины пограничного слоя. При этом использование глобального числа Рэлея (выраженного через толщину слоя и поток тепла) показало, что этот параметр удовлетворительно описывает изменение характерной частоты формирования вторичных структур (Рис. 2.32). Никакого противоречия с преды-

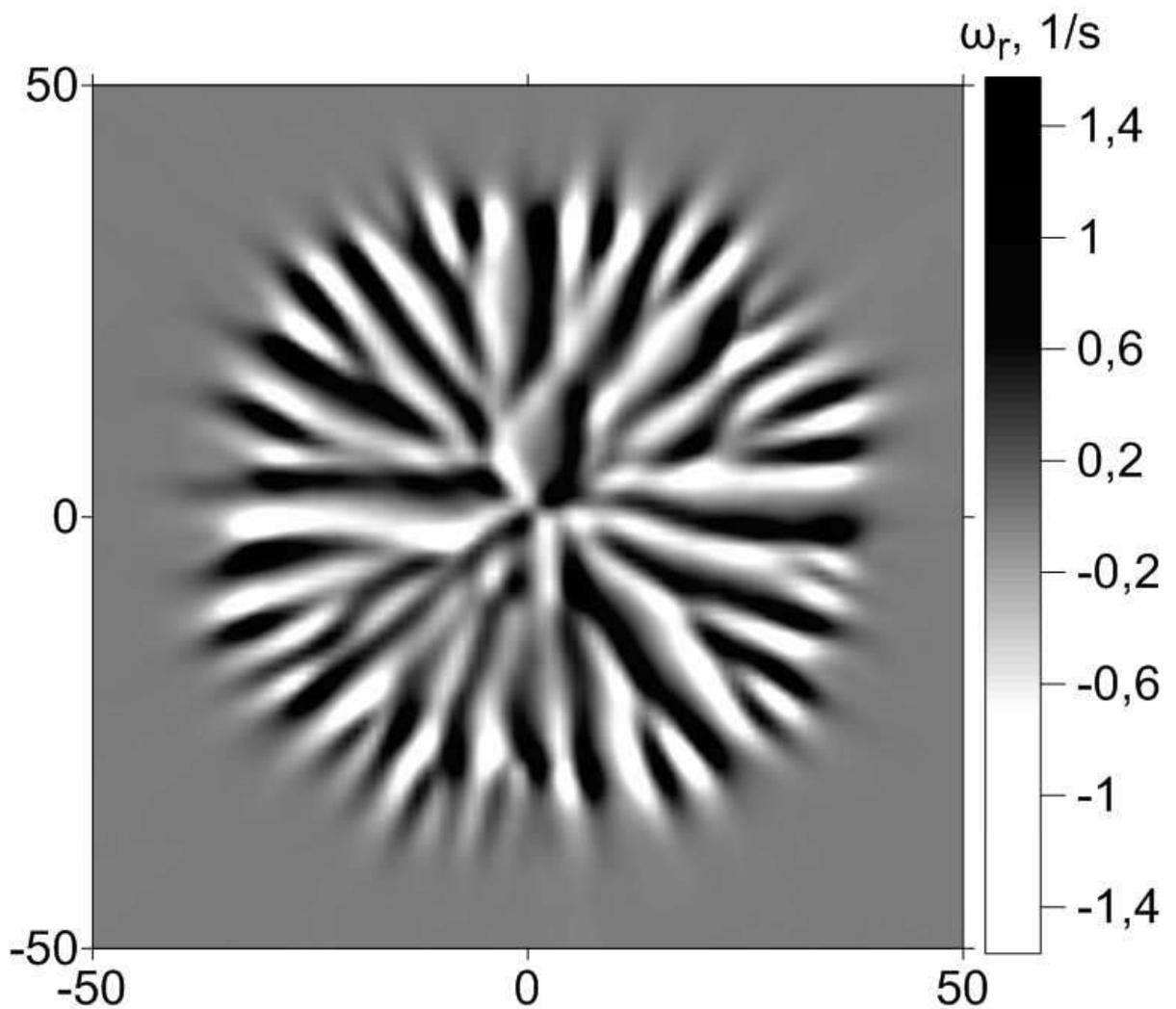


Рис. 2.39. Мгновенное поле радиальной завихренности над областью нагрева, для  $z = 3$  мм и  $Gr_f = 3.2 \cdot 10^5$ , математическое моделирование.

дущим утверждением здесь нет, в данном конкретном случае характеристики пограничного слоя действительно определяются глобальным числом Рэлея. Как было показано при исследовании вторичных течений в прямоугольной полости, эта зависимость теряется после превышения некоторой толщины слоя.

Важной мотивацией исследования формирования вторичных течений является их появление в самых различных геофизических системах. Естественно возникает вопрос о том, насколько корректно использовать результаты исследований проводившихся на лабораторном масштабе для лучшего понимания формирования атмосферных течений. Значения управляющих параметров (чисел Рэлея, Грасгофа, Рейнольдса) для атмосферных и лабораторных течений

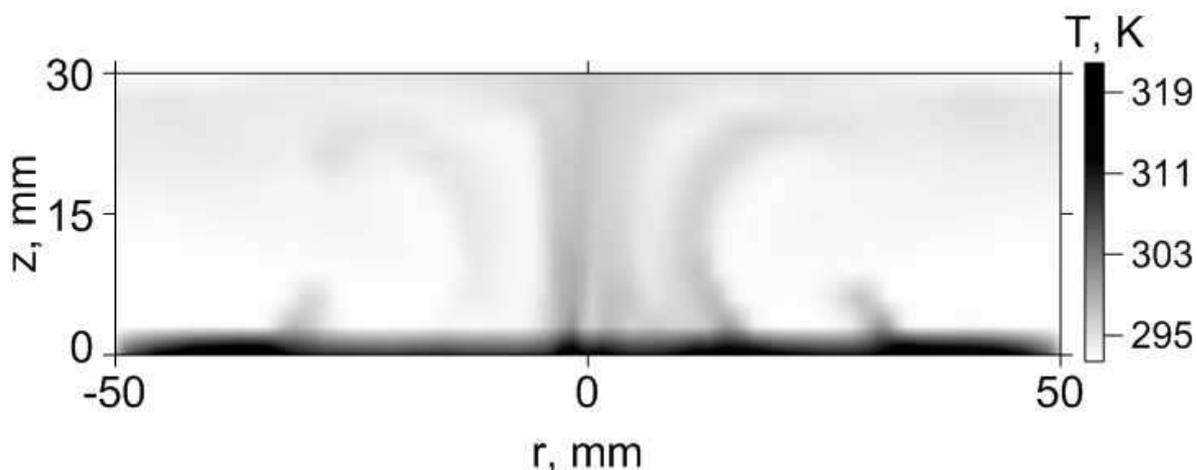


Рис. 2.40. Мгновенное поле температуры над областью нагрева, вертикальное сечение,  $Gr_f = 3.2 \cdot 10^5$ , математическое моделирование.

несравнимы, в силу колоссального различия в масштабах (на несколько порядков). На первый взгляд это представляет собой непреодолимую проблему, и вплоть до настоящего времени есть немало исследователей, прежде всего метеорологов, которые полностью разделяют эту точку зрения. Однако, не все так безнадежно. Существует масса примеров (смотрите например [150]), показывающих что лабораторные модели атмосферных течений дают адекватное (конечно качественное) описание физических процессов, протекающих в реальных системах. Как известно практически все атмосферные течения являются турбулентными. В силу того, что возможности измерений в реальных атмосферных течениях крайне ограничены, а прямое численное моделирование невозможно, применяется подход, который широко используется для исследования турбулентных течений в различных системах, а именно использование тех или иных моделей описания турбулентности. Все они, так или иначе, сводятся к определению турбулентной вязкости через характеристики течения на разрешаемых масштабах. Если использовать для описания атмосферных течений так называемые эффективные управляющие параметры, рассчитанные с учетом турбулентной вязкости, то эти значения будут вполне достижимы на лабораторных масштабах. Конечно надо понимать, что при лабораторном исследовании, в ла-

минарных режимах выхолащиваются все специфические эффекты обусловленные турбулентной природой течения, таких как зависимости обменных процессов от распределения пульсаций скорости, а не физических свойств жидкости. В любом случае даже негативные результаты, а именно явные расхождения лабораторных исследований и натуральных наблюдений, могут быть чрезвычайно полезными, так как они указывают на роль турбулентных эффектов, например особенности переноса энергии по масштабам.

В недавней работе, касающейся исследования формирования крупномасштабных конвективных ячеек в тонком протяженном слое в случае конвекции Рэлея-Бенара ([151]), было показано, что конвективные спиральные структуры известные в литературе как пространственно-временной хаос, характерные для чисел Рэлея меньших  $10^4$ , продолжают существовать и при значительно более высоких значениях числа Рэлея  $Ra$  ( $Ra > 10^5$ ). При этом эффективное число Рэлея (рассчитанное через среднее значение турбулентной вязкости) соответствует значениям характерным для ламинарных режимов. Этот результат служит доказательством того, что по крайней мере для ряда систем наблюдается очевидное подобие между ламинарными и турбулентными режимами.

## 2.5. Основные результаты главы

В работе проведено экспериментальное и численное исследование эволюции адвективного течения и формирования вторичных конвективных структур в адвективном потоке, в горизонтальном слое жидкости в прямоугольной полости прямоугольного сечения, в случае ступенчатого распределения температуры на дне. Для малых значений числа Рэлея  $Ra$  и аспектного отношения  $a \ll 1$ , конвективное течение локализовано вблизи границы между двумя теплообменниками.

Адвективное течение, охватывающее весь слой, возникает при достаточно больших значениях числа Рэлея ( $Ra \approx 2.3 \times 10^4$ ) и всегда характеризует-

ся наличием продольных спиральных валов в пограничном слое над горячим теплообменником. Спиральные валы формируются на некотором расстоянии от скачка температуры. Характеристики спиральных валов полностью определяются структурой температурного пограничного слоя. Центр вращения (ось вала) привязан к положению минимума температуры, которое практически не меняется вдоль потока. Общая высота валов связана с толщиной всего пограничного слоя и растет вдоль потока до его разрушения вблизи вертикальной стенки. Таким образом, валы не симметричны по вертикали. Размеры валов растут с увеличением толщины слоя, но только при небольших толщинах, а при  $h = 30$  мм (для данной конфигурации) не зависят от нее. Увеличение перепада температуры на теплообменниках усиливает скорость потока, уменьшая толщину теплового пограничного слоя. Это в свою очередь приводит к уменьшению размеров валов, при этом интенсивность вращения валов возрастает.

На основе проведенных расчетов и экспериментальных измерений построена карта режимов на плоскости  $Ra - Re$ . Только в данном представлении оказалось возможным разделить области существования различных типов валов. Показано, что формирование продольных валов в исследуемой системе происходит при параметрах находящихсЯ выше линии  $Re \approx 2 \cdot 10^{-4} Ra^{0.7}$ . Поперечные валы появляются только в случае достаточно большого вертикального перепада температуры в пограничном слое и слабой крупномасштабной циркуляции. В рассматриваемой системе такое сочетание возможно только для жидкостей с большими числами Прандтля. При этом часто наблюдается так называемый смешанный режим, когда одновременно формируются и продольные и поперечные валы. Области с выраженными поперечными валами и смешанным режимом разделены на карте режимов характерным значением числа Рэлея  $Ra \approx 2 \times 10^6$ .

Проведено исследование формирования вторичных течений в цилиндрическом слое, с локализованным нагревателем в форме диска. Аналогично случаю прямоугольной полости основной крупномасштабное течение, вызванное

наличием горизонтального градиента температуры, приводит к образованию неустойчивой температурной стратификации над нагретой поверхностью и формированию сложной системы горизонтальных конвективных валов. Основное внимание было уделено пространственной и временной эволюции мелкомасштабных конвективных структур в температурном пограничном слое. Режимы для слабого нагрева (при  $Gr_f$  меньше чем  $3 \cdot 10^4$ ) характеризуются появлением поперечных валов в форме деформированных колец, подобных поперечным валам в прямоугольной полости. Поперечные валы как бы "вморожены" в основное течение и движутся вместе с ним к центру модели. Рост числа Грасгофа приводит к неустойчивости поперечных валов (при  $Gr_f$  превышающих  $3 \cdot 10^4$ ) и вместо них формируется система радиальных валов – аналога продольных валов в прямоугольной полости, с одним существенным отличием, расстояние между валами зависит от радиуса.

Различные способы визуализации убедительно показали возможность одновременного существования и радиальных и поперечных валов при достаточно высоких числах Грасгофа. Поперечные валы в случае слабого нагрева, обусловлены потерей устойчивости в пограничном слое. Формирование поперечных валов в развитых режимах характеризуется другим механизмом. Радиальные валы приводят к появлению тепловых плюмов над пограничным слоем. Тепловые плюмы сносятся к центру основным течением, сближаются, в результате чего формируется поперечный вал, спиральной формы или более сложного вида для развитых режимов.

Особенностью исследованных конвективных структур является периодический характер формирования поперечных валов. Показано, что частота их формирования зависит от числа Рэлея для широкого интервала параметров. Существенное уменьшение числа Прандтля (от 256 до 54) не приводит к заметным изменениям в структуре горизонтальных валов, что позволяет сделать вывод о том, что их формирование носит универсальный характер.

# Конвективный теплоперенос в замкнутых полостях при неоднородных граничных условиях

## 3.1. Конвективный теплообмен в случае однородных и неоднородных граничных условий

Конвективный теплообмен играет важную роль во многих природных явлениях и технологических процессах, влияя, в частности, на формирование климата и погоды, на охлаждение электронного оборудования и ядерных реакторов и т.д. Наиболее подробно конвективный теплоперенос изучен для ставшего уже классическим случая, а именно для конвекции Рэлея-Бенара, когда вся верхняя граница однородно охлаждена, а нижняя нагрета ([152–155]). Другая не менее интересная конфигурация, это так называемая горизонтальная конвекция, название (также как и вертикальная конвекция) является крайне неудачным, однако к сожалению оно уже закрепилось в зарубежной литературе. В данном случае имеется в виду конвекция когда области нагрева и охлаждения расположены на одном горизонтальном уровне и разнесены в пространстве ([124, 156]), этот случай соответствует ранее рассмотренному исследованию в прямоугольной полости со ступенчатым перепадом температуры (Раздел 2.2). Большое количество прикладных задач, таких как оптимизация систем охлаждения для электронного оборудования, производство полупроводников, теплообмен в установках атомной промышленности, требует рассмотрения более сложных систем, в которых основную роль играют локализованные источники тепла ([95, 157, 158]).

Конвекция от дискретного источника тепла, расположенного на дне, и охлаждении на верхней границе обладает своей спецификой, так как в данном случае присутствуют как горизонтальный, так и вертикальный градиенты тем-

пературы. Горизонтальный градиент температуры приводит к формированию крупномасштабной циркуляции. В предыдущей главе было показано, что над протяженным локализованным источником тепла формируется пограничный слой с неустойчивой стратификацией, в котором происходит формирование вторичных структур. При этом большая часть работ в которых рассматривается конвекция от локализованных источников тепла, посвящена изучению крупномасштабной циркуляции, в ламинарном и турбулентном режимах, включая эффекты связанные с вращением [13, 143, 159–165].

Проблема теплопереноса от локализованного источника тепла, несмотря на несомненную значимость, далека от своего разрешения. Большая часть численных исследований ограничивается рассмотрением двухмерного случая и может быть разделена на две группы по способу задания граничных условий. Первый тип граничных условий, это изотермические боковые стенки и нулевой поток тепла на верхней границе (адиабатическая граница) [166–170], второй тип это адиабатические боковые стенки и поддержание постоянной температуры на верхней границе (изотермическое условие) [171, 172]. Экспериментально перенос тепла от нагретой тонкой полосы, которая приводила к формированию квазидвухмерного течения, был исследован в [168]. Эксперименты направленные на изучение конвективного теплопереноса от пластин различной формы были проведены в [173–177].

Одной из ключевых проблем конвективного теплопереноса в замкнутых объемах является нахождение зависимостей числа Нуссельта (отношения полного потока тепла к теплопроводному) от числа Рэлея. Знание этих зависимостей позволяет провести проверку различных теоретических подходов описывающих процесс конвективного теплопереноса в ламинарных и турбулентных режимах. Теоретические работы по определению зависимости числа Нуссельта от управляющих параметров предсказывают степенную зависимость вида  $Nu \sim Ra^\beta Pr^\gamma$  [153–155]. Огромные усилия, направленные на определение этих степенных зависимостей, связаны с предположением, что эти зависимости носят

универсальный характер и могут быть применимы для описания турбулентного теплопереноса для развитых режимов, в атмосферных процессах или крупных промышленных установках. Различные теории описывающие конвективный теплоперенос для конвекции Рэлея-Бенара, основаны на достаточно сильных допущениях и приводят к различным степенным зависимостям числа Нуссельта от числа Рэлея. Значения показателей варьируются от  $1/4$  для малых чисел Рэлея до  $2/7$  или  $1/3$  в развитых турбулентных режимах, достигая максимального значения  $1/2$  в так называемом абсолютном (ultimate) турбулентном режиме [152–155].

Степенные законы для горизонтальной конвекции отличаются от случая конвекции Рэлея-Бенара. В работе [156] представлена схема, которая показывает на плоскости  $Ra - Pr$  различные режимы и соответствующие им степенные законы  $Nu \sim Ra^\beta$  и для конвекции Рэлея-Бенара и для горизонтальной конвекции. Зависимости  $Nu \sim Ra^\beta$  полученные в различных экспериментах с горизонтальной конвекцией существенно отличаются, ниже будет показано, что для прямоугольной полости при наличии мелкомасштабных горизонтальных валов показатель  $\beta$  приблизительно равен  $0.29$  [6], в то время как в экспериментах в близкой постановке, но для турбулентных режимов было получено значение  $\beta = 0.2$  [178].

Как уже было отмечено, в случае локализованного нагрева комбинируются эффекты конвекции Рэлея-Бенара и горизонтальной конвекции. На основе известных данные о зависимостях  $Nu \sim Ra^\beta$  для конвекции от локализованных источников тепла, можно заключить, что для ламинарного или слабого турбулентного режима  $\beta \approx 1/4$  ([174–176] – эксперимент и [172] – 2D численное моделирование), а затем растет до приблизительно  $1/3$  при высоких значениях числа Рэлея ([173, 174] – эксперимент и [167] – 2D численное моделирование). Также надо отметить, что при лабораторном моделировании крупномасштабной атмосферной циркуляции, когда нагрев обеспечивался кольцевым нагревателем на периферии дна, а охлаждение обеспечивалось дисковым холодильником

ком в центральной части верхней границы, было получено значение  $\beta \approx 2/7$  [164] (численное моделирование для цилиндрического слоя в осесимметричной постановке). Поток тепла от горизонтальных пластин различной формы (круг, квадрат, прямоугольник и прямоугольный треугольник) был изучен в [174] и в результате никакой зависимости показателя  $\beta$  от формы пластины не было обнаружено. Недавно проведенное исследование влияния теплоизолирующих накладок на верхней границы на теплоперенос в случае конвекции Рэлея-Бенара (строго говоря это уже не является конвекцией Рэлея-Бенара, тем не менее задачи с неоднородными граничными условиями на горизонтальных границах все равно рассматриваются именно как конвекция Рэлея-Бенара) [177] показало, что в прямоугольной полости или цилиндре степенной показатель уменьшается с ростом площади теплоизолированной поверхности (от 0.28 до 0.22). При этом чрезвычайно интересно то, что вариация формы теплоизолирующей наклейки оказывает очень слабое влияние на вариацию  $\beta$  несмотря на существенные изменения в структуре крупномасштабной циркуляции в полости.

Самым важным аспектом конвективного теплопереноса является описание температурного пограничного слоя. Именно пограничный слой определяет интенсивность теплопотока, так как тепло от нагретой поверхности поступает в жидкость именно через пограничный слой, в котором реализуется теплопроводный режим переноса тепла, то есть линейный градиент температуры. Только после ввода тепла в жидкость теплопроводным путем, дальнейший транспорт тепла в жидкости к холодному теплообменнику производится при помощи конвективных течений. Далее уже в пограничном слое у холодного теплообменника передача тепла к холодной поверхности также происходит теплопроводным способом. Чем тоньше пограничные слои, тем выше градиенты температуры и меньше тепловое сопротивление, и соответственно тем выше интенсивнее поток тепла. Различные подходы описывающие формирование температурного пограничного слоя в турбулентных режимах описаны в [153].

Важнейшим прикладным аспектом исследования конвективного теплопе-

реноса в замкнутых объемах является интенсификация теплообмена. Как известно большая часть используемых теплообменных устройств это пассивные теплообменники, работающие именно за счет естественной конвекции теплоносителя. Существуют различные подходы направленные на повышение интенсивности теплообмена. Конкретно это влияние сводится к уменьшению толщины пограничного слоя. Реализовать изменение толщины пограничного слоя можно при помощи неоднородного рельефа поверхности. Данному подходу в силу актуальности проблем посвящено достаточно большое количество работ (десятки), подробное описание которых можно найти в [154, 179]. Второй перспективный подход заключается в уменьшении толщины пограничного слоя за счет неоднородного нагрева [180, 181].

Еще одним механизмом интенсификации теплообмена, даже в случае однородно нагретой поверхности (в том числе и локализованной) является формирование вторичных структур в пограничном слое. Однако роль когерентных вторичных структур в процессе теплообмена изучена явно недостаточно, хотя известно, что интенсивность теплообмена зависит от режима течения над нагретой поверхностью. Например, в случае наклонной нагретой пластины это было показано в работах [108, 109]. Было обнаружено, что мелкомасштабные конвективные структуры очень важны для локального теплопереноса в ходе ламинарно-турбулентного перехода. Влияние вторичных течений на теплообменные процессы в случае смешанной конвекции было исследовано в каналах различного сечения [110–112]. В данных работах было показано заметное влияние конвективных валов на теплообмен.

Формирование вторичных течений в пограничном слое над локализованным источником тепла наблюдалось в [143, 145], а их динамика достаточно кратко описана в [125, 182]. Более детально исследование формирования горизонтальных валов было предпринято в работе автора [7]. В целом есть общее согласие, что вторичные структуры в виде конвективных валов обеспечивают более интенсивное перемешивание в пограничном слое и как следствие приводят

к росту потока тепла от нагретой поверхности благодаря уменьшению толщины пограничного слоя (ссылки на соответствующие работы можно найти в [7]).

Данное исследование направлено на изучение влияния вторичных структур для двух конкретных конфигураций, а именно в прямоугольной полости со ступенчатым перепадом температуры (случай горизонтальной конвекции) и в случае локализованного протяженного источника тепла в форме диска.

### 3.2. Влияние горизонтальных валов на интенсификацию теплообмена в прямоугольной полости

Ранее в главе 2.2 было исследовано формирование вторичных структур в форме горизонтальных валов в случае прямоугольной полости со ступенчатым перепадом температуры на дне. Теперь попытаемся ответить на вопрос, а как эти структуры влияют на теплообмен. Как уже отмечалось ранее, специалисты из различных отраслей гидродинамики в целом согласны, что наличие вторичных структур, которые дополнительно перемешивают пограничный слой, должны приводить к усилению теплообмена. При этом остается неясным, насколько сильным является их влияние, можно ли считать его решающим и необходимым для учета или это достаточно слабый эффект.

Для характеристики потока тепла будем использовать число Нуссельта в следующей формулировке:

$$Nu = \frac{q_c}{q_k} = \frac{q - q_k}{q_k}, \quad (3.1)$$

где  $q_c$  – конвективный поток тепла,  $q_k$  – теплопроводный поток тепла и  $q$  – полный поток тепла. Полный поток тепла на дне  $q$  определяется как:

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (3.2)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности (градиент температуры рассчитывался в направлении оси  $z$ ). Для того, чтобы получить значения  $q_k$  решалась система

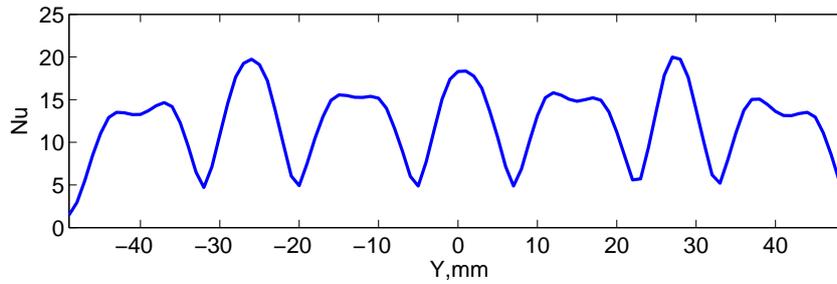


Рис. 3.1. Мгновенный профиль локального числа Нуссельта для  $h = 30$  мм,  $\theta = 10$ К,  $Pr = 263$  и  $x = 65$  мм (для того же момента времени, что и на Рис. 2.12). DNS.

уравнений (2.1)–(2.3) за исключением члена описывающего силу плавучести в уравнении (2.1) (жидкость в данном случае была в покое, так как сила плавучести является единственным источником движения в данном исследовании). Целью работы является изучение влияния горизонтальных валов на процесс теплообмена вблизи нижней границы, поэтому и  $q_k$  рассчитывался только для этой области.

Распределение потока тепла над нагретой частью дна, в направлении поперечном основному потоку для  $x = 65$  мм, представлено на Рис. 3.1, где показано значение *локального* числа Нуссельта, рассчитанного для поля температуры представленного на Рис. 2.12. Всплывающие тепловые плюмы, хорошо различимые на Рис. 2.12, характеризуются малыми значениями вертикального градиента температуры и соответствуют минимуму локального числа Нуссельта на Рис. 3.1.

Влияние вторичных структур на поток тепла от нагретой пластины хорошо видно на Рис. 3.2, где показано распределение осредненного вдоль оси  $y$  (в направлении поперечном к основному течению) числа Нуссельта  $Nu_{sa}$ . Штриховые линии представляют результаты двухмерных расчетов (2D), а сплошные линии результаты трехмерных (3D) расчетов, для двух различных мощностей нагрева. Каждая кривая получена в результате осреднения по времени локальных значений числа Нуссельта, а в случае трехмерном случае проводилось дополнительное осреднение по координате  $y$  от  $-50$  мм до  $50$  мм. Двухмерные и трехмерные расчеты в одинаковой постановке проводились с целью ясного

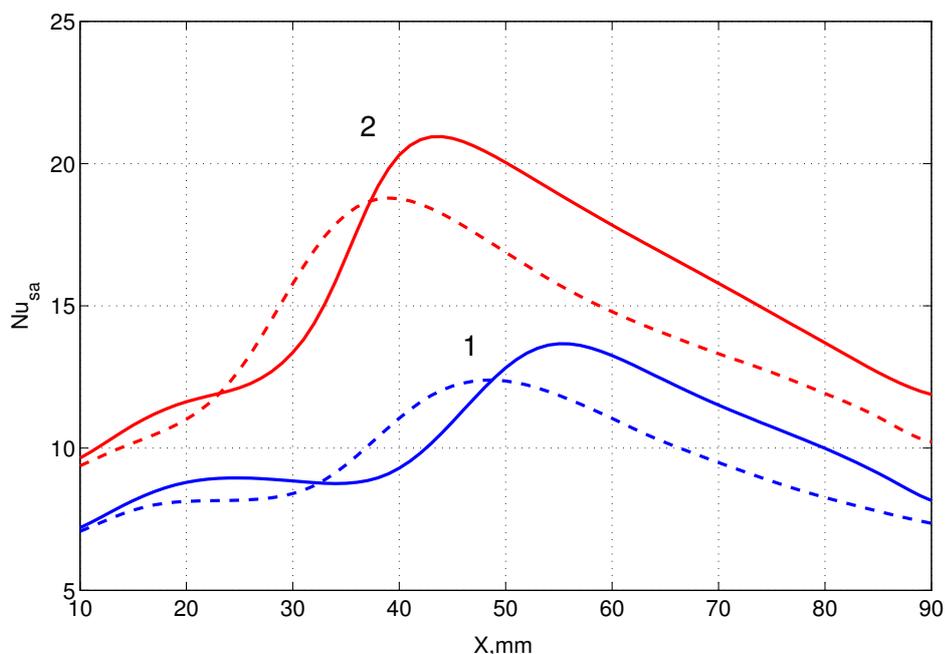


Рис. 3.2.  $Nu_{sa}$  вдоль оси  $x$  for для  $Pr = 263$ ,  $h = 30$  мм; 1 –  $\theta = 10$ К (3D – сплошная линия, 2D – штриховая линия); 2 –  $\theta = 30$ К (3D – сплошная линия, 2D – штриховая линия). DNS.

понимания есть ли существенное различие между влиянием продольных валов (трехмерная постановка) и поперечных валов (только такие валы возможны в двухмерной постановке). Как показали результаты, в основном, профили  $Nu_{sa}$  для 2D и 3D случаев подобны. Заметный рост  $Nu_{sa}$  соответствует области в которой начинается формирование валов. Валы переносят относительно холодную жидкость (темные "языки" на Рис 2.11) ближе к нагретой пластине, что приводит к заметному росту градиентов температуры в прилегающем к пластине слое и интенсификации теплообмена. Отметим, что эти области более протяженные, чем области в которых происходит подъем тепловых плюмов (это хорошо видно на Рис. 2.12 и Рис. 3.1). Когда валы полностью сформировались, они эффективно перемешивают жидкость в пограничном слое, выравнивая тем самым (и уменьшая в среднем) вертикальные градиенты температуры, что приводит к уменьшению числа Нуссельта, которое тем не менее остается заметно более высоким, чем в области где валы отсутствуют.

Как правило для практических приложений интерес представляет среднее по все площади теплообменника число Нуссельта  $Nu_a$ , которое характери-

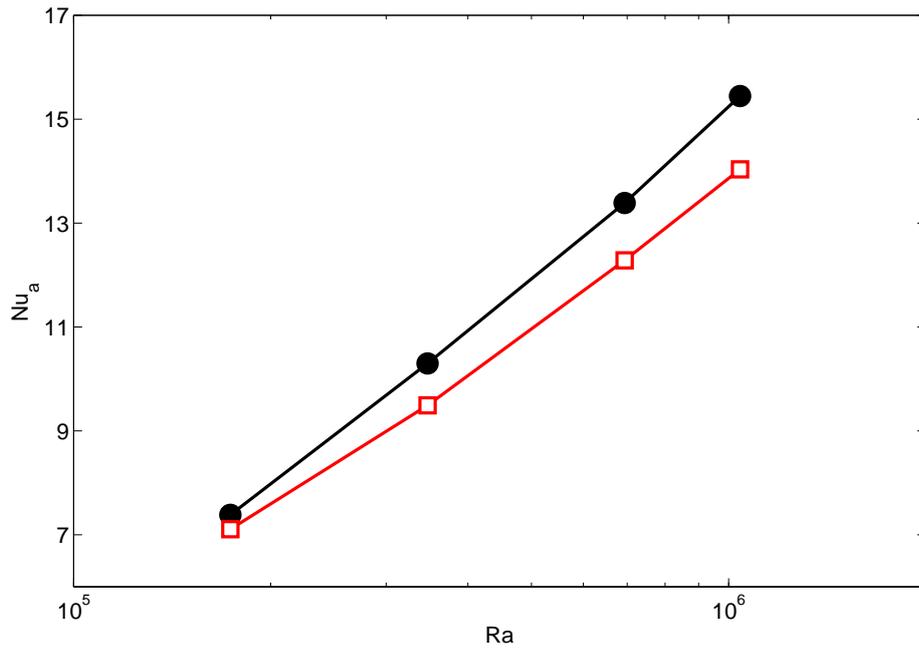


Рис. 3.3. Зависимость  $Nu_a$  от  $Ra$  для  $Pr = 263$ ,  $h = 30$  мм; 2D – квадраты, 3D – круги. DNS.

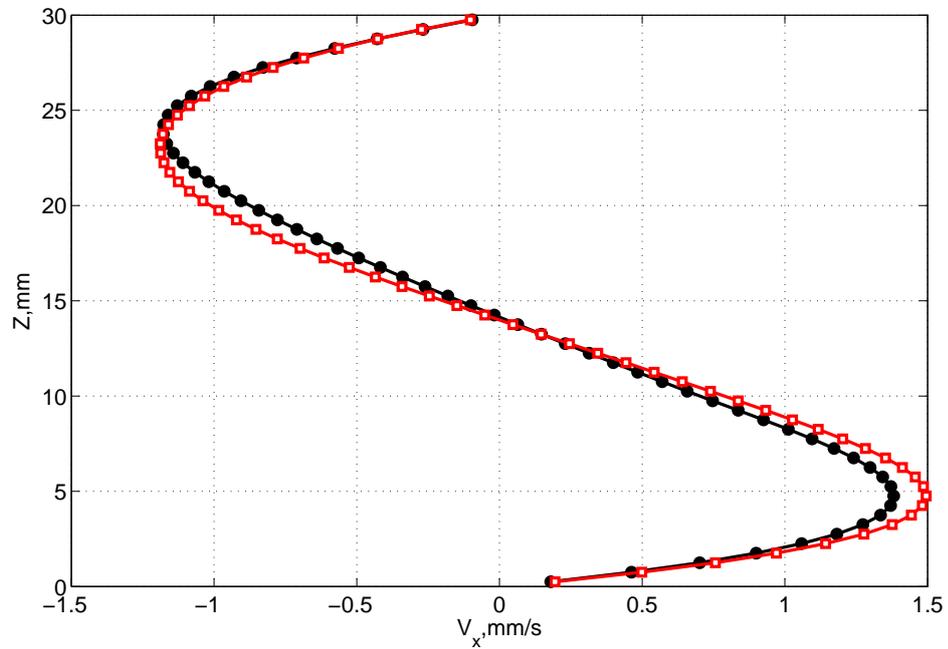


Рис. 3.4. Средние (по времени, а в трехмерном случае и по координате  $y$  от  $-50$  мм до  $50$  мм) профили скорости над нагретой пластиной ( $x = 50$  мм) для  $Pr = 263$ ,  $\theta = 30$ К,  $Ra = 10^6$ ; квадраты – 3D, круги – 2D. DNS.

зует полный поток тепла. Зависимость  $Nu_a$  от  $Ra$  для 2D и 3D расчетов (DNS) показана на Рис. 3.3. Значения  $Nu_a$  были получены в результате осреднения мгновенных значений локального числа Нуссельта по времени и затем по координате  $y$  от  $-50$  мм до  $50$  мм (только для трехмерной постановки) и по координате  $x$  от  $10$  мм до  $90$  мм (для 2D и 3D случаев). Как видно, значения  $Nu_a$  в трехмерном случае лишь немного выше, чем для двухмерного случая (до 10%), что говорит о том, что оба типа валов (продольные и поперечные) для исследуемого интервала  $Ra$ , представленного на Рис. 3.3 приводят к близкому по величине росту теплопотока. Более того, относительно небольшое различие в значениях  $Nu_a$  на Рис. 3.3 частично обусловлено ростом скорости основного течения в трехмерной постановке (Рис. 3.4), что также приводит к росту теплопотока. Отсутствие заметных различий интенсивности теплопереноса для 2D и 3D случаев является неожиданным результатом, так как изначально предполагалось, что есть существенная зависимость  $Nu_{sa}$  от типа вторичных структур. Полученный результат говорит, что оба типа валов в результате перемешивания пограничного слоя, приводят в среднем к близким значениям толщины приповерхностного теплопроводного слоя. Это может быть полезно для практических приложений, например при проведении инженерных расчетов, если точность в определении числа Нуссельта в 10% является удовлетворительной, можно ограничиться проведением двухмерных расчетов, которые позволяют использовать сетку с достаточно высоким разрешением, при значительно меньших вычислительных затратах.

Зависимость полного потока тепла от режима конвекции (только для 3D, DNS) представлена на Рис. 3.5, на котором показана зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея. Точнее число Нуссельта  $Nu_a$  построено в зависимости от отношения  $Ra/a$ . Хорошее согласие результатов для различных значений толщин слоя удалось получить после деления числа Рэлея заданного в виде 2.4 на аспектное отношение. Таким образом число Нуссельта в данной конфигурации не зависит от параметра  $L$ . График построен в логарифмических координатах

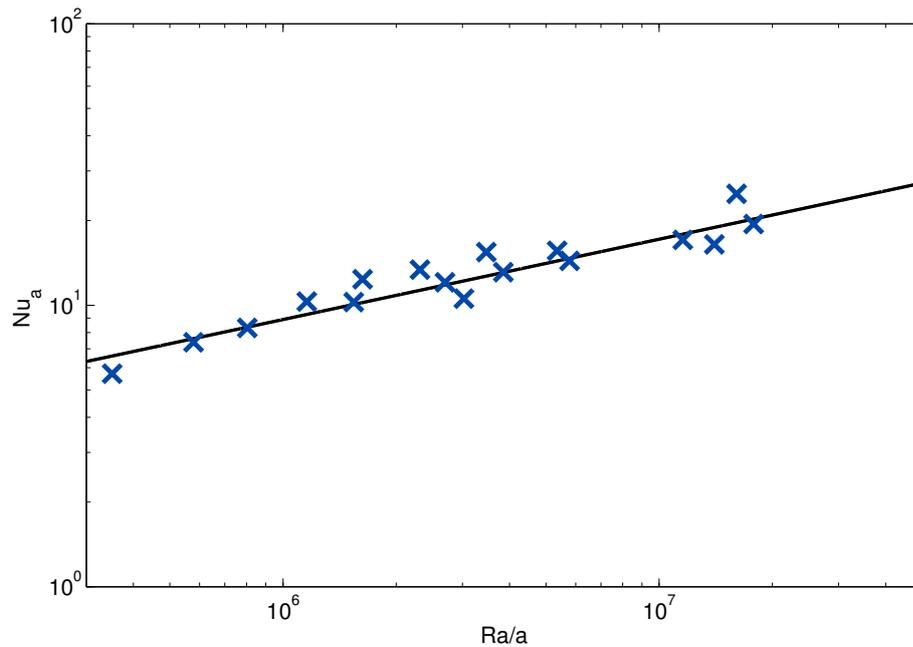


Рис. 3.5. Зависимость  $Nu_a$  от  $Ra/a$ . Кресты – численное моделирование, сплошная линия – зависимость  $Nu_a \sim (Ra/a)^{0.29}$ . Каждая точка получена в результате осреднения мгновенных полей числа Нуссельта по времени, координате  $y$  от  $-50$  мм до  $50$  мм и по координате  $x$  от  $10$  мм до  $90$  мм.

и хорошо описывается степенным законом:

$$Nu_a \sim \left( \frac{Ra}{a} \right)^{0.29}. \quad (3.3)$$

На графике описанная зависимость показана сплошной линией. Также надо отметить, что на графике представлены все расчетные режимы, то есть режимы с различными значениями нагрева, толщины слоя и числа Прандтля.

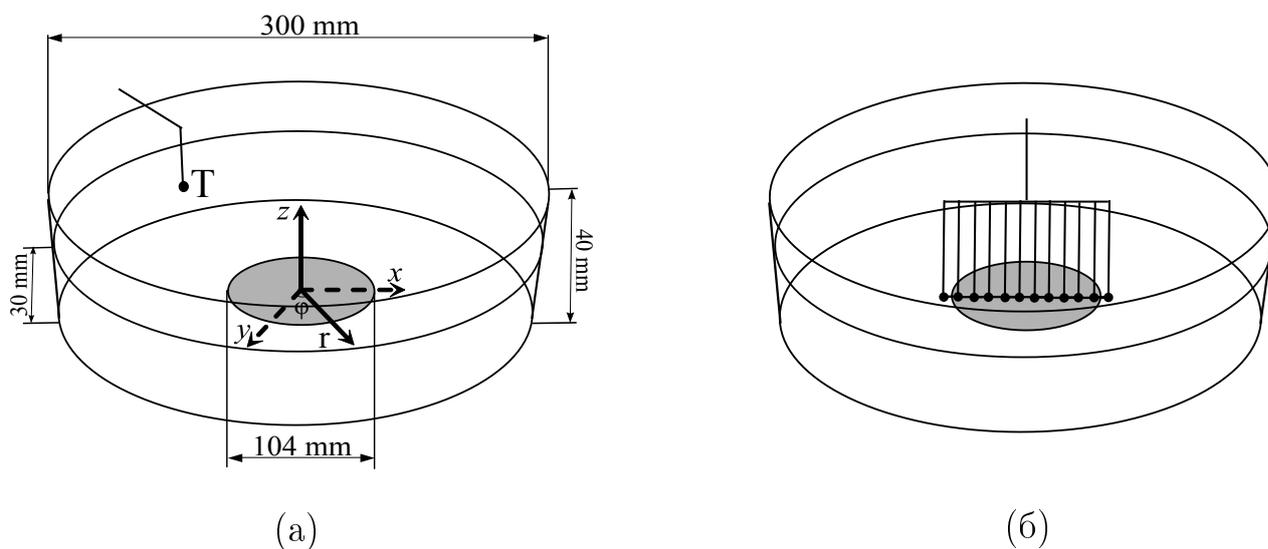


Рис. 3.6. Экспериментальная установка. Т – термопара для контроля средней температуры жидкости.

### 3.3. Особенности теплообмена от локализованного источника тепла

#### 3.3.1. Исследование зависимости теплообмена от основных управляющих параметров для фиксированного аспектного отношения

Во второй части работы было проведено изучение влияния вторичных структур для другой широко используемой конфигурации, а именно для случая локализованного протяженного источника тепла в форме диска. Исследования проводились в цилиндрической кювете диаметром 300 мм и высотой 40 мм ([125]). Боковые стенки и дно были изготовлены из оргстекла, толщиной в 3 мм и 20 мм соответственно. Никаких дополнительных мер по теплоизоляции стенок не предпринималось. В качестве нагревателя использовался массивный латунный диск диаметром 105 мм и толщиной 10 мм. В нижней части диска были выточены каналы глубиной 3 мм, в которые был уложен электрический нагреватель из тугоплавкого материала (манганин). Достоинством манганина является относительно слабая зависимость сопротивления от температуры, что позволяло поддерживать стабильные граничные условия. Как известно, есть два

основных способа задания граничных условий для нагрева, это может быть поддержание постоянной температуры или потока тепла. В представленном исследовании использовалось условие постоянного потока тепла через поверхность нагревателя. Непосредственно измерения проводились в стационарном режиме. Мощность нагрева контролировалась при помощи мультиметра Agilent. Температура теплообменника измерялась при помощи термопары расположенной внутри, ближе к верхней границе теплообменника. В качестве рабочих жидкостей использовались различные силиконовые масла ПМС-20, ПМС-5 и ПМС-2.8 ( $Pr = 209$ ,  $Pr = 67$  и  $Pr = 38$  при  $T = 25$  °C). Глубина слоя для всех экспериментов была фиксирована и составляла 30 мм, а верхняя граница всегда была свободной. Температура в комнате поддерживалась постоянной при помощи системы кондиционирования воздуха. Охлаждение рабочей жидкости осуществлялось преимущественно за счет теплообмена на границе жидкость-воздух, часть тепла терялась за счет потока тепла через боковые стенки и дно. Оргстекло является достаточно хорошим теплоизолятором, и как показали оценки, потери тепла через стенки модели были в пределах 5% от полного потока. Для данного исследования, целью которого не являлось проведение прецизионных измерений, эти потери тепла не оказывают принципиального влияния на результаты и выводы работы. Температура жидкости в центральной части измерялась при помощи линейки из 12 медь-константановых термопар. Расстояние между термопарами было равно 1 см, а центр линейки термопар совпадал с осью модели. Рис. 3.6 дает общее представление об экспериментальной модели. Перемещение термопар для восстановления среднего поля температуры и длительных временных измерений температуры производилось при помощи моторизованной подвижки Thorlabs, управляемой удаленно. Данные с термопар снимались при помощи измерительного блока Agilent 34970A с 16-канальным мультиплексором Agilent 34902A. Температура измерялась только в среднем вертикальном сечении, над областью нагрева. Для оценки средней температуры жидкости использовались измерения температуры на периферии, в середине слоя ( $z = 15$

мм,  $r = 12$  см).

Для визуальных наблюдений использовалась простая реализация теневого метода, подробно описанная в предыдущей главе. Измерения полей скорости производились при помощи системы PIV "Полис". Элементы системы, суть метода PIV, используемые алгоритмы, точность измерений также описаны в предыдущей главе, посвященной изучению структуры вторичных течений над локализованным источником тепла.

В качестве основных параметров использовались число Рэлея  $Ra$ , определенное через толщину слоя  $h$  и перепад температуры  $\Delta T$  и число Прандтля,

$$Ra = \frac{g\alpha h^3 \Delta T}{\nu k}, Pr = \frac{\nu}{k} \quad (3.4)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\alpha$  – коэффициент объемного расширения,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, и  $k$  – коэффициент теплопроводности. Поток тепла описывается числом Нуссельта  $Nu$ .

$$Nu = \frac{q}{q_c} \quad (3.5)$$

здесь  $q_c$  – теплопроводный поток тепла, и  $q$  полный поток тепла. Полный поток тепла измерялся непосредственно. Как правило в работах по изучению переноса тепла используются условия постоянства температуры или потока тепла на стенках. Рассматриваемый случай значительно сложнее, так как отток тепла происходит на верхней, свободной границе, без прямого контроля температуры (или потока тепла). Градиент температуры на границе жидкость-воздух зависит от условий в окружающей среде и течений в жидкости. В данном случае не очевидно, каким образом следует определять теплопроводный поток тепла  $q_c$ . Предлагается определять значение  $q_c$  следующим образом:

$$q_c = \lambda \frac{T_h - T_s}{h} \quad (3.6)$$

здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $T_h$  – температура нагревателя, а  $T_s$  –

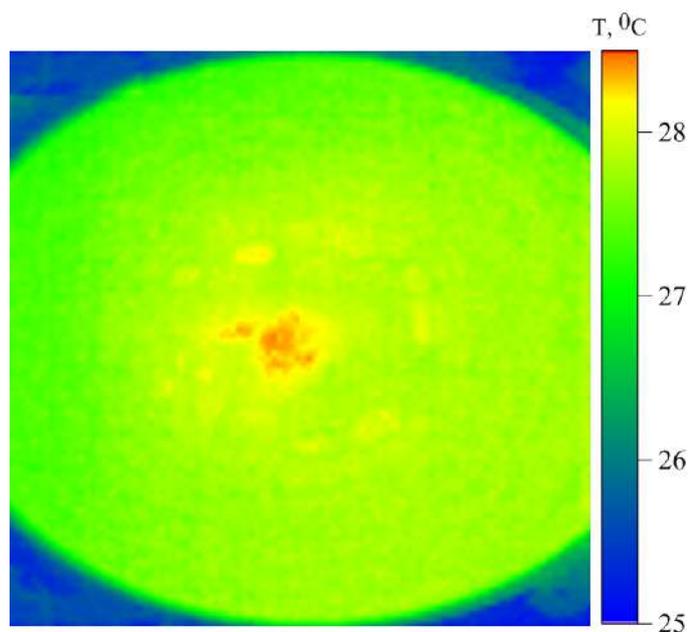


Рис. 3.7. Инфракрасное изображение поверхности жидкости для  $Ra = 4.2 \cdot 10^6$ ,  $T_h = 32$  °С.

температура поверхности жидкости. Также надо отметить, что измерения потока тепла производились в стационарном (точнее квазистационарном) режиме, при постоянной средней температуре жидкости. Режим является квазистационарным из-за наличия мелкомасштабных конвективных структур, которые являлись источником пульсаций температуры и скорости. Измерения температуры на верхней границе производились следующим образом. Линейка термопар располагалась на поверхности жидкости, затем измерения проводились в течении 1000 секунд, после чего проводилось осреднение как по пространству, так и по времени. Результирующее значение принималось в качестве  $T_s$  и использовалось для расчета потока тепла  $q_c$ . Потоки тепла через дно и боковые стенки не учитывались.

Поля температуры, непосредственно на поверхности жидкости, были получены при помощи инфракрасной камеры Fluke Ti32 для различных режимов. Надо отметить, что чувствительность камеры Fluke Ti32 достаточно высока (примерно 0.05 °С), однако точность измерений составляет  $\pm 2$  °С и для ее повышения необходимо проводить калибровку для каждого режима, при помощи дополнительных измерений (термопарных). В данной работе измерения при по-

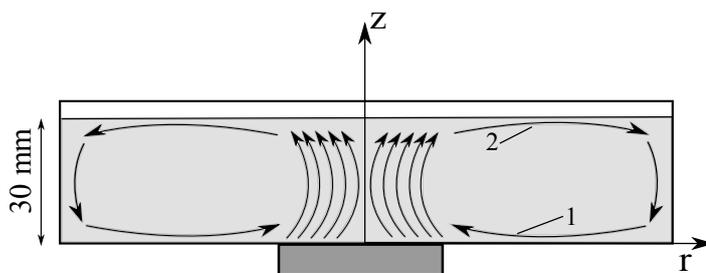


Рис. 3.8. Крупномасштабная циркуляция: 1 – конвергентное течение, 2 – дивергентное течение.

мощи инфракрасной камеры использовались только для оценки однородности распределения температуры на поверхности жидкости. На Рис. 3.7 представлено инфракрасное изображение для  $Ra = 4.2 \cdot 10^6$ . Очевидно, что поле температуры неоднородно и в радиальном, и в азимутальном направлении. Это говорит о том, что основной источник ошибки обусловлен методикой измерения  $T_s$  и для повышения точности необходимо учитывать наблюдаемую неоднородность температуры на поверхности. К счастью, область с заметной неоднородностью температуры относительно мала и не приводит к существенным ошибкам, по нашим оценкам ошибка при использовании  $T_s$  для расчета  $Nu$  не превышает 7 % (с учетом потерь тепла через боковые стенки). В Таблице 3.1 представлены основные параметры проведенных экспериментов.

Подробно структура конвективного течения описана в Главе 2.3, поэтому здесь приведено лишь краткое описание. Нагрев в центральной части дна инициирует интенсивное подъемное течение. Нагретая жидкость достигает верхнего слоя и продолжает свое движение уже в горизонтальном направлении в сторону периферии. После некоторого характерного времени, зависящего от числа Прандтля и числа Грасгофа, формируется крупномасштабная конвективная ячейка занимающая весь объем полости. Схема течения представлена на Рис. 3.8. Основное течение состоит из конвергентного потока в нижней части слоя (1) и дивергентного в верхней части слоя (2).

Крупномасштабная циркуляция формирует над областью нагрева погра-

Таблица 3.1. Параметры экспериментов. Последняя колонка указывает на тип проведенных измерений: N - число Нуссельта, F - характеристическая частота, V - скорость, Vis. - качественная визуализация.

N	$Ra \cdot 10^6$	$T_h, ^\circ C$	$T_r$	$T_S, ^\circ C$	$T_m, ^\circ C$	$\nu, sSt$	$k \cdot 10^{-8}, m^2/s$	$\alpha, K^{-1}$	meas.
1	0.34	25.9	23.0	24.1	23.9	21.4	10.1	0.0009	Nu,F
2	0.49	27.7	22.0		24.8	21.2	10.1	0.0009	F
3	0.60	28.4	23.0	25.0	25.3	21.1	10.0	0.0009	Nu,F
4	0.84	30.6	23.0	26.2	26.3	20.8	10.1	0.0009	Nu,F
5	0.95	25.5	23.0		24.6	5.82	8.63	0.0009	F
6	1.2	32.0	22.0	25.6	26.6	20.7	10.0	0.0009	Nu
7	1.2	25.8	23.0	24.3	24.5	5.82	8.64	0.0009	Nu
8	1.2	33.5	23.0		28.5	20.3	10.0	0.0009	F,V
9	1.3	34.1	25.0		28.4	20.3	10.0	0.0009	F
10	1.4	35.8	23.0		29.5	20.1	10.0	0.0009	V
11	1.8	38.1	23.0	29.5	30.5	19.8	9.96	0.0009	Nu,F
12	1.9	38.0	22.0	28.9	30.8	19.7	9.95	0.0009	Nu
13	1.9	38.5	23.0		30.9	19.7	9.94	0.0009	F
14	2.1	27.6	23.0	24.9	25.2	5.78	8.62	0.0009	Nu
15	2.1	40.2	23.0		31.8	19.5	9.92	0.0009	F
16	2.3	41.5	23.0	31.1	32.4	19.4	9.92	0.0009	Nu,F
17	2.3	28.5	24.0	25.6	26.0	5.72	8.61	0.0009	Nu,F
18	2.9	46.0	24.0		35.1	18.7	9.86	0.0009	V
19	3.1	46.6	23.0	33.8	35.6	18.6	9.83	0.0009	Nu,F
20	3.1	47.5	24.0		35.9	18.5	9.84	0.0009	Vis.
21	3.2	29.7	23.0	25.9	26.2	5.71	8.61	0.0009	Nu,F
22	3.7	25.0	21.0	22.1	22.5	3.29	8.67	0.0009	Nu
23	3.9	53.5	25.0		39.4	17.7	9.78	0.0009	F
24	4.2	55.9	25.0		40.7	17.4	9.74	0.0009	Vis.,V
25	4.2	32.0	24.0	27.4	27.7	5.76	8.58	0.0009	Nu,F

Таблица 3.2. продолжение Таблицы 2

N	$Ra \cdot 10^6$	$T_h, ^\circ C$	$T_r$	$T_S, ^\circ C$	$T_m, ^\circ C$	$\nu, sSt$	$k \cdot 10^{-8}, m^2/s$	$\alpha, K^{-1}$	meas.
26	4.3	32.0	23.0	25.9	27.6	5.61	8.58	0.0009	Nu
27	4.8	30.0	20.0	22.2	25.0	5.79	8.63	0.0009	Nu
28	5.7	34.3	23.0	28.8	29.2	5.51	8.56	0.0009	Nu,F
29	6.1	28.0	21.0	23.1	25.0	3.18	8.63	0.0009	Nu
30	6.5	36.0	23.0	27.1	29.8	5.47	8.55	0.0009	Nu
31	7.6	31.0	23.0		27.7	3.07	8.18	0.0009	F
32	8.3	39.5	24.0	30.8	31.9	5.34	8.52	0.0009	F,Nu
33	8.8	40.0	23.0		31.0	5.39	8.53	0.0009	F
34	8.9	39.8	23.0	31.2	32.8	5.28	8.51	0.0009	Nu
35	9.5	32.0	21.0	24.3	26.7	3.11	8.60	0.0009	Nu
36	10.0	29.6	18.0	24.3	24.2	3.22	8.22	0.0009	Nu
37	11.3	44.2	24.0	34.0	35.8	5.09	8.46	0.0009	Nu,F
38	11.7	44.0	22.0		33.0	5.27	8.50	0.0009	F
39	12.7	46.0	23.0		36.0	5.08	8.45	0.0009	F
40	13.3	36.0	22.0	25.4	29.3	3.02	8.56	0.0009	Nu
41	15.4	50.0	23.0		38.0	4.96	8.42	0.0009	F
42	17.2	40.0	23.0		32.8	2.91	8.16	0.0009	F
43	18.8	37.7	18.0	29.4	29.3	3.02	8.14	0.0009	Nu
44	19.0	55.0	23.0		41.0	4.78	8.37	0.0009	F
45	23.1	60.0	23.0		44.6	4.59	8.32	0.0009	F
46	23.1	45.0	23.0		36.0	2.82	8.05	0.0009	F
47	29.1	50.0	23.0		38.6	2.75	8.02	0.0009	F
48	29.8	47.0	18.0	34.9	35.6	2.83	8.04	0.0009	Nu
49	36.1	55.0	23.0		43.0	2.66	7.94	0.0009	F
50	38.7	53.6	18.0	38.3	39.9	2.72	7.97	0.0009	Nu
51	45.0	60.0	23.0		46.3	2.59	7.54	0.0009	F

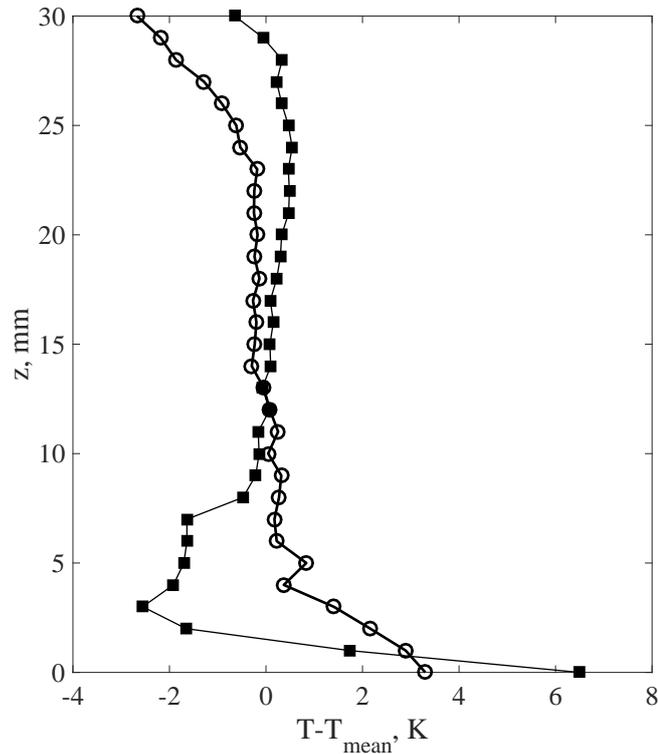
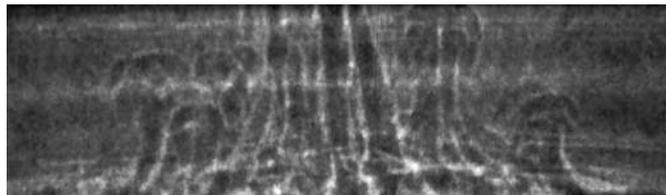


Рис. 3.9. Профили температуры для  $r = 3$  см,  $Ra = 2.5 \cdot 10^6$  (круги) и  $Ra = 4.8 \cdot 10^6$  (черные квадраты).

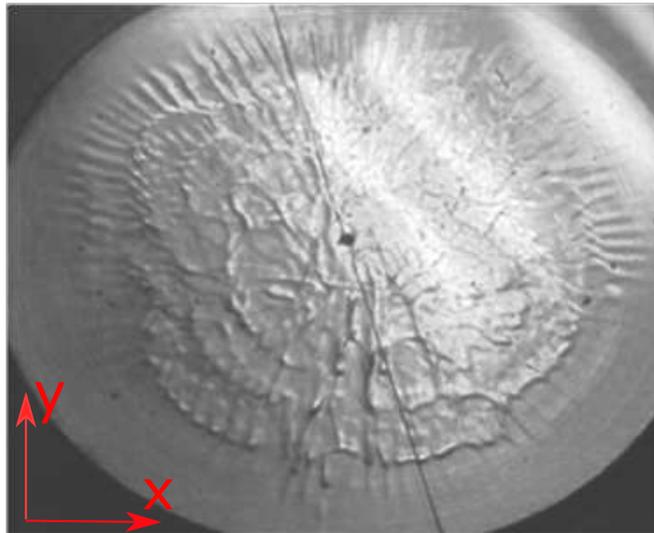
нический слой с неустойчивой стратификацией (2.3). Примеры профилей температуры для различных значений числа Рэлея представлены на Рис. 3.9. Неустойчивая стратификация приводит к появлению тепловых плюмов и горизонтальных валов. Структура вторичных течений существенно зависит от интенсивности нагрева.

Ранее было показано, что в рассматриваемой конфигурации возможна суперпозиция валов различных типов [7]. Для протяженного нагревателя в форме диска наиболее опасными являются радиальные валы, ориентированные вдоль основного течения. Визуализация вторичных течений в вертикальном сечении (тепловые плюмы) и в пограничном слое (горизонтальные валы) показаны на Рис.3.10.

Радиальные валы устойчивы и сохраняют свою форму и положение в течение времени. Структура поперечных течений существенно зависит от интенсивности нагрева. Мгновенные поля скорости над нагревателем для  $z = 3$  мм



(a)



(б)

Рис. 3.10. Визуализация течений теньвым методом для  $Ra = 3.1 \cdot 10^6$ . Вид сбоку (а) и сверху (б).

Таблица 3.3. Значения степенных показателей

Pr	$C_{\Delta F} \cdot 10^8$	$\gamma_{\Delta F}$	$C_F \cdot 10^6$	$\gamma_F$
209	0.35	$0.76 \pm 0.14$	2.7	$0.73 \pm 0.03$
67	0.78	$0.68 \pm 0.10$	7.7	$0.64 \pm 0.04$
38	1.6	$0.89 \pm 0.12$	3.2	$0.67 \pm 0.06$

показаны на Рис.3.11 и иллюстрируют варьирование формы вторичных течений с ростом числа Рэлея.

Важной особенностью формирования поперечных структур (в том числе и сопутствующих им плюмов) является то, что это периодический процесс. Пример временной ряда измерений температуры для различных расположений термопар для  $z = 3$  мм показан на Рис. 3.12(а). Характеристическая частота  $F$  формирования мелкомасштабных структур была определена при помощи спектрального анализа температурных измерений (Рис. 3.12(б)).

Для описания ширины пика  $F$  использован широко распространенный подход, а именно оценка полуширины пика на половине максимума  $\Delta F$  (Рис. 3.13(а)). Рост  $\Delta F$  с увеличением  $Ra$  подтверждает, что динамика вторичных структур начинает носить все более сложный характер с ростом  $Ra$ . Рис.3.13(б) показывает зависимость  $F$  от числа Рэлея  $Ra$  для различных жидкостей. Наилучшей аппроксимацией и для  $F$  и для  $\Delta F$ , для всех использованных жидкостей является степенной закон ( $F = C_F \cdot Ra^{\gamma_F}$  и  $\Delta F = C_{\Delta F} \cdot Ra^{\gamma_{\Delta F}}$ ). Значения показателей и множителей степенных зависимостей для  $F$  и  $\Delta F$ , для различных чисел Прандтля представлены в Таблице 3.3. Очевидно, что  $F$  и  $\Delta F$  зависят от числа Прандтля, то есть от свойств жидкости.

Для решения основной задачи, а именно выявления особенностей конвективного теплопереноса, очень важно то, что конвекция от локализованного источника носит сложный характер, это касается как временного поведения, так и пространственной структуры

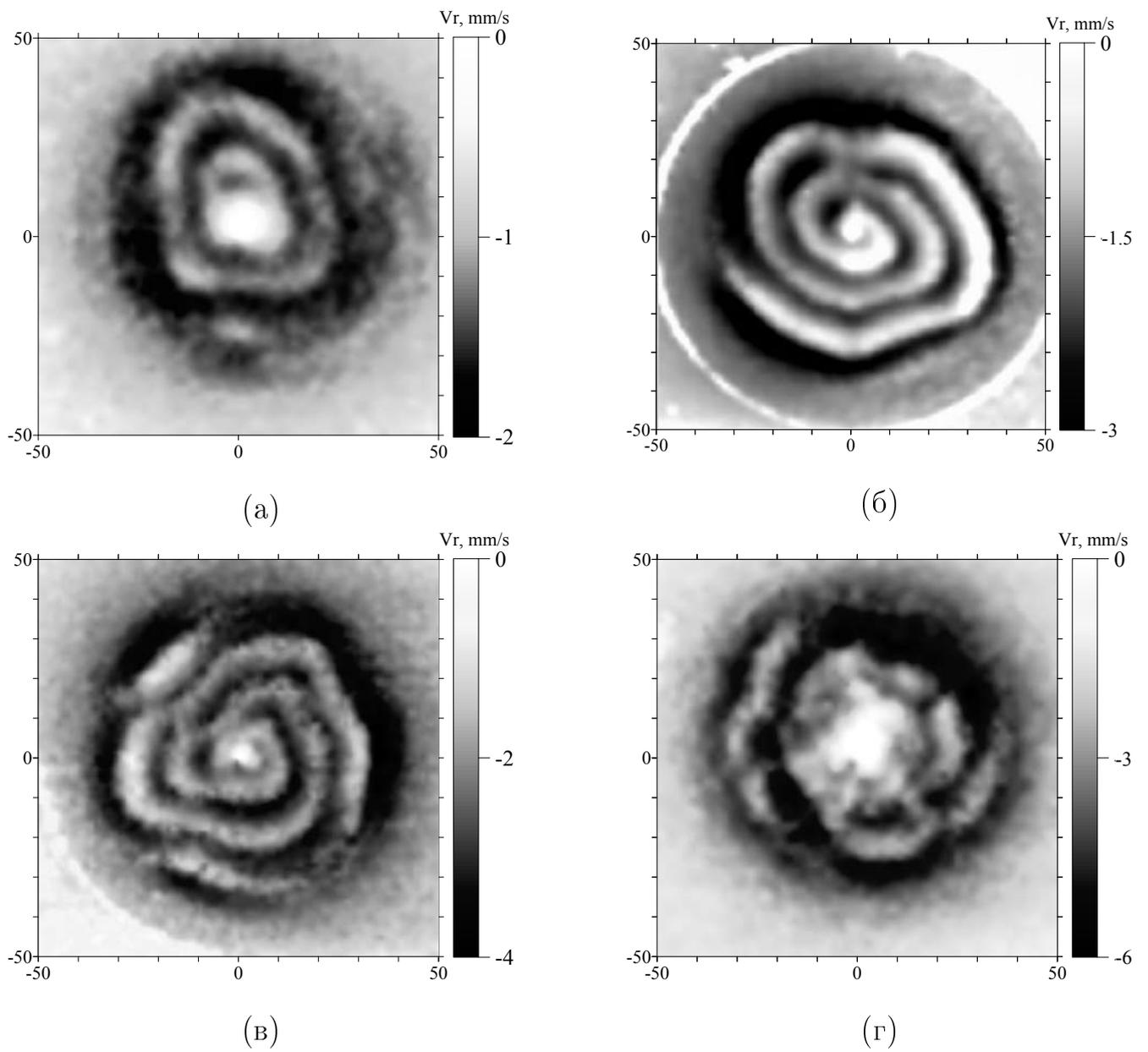
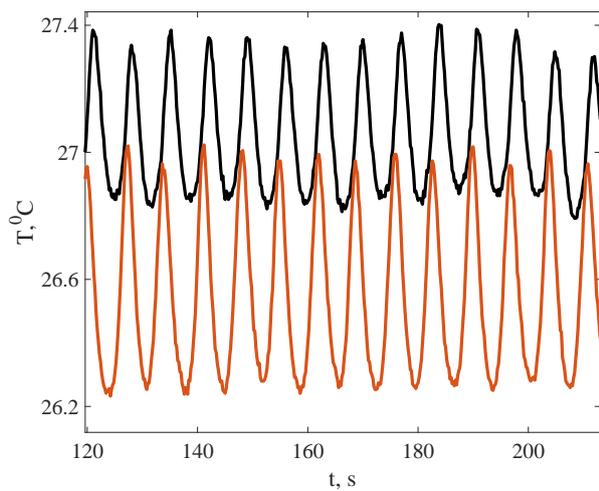
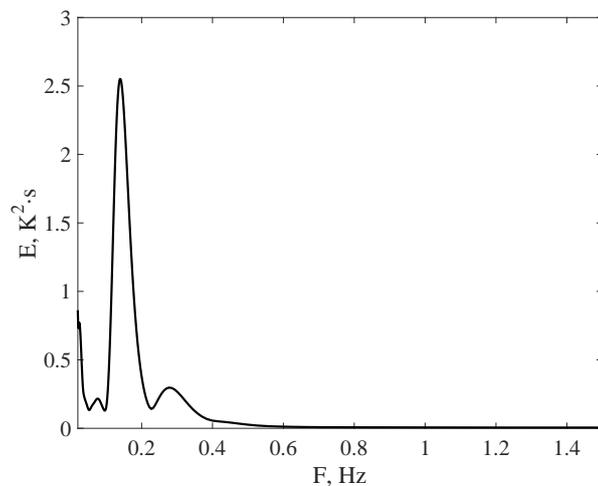


Рис. 3.11. Мгновенные поля скорости,  $z = 3$  мм: а –  $Ra = 1.2 \cdot 10^6$ , б –  $Ra = 1.4 \cdot 10^6$ , в –  $Ra = 2.9 \cdot 10^6$ , г –  $Ra = 4.2 \cdot 10^6$

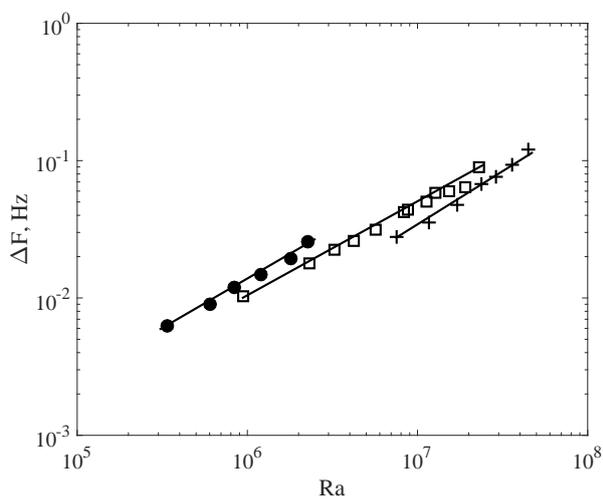


(a)

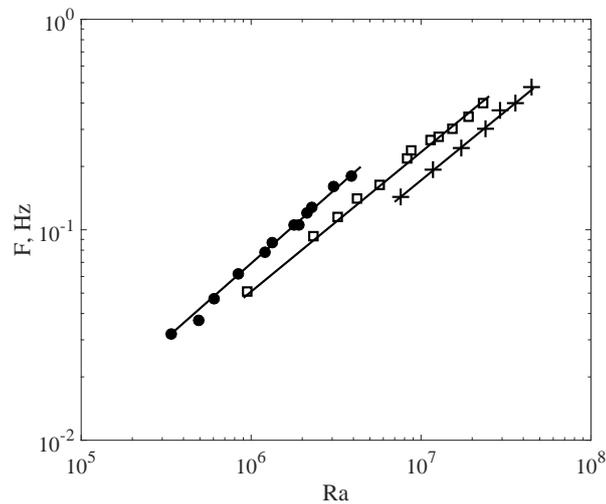


(б)

Рис. 3.12. а – пульсации температуры для  $Ra = 4.1 \cdot 10^6$ ,  $z = 3$  мм,  $r=40$  мм (красная линия),  $r=30$  мм (черная линия); б – пример спектра пульсаций температуры.



(a)



(b)

Рис. 3.13. а –  $\delta F$  (полуширина на половине максимума); б – зависимость  $F$  от числа Рэлея  $Ra$ ; для различных чисел Прандтля:  $Pr = 209$  (черные круги),  $Pr = 66$  (открытые круги),  $Pr = 38$  (кресты).

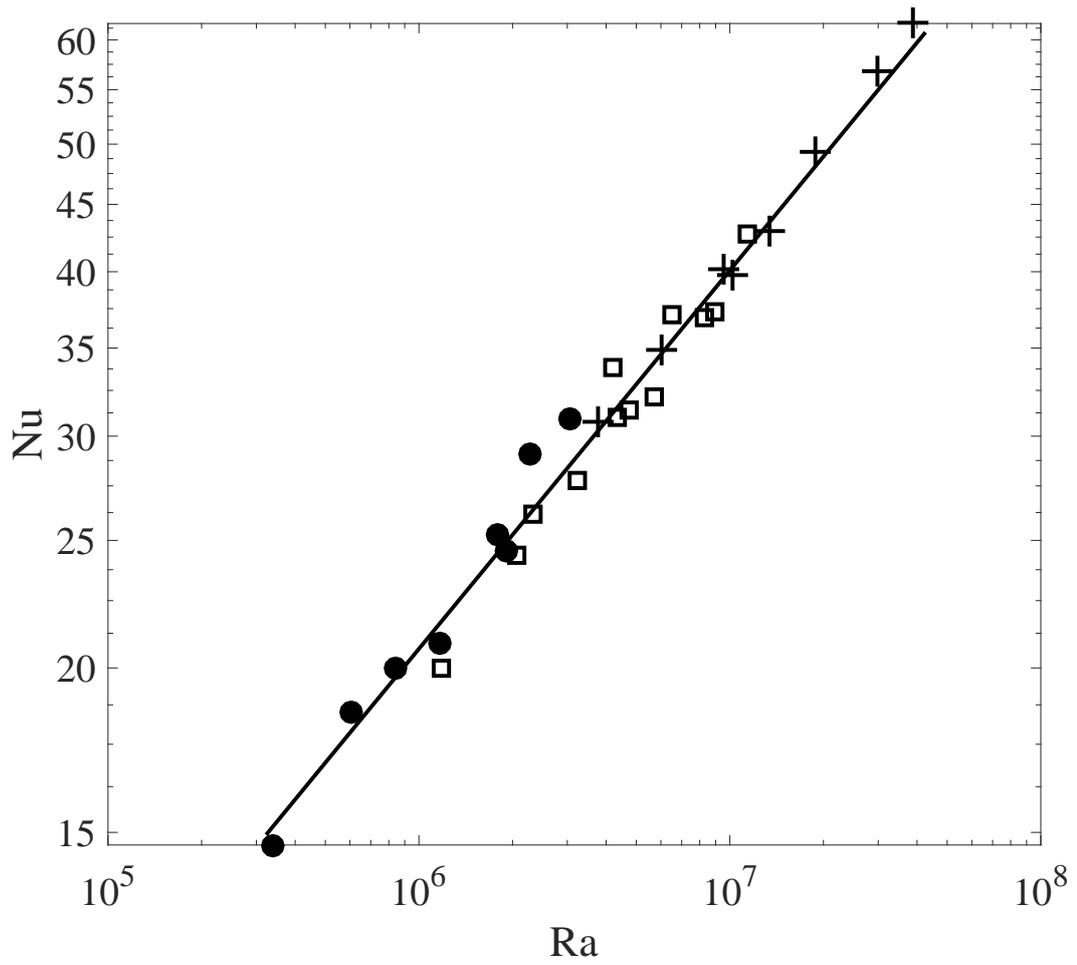


Рис. 3.14. Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея  $Ra$  для различных чисел Прандтля:  $Pr = 209$  (черные круги),  $Pr = 67$  (открытые круги),  $Pr = 38$  (кресты).

В ряде работ, в том числе и в ходе данного исследования (для прямоугольной полости) было показано [6, 111], как вторичные течения приводят к интенсивному перемешиванию в пограничном слое, что в свою очередь интенсифицирует теплообмен по сравнению с случаем вынужденной ламинарной конвекции (без формирования вторичных течений). Это приводит к предположению о том, что и вариация структуры вторичных течений может существенно влиять на интенсивность теплообмена. Для проверки этой гипотезы посмотрим на зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея, показанную на Рис.3.14. Графики построены в логарифмических координатах. Число Нуссельта растет как  $Nu \propto Ra^{0.29}$  (фит показан сплошной линией). Полученный результат является неожиданным. Ранее было убедительно показано, что для исследованного интервала параметров характерно заметная вариация структуры вторичных течений при относительно малых изменениях числа Рэлея  $Ra$ . Однако заметного влияния этого изменения структуры вторичных течений на процесс теплообмена мы не наблюдаем. Анализ и физическая интерпретация этого результата представлены в следующем разделе.

### **3.3.2. Исследование влияния геометрии модели на теплообмен от локализованного источника тепла**

Представленные ранее исследования конвекции от локализованного источника тепла проводились на одной экспериментальной установке. Известно [143], что структура крупномасштабного течения, занимающего всю полость, существенно зависит от аспектного отношения. В данной задаче на формирование течений влияют два аспектных отношения, а именно, отношение толщины слоя к диаметру нагреваемой области и отношение характерного горизонтального размера слоя (например диаметра модели) к диаметру нагревателя. Также является важным вопрос касающийся автомодельности течений в рассматриваемой конфигурации. Что будет происходить если конфигурация модели останется неизменной, но при этом изменятся ее размеры, то есть, изменится мас-

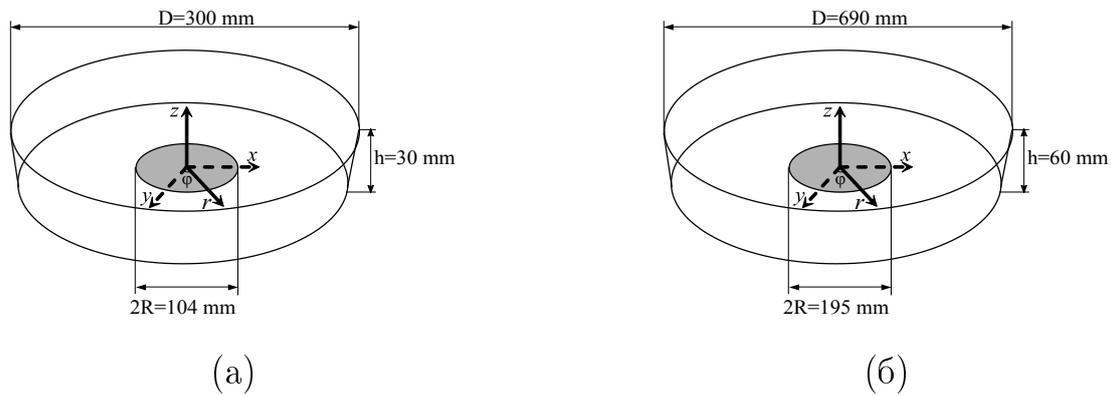


Рис. 3.15. Схема экспериментальных установок.

штаб модели. Иными словами будет ли варьирование числа Рэлея при помощи изменения толщины слоя и при помощи перепада температуры приводить к формированию подобных течений, в том числе и на малом масштабе (вторичных течений). Для исследования влияния геометрии модели на формирование течений были проведены эксперименты на двух различных установках. Малая (использованная ранее) модель (I) имела диаметр  $D = 300$  мм (Рис. 3.15 а) и размер нагревателя  $2R$  равный 104 мм. Диаметр большой модели (II) был равен  $D = 690$  мм (Fig. 3.15 б), а размер нагревателя был равен  $2R = 195$  мм. Температура нагревателей контролировалась удаленно при помощи компьютера. Как и ранее, в качестве рабочих жидкостей использовались различные силиконовые масла ПМС-20, ПМС-10 и ПМС-5 (20, 10 and 5 сСт при  $T = 25$  °C). Поверхность жидкости для обеих моделей была свободной. Толщина слоя для модели I была фиксированной и равной  $h = 30$  мм. Для большой модели II были проведены две серии экспериментов для  $h = 30$  мм и  $h = 60$  мм. Также как и ранее, комнатная температура поддерживалась постоянной при помощи системы кондиционирования, а охлаждение жидкости происходило благодаря теплообмену на верхней, свободной границе. Температура жидкости измерялась при помощи медь-константановых термопар, а поля скорости при помощи системы PIV.

На первом этапе было проведено сравнение структуры крупномасштабной циркуляции для моделей I и II. Если течение не зависит от размеров модели (для фиксированного аспектного отношения и числа Прандтля), то значе-

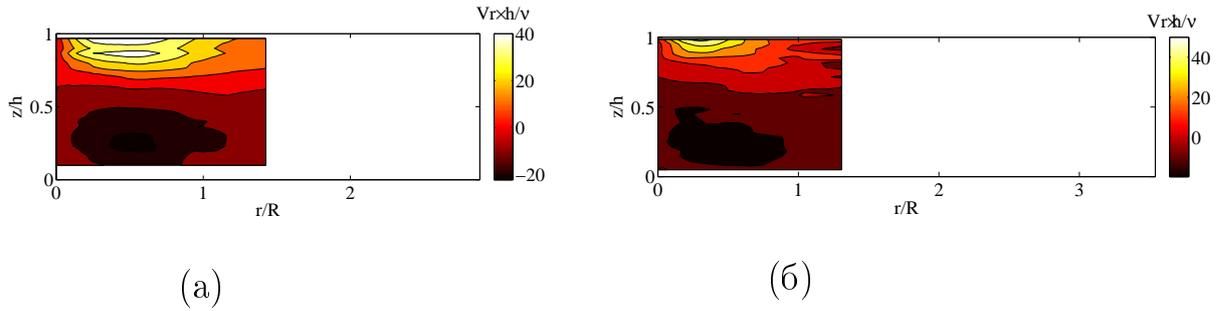


Рис. 3.16. Средние поля скорости для  $Ra = 1.1 \cdot 10^7$ ,  $Pr=66$  : а -  $D = 300$  мм,  $h = 30$  мм; б -  $D = 690$  мм,  $h = 60$  мм.

ние обезразмеренной скорости должно быть одинаковым для одного значения числа Рэлея. Поля скорости после процедуры обезразмеривания, показаны на Рис. 3.16. Скорости осреднялись по азимутальной координате и времени. Положительные значения соответствуют дивергентному течению, а отрицательные соответственно конвергентному. В качестве характеристической скорости было выбрано отношение кинематической вязкости к характерному размеру (толщине слоя)  $v^* = \nu/h$ . На рисунке хорошо видно, что структура течения для обеих моделей качественно подобна. Для количественного сравнения на Рис.3.17 показаны средние профили радиальной скорости для  $r/R=0.5$ . Как видим, согласие достаточно удовлетворительное, так как расхождение не превышает 20%, возможным объяснением которого может быть различное отношение диаметров моделей к диаметру нагревателей. В целом можно сделать вывод о том, что для рассмотренных значений управляющих параметров варьирование геометрических размеров модели не приводит к принципиальным различиям в структуре крупномасштабного течения.

Зависимость характеристической частоты  $F$  формирования поперечных валов от числа Рэлея для различных жидкостей и аспектных отношений представлена на Рис.3.18а. Частота  $F$  увеличивается с ростом числа Рэлея и для малой и для большой моделей, при этом однако, нельзя не отметить существенного количественного различия между измерениями проведенными для различных толщин слоя. Для корректного описания, как было показано ранее

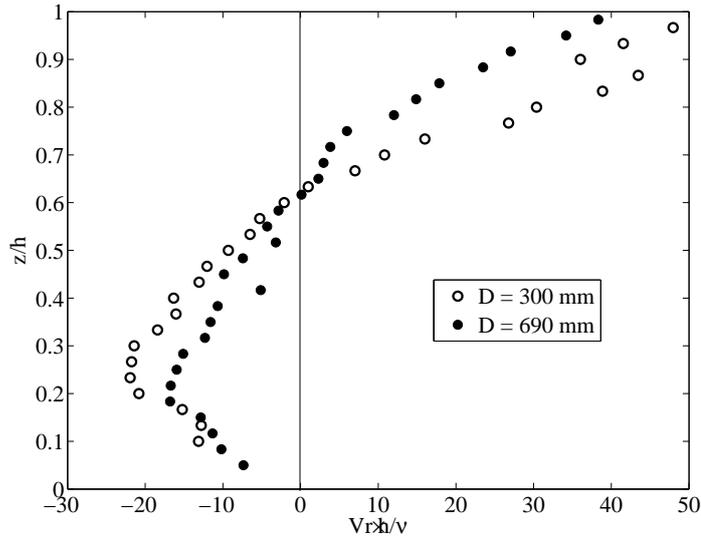


Рис. 3.17. Средние профили радиальной скорости для  $r/R = 0.5$ ,  $Ra = 1.1 \cdot 10^7$ .

при изучении формирования конвективных валов в прямоугольной полости, со ступенчатым перепадом температуры, требуется использование локального управляющего параметра такого как локальное число Рэлея, определенного через толщину пограничного слоя. Это обусловлено тем, что процессы в пограничном слое, хотя и зависят от глобальных параметров (полной толщины слоя, наложенного перепада температур), но не определяются ими напрямую. На основе температурных измерений для  $Ra = 1.1 \cdot 10^7$  (модель II) была произведена оценка толщины пограничного слоя  $\delta \approx 6$  мм. После замены  $h$  фиксированным значением для толщины пограничного слоя  $\delta$  (6 мм) при расчете локального числа Рэлея  $Ra_\delta$ , все экспериментальные точки легли на одну кривую. Ранее в Главе 3 было показано, что толщина пограничного слоя, (или, что то же самое размер валов) перестает изменяться с толщиной слоя, после превышения некоторого значения  $h$ . Для данной конфигурации речь идет о  $h \approx 30$  мм, что дает адекватное объяснение представленным выше результатам, а именно слабой вариации толщины пограничного слоя при заметном изменении толщины слоя жидкости.

Варьирование числа Прандтля также не приводит к существенным изме-

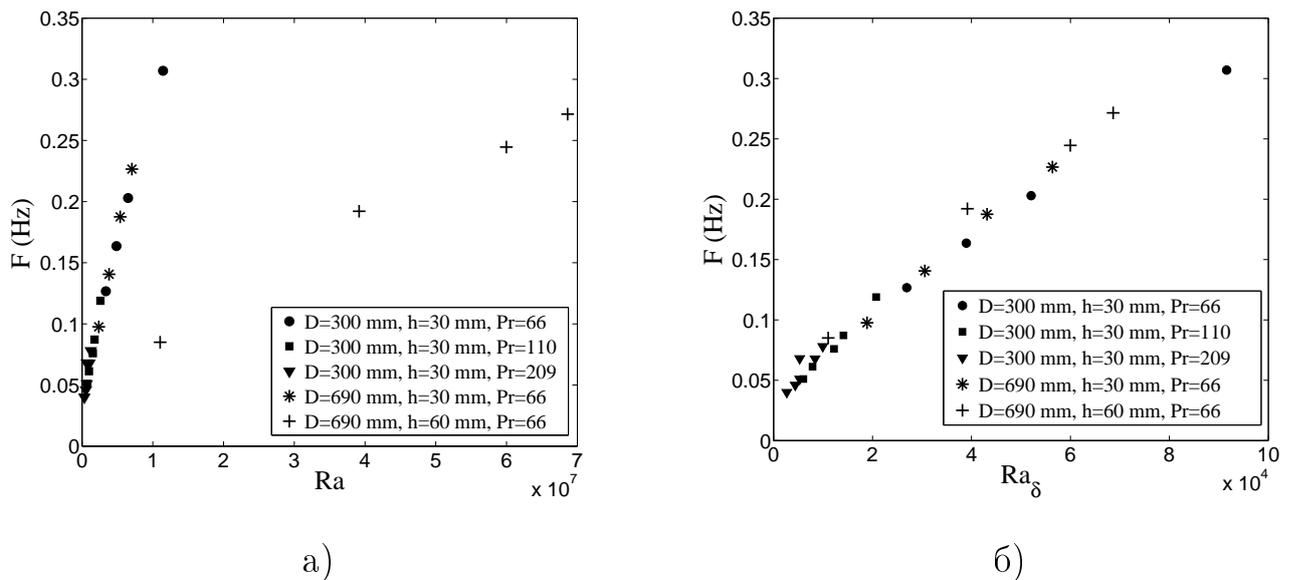


Рис. 3.18. Зависимость характеристической частоты  $F$  от числа Рэлея (а) и локального числа Рэлея (б).

нениям в структуре и динамике вторичных течений. На Рис.3.19 представлены мгновенные поля радиальной скорости над областью нагрева для различных значений числа Прандтля на высоте  $z = 3$  при фиксированных  $D$ ,  $h$  и  $Ra_\delta$ . Значения скорости близки, а структура течений подобна.

На следующем этапе было проведено исследование влияния аспектного отношения (отношения толщины слоя к диаметру нагревателя) на формирование конвективных течений. Для этого также использовались две модели (I и II), но с одним важным отличием, в модели II нагреватель диаметром 195 мм был заменен на нагреватель диаметром 100 мм. Глубина слоя в модели II варьировалась от 30 до 60 мм (Таблица 3.4).

Ключевую роль для процесса теплообмена играет структура пограничного слоя. Примеры вертикальных профилей температуры, на которых хорошо виден пограничный слой представлены на Рис 3.20.

Зависимость характеристической частоты формирования вторичных структур  $F$  от числа Рэлея для фиксированного числа Прандтля и различных аспектных отношений представлены на Рис 3.21. Наилучшая аппроксимация для представленных данных это степенная зависимость  $F \propto Ra^{0.72}$ , при этом наблю-

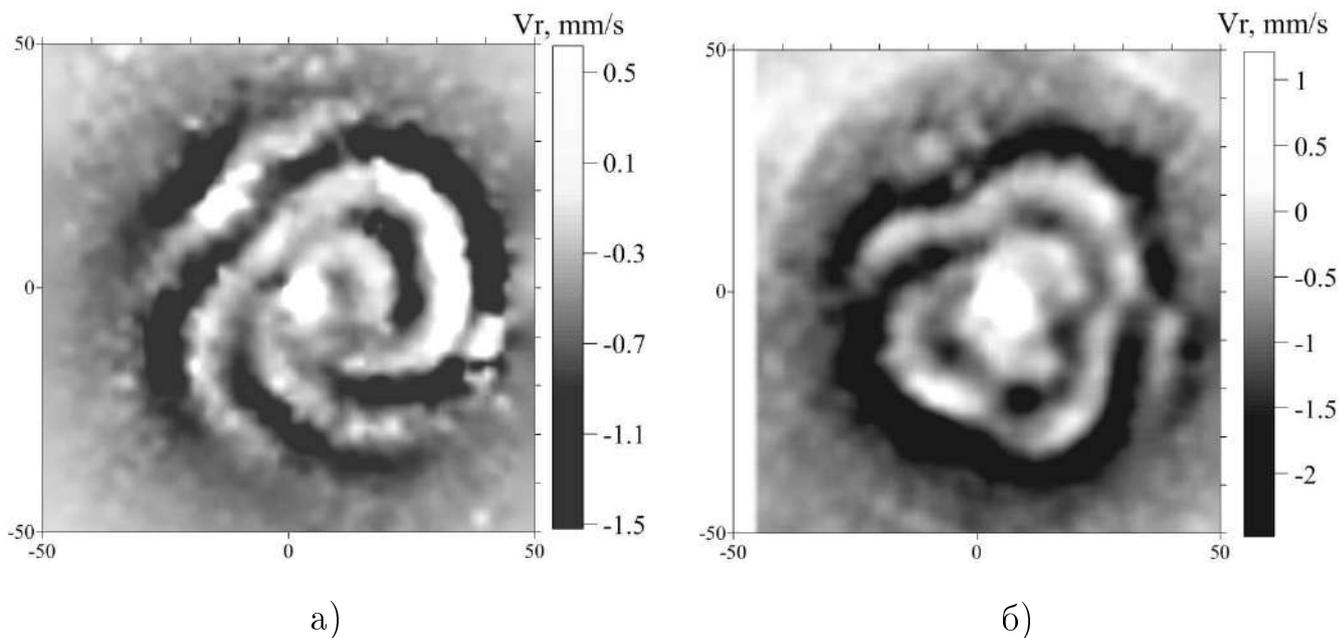


Рис. 3.19. Мгновенные поля радиальной скорости для  $z = 3$  мм ( $Ra_\delta = 3.1 \cdot 10^4$ ,  $D = 300$  мм,  $h=30$  мм: а -  $Pr = 110$ , б -  $Pr = 209$ ).

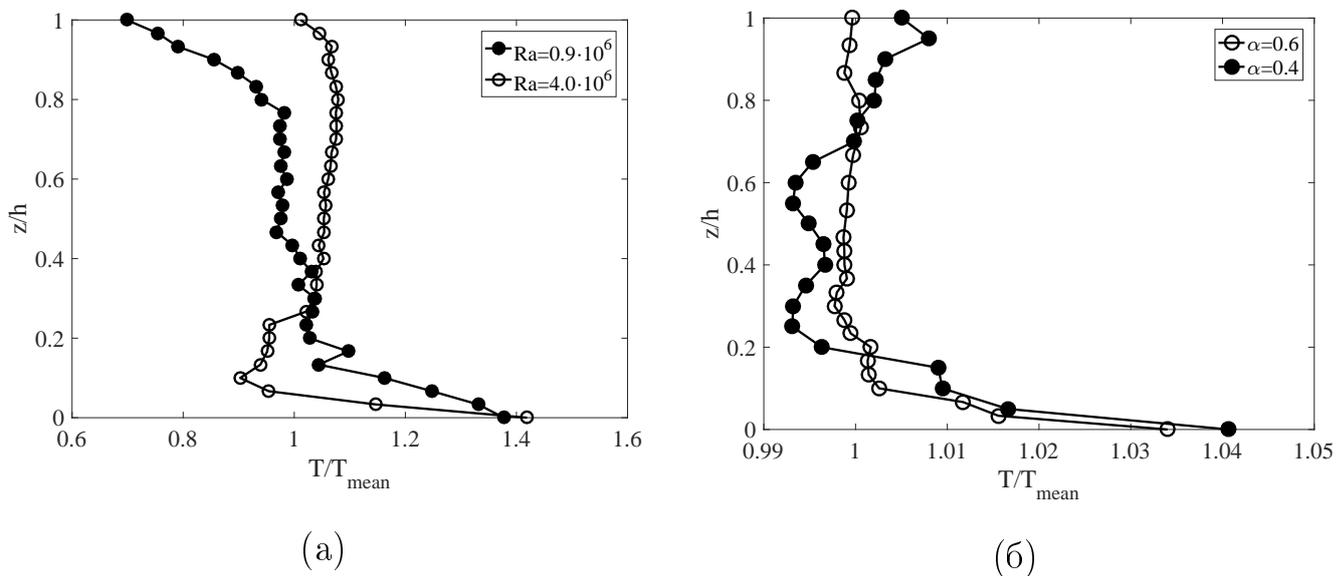


Рис. 3.20. а - профили температуры для  $r = 3$  см, различных  $Ra$  и фиксированного аспектного отношения  $\alpha=0.3$  (модель I); б - профили температуры для  $r = 3$  см, различных  $\alpha$  и фиксированного значения числа Рэлея  $Ra = 1.3 \cdot 10^7$

Таблица 3.4. Геометрические параметры моделей

		h, mm	D, mm	2R, mm	$\alpha = h/2R$
I	1	30	300	104	0.3
II	2	30	690	100	0.3
	3	40	690	100	0.4
	4	50	690	100	0.5
	5	60	690	100	0.6

даются существенные количественные различия для измерений проведенных для разных толщин слоя, то есть аспектных отношений (размер нагреваемой области был постоянным). Формирование вторичных течений происходит в пограничном слое над нагретой поверхностью, толщина которого  $\delta$  определяется свойствами жидкости, аспектным отношением и интенсивностью нагрева. Рост толщины слоя при фиксированном  $Ra$  приводит к увеличению  $\delta$  и уменьшению градиента температуры, поэтому при фиксированных значениях чисел Рэлея и Прандтля увеличение аспектного отношения приводит к уменьшению характерной частоты формирования вторичных течений. Заметим также, что удаление внешних границ на большее расстояние не привело к заметному влиянию на формирование вторичных течений.

На Рис. 3.22(а) в логарифмических координатах представлена зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея. Очевидно, что перенос тепла не зависит от аспектного отношения и определяется числом Рэлея как  $Nu \propto Ra^{0.28}$ . Из самого определения числа Нуссельта следует, что оно пропорционально отношению толщины слоя жидкости к толщине пограничного слоя. Полученные результаты показывают, что для представленной конфигурации число Нуссельта не зависит от аспектного отношения для фиксированного числа Рэлея. Это означает, что толщина пограничного слоя пропорциональна толщине слоя при постоянном

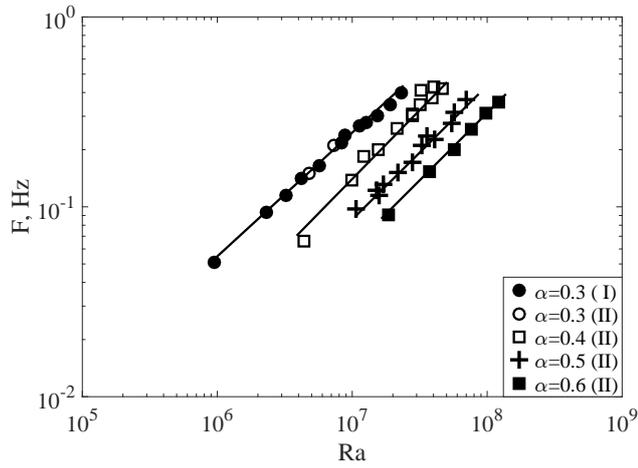


Рис. 3.21. Зависимость характеристической частоты  $F$  от числа Рэлея.

$Ra$ . Характеристическая частота формирования двух последовательных плюмов, которые в нашем случае приводят к появлению поперечных валов, может быть оценена как  $\tau \sim \delta^2/\chi$  ([57]). Используя обнаруженную связь  $\delta \sim h$  можно ввести новый параметр  $f = F \times h^2/\chi$ , который является безразмерной характеристической частотой формирования вторичных течений. Зависимость  $f$  от числа Рэлея представлена на Рис 3.22. Все экспериментальные точки легли на одну кривую, что подтверждает справедливость сделанных предположений.

Далее, используя связь числа Нуссельта и характерного времени формирования плюмов с толщиной пограничного слоя –  $Nu \sim h/\delta$ ,  $F \sim \chi/\delta^2$ , и их зависимости от числа Рэлея –  $Nu \sim Ra^{1/3}$  и  $F \times h^2/\chi \sim Ra^{2/3}$  получаем, что толщина пограничного слоя зависит от перепада температур –  $\delta \sim \Delta T^{-1/3}$ , однако практически не зависит от толщины слоя.

### 3.4. Основные результаты главы

Исследования представленные в данной главе были направлены на изучение влияния вторичных конвективных структур в пограничном слое на перенос тепла. Для этого был выбран соответствующий интервал параметров, который характеризуется существенной вариацией как структуры, так и интенсивности вторичных течений. Целью исследования была проверка предположения о том,

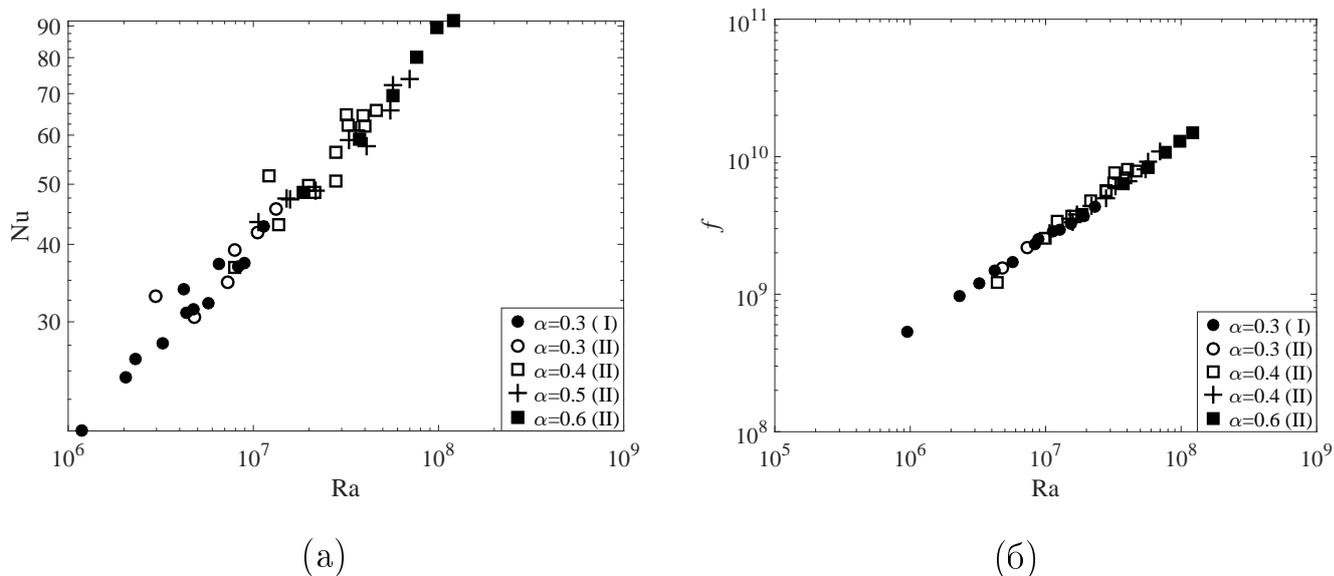


Рис. 3.22. Зависимость числа Нуссельта (а) и безразмерной частоты  $f$  (б) от числа Рэлея для различных аспектных отношений.

что трансформация структуры вторичных течений приведет к заметным вариациям теплового потока. Полученные результаты показали, что данное предположение ошибочно, по крайней мере для исследуемого интервала параметров и для конкретных рассмотренных конфигураций (ступенчатый перепад температуры в прямоугольной полости и локализованный нагреватель в цилиндрическом слое). При этом важно отметить, что само появление валов приводит к сильному росту теплового потока (на порядок) по сравнению с теплопереносом, обеспечиваемым ламинарным обтеканием пластины [6, 111]. Этот рост обусловлен изменением толщины теплопроводного слоя, прилегающего к нагретой пластине, вследствие эффективного перемешивания пограничного слоя конвективными валами. Уменьшение толщины пограничного теплопроводного слоя приводит к заметному росту перепада температуры  $\delta_T$  в нем и как следствие к росту потока тепла. Таким образом можно сделать вывод о том, что в отличие от появления валов, трансформация их структуры не приводит к заметному изменению толщины пограничного слоя.

Было исследовано влияние геометрии модели на структуру и характеристики основного и вторичных течений. Для этого были использованы две моде-

ли различного размера, а измерения проводились различных мощностей нагрева и для жидкостей с различными числами Прандтля. Показано, что структура и интенсивность основного течения, вызванного наличием горизонтального градиента температуры, определяется числом Рэлея. Формирование вторичных течений определяется прежде всего локальным числом Рэлея, определенным через толщину пограничного слоя  $Ra_\delta$ . Для выбранной конфигурации и параметров эксперимента толщина пограничного слоя слабо изменяется с ростом толщины слоя жидкости, что хорошо согласуется с результатами для прямоугольной кюветы со ступенчатым перепадом температур. Это позволяет сделать предположении об универсальном характере обнаруженного эффекта. Варьирование числа Прандтля также не приводит к существенным изменениям в структуре и динамике вторичных течений.

Показатель  $\beta$  в степенном законе  $Nu \sim Ra^\beta$  описывающем конвективный теплоперенос не изменяется в ходе существенной трансформации структуры вторичных течений и равен  $\beta = 0.29 \pm 0.02$  для обеих исследуемых конфигураций.

Результаты полученные для цилиндрического слоя с локализованным нагревом показали, что для развитого (не обязательно турбулентного) конвективного течения, когда  $Ra$  заметно превышает критическое значение  $Ra_{critical}$  толщина пограничного слоя слабо зависит от толщины слоя и в основном определяется наложенным перепадом температур  $\Delta T$  и физическими свойствами жидкости (кинематической вязкостью и температуропроводностью), что хорошо согласуется с результатами полученными ранее для прямоугольной полости со ступенчатым перепадом температур [4]. Надо отметить также, хорошее согласие с оценками сделанными для классической конвекции Рэлея-Бенара [183].

Потеря зависимости  $\delta$  от  $h$ , которая собственно и приводит к зависимостям  $-\sim Ra^{1/3}$  и  $F \times h^2/k \sim Ra^{2/3}$  позволяет объяснить, почему близкие степенные зависимости получены для существенно различных геометрий, распределений нагрева и охлаждения [6, 10, 164, 184].

# Исследование дифференциального вращения в цилиндрическом слое с геофизическими приложениями

### 4.1. Дифференциальное вращение в природных и лабораторных системах

Как известно подавляющее большинство космических объектов (планеты, звезды, галактики) характеризуются собственным вращением. В том случае если эти объекты обладают атмосферой, то их временная эволюция, характеризуется слабыми вариациями углового момента в системе атмосфера-ядро (ядро может быть как твердым, так и жидким). В газовой или жидкой областях космических объектов в силу целого ряда факторов наблюдается неоднородное распределение крупномасштабной циркуляции (во вращающейся системе отсчета), причем и в меридиональном и азимутальном направлениях. Такие отклонения от твердотельного вращения принято называть дифференциальным вращением (ДВ). Дифференциальное вращение играет ключевую роль в генерации космических магнитных полей [185], что вызвало громадный интерес к изучению ДВ в электропроводящих средах, таких как конвективные ячейки на Солнце, ядрах планет и даже галактических дисках [186, 187]. Исследование дифференциального вращения в непроводящих средах, во вращающихся сферических слоях, обусловлено интересом к крупномасштабной атмосферной циркуляции, так как ДВ является неотъемлемой частью глобальной циркуляции, определяющей климат на планете [188].

Динамика атмосферных течений в существенной степени определяет вариации климата и проявление опасных погодных явлений в различных регионах

Земли. Прогнозирование этих явлений требует решения целого ряда фундаментальных задач, многие из которых, несмотря на свою значимость и актуальность далеки от своего решения. Отметим, что количество исследований, касающихся тех или иных аспектов циркуляции атмосферы и вариаций климата огромно, количество одних монографий по данной тематике превышает несколько сотен (только в серии Geophysical Monograph Series издаваемой AGU и Wiley их более 200) .

Количество исследований связанных с крупномасштабными атмосферными течениями достаточно велико и описывать их все, даже в предельно краткой форме, в рамках обзора данной главы диссертации, не представляется возможным, тем более есть несколько специальных обзоров посвященных данной тематике. Результаты отечественных исследователей достаточно подробно описаны в монографиях и обзорных статьях [189–195], а работы зарубежных коллег (лабораторные исследования) в обзоре [150]. Поэтому ограничимся сведениями о наиболее развитых направлениях, основных результатах и о современном состоянии лабораторного моделирования атмосферных течений различных масштабов.

Наибольшим масштабом характеризуется общая циркуляция атмосферы. Формирование крупномасштабных атмосферных течений в значительной степени обусловлено наличием градиентов температуры, возникающих в результате неравномерного нагрева поверхности Земли, то есть имеет конвективную природу. Самые первые целенаправленные попытки моделирования конвективной циркуляции атмосферы были предприняты еще в середине 19 века, Веттином (Vettin, см. ссылки на работы на немецком языке в [196]), который реализовал течение напоминающее ячейку Гадлея. Однако потребовалось практически сто лет, до реализации систематических экспериментальных исследований по моделированию крупномасштабных атмосферных течений. В 50ые годы, независимо друг от друга, Фультцом и Хайдом было продемонстрировано качественное подобие наблюдаемых в экспериментах и в атмосфере крупномасштабных

течений [197, 198]. Открывшиеся перспективы привели далее к большому количеству работ показавших, что физические факторы, определяющие структуру и характеристики лабораторных вихрей, схожим образом проявляют себя и в атмосфере [199, 200]. Это, в целом и определяет значимость лабораторного моделирования, ключевым преимуществом которого является возможность воспроизведения течений при строгом контроле внешних условий и значений управляющих параметров.

В значительной степени лабораторное моделирование атмосферной циркуляции в средних широтах сосредоточено на исследовании конвекции во вращающемся цилиндрическом зазоре с изотермическими стенками, теплоизолированным дном и твердой или свободной верхней поверхностью, в англоязычной литературе - differentially heated rotating annulus (DHRA). Ключевой проблемой ранних модельных экспериментов было исследование транспорта тепла от экватора к полюсам [199–201]. Прекрасный обзор более 100 научных публикаций посвященный этим исследованиям представлен в [196]. В этих работах была воспроизведена крупномасштабная циркуляция и бароклинные неустойчивости, благодаря которым осуществляется транспорт тепла от экватора. Изучено влияние наклона дна (бета-эффект). В целом, несмотря на свою простоту, этот лабораторный аналог глобальной циркуляции позволил качественно описать фундаментальные физические процессы, нелинейные эффекты и переходы к хаосу подобные тем, что наблюдаются в атмосфере [202–207]. Эта модель послужила тестом для анализа численных кодов и методов [208, 209] бенчмарком для статистически-динамических методов анализа, таких как Data Assimilation [210]. Более того этот подход используется для моделирования вземных планетарных систем [211]. Совсем недавно в DHRA экспериментах были обнаружены мелкомасштабные волновые движения, так называемые волны Россби. Формирование и разрушение этих волн было исследовано в [212, 213].

Стандартная конфигурация DHRA представляет собой охлаждаемый внутренний и нагреваемый внешний цилиндры, помещенные на вращающуюся плат-

форму и имитирующие нагретые тропические и холодные полярные области Земли. Варьирование перепада температур и скорости вращения приводит к смене режимов в цилиндрическом зазоре: зональное течение, волновой режим, с распространяющимися волнами с различными волновыми числами и квази-хаотический режим, когда волны и мелкомасштабные вихри существуют одновременно. Аспектное отношение для классической конфигурации DHRA как правило превышает единицу. При этом как отмечалось выше, для атмосферы это отношение много меньше единицы. Одной из причин, почему эксперименты с малыми аспектными отношениями редки, является то, что с уменьшением глубины слоя трудно воспроизвести волновой режим из-за роста диссипации в экмановском пограничном слое [214, 215].

Такая, ставшая классической экспериментальная конфигурация имеет ряд важных ограничений, обусловленных вертикальными изотермическими границами, которые являются причиной интенсивных течений в пограничных слоях. В реальной атмосфере расстояние между источниками тепла и холода значительно превышает толщину слоя. Альтернативная к [196] конфигурация будет представлена ниже при подробном изложении данной работы. Совсем недавно появились две работы (эксперимент и численный расчет в осесимметричной постановке) наиболее близкие по своей постановке к модели глобальной циркуляции [164, 165]. В эксперименте производились измерения температуры и качественные наблюдения за течением жидкости. Было показано, что по сравнению с цилиндрическим зазором, конвекция в цилиндрическом слое носит более сложный пространственный характер, характеризуется суперпозицией и взаимодействием свободной конвекции и бароклинных волн.

Как было отмечено выше, общая циркуляция атмосферы может быть неустойчива и следствием этого является формирование вихрей синоптического масштаба. Основными механизмами неустойчивости крупномасштабных геофизических течений является сдвиг скорости и так называемый бета-эффект, обусловленный зависимостью параметра Кориолиса от широты (подобный эффект

наблюдается во вращающемся тонком слое переменной толщины). Поэтому одним из важных направлений исследований является моделирование геофизических сдвиговых течений. Сдвиг скорости во вращающейся системе приводит к формированию волн и вихрей различных масштабов. В [189] подробно описаны эксперименты на установке с дифференциальным вращением дна. Эксперименты показали, что в зависимости от величины сдвига возможно появление самых разнообразных вторичных режимов течения, характеризующихся различной формой и количеством вихрей (циклонических и антициклонических). Описаны переходы от одного режима к другому. Исследования устойчивости изотермического течения Куэтта в сферическом слое проводятся на уникальной установке в лаборатории экспериментальной гидродинамики МГУ [216]. Модели с параболическим профилем дна [217] позволяют производить изучение совместного воздействия сдвига скорости и бета-эффекта. В результате можно получить долгоживущие солитоны Россби, близкие по структуре синоптическим атмосферным и океаническим вихрям, в том числе и в атмосферах других планет (Большое Красное Пятно Юпитера).

Помимо неоднородного распределения температуры и механического сдвига на дне (или стенке) для создания зональных течений во вращающемся слое применительно к задачам геофизической гидродинамики можно применять магнитогидродинамический метод и метод источников и стоков массы, наиболее активно эти методы реализуются в ИФА РАН. При использовании этих подходов реализуются зональные сдвиговые течения, которые при потере устойчивости приводят к появлению системы крупномасштабных вихрей. Показано, что в рассматриваемой системе возможно воспроизведение такого интересного эффекта как блокирование антициклонов и циклонов. Построена диаграмма режимов. Подробное описание результатов и ссылки на работы можно найти в [195].

Катастрофические вихри относительно малого масштаба (сотни метров, километры) называются торнадо, смерчи (воздушные и водные), на Марсе подобные вихри называются "пыльные дьяволы свежие обзоры работ посвящен-

ных исследованию торнадо представлены в [191, 218–220]. Эти вихри представляют собой вытянутые по вертикали, интенсивно вращающиеся столбы воздуха и в лабораторных условиях моделируются в виде вихревых шнуров (жгутов). Создание вихревых шнуров фактически сводится к концентрации углового момента и завихренности в область вытянутой по вертикали подъемной струи. Смоделировать такой процесс можно самыми разнообразными способами, например при помощи вихревых камер различных типов, локальными вибрациями во вращающемся слое, интенсивным локальным нагревом [221–226].

Рассмотренные ранее вихри синоптического масштаба, перенося огромные массы влаги и количество тепла, формируют погоду. Вихри меньшего масштаба (мезомасштаба) влияют на погоду только локально, однако наносят колоссальный ущерб из-за аномально интенсивных ветров. К таким атмосферным вихрям относятся тропические циклоны, ураганы и тайфуны. Все эти вихри имеют подобную структуру и механизм генерации, а их название варьируется в зависимости от региона. В северных широтах также наблюдаются аномально интенсивные вихревые структуры (в англоязычной литературе - cut-off low), представляющие собой изолированные вихри, напоминающие по своей структуре тропический циклон [227]. Более подробно исследования тропического циклогенеза представлены в следующей главе.

Обзор современного состояния исследований показал, что на фоне огромного количества численных исследований все более четко выявляется необходимость лабораторного моделирования. При помощи относительно простых физических моделей, течения в которых легко воспроизводятся, а небольшой набор управляющих параметров строго контролируется можно выделить основные факторы, влияющие на формирование крупномасштабных атмосферных течений, проверить работоспособность теоретических моделей.

## 4.2. Суперротация и субротация во вращающемся

### конвективном слое

Ранее было отмечено, что основной причиной формирования крупномасштабной циркуляции в атмосфере является наличие горизонтальных градиентов температуры, таким образом природа крупномасштабных движений является конвективной, что послужило мотивацией проведения лабораторного моделирования конвекции во вращающихся слоях [228, 229]. Первоначально основные усилия были направлены на воспроизведение конвективного течения подобного ячейке Хэдли (Гадлея) при помощи вращающегося цилиндрического слоя нагреваемого на периферии и охлаждаемого в центре [198, 230, 231]. Спектр волновых движений и их амплитудные осцилляции (vacillations) были изучены в [200]. Циркуляция Хэдли в тонком слое, источником которой служил радиальный градиент температуры на дне, с вращением и без вращения, была экспериментально исследована в [232]. Дальнейший рост интереса к данной конфигурации был обусловлен суперротацией в атмосфере Венеры [233] – существованием в верхних слоях атмосферы очень быстрой зональной циркуляции, скорость которой превышала скорость поверхности приблизительно в 60 раз. Суперротация напрямую связана с процессами диффузии и транспорта углового момента в планетарной атмосфере. В [234] было предложено, что суперротация Венеры обусловлена меридиональным транспортом углового момента и горизонтальной диффузией. Еще ряд механизмов, которые могут вносить вклад в формирование сильного дифференциального вращения были предложены в [235, 236]. Зональные течения в быстро вращающемся сферическом слое были экспериментально изучены в [237]. Обзоры различных осесимметричных и трехмерных моделей планетарных атмосфер представлены в [238–241].

Первая экспериментальная попытка количественно проанализировать транспорт углового момента была предпринята для лабораторной модели ячейки Хэдли в [231], однако интегральные характеристики, такие как полный угловой

момент не рассматривались.

Математическое моделирование в близкой к [231] постановке, с использованием различных граничных условий, было представлено в [188, 242]. Полученные численные результаты хорошо согласовались с экспериментальными результатами [231]. Численные расчеты конвективного течения подобного [242] но для вращающегося сферического слоя были проведены в [243].

Для избежания путаницы конвективную циркуляцию с меридиональным течением к оси вращения в верхней части слоя (подобную ячейке Хэдли), возбуждаемую нагревом на периферии будем называть *прямой*, а циркуляцию с меридиональным течением направленным от оси вращения в верхней части слоя, обеспечиваемую нагревом в центре – *обратной*.

Изменение углового момента и суперротация в случае осесимметричной циркуляции в конвективном, вращающемся цилиндрическом слое численно исследовалась в [244]. Было показано, что диффузия углового момента вследствие молекулярной вязкости является чрезвычайно важной для формирования суперротационного течения. Для граничных условий, таких же, как и в эксперименте [231], 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 сильной суперротацией. В случае свободной верхней границы изменение полного углового момента обусловлено моментом вязких сил на боковой стенке и дне. Антициклоническое движение (отстающее от вращения модели) приводит к появлению момента сил генерирующего угловой момент, таким образом обеспечивая приток углового момента в слой жидкости. Меридиональная циркуляция транспортирует этот момент в верхний слой жидкости. Сток углового момента происходит в области циклонического движения.

*Обратная* ячейка, как правило, формируется при помощи нагрева в центральной части дна. В дальнейшем эта конфигурация будет рассматриваться

в контексте другой проблемы, а именно моделировании тропического циклона. Анализ баланса углового момента для *обратной* ячейки был проведен в [244], где было показано, что в данном случае наблюдается локальная и (или) глобальная субротация, то есть полный угловой момент в данном случае уменьшается. Таким образом в [244] было показано, что вариации суммарного углового момента в слое жидкости существенно зависит от типа меридиональной циркуляции.

Исследование представленное в данной секции также посвящено изучению формирования дифференциального вращения в цилиндрическом слое, но с рядом существенных отличий от ранее проведенных исследований. Во-первых формирование дифференциального вращения рассмотрено при помощи одинаковой методики, с упором на интегральные характеристики. Во-вторых существенно отличается геометрия слоя, в данной работе рассматривается *тонкий* слой жидкости, что имеет важное значение для атмосферных течений, которые формируются в тонких слоях атмосферы. Также надо отметить, что исследование проводилось при помощи системы полевых измерений скорости PIV [245]. Основное внимание было уделено режимам с доминированием осесимметричной циркуляции, избегая тем самым усложняющих факторов, таких как вихри меньшего масштаба, волн и других нелинейных процессов, которые могли бы серьезно повлиять на формирование дифференциального вращения ([237, 246]).

Таким образом рассмотрена постановка близкая к [244], за исключением аспектного отношения и физических свойств жидкости. Численное моделирование в [244] было проведено для цилиндрического канала между двумя цилиндрами, с аспектным отношением близким к единице, в данной работе рассматривался цилиндрический слой с аспектным отношением  $\varepsilon = h/R = 0.2$  ( $h$  - толщина слоя,  $R$  - радиус модели). Значение числа Прандтля в [244] было приблизительно 10, а в данной работе около 100, то есть рассматривалась значительно более вязкая жидкость.

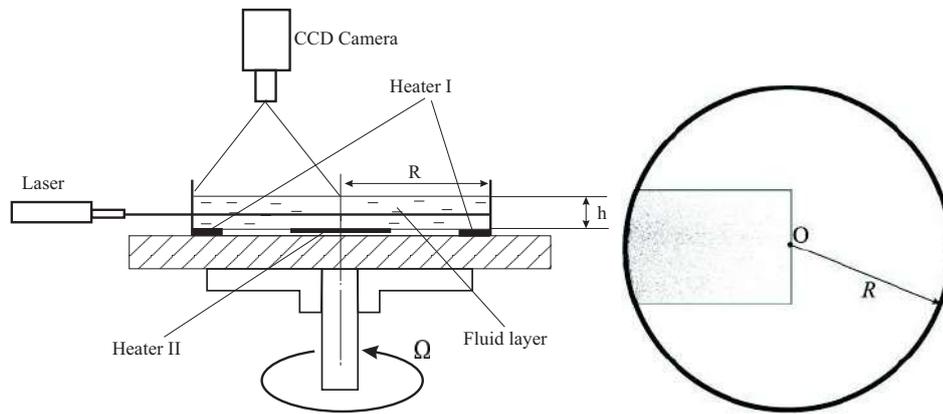


Рис. 4.1. Слева – схема экспериментальной установки; Справа (вид сверху) – область измерений горизонтальной скорости, показано типичное PIV изображение трассеров (инвертированное).  $O$  – ось вращения.

#### 4.2.1. Методы исследования

Исследование дифференциального вращения проводилось при помощи цилиндрической кюветы ([125]), расположенной на вращающемся, горизонтальном столе (Рис.4.1). Конструкция вращающегося стола обеспечивала равномерное вращение в интервале угловых скоростей  $0.04 \leq \Omega \leq 0.30$  1/с (с точностью  $\pm 0.002$  1/с). Радиус кюветы был равен  $R = 150$  мм. Кювета изготовлена из оргстекла и прозрачна для светового (лазерного) ножа. В качестве рабочей жидкости использовалось трансформаторное масло, характеризующееся высоким значением числа Прандтля

$$\text{Pr} = \nu/\chi, \quad (4.1)$$

где  $\nu, \chi$  – коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности ( $\nu = 7.8 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\chi = 6.7 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с,  $\text{Pr} = 116$  для трансформаторного масла при  $50^\circ$  С). Толщина слоя была постоянной для всех экспериментов ( $h = 30$  мм), а верхняя граница была свободной.

Для организации прямой и обратной ячеек использовались два нагревателя, расположенные на дне модели (Рис 4.1). Электрический нагреватель I расположен на периферии модели, у боковой стенки и представляет собой полосу шириной в 20 мм и толщиной в 0.1 мм, которая была разделена на несколько

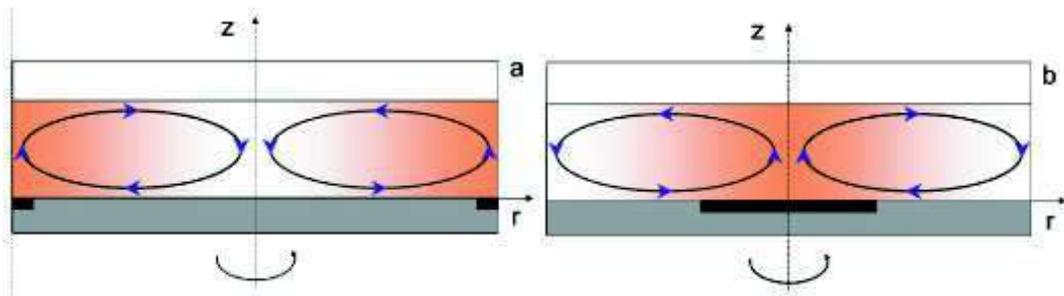


Рис. 4.2. Схема меридиональной циркуляции, инициированной нагревом на периферии, нагреватель I (прямая циркуляция – а) и центральным нагревателем II (обратная циркуляция – б). Нагреватели показаны черными прямоугольниками.

дорожек для обеспечения необходимого электрического сопротивления. Этот нагреватель обеспечивал прямую конвективную ячейку, показанную на Рис.4.2(а). Нагреватель II представлял собой массивный медный диск, радиусом в 52 мм, установленный заподлицо в центре дна, с осью совпадающей с осью вращения модели. Нагрев в центральной области обеспечивал циркуляцию в обратном к прямой ячейке направлении (Рис.4.2(б)). Оба нагревателя подключались к источнику постоянного тока. Температура в комнате поддерживалась постоянной и охлаждение обеспечивалось за счет теплообмена на свободной верхней границе. В связи с этим требовалось приблизительно два часа для достижения стационарного режима.

Полевые измерения горизонтальной скорости производились для стационарного режима при помощи системы PIV "Полис". CCD камера была расположена над вращающейся кюветой, в лабораторной системе координат, так как это показано на Рис. 4.1. Область измерений была ограниченной, однако вращение модели обеспечивало осреднение по азимутальной координате. Область измерений показана на Рис. 4.1. PIV измерения проводились для различных горизонтальных сечений в интервале  $4 \leq z \leq 28$ , мм с шагом в 2 мм (при анализе полей скорости использовалась цилиндрическая система координат  $(r, \phi, z)$ ). Так как основной интерес был направлен на изучение течений во вращающейся системе координат, твердотельное вращение вычиталось из всех полей скорости,

Таблица 4.1. Экспериментальные параметры

Нагреватель	$P, Wt$	$\Omega$	$E$	$Gr_f$	Pr
I	14.2	0.069	0.118	$1.4 \cdot 10^5$	209
I	35.3	0.069	0.082	$7.7 \cdot 10^5$	151
I	55.1	0.069	0.053	$2.9 \cdot 10^6$	101
I	73.8	0.069	0.044	$5.8 \cdot 10^6$	85
I	95.8	0.069	0.032	$1.4 \cdot 10^7$	63
II	6.9	0.069	0.137	$1.1 \cdot 10^5$	226
II	14.3	0.069	0.104	$4.1 \cdot 10^5$	187
II	24.7	0.069	0.075	$1.4 \cdot 10^6$	137
II	55.8	0.069	0.044	$9.3 \cdot 10^6$	84
II	95.7	0.069	0.032	$3.0 \cdot 10^7$	63

таким образом все представленные в дальнейшем поля скорости соответствуют относительным движениям во вращающемся слое. Осредненные по времени поля скорости содержали  $41 \times 30$  векторов и были получены в результате осреднения по 100 мгновенным полям скорости. Затем проводилось осреднение компонент скорости  $v_\phi$  и  $v_r$  по азимутальной координате  $\phi$  для восстановления средних полей скорости в вертикальном сечении. Рассматриваемые течения были преимущественно осесимметричными. Это проверялось отношением энергий осесимметричной и неосесимметричной мод течения. Это отношение было меньше 0.1. Надо отметить, что область PIV измерений была ограничена пограничными слоями, в которых восстановление полей скорости было затруднено наличием заметных оптических искажений из-за сильных температурных градиентов. Эти области показаны белым на представленных ниже рисунках. Точность PIV измерений была не хуже чем 5%. Использование итерационного алгоритма и уменьшение опросной области от  $64 \times 64$  до  $32 \times 32$  пикселей обеспечивало достаточно большой динамический диапазон (отношение максимальной

и минимальной измеряемых скоростей) равный 500.

Два основных фактора отвечают за формирование дифференциального вращения (ДР) в представленной конфигурации – вращение и конвекция. В качестве характеристики интенсивности конвективных течений использовано число Грасгофа  $Gr_f$ , определенного через толщину слоя  $h$  и поток тепла  $q = P/S_h$  ( $P$  – мощность нагрева, а  $S_h$  площадь нагреваемой поверхности)

$$Gr_f = \frac{g\beta h^4 q}{c\rho\chi\nu^2}, \quad (4.2)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $c$  – теплоемкость, и  $\rho$  – плотность жидкости. Далее будет показано, что интенсивность меридиональной циркуляции обеспечивается в основном количеством тепла, а не потоком тепла. При этом в случае обратной ячейки, структура азимутального течения существенно зависит от площади нагреваемой поверхности. Поэтому потоковое число Грасгофа, выбранное в качестве основного конвективного параметра не определяет все особенности течений, так как форма нагревателя и его площадь также являются дополнительными параметрами задачи. Их роль специально не исследовалась, а в ходе представленных экспериментов геометрия нагревателей не варьировалась. В силу того, что свойства жидкости зависят от температуры (особенно вязкость) и средняя температура жидкости зависит от мощности нагрева  $P$ ,  $Gr_f$  является нелинейной функцией  $P$ . На рисунке 4.3 зависимость  $Gr_f$  от  $P$  отображена в логарифмических координатах для двух типов нагревателей. Графики показывают, что эта зависимость несколько сильнее чем квадратичная и подобна для обоих типов нагрева.

В качестве безразмерного параметра, характеризующего вращение выбрано число Экмана

$$E = \frac{\nu}{2\Omega h^2} \quad (4.3)$$

так как формирование дифференциального вращения существенно зависит от обмена угловым моментом в вязких пограничных слоях. Основные параметры экспериментов представлены в Таблице 4.1.

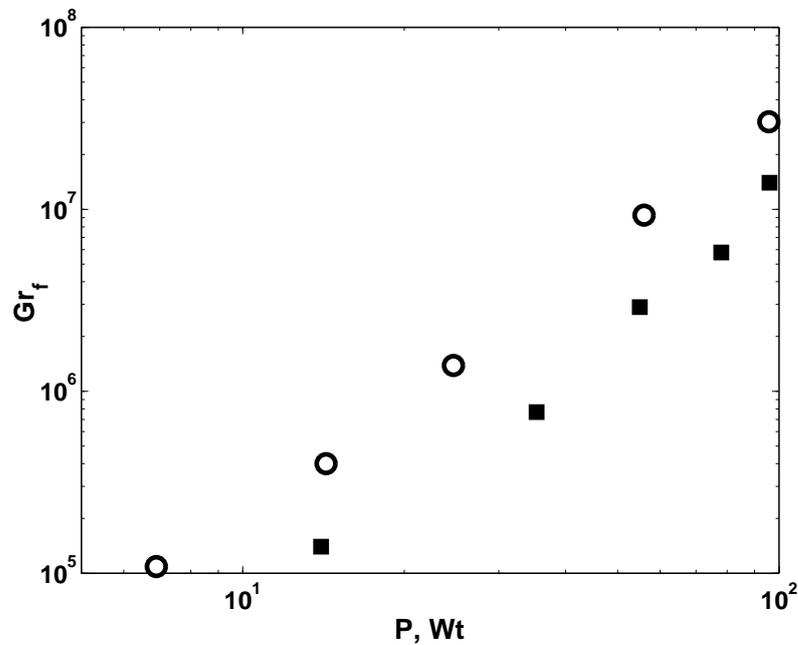


Рис. 4.3. Зависимость числа Грасгофа от мощности нагрева: квадраты – нагреватель I, круги – нагреватель II,  $\Omega = 0.069$  1/с.

#### 4.2.2. Прямая циркуляция

В данном разделе подробно рассмотрим формирование *прямой* циркуляции. В лабораторных моделях общей циркуляции атмосферы прямая ячейка обычно воспроизводилась при помощи кольцевого нагревателя на внешней, периферийной части цилиндрической полости [198, 228, 230, 231]. Результирующее течение может рассматриваться как грубая, сильно упрощенная модель меридиональной циркуляции атмосферы (ячейка Хэдли) в которой пренебрегли широтной зависимостью параметра Кориолиса  $2\Omega_z$  [188]. Как было отмечено ранее, в наших экспериментах перепад температуры поддерживался при помощи нагрева на периферии дна, а охлаждение происходило естественным образом на свободной верхней границе. Было проведено исследование эволюции прямой циркуляции при варьировании мощности нагрева и влияния меридиональной циркуляции на формирование дифференциального вращения. Все измерения производились для фиксированной скорости вращения модели,  $\Omega = 0.069$  с<sup>-1</sup>.

Схематично меридиональное течение показано на рисунке 4.2(а). Функция

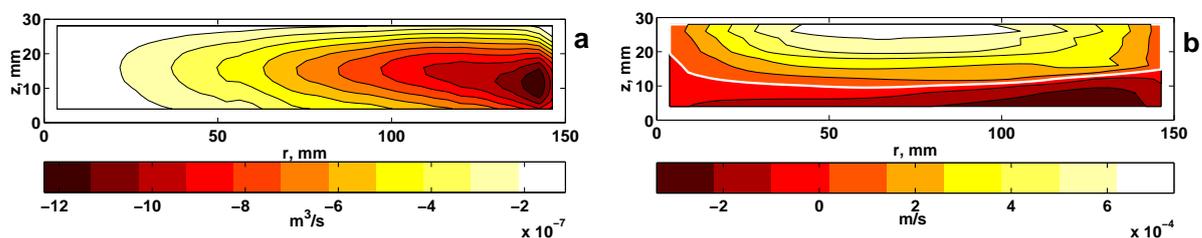


Рис. 4.4. Распределение функции тока в центральном вертикальном сечении, иллюстрирующее меридиональную циркуляцию (а) и средней азимутальной скорости (б) для прямой ячейки при  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^5$ ,  $E = 0.118$ . Положительные значения  $v_\phi$  соответствуют циклоническому движению (опережающему вращению модели), а отрицательные – антициклоническому движению. Граница между ними обозначена белой линией.

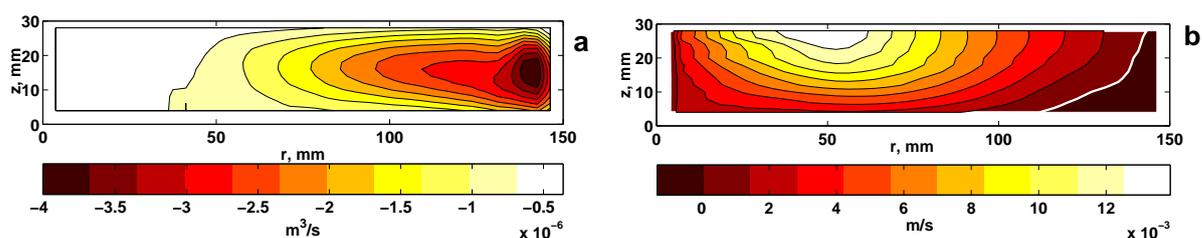


Рис. 4.5. Распределение функции тока в центральном вертикальном сечении, иллюстрирующее меридиональную циркуляцию (а) и средней азимутальной скорости (б) для прямой ячейки при  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^7$ ,  $E = 0.032$ .

тока  $\psi$ , находилась для среднего течения в радиальном сечении следующим образом

$$\partial_z \psi = -rv_r, \quad \partial_r \psi = rv_z, \quad (4.4)$$

где  $v_r$  радиальная компонента скорости, а  $v_z$  вертикальная компонента скорости. Распределение функции тока для слабого нагрева показано на рисунке 4.4(a) для  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^5$ ,  $E = 0.118$ . Меридиональная ячейка занимает весь объем полости. В верхней части слоя течение направлено к центру (конвергентное), а в нижней части слоя течение происходит в сторону периферии (дивергентное). Центр ячейки смещен к боковой стенке цилиндрической полости, где над нагревателем формируется интенсивное подъемное течение.

Механизм формирования дифференциального вращения достаточно прост, меридиональная циркуляция обеспечивает транспорт углового момента, причем в верхней части слоя жидкость с больших радиусов и соответственно с большим угловым моментом переносится к центру, а в нижней части слоя, наоборот, элементы жидкости с малым угловым моментом, переносятся к периферии. Это приводит к искажению исходного распределения углового момента (для твердотельного вращения), а именно в верхней части слоя, ближе к центру концентрируется избыточный угловой момент – циклоническое движение, а на периферии, внизу – антициклоническое течение. В пограничных вязких слоях, у твердых стенок, на жидкость действует момент вязких сил, который тормозит течение. В результате в области циклонического течения происходит сток углового момента в стенку, в области антициклонического течения наоборот источник углового момента. Стационарное состояние достигается когда интегральный поток углового момента через твердые границы равен нулю (рисунок 4.4(b)). Максимум циклонического движения расположен на верхней, свободной границе, вблизи  $r \approx R/2$ , а максимум антициклонического течения расположен вблизи дна, ближе к боковой стенке.

Рост числа Грасгофа  $Gr_f$  усиливает меридиональную циркуляцию (смот-

рите рисунок 4.5(a), на котором показано распределение функции тока для  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^7$ ). В этом случае меридиональная ячейка прижимается ближе к периферии вращающегося слоя. На распределении азимутальной скорости на рисунке 4.5(b) хорошо видно, что доминирует циклоническое движение, а антициклон выживает лишь небольшой области у боковой стенки. Максимум циклонического течения сместился ближе к центру по сравнению предыдущим случаем (рисунок 4.4), при этом скорость циклонического течения выросла на порядок, с 0.7 мм/с до 13 мм/с. Отношение максимума циклонического движения к скорости твердой границы (для одного радиуса) достигло значения большего чем 3, тогда как для предыдущего, слабого нагрева это отношение было около 0.1. Качественно, полученные поля скоростей хорошо согласуются с математическим моделированием вращающейся конвекции в широком цилиндрическом зазоре для различных граничных условий [188]. Численные расчеты показали, что в случае когда все границы твердые, не было преобладания ни циклонического, ни антициклонического течений. Доминирование циклонического течения в случае свободной верхней границы обусловлено отличием граничных условий на верхней и нижней границах.

### 4.2.3. Обратная циркуляция

В данном разделе будет рассмотрено формирование дифференциального вращения в случае обратной циркуляции, организованной при помощи нагревателя II, расположенного в центре дна. Надо отметить, что конвекция от локализованного источника тепла, во вращающемся или неподвижном слое очень широко встречается как в природе, так и в технологических процессах. Подробно конвекция от локализованного источника в неподвижном слое была рассмотрена в разделах 2.3 и 3.3. В значительной степени изучение конвекции от локализованного источника тепла было сфокусировано на процессе теплообмена и качественной структуре течений. Во вращающихся слоях, конвекция от локализованного источника для малых чисел Россби (быстрое вращение), в

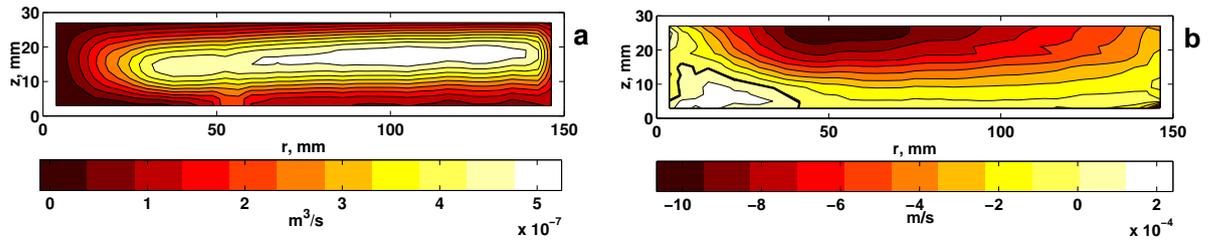


Рис. 4.6. Распределение функции тока в центральном вертикальном сечении, иллюстрирующее меридиональную циркуляцию (a) и средней азимутальной скорости (b) для обратной ячейки при  $Gr_f = 4.1 \cdot 10^5$ ,  $E = 0.104$ . Положительные значения  $v_\phi$  соответствуют циклоническому движению (опережающему вращению модели), а отрицательные – антициклоническому движению. Граница между ними обозначена черной линией.

связи с изучением океанических конвективных течений, рассматривалась в работах [247–249]. Эти эксперименты были направлены на изучение формирования короткоживущих, небольших вихрей в области нагрева, их характеристики эволюции. Систематическое исследование смены конвективных режимов при изменении аспектного отношения  $\delta$  и числа Рэлея было предпринято в [143]. Аспектное отношение определялось как  $\delta = D/h$ , где  $D$  это диаметр нагревателя. Было выделено четыре области на карте режимов  $(\delta, Ra)$ : I – ламинарная тороидальная ячейка; II – тепловые плюмы; III – турбулентное течение, и IV – переходный режим. В соответствии с данной классификацией все наши эксперименты соответствуют режиму III, то есть турбулентному течению ( $\delta = 3.5$ ,  $1.5 \cdot 10^5 < Ra_h < 6.5 \cdot 10^6$ ). Здесь  $Ra_h = g\beta\Delta Th^3(\nu\chi)^{-1}$ . Фактически, как будет показано ниже, экспериментальные режимы, рассмотренные в данной работе, скорее можно отнести к переходным от ламинарного к турбулентным. Однако это вопрос дискуссионный и уделять ему особое внимание не стоит.

Также как и в случае прямой ячейки, структура обратной ячейки зависит от двух основных факторов, а именно скорости вращения и интенсивности нагрева. Поэтому в ходе первой серии экспериментов варьировалась мощность нагрева при фиксированной скорости вращения, такой же как и в случае прямой ячейки, ( $\Omega = 0.069\text{c}^{-1}$ ). Локальный нагрев в центре приводит к появлению

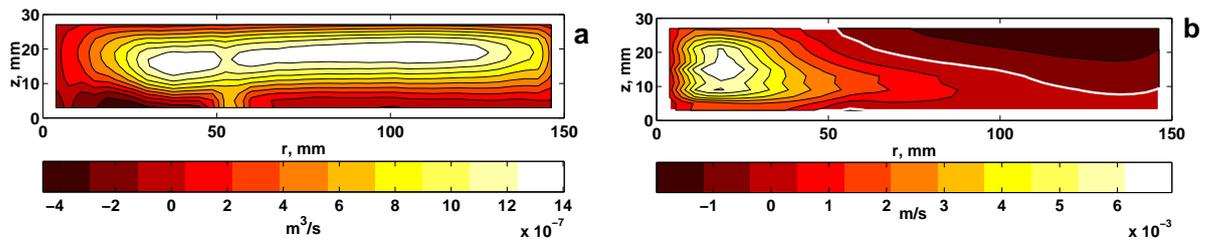


Рис. 4.7. Распределение функции тока в центральном вертикальном сечении, иллюстрирующее меридиональную циркуляцию (a) и средней азимутальной скорости (b) для обратной ячейки при  $Gr_f = 3.02 \cdot 10^7$ ,  $E = 0.032$ . Граница между циклоническим и антициклоническим течением обозначена белой линией.

и вертикального и горизонтального градиентов температуры. Горизонтальный перепад температуры обеспечивает формирование обратной, меридиональной ячейки (Рис. 4.2(b)). Течение в нижней части слоя конвергентное, что приводит к интенсивному подъемному потоку в центре. В верхней части слоя течение направлено к периферии. На свободной границе жидкость охлаждается и опускается вблизи боковых стенок, как это показано на Рис. 4.6 для  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ . С ростом  $Gr_f$  наблюдается рост интенсивности меридионального течения, однако без существенного изменения его структуры (сравните рисунки 4.6 и 4.7).

Механизм формирования дифференциального течения в обратной ячейке аналогичен описанному для прямой ячейки. Здесь также ключевую роль играет транспорт углового момента меридиональной циркуляцией. В случае обратной ячейки конвергентное течение (из-за локализованного в центре источника тепла) почти достигает оси модели, что приводит к концентрации циклонического движения в центральной, нижней части слоя. Для малого нагрева слабое циклоническое течение занимает небольшую область над нагревателем, в то время как антициклоническое течение доминирует в верхней части слоя (Рис. 4.6(b)). Рост  $Gr_f$  ведет к заметному увеличению скорости циклонического течения (максимальная скорость изменяется от 0.2 мм/с до 7 мм/с) при этом максимум антициклонического течения изменяется относительно слабо (примерно на 1 мм/с), сравните рисунки 4.6-4.7. Циклоническое течение при высоких значениях числа

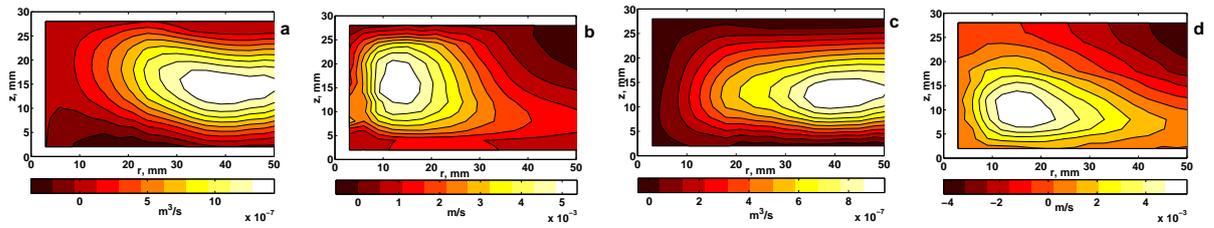


Рис. 4.8. Функция тока для меридионального течения (а,с) и средние поля азимутальной скорости (b,d) для обратной циркуляции для  $Gr_f = 9.1 \cdot 10^6$  и различных скоростей вращения : а,b –  $\Omega = 0.046 \text{ c}^{-1}$ , с,d –  $\Omega = 0.161 \text{ c}^{-1}$ . Показана, только центральная область над нагревателем II.

Грасгофа занимает всю центральную часть слоя, а антициклоническое движение оттесняется к боковым стенкам.

Второй важнейший фактор влияющий на ДР, это вращение. На Рис. 4.8 показаны поля скорости для фиксированного числа Грасгофа  $Gr_f = 9.1 \cdot 10^6$  и двух различных скоростей вращения –  $\Omega = 0.046 \text{ c}^{-1}$  ( $E = 0.066$ ) и  $\Omega = 0.161 \text{ c}^{-1}$  ( $E = 0.019$ ). Как хорошо видно, рост скорости вращения несколько подавляет меридиональную циркуляцию (Рис. 4.8). Ослабление меридиональной циркуляции обусловлено тем, что вращение имеет тенденцию подавлять вертикальные движения. Поля азимутальной скорости для двух  $\Omega$  показаны на Рис. 4.8(b,d). С ростом  $\Omega$  циклоническое течение все больше прижимается к нижней границе.

### 4.3. Интегральные характеристики дифференциального вращения

В предыдущих разделах было показано, как наличие меридиональной циркуляции ведет к формированию дифференциального вращения. Прямая ячейка формирует интенсивное циклоническое движение в верхней части слоя, с максимумом вблизи свободной границы. Антициклоническое течение поджато к нижней границе и с ростом нагрева все больше оттесняется к боковым стенкам.

Переходе к обратной ячейке (нагреву в центре) не приводит к простой смене знака течения, напротив его структура заметно трансформируется. В этом случае циклоническое и антициклоническое течения более явно разделены в радиальном направлении. Циклон доминирует в центральной части, а антициклон на периферии.

Формирование интенсивного дифференциального вращения обеспечивается перераспределением начального углового момента и потоками углового момента через твердые границы. Для количественной оценки интенсивности циклонического и антициклонического движений был рассчитан интегральный момент импульса для всего слоя, точнее для области в которой производились PIV измерения (за исключением тонких пограничных слоев). Конкретно рассчитывалось относительное изменение ( $S$ ) интегрального углового момента  $L$  по отношению к изначальному угловому моменту (твердотельного вращения)  $L_s$ , как это было предложено в [244] в качестве меры "глобальной суперротации".

$$S = \frac{L - L_s}{L_s}. \quad (4.5)$$

в нашем случае

$$L = \rho \int_{\delta_1}^{h-\delta_2} dz \int_{\delta_3}^{R-\delta_4} r dr \int_0^{2\pi} r v_\phi d\phi, \quad (4.6)$$

$$L_s = 2\pi\rho \int_{\delta_1}^{h-\delta_2} dz \int_{\delta_3}^{R-\delta_4} \Omega r^3 dr, \quad (4.7)$$

где  $\delta_i$  толщины пограничных слоев, недоступных для PIV измерений,  $v_\phi$  – азимутальная скорость, измеренная в *лабораторной* системе координат. На Рис. 4.9 показаны результаты полученные для различных значений  $Gr_f$  и фиксированной скорости вращения. Знак глобального углового момента напрямую связан с типом нагрева, периферийный нагрев (прямая ячейка) ведет к росту углового момента слоя жидкости. В этом случае, слой жидкости в среднем вращается быстрее, чем вращается модель, это и есть глобальная суперротация. Макси-

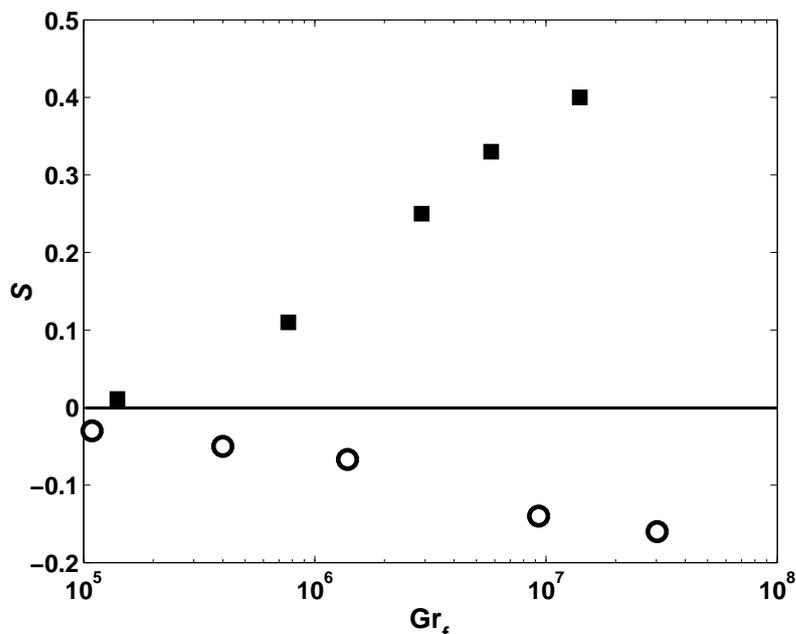


Рис. 4.9. Зависимость глобальной суперротации  $S$  от  $Gr_f$  для прямой (квадраты) и обратной (круги) циркуляций,  $\Omega = 0.069 \text{ c}^{-1}$ .

мальное значение  $S$  в проведенных экспериментах было около 0.4. Нагрев в центре (обратная ячейка) приводит к противоположному результату, в среднем слой отстает от вращения модели, то есть наблюдается субротация. Надо заметить, что рост углового момента в случае прямой циркуляции заметно выше, чем уменьшение углового момента для обратной ячейки. Самое малое значение  $S$  в случае обратной ячейки было приблизительно  $S \approx -0.16$ .

Еще одной полезной характеристикой суперротации ([244]) является локальная суперротация, определенная следующим образом:

$$s = \frac{v_\phi r}{\Omega R^2} - 1. \quad (4.8)$$

Она показывает избыток локального углового момента по сравнению с максимальным угловым моментом элемента жидкости в твердотельно вращающемся слое жидкости. Распределение  $s$  для различных типов меридиональной циркуляции показано на Рис. 4.10. Даже в случае наибольших чисел Грасгофа локальная суперротация  $s$  везде отрицательна (локальная субротация). Заметим, что численные расчеты, проведенные для боковых границ с проскальзывани-

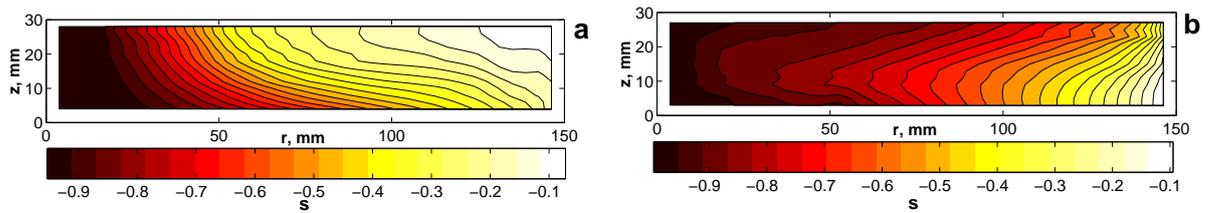


Рис. 4.10. Локальная суперротация  $s$ : (a) – прямая ячейка для  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^7$ ,  $E = 0.032$ ; (b) – обратная ячейка для  $Gr_f = 3.02 \cdot 10^7$ ,  $E = 0.032$ .

ем, показали наличие заметной области с положительными значениями  $s > 0$  [244]. Это показывает, что условия на боковых стенках существенно влияют на распределение углового момента.

Теперь перейдем к обсуждению временных вариаций углового момента. Изменение интегрального углового момента может произойти только в результате воздействия на слой жидкости внешнего момента сил. В роли внешних сил здесь выступают силы вязкой природы в пограничных слоях. В результате сдвига азимутальной скорости возникает момент вязких сил на дне и боковых стенках (верхняя граница свободная, поэтому можно считать, что на ней отсутствуют вязкие напряжения). В области циклонического движения происходит сток углового момента жидкости, а в области антициклонического движения его приток. В стационарном режиме сток и источник углового момента должны компенсировать друг друга. В случае прямой ячейки антициклоническое течение вблизи нижней границы обеспечивает приток углового момента, а меридиональная циркуляция транспортирует его в верхний слой жидкости, формируя там интенсивное циклоническое движение. Угловой момент вкачивается в слой до тех пор, пока сток момента, благодаря интенсивному циклоническому течению вблизи боковой стенки (слабый нагрев) или вблизи дна (сильный нагрев) не будет компенсировать его приток. Таким образом именно свободная верхняя граница является причиной заметной суперротации.

В случае обратной циркуляции сток углового момента сосредоточен в центральной части, где было сконцентрировано циклоническое движение. Приток

углового момента происходил на верхней части боковых границ, к которым меридиональное течение прижимало антициклон. Циклоническое течение занимает сравнительно небольшую площадь, и в силу этого сток углового момента был сравнительно более слабым, нежели его приток в случае прямой циркуляции, поэтому значения модуля  $S$  в случае обратной ячейки заметно ниже.

Таким образом, структура течения и дисбаланс между циклоническим и антициклоническим течением в представленных экспериментах является следствием неоднородных граничных условий: прилипания на твердых границах и проскальзывания на свободной границе. Это хорошо согласуется с анализом на основе численных расчетов представленных в [188] и [244]. Анализ размерностей для малых чисел Экмана (быстрого вращения) позволяет построить теоретическую модель описываемых процессов [228], данный подход был затем успешно развит и применен для анализа результатов в [244]. На основе анализа размерностей был сформирован управляющий параметр  $Q$ , который определен через аспектное отношение  $\varepsilon$ , число Экмана и число Рэлея,

$$Q = \text{Ra}^{-1/2} E^{-1} \varepsilon^{-3/2}, \quad \text{Ra} = \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\chi\nu} \quad (4.9)$$

где  $L$  – характерный горизонтальный размер, а  $\Delta T$  – горизонтальный перепад температуры. Напомним, что в [244] рассматривался вращающийся цилиндрический зазор, с изотермическими боковыми стенками. Параметр  $Q$  описывает отношение толщин пограничного температурного слоя и Экмановского вязкого слоя. Численные расчеты в [244] показали, что глобальная суперротация  $S$  зависит от  $Q$  следующим образом: для медленных вращений ( $Q < (\varepsilon/\text{Pr})^2$ ) суперротация практически не изменяется, затем при умеренном вращении ( $(\varepsilon/\text{Pr})^2 Q < 1$ ) наблюдается небольшой рост, который при дальнейшем усилении вращения ( $Q > 1$ ) сменяется быстрым уменьшением.

Так как механизм формирования дифференциального вращения у нас и в работах [228, 244] подобен возникает естественное желание применить параметр  $Q$  для анализа представленных результатов. После определения значений пара-

Таблица 4.2. Значения чисел Грасгофа и параметра  $Q$  для всех экспериментов (только обратная циркуляция)

$Gr_f$	$1.4 \cdot 10^5$	$7.7 \cdot 10^5$	$2.9 \cdot 10^6$	$5.8 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^7$
$Q$	0.0082	0.0066	0.0066	0.0063	0.0070

метра  $Q$  для наших экспериментальных режимов (для  $L = R$ ), было обнаружено, что  $Q$  для исследуемого интервала управляющих параметров варьируется очень слабо (смотрите Таблицу 4.2). Таким образом, несмотря на разнообразие наблюдаемых режимов, все они характеризуются близкими значениями  $Q$  и соответствуют режиму умеренного вращения. Независимость параметра  $Q$  от числа Грасгофа  $Gr_f$ , которое является основным управляющим параметром, становится понятна если переписать выражение для  $Q$  в следующей форме:

$$Q = 2\Omega \left( \frac{h}{g\beta\Delta T} \cdot \frac{1}{Pr} \right)^{1/2}. \quad (4.10)$$

В наших экспериментах все параметры в (4.10) за исключением  $Pr$  и  $\Delta T$  были постоянны. Однако рост  $Gr_f$ , который обеспечивался увеличением  $\Delta T$  приводил к росту средней температуры в слое жидкости  $T$  (из-за недостаточно эффективного теплоотвода на верхней границе) и соответственно к уменьшению коэффициента кинематической вязкости  $\nu$  трансформаторного масла, который характеризуется достаточно сильной зависимостью от температуры. В результате отношение  $(Pr\Delta T)^{-1/2}$  и параметр  $Q$  слабо зависят от  $Gr_f$ . Сильное изменение глобальной суперротации  $S$  с ростом  $Gr_f$  для близких значений  $Q$  приводит к выводу о том, что теоретический подход предложенный в [228, 244] плохо описывает экспериментальные режимы для интервала чисел Экмана  $0.03 < E < 0.12$ .

Как уже отмечалось выше, структура меридиональной циркуляции для ячеек различного типа существенно отличается (смотрите рисунки 4.5(а) и 4.7(а)). Для количественной оценки было проведено сравнение полной энергии радиального движения  $W_{rad}$  для различных типов циркуляции. Так как значе-

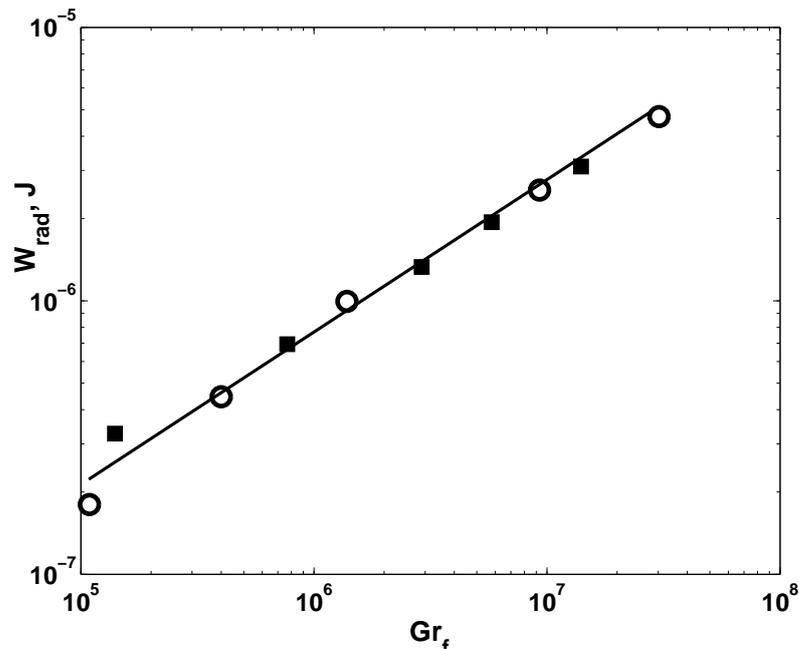


Рис. 4.11. Зависимость полной энергии меридиональной циркуляции от числа Грасгофа для прямой (квадраты) и обратной (круги) ячеек,  $\Omega = 0.069 \text{ c}^{-1}$ . Линией показан наклон  $W_{\text{rad}} \sim \sqrt{\text{Gr}}$ .

ния вертикальной скорости не измерялись, можно принять энергию радиального течения в качестве оценки для энергии меридиональной циркуляции. Данные измерений показали, что энергия обратной циркуляции приблизительно в два раза превышает энергию прямой ячейки для одинаковой тепловой мощности. Зависимость энергии радиального течения от потокового числа Грасгофа для обеих ячеек представлена на Рис. 4.11, который показывает несмотря на различную пространственную структуру энергия меридиональной циркуляции  $W_{\text{rad}}$  характеризуется одинаковой зависимостью от числа Грасгофа. Зависимость  $W_{\text{rad}}(\text{Gr}_f)$  представлена в логарифмических координатах и хорошо описывается степенным законом близким к "1/2". Принимая во внимание квадратичную зависимость  $\text{Gr}_f(P)$  (Рис. 4.3) легко увидеть, что энергия *меридиональной* циркуляции линейна по отношению к полной тепловой мощности нагрева, вне зависимости от расположения нагревателя.

Аналогично был проведен анализ зависимости энергии азимутальных движений (циклонического и антициклонического)  $W_p$  и  $W_r$  от типа циркуляции и

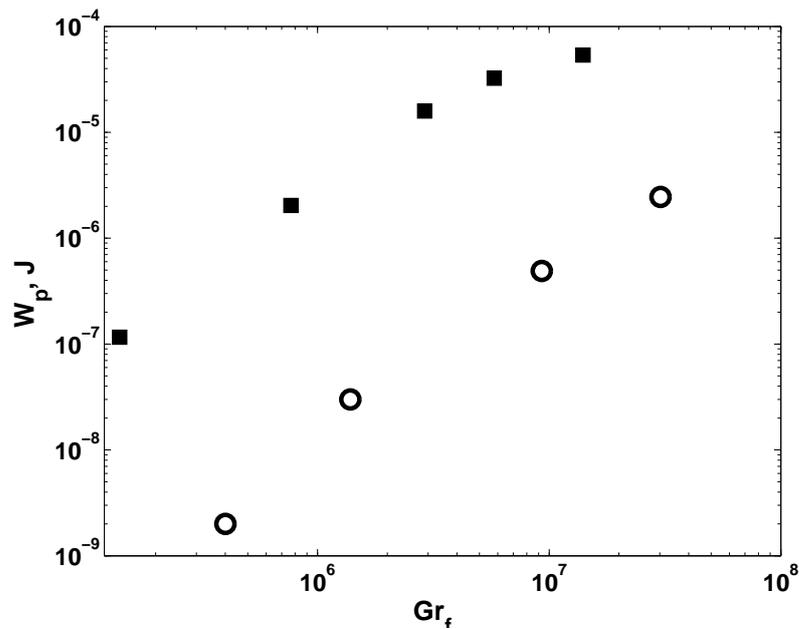


Рис. 4.12. Зависимость полной энергии циклонического течения от числа Грасгофа для прямой (квадраты) и обратной (круги) ячеек,  $\Omega = 0.069 \text{ c}^{-1}$ .

числа Грасгофа. Прямая ячейка характеризуется значительно более интенсивным циклоническим течением, по сравнению с обратной ячейкой, для одинаковых  $Gr_f$ . Однако несмотря на существенные качественные различия в структуре течений и количественные отличия в их энергии, зависимости  $W_p$  от числа Грасгофа подобны (Рис. 4.12).

Провести подобный анализ для антициклонического течения сложнее, так как в случае прямой циркуляции антициклон в значительной степени локализован в пограничных слоях, недоступных для PIV измерений, что повышает погрешность оценки. На Рис. 4.13 показано отношение энергии циклонического и антициклонического течений для обратной ячейки. График показывает, что это отношение линейно зависит от числа Грасгофа. Если предположить, что такая зависимость сохранится для более высоких значений  $Gr_f$ , то энергия циклонического течения может превысит значение энергии антициклонического течения при  $Gr_f > 2 \cdot 10^7$ .

На заключительном этапе рассмотрим непосредственно характеристики дифференциального вращения. Надо заметить, что в настоящее время пред-

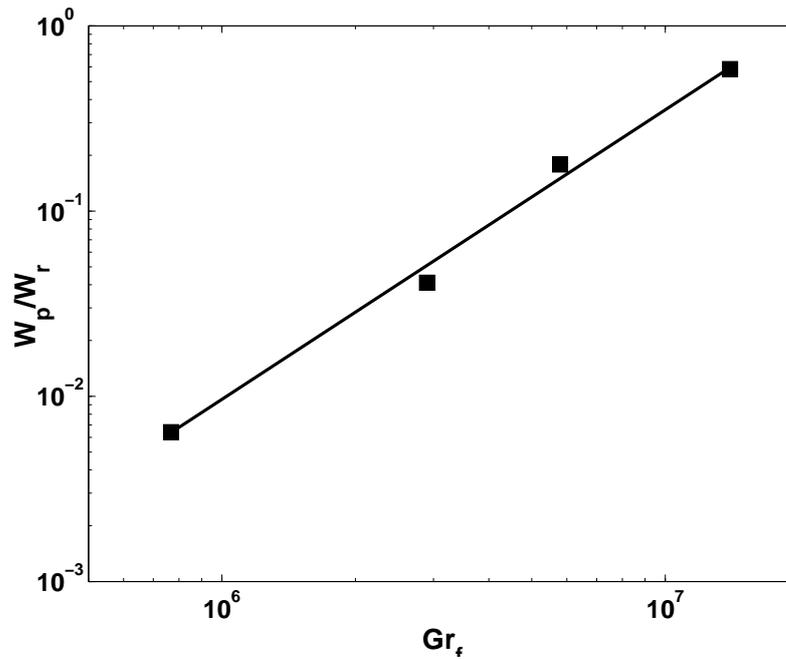


Рис. 4.13. Отношение полной энергии циклонического течения к полной энергии антициклонического течения в случае обратной ячейки, для  $\Omega = 0.069 \text{ c}^{-1}$ .

полагается, что дифференциальное вращение является основным механизмом генерации магнитных полей космических объектов, производя тороидальное магнитное поле из полоидального. Эффективность этого механизма зависит от градиента азимутальной скорости. Безразмерная характеристика описывающая процесс магнитогидродинамического динамо основанного на дифференциальном вращении называется динамо-числом, которое зависит от градиентов средней азимутальной скорости (в радиальном или меридиональном направлении) в области локализации динамо-эффекта [185]. Так как в данной задаче непосредственно проблема МГД-динамо не затрагивается, в качестве характеристики дифференциального вращения можно использовать средние значения градиентов  $\partial_r v_\phi$  и  $\partial_z v_\phi$  рассчитанные в области PIV измерений.

$$D_r = \frac{2\pi}{V} \int_{\delta_1}^{h-\delta_2} dz \int_{\delta_3}^{R-\delta_4} r(\partial_r v_\phi) dr, \quad (4.11)$$

$$D_z = \frac{2\pi}{V} \int_{\delta_1}^{h-\delta_2} dz \int_{\delta_3}^{R-\delta_4} r(\partial_z v_\phi) dr. \quad (4.12)$$

Результаты показаны на Рис. 4.14 в виде зависимостей от числа Грасгофа для обеих ячеек. На Рис. 4.14(а) хорошо видно, что средний радиальный градиент отрицателен для прямой ячейки (центральная часть вращается быстрее чем периферия) и его значение растет с увеличением числа Грасгофа. В случае обратной ячейки, значение среднего радиального градиента близко к нулю для малых чисел Грасгофа, так как в этом случае циклон и антициклон разделены скорее в вертикальном, а не радиальном направлении, однако с ростом нагрева он также становится отрицательным, то есть центральная часть вращается быстрее чем периферия. Зависимости вертикального градиента существенно различаются, так для прямой циркуляции положительный градиент растет вместе с числом Грасгофа, приблизительно как  $\log(\text{Gr}_f)$ , в то время как обратная ячейка характеризуется слабым отрицательным градиентом.

Нельзя не отметить подобие зависимостей от числа Грасгофа среднего вертикального градиента азимутальной скорости и глобальной суперротации (Рис. 4.14(б) и Рис. 4.9), несмотря на то, что вообще они характеризуют различные особенности дифференциального вращения.

#### 4.4. Математическое моделирование дифференциального вращения в осесимметричной постановке

Проведенные эксперименты оставили открытыми ряд вопросов. Один из них касается абсолютных значений параметра  $S$ , показывающего относительное изменение интегрального углового момента по отношению к изначальному

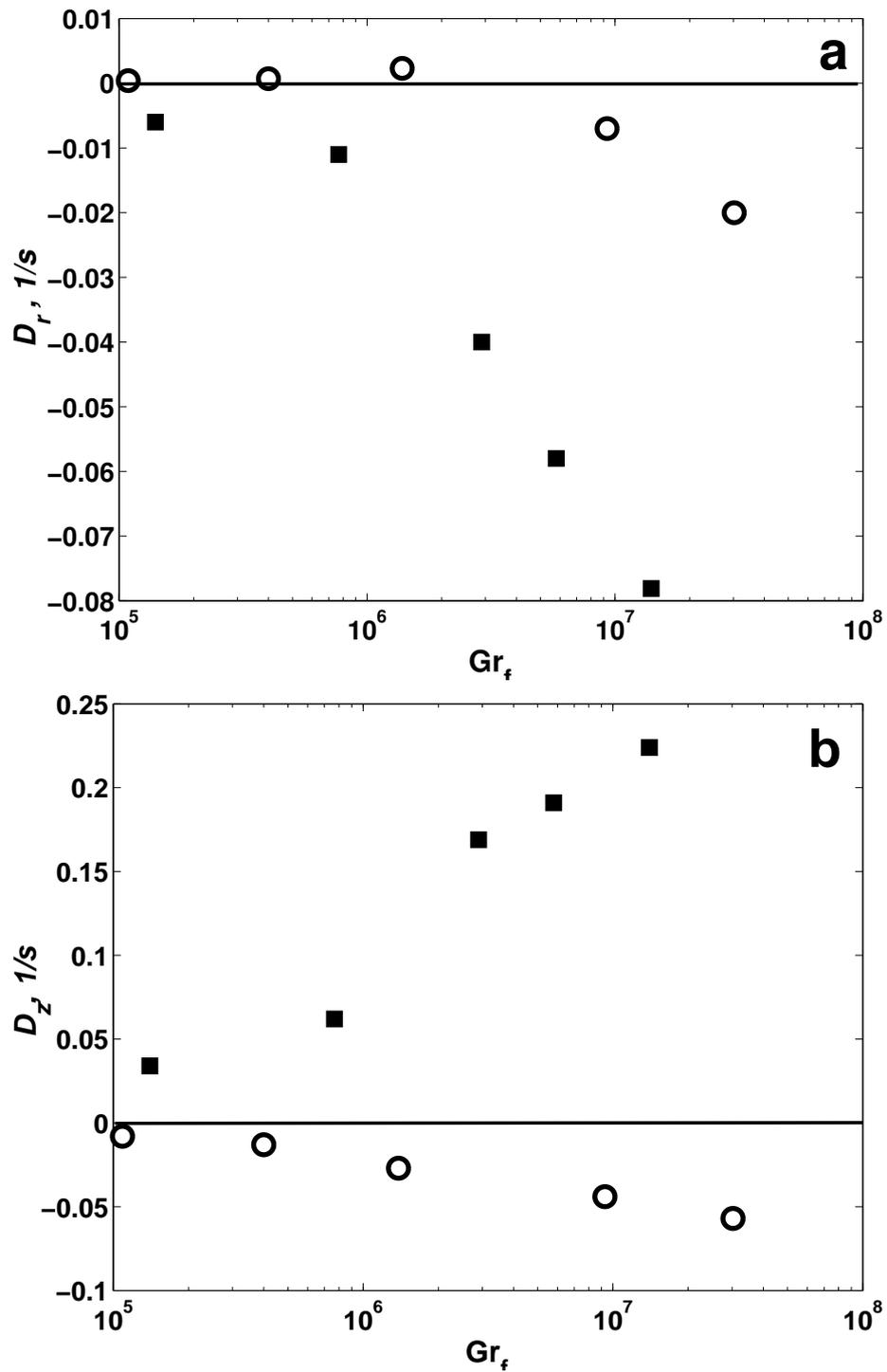


Рис. 4.14. Зависимости среднего радиального  $D_r$  (а) и вертикального  $D_z$  (б) градиентов азимутальной скорости для прямой (квадраты) и обратной (круги) циркуляций от числа Грасгофа, для  $\Omega = 0.069 \text{ c}^{-1}$ .

угловому моменту. Почему для прямой ячейки  $S$  в два раза выше чем для обратной? В силу того, что ответственными за этот эффект могут быть различные факторы, такие как режим нагрева, условия на твердой стенке и другие, для выяснения, ключевых причин были проведены расчеты при помощи CFD пакета Ansys CFX, методом конечных объемов.

Рассматривается цилиндр, заполненный жидкостью, на верхней границе ставится условие проскальзывания, на боковой стенке и дне условие прилипания или проскальзывания (в серии экспериментов по изучению влияния боковых стенок). Нагрев осуществляется за счет постоянного потока тепла на периферии дна. Отвод тепла осуществляется на свободной верхней границе, на которой также задается постоянный поток тепла (отрицательный). Количество вводимого в слой тепла в области нагрева равно количеству тепла, отводимому с верхней границы. В качестве рабочей жидкости выбрано трансформаторное масло, которое характеризуется большим значением числа Прандля  $Pr = 116$ . Постановка задачи – осесимметричная (нет зависимости от азимутальной координаты), течение жидкости – ламинарное, что дало возможность значительно сократить количество расчетных узлов и ускорить время расчетов. Пространственное разрешение в расчетах составляло 1 мм (за исключением слоя толщиной 1 см, в котором разрешение по координате  $Z$  составляло 0.5 мм). Тестирование показало, что дальнейшее сгущение расчетной сетки не приводит к изменению результатов. 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 слоя, радиус слоя, площадь области нагрева), коэффициент кинематической вязкости, поток тепла и угловая скорость вращения твердых стенок цилиндра.

Целью проведения расчетов было получение ответов на два основных вопроса: какова роль твердых стенок и способа организации течения.

В качестве тестирования модели была проведена серия расчетов в поста-

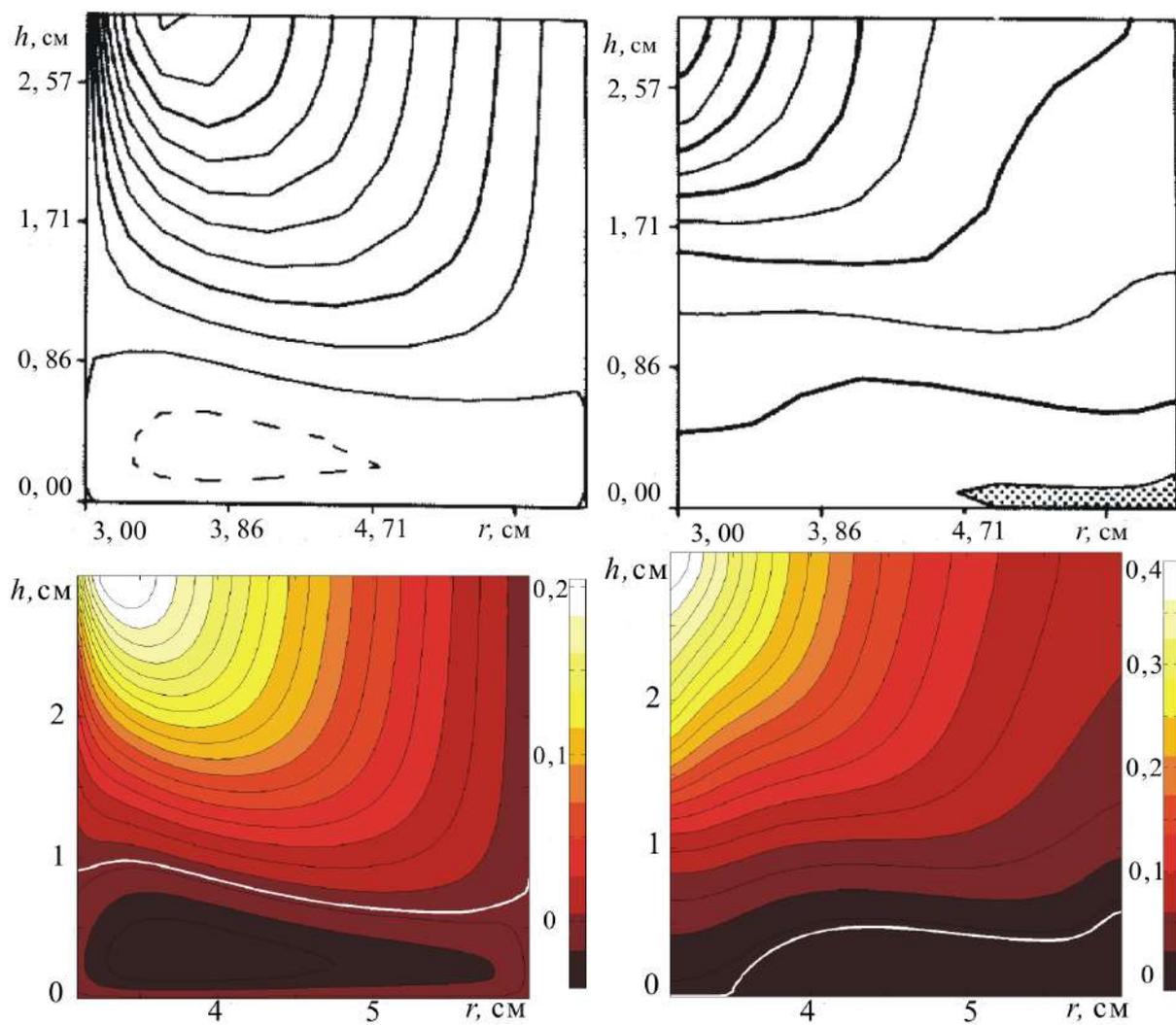


Рис. 4.15. Распределение относительной угловой скорости. Верхний ряд (а,б) результаты из работы [20], нижний ряд (в,г) результаты расчетов в Ansys CFX. Показаны случаи с твердыми боковыми границами (а, в) и со свободными боковыми границами (б, г).

новке описанной в [244], где рассматривался слой воды между двумя коаксиальными цилиндрами, радиус внутреннего цилиндра – 3 см, радиус внешнего цилиндра – 6 см, высота слоя – 3 см. Верхняя граница была свободной, на боковых стенках задавались различные граничные условия (прилипания или проскальзывания). Внутренняя боковая стенка охлаждалась, внешняя нагревалась, перепад температур был равен  $5^{\circ}\text{C}$ . Для случая с твердыми боковыми границами, структура поля температур, функции тока и скорости хорошо согласуются, полученное значение глобальной суперротации  $S = 0.083$  очень близко к  $S = 0.084$  из работы [244]. На Рис. 4.15 приведены поля относительной угловой скорости (во вращающейся системе отсчета) из работы [244] и рассчитанные в Ansys CFX. Слева на Рис. 4.15(а, в) показан случай, когда на боковых стенках задается условие прилипания. На Рис. 4.15(а) штриховой линией показаны отрицательные значения (антициклоническое движение), а на Рис. 4.15(в) сплошная белая линия показывает границу между положительными и отрицательными значениями угловой скорости  $\omega$ . Справа на Рис. 4.15(б, г) показан случай, когда на боковых стенках задается условие проскальзывания. На Рис. 4.15(б) заштрихована область с отрицательными значениями  $\omega$ , а на Рис. 4.15(г) граница между положительными и отрицательными значениями  $\omega$  показана сплошной белой линией. Качественно наблюдается хорошее согласие, однако значения глобальной суперротации в случае свободных боковых границ несколько отличаются. Зависимости  $S$  от  $Q$  для случая со свободными боковыми границами показаны на Рис. 4.16. Количественные различия результатов из [244] и полученных в данной работе могут быть обусловлены недостаточным пространственным разрешением в [244] (там использовалась сетка  $16 \times 16$ , сгущающаяся у стенок).

Рассмотрим зависимость глобальной суперротации  $S$  от различных параметров. На первом этапе исследовалась зависимость  $S$  от потокового числа Грасгофа (при этом варьировалась только мощность нагрева). 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

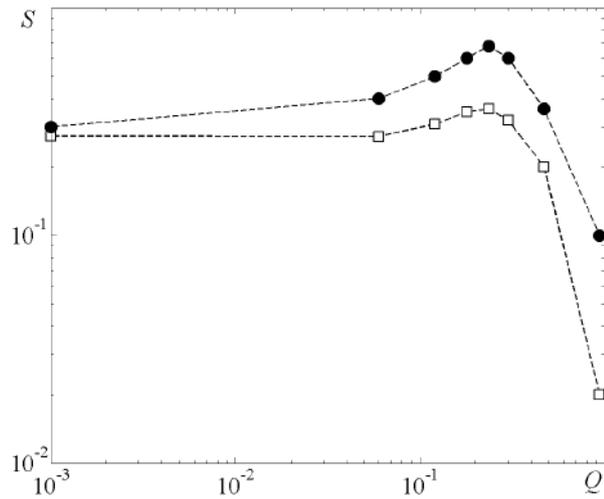


Рис. 4.16. Зависимости  $S$  от параметра  $Q$ . Круги – данные из [244], квадраты – расчет в Ansys CFX.

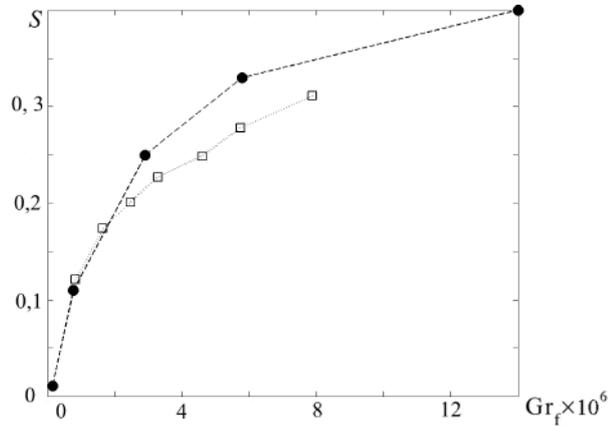


Рис. 4.17. Зависимость глобальной суперротации  $S$  от числа Грассгофа  $Gr_f$ , 1 – расчет в Ansys CFX, 2 – результаты эксперимента [13].

Рис. 4.17  $S$  монотонно растет с ростом  $Gr_f$ . Результаты расчетов и экспериментов качественно хорошо согласуются. Количественные отличия при больших значениях числа Грассгофа могут быть обусловлены тем, что крупномасштабной течение становится все менее осесимметричным.

Не менее важным параметром, который существенно влияет на формирование ДВ и обмен моментом импульса в вязком пограничном слое, является угловая скорость вращения модели  $\Omega$ . С ростом угловой скорости, как известно, течение двумеризуется, при этом подавляются вертикальные движения, в

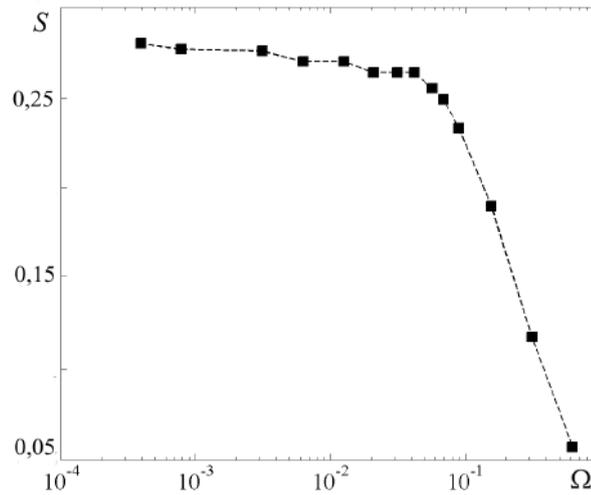


Рис. 4.18. Зависимость глобальной суперротации  $S$  от угловой скорости вращения модели  $\Omega$  (рад/с).

нашем случае конвективные, что приводит к ослаблению меридиональной циркуляции. Максимум циклонического движения при увеличении  $\Omega$  смещается к периферии. График зависимости  $S$  от  $\Omega$  показан на Рис. 4.18. Для достаточно большого интервала изменение угловых скоростей не приводит к заметному изменению величины  $S$  и только после достижения  $\Omega \approx 0.1$  начинается 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 [244] (где  $Q$  где варьировался путем изменения скорости вращения) за исключением отсутствия на кривой  $S(\Omega)$  выраженного максимума.

Вязкость жидкости также в значительной степени влияет на формирование конвективной циркуляции и дифференциального вращения. Фактически изменение значения  $\nu$  пропорционально изменению числа Прандтля, так как коэффициент температуропроводности масла слабо зависит от температуры жидкости. Как видно на Рис. 4.19 рост значения  $\nu$  приводит к уменьшению величины  $S$ . 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 и для ламинарного движения жидкости. Заметим, что изменение  $S(\nu)$  происходит монотонно, без резкой смены режимов. Наконец еще один фактор, который существенно влияет на структуру течений во вращающемся слое, это аспектное отношение  $\varepsilon$ , изменять которое можно за счет изменения толщины слоя или радиуса модели. На Рис. 4.19 показаны результаты расчетов для двух значений мощности нагрева (50 Вт – заполненные круги, 96 Вт – открытые квадраты) и набора аспектных отношений. Видно, что рост  $\varepsilon$  для большинства реализаций приводит к существенному увеличению  $S$ . Здесь надо остановиться на ряде моментов. Вариация аспектного отношения за счет изменения высоты слоя меняет соотношение между толщиной слоя жидкости и толщиной вязкого экмановского пограничного слоя, чем это отношение больше, тем меньшую роль играют диффузионные потоки момента импульса, которые сглаживают 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 к площади дна  $S_h/S_m$ , тем самым происходит локализация нагрева и 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 приводит к снижению величины  $S$ . Это подтверждается зависимостью  $S$  от отношения  $S_h/S_m$  представленной на Рис. 4.19. Попытка использовать безразмерный параметр  $Q$ , с учетом того, что задавался поток тепла, а не разность температур на боковых границах, показала (Рис. 4.20), что  $Q$  не описывает поведение системы.

Теперь более детально рассмотрим влияние граничных условий на стенках, и распределения источников тепла на структуру течения и величину суперротации. Результаты DNS (азимутальные поля скорости) показаны на Рис. 4.21: левая колонка – прямая ячейка, правая колонка – обратная ячейка; первый ряд – нагрев и граничные условия, соответствующие экспериментальным; второй

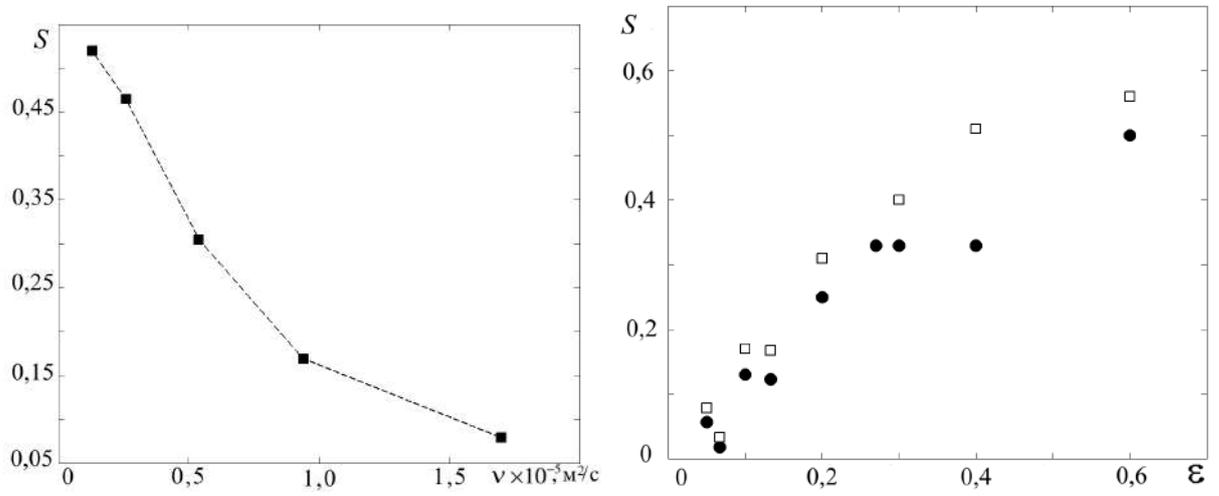


Рис. 4.19. Зависимость глобальной суперротации  $S$  от кинематической вязкости  $\nu$  (слева) и аспектного отношения  $\epsilon$  (справа) .

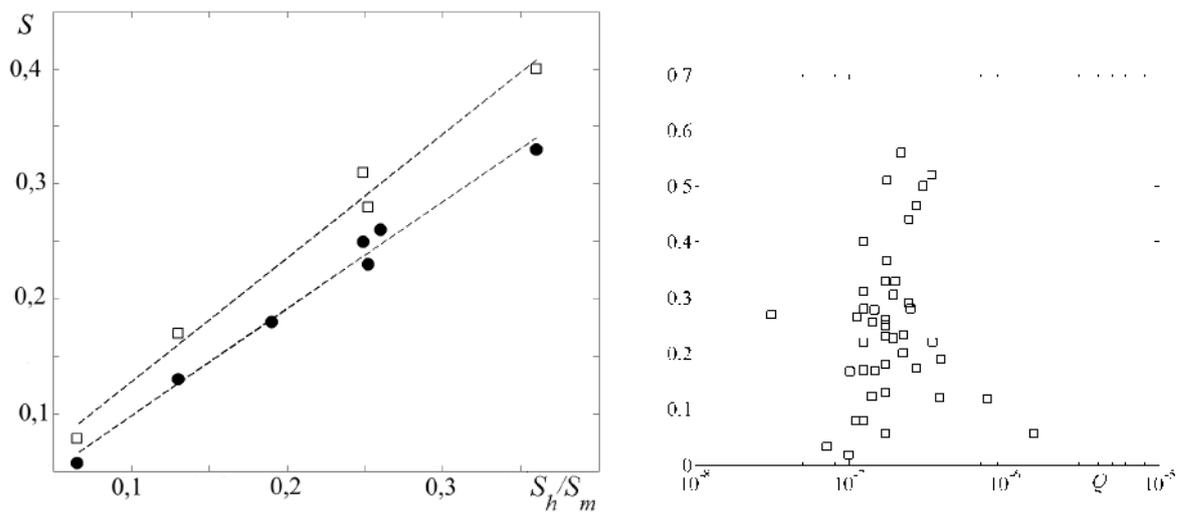


Рис. 4.20. Зависимость глобальной суперротации  $S$  от  $S_h/S_m$  (слева) и параметра  $Q$  (справа)

ряд – течение сформировано локализованным холодильником на поверхности (мощность холодильника соответствует мощности локализованного нагревателя); третий ряд – нагрев как в эксперименте, но внешняя стенка с проскальзыванием; четвертый ряд – также как и для ряда 2, но на стенке условие проскальзывания. Рассчитанное значение глобальной суперротации показано над каждой панелью.

Сначала было показано качественное согласие расчетов и экспериментов (сравните рисунки 4.21 (a,e) и 4.5(b),4.7(b)). Затем был произведен анализ течений при замене нагревателей локализованными холодильниками. В этом случае прямая циркуляция реализована при помощи охлаждения поверхности в центральной части (Рис. 4.21(b)), а обратная ячейка при помощи холодильника на периферии (Рис. 4.21(f)). Было обнаружено, что в этом случае для прямой ячейки структура азимутальных течений претерпевает значительные изменения – область циклонического течения локализовано ближе к оси вращения (следствие локализованного охлаждения), а максимум скорости достигает больших значений (39 мм/с вместо 16 мм/с), при этом значение глобальной суперротации  $S$  уменьшается на 30%. В случае обратной ячейки изменения в структуре течения носят схожий характер, однако несколько слабее (сравните Рис. 4.21(e,f)), а значение  $S$  практически не изменяется.

Роль прилипания (проскальзывания) на твердой стенке была изучена в серии расчетов, результаты которых представлены на Рис. 4.21 (c,d,g,h). Было обнаружено, что для прямой ячейки проскальзывание на твердой стенке не приводит к заметным вариациям глобальной суперротации, так в случае периферийного нагрева  $S$  уменьшается от  $S \approx 0.31$  до  $S \approx 0.29$ , а в случае центрального охлаждения растет от  $S \approx 0.22$  до  $S \approx 0.25$ . В случае обратной ячейки величина  $S$  существенно зависит от граничных условий на стенке. Это обусловлено тем, что именно боковая стенка при наличии прилипания служит источником углового момента. В случае проскальзывания структура течения в целом изменяется слабо, но при этом антициклон занимает большую область

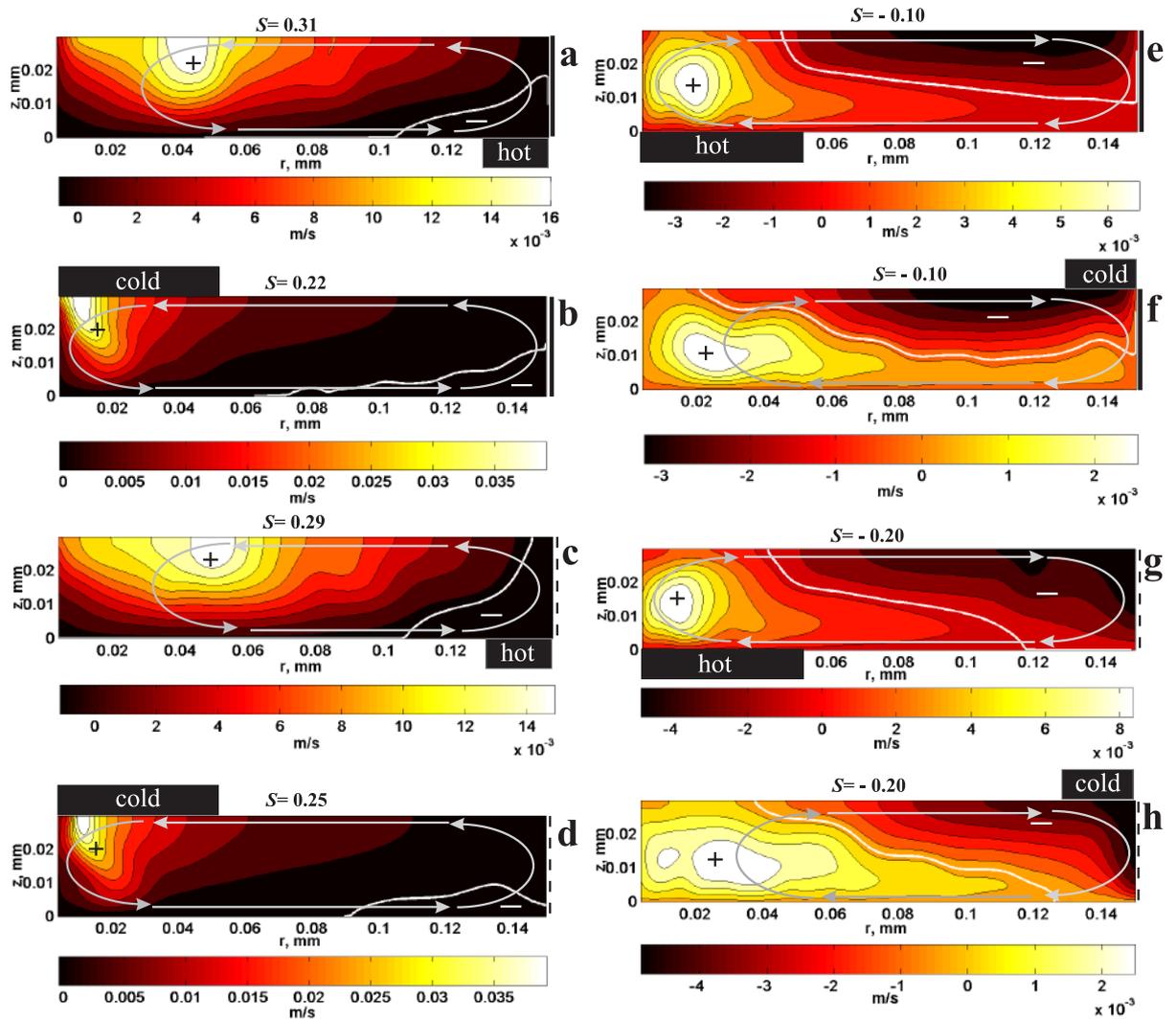


Рис. 4.21. Поля азимутальной скорости (математическое моделирование): а, б, с, д – прямая ячейка, образованная нагревом на периферии и охлаждением в центре свободной границы (области нагрева и охлаждения показаны черными прямоугольниками); е, ф, г, h – обратная ячейка, организованная при помощи нагрева в центре дна и охлаждения на периферии свободной границы; '+' и '-' соответствуют циклоническому и антициклоническому течениям, разделенным сплошной белой линией. Толстая черная линия справа показывает, что стенка твердая (условие прилипания), а толстая пунктирная линия соответствует условию проскальзывания. Расчеты для нагрева (охлаждения) на периферии произведены для  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^7$ ,  $E = 0.032$ , а для нагрева (охлаждения) в центре для  $Gr_f = 3.02 \cdot 10^7$ ,  $E = 0.032$

и достигает дна, что собственно и приводит к увеличению абсолютной величины  $S$  для обоих случаев (центральный нагрев, периферийное охлаждение) от  $S \approx -0.10$  до  $S \approx -0.20$ .

Можно заключить, что прилипание на твердой границе, условие которое может являться причиной серьезного расхождения результатов лабораторных моделей геофизических течений от их природных аналогов, в данной конфигурации не является критическим и не приводит к существенным изменениям в структуре течений, при этом накладывая определенные ограничения на интенсивность антициклонического течения в случае обратной ячейки.

## 4.5. Основные результаты главы

Проведено исследование формирования ДВ в случае прямой и обратной циркуляций. В случае прямой циркуляции доминирует циклоническое движение, которое занимает большую часть полости, за исключением небольших зон на периферии вблизи дна. Обратная ячейка характеризуется конкуренцией между циклоническим течением в центральной области и антициклоническим течением на периферии. Отношение  $W_p/W_r$  растет с  $Gr_f$  и приближается к единице при  $Gr_f \approx 2 \cdot 10^7$ .

Структура азимутальных течений и их интенсивность определяется различием вязких напряжений на твердых стенках и на свободной границе. Момент сил обусловленный трением на твердых границах служит источником углового момента в области антициклонического течения и стоком в области циклонического течения. В ходе перехода к стационарному режиму интегральный поток углового момента отличен от нуля, что приводит к вариациям интегрального углового момента слоя жидкости. Прямая циркуляция приводит к его росту, а обратная к уменьшению. При одинаковых  $Gr_f$  рост углового момента для прямой ячейки значительно превосходит его уменьшение в случае обратной ячейки.

Механизм формирования ДВ определяется меридиональным транспортом

и диффузией углового момента. Энергия меридиональной циркуляции растет с числом Грасгофа как  $\sqrt{Gr_f}$  для обоих типов циркуляции. В качестве характеристики дифференциального вращения использованы средние, радиальный и вертикальный градиенты азимутальной скорости. Показано, что прямая ячейка обеспечивает большие отрицательные значения радиального градиента, то есть более быстрое вращение центральной части. Такая же тенденция наблюдается и в случае обратной ячейки, однако значения градиентов значительно меньше, которые при малых значениях чисел Грасгофа близки к нулю. Вертикальный градиент скорости для обратной ячейки имеет отрицательные значения и медленно растет по модулю с ростом числа Грасгофа. В отличие от обратной ячейки, в случае прямой ячейки формируется значительный, положительный, быстро растущий с числом Грасгофа, вертикальный градиент скорости. Наблюдаемое различие обусловлено структурой течения, прямая ячейка обеспечивает появление циклонического течения, занимающего большую часть слоя, и слабого антициклонического течения внизу. Обратная ячейка приводит к заметному разделению циклонического и антициклонического движений в радиальном направлении (циклон в центре, а антициклон на периферии).

Рассмотрена зависимость глобальной суперротации  $S$  от различных параметров, а именно величины нагрева, скорости вращения, кинематической вязкости и аспектного отношения при помощи математического моделирования в пакете Ansys CFX. Показано, что результаты расчетов и экспериментов качественно хорошо согласуются. Варьирование основных параметров в рамках используемой для исследований численной модели не привели к существенным изменениям в структуре радиальных и азимутальных течений. От управляющих параметров зависят только количественные характеристики, изменяются скорость движения, размер занимаемой меридиональной ячейкой области, интенсивности циклонического и антициклонического течений. Показано, что  $S$  монотонно растет с ростом  $Gr_f$ . Увеличение угловых скоростей не приводит к заметному изменению величины  $S$  вплоть до достижения  $\Omega \approx 0.1$ , после которо-

го начинается быстрое уменьшение  $S$ , обусловленное подавлением вращением вертикальных движений, в нашем случае конвективных, что приводит к ослаблению меридиональной циркуляции.

Полученные результаты показывают, что и в медленно вращающихся слоях  $S$  может достигать заметных величин. Ослабление вязких взаимодействий в слое жидкости и уменьшение толщины вязких пограничных слоев на твердых границах приводят к росту глобальной суперротации. Показано, что рост аспектного отношения  $\varepsilon$  для большинства реализаций приводит к существенному увеличению  $S$ . Вариация аспектного отношения за счет изменения высоты слоя меняет соотношение между толщиной слоя жидкости и толщиной вязкого экмановского пограничного слоя, чем это отношение больше, тем меньшую роль играют диффузионные потоки момента импульса, которые сглаживают распределение азимутальной скорости и момента импульса.

Показано, что безразмерный комплекс  $Q$ , хорошо описывающий течения воды в цилиндрическом зазоре единичного аспектного отношения не является управляющим параметром для изучаемой системы. Из этого следует что, несмотря на качественное подобие результатов и механизм формирования дифференциального вращения в работе [244] и представленной здесь, обменные процессы в пограничных слоях, диффузия углового момента и его транспорт исследуемые в этих работах существенно отличаются. Ключевыми отличиями являются геометрия модели, существенно различные аспектные отношения и значения чисел Прандтля.

Детально рассмотрено влияние граничных условий на стенках, и распределения источников тепла на структуру течения и величину суперротации. Показано, что прилипание на твердой границе, различные распределения охлаждения и нагрева, то есть те условия которые могут являться причиной серьезного качественного расхождения результатов лабораторных моделей геофизических течений от их природных аналогов, в данной конфигурации не являются критическими и не приводят к существенным изменениям в структуре течений, при

этом накладывая определенные ограничения на интенсивность антициклонического течения в случае обратной ячейки.

# Устойчивость и эволюция лабораторного аналога тропического циклона

## 5.1. Экспериментальное и теоретическое моделирование тропических циклонов

Проблема тропического циклогенеза очень сложна, потому что это комбинация целого ряда гидродинамических и термодинамических процессов, и понимание роли каждого из этих процессов само по себе является сложной проблемой. Десятилетия исследований позволили раскрыть многие особенности образования тропических циклонов, однако до полного понимания необходимого для обеспечения надежного, заблаговременного прогноза еще очень далеко. Современное состояние проблем посвященных исследованию формирования тропических циклонов представлено в обзорах [250, 251]. Основные проблемы, связанные с реализацией прогноза тропических циклонов описаны в [252]. Материалы основной конференции посвященной ураганам и тропической метеорологии (33rd Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology) позволяют ознакомиться с наиболее актуальными проблемами. На основе последних обзорных работ и докладов представленных на специализированных конференциях можно сделать следующие выводы. Во-первых, проблема достоверного, заблаговременного (на 3-4 дня) прогноза интенсивности и траектории движения тропических циклонов далека от своего решения. Различным научным группам пока не удается добиться даже общей физической интерпретации базовых механизмов формирования тропических циклонов, таких как перенос углового момента. Последний отчет [253] рабочего заседания организованного при помощи World Weather Research Programme (WWRP) и Tropical Cyclone Programme (TCP) представил подробное описание наиболее важных проблем. Одной из наи-

более острых проблем является быстрая интенсификация тропических циклонов. Нельзя не отметить колоссальное количество публикаций по тропическим циклонам, по данным из [253] число публикаций только за 4 года (2015-2018) составило примерно 3500 статей.

Сложность проблемы вынуждает исследователей изучать тропический циклогенез шаг за шагом, видя в качестве главной цели теорию, которая описывала бы все стадии формирования тропических циклонов. Например, глубокая конвекция в тропических депрессиях, включая эффекты структуры ветра в пограничном слое, фоновой вертикальной и горизонтальной завихренности, изучалась в серии идеализированных численных экспериментов ([254–256]). Лабораторные эксперименты с вытянутыми по высоте вихрями показали, что для образования интенсивного вихря требуется вращение и некоторое воздействие, которое позволяет получить дополнительный угловой момент ([257, 258]). Вращение оказывает сильное влияние на радиальное течение, которое осуществляет транспорт дополнительного углового момента, за счет центробежных сил и силы Кориолиса. Недавно в [259] было изучены ограничения обусловленные вращением на интенсивность и размер тропических циклонов с использованием простой трехслойной осесимметричной модели тропических циклонов. В первой серии численных экспериментов изучалась эволюция вихря, на основе крупномасштабного, но слабого вихревого возмущения, для различных значений фонового вращения, характеризуемого параметром Кориолиса. Было обнаружено, что самые сильные вихри развивались в средах с промежуточным фоновым вращением и что существует оптимальные значения фонового вращения для формирования наиболее интенсивного шторма. Вторая серия расчетов проводилась с фиксированным форсингом. В этом случае, интенсивность вихря монотонно возрастала с увеличением скорости вращения до не реалистично больших скоростей вращения. Физические ограничения, необходимые для устойчивого режима тропического циклона в изолированной области, были изучены и обсуждены в [260]. Было показано, что без достаточного источника циклонического относи-

тельного углового момента вихрь затухает вследствие диффузии начального циклонического углового момента из-за трения на границе атмосфера–океан. В качестве еще одного эффективного подхода к изучению тропических циклонов является использование малопараметрических [190, 261–264] и маломодовых моделей [265–268]. Построение таких моделей, анализ их решений, также позволяет выявить важные аспекты формирования тропических циклонов.

Работ посвященных лабораторному моделированию тропических циклонов сравнительно немного. Из зарубежных работ можно выделить [269], где впервые экспериментально моделировалась связь интенсивности выделения тепла и скорости ветра, в [143, 247, 249] исследовался циклонический вихрь над локализованным источником тепла. Совершенно очевидно, что в лабораторных условиях практически невозможно получить полный аналог тропического циклона во всем его многообразии. Поэтому все известные лабораторные эксперименты посвящены изучению каких-либо отдельных особенностей процесса формирования тропического циклона. Так, авторы [270], используя модифицированную версию установки [221], в изотермических условиях моделировали мезомасштабные вихри, наблюдающиеся в стене «глаза» тропического циклона. Поле течения в [270] регистрировалось с помощью системы PIV для измерения скорости. Влияние интенсивного воздушного вихря на стратификацию в слое жидкости, с целью промоделировать след тропического циклона было исследовано в [271]. Целый цикл работ был предпринят в связи с моделированием центральной, нижней части тропического циклона на основе влажно-конвективного вихря [272–278]. Во всех этих работах для генерации вихря использовалась модифицированная вихревая камера Фитцджеррального, с использованием системы тангенциальных окон. Воздушный поток проходя через окна подкручивался, таким образом периферия модели служила источником углового момента. Конвективное течение организовывалось за счет подогрева слоя жидкости, в результате формировался восходящий поток влажного воздуха. Это позволило изучать также влияние фазовых переходов, то есть выделение тепла в резуль-

тате конденсации. При этом установка не давала возможности моделировать отток воздуха, который имеет место в верхнем слое тропического циклона.

Очень перспективный аналог тропического циклона был предложен представителем Пермской гидродинамической школы Богатыревым Г.П. В экспериментах [125, 149, 182, 279] было показано, что в такой системе возникает крупномасштабный спиральный вихрь, исследована его эволюция при изменении величины нагрева и скорости вращения модели. Качественные исследования влияния спиральных возмущений на такой вихрь проводил С.Е. Старцев с соавторами [280]. В работах [125, 182, 279] была предложена оригинальная физическая интерпретация механизма формирования циклонического вихря.

В работе [280] были описаны результаты первых экспериментов по влиянию спиральных возмущений на крупномасштабный циклонический вихрь, в установке подобной [125]. Показано, что ввод спиральных возмущений создаваемых пропеллерами позволяет влиять на интенсивность вихря. Однако, по результатам работы [280] нельзя было сделать однозначный вывод о том, как возмущения, вводимые в слой с помощью вращающихся пропеллеров, влияют на вихрь, способны ли они усиливать его вращение. Причиной этого являются малый интервал скоростей вращения пропеллеров, небольшое число проведенных экспериментов и ограниченные возможности используемых методов измерений.

Как было отмечено, единственной лабораторной моделью тропического циклона, которая позволяет исследовать процесс формирования и эволюции в целом, является модель, предложенная Богатыревым Г.П. [125]. В качестве лабораторной модели ТЦ рассматривается вращающийся слой жидкости, со свободной границей, локализованным нагревом в центре дна и, что принципиально важно, только в определенном интервале управляющих параметров (вращательное число Рейнольдса, значения аспектных отношений). Нахождение интервала управляющих параметров, в котором формируется интенсивный циклонический вихрь, было сложной задачей, в силу того, что он оказался до-

статочно узким, а вне его, циклонический вихрь теряет свою устойчивость. Так как, эта модель ТЦ является базовой для представленных в главе исследований, следует уделить ранее полученным, с ее помощью, результатам и методике измерений особое внимание ([125, 149, 182, 279]). Вращение жидкости с угловой скоростью, отличной от фонового значения, регистрировалось с помощью поплавкового датчика, помещавшегося в центральной зоне. Датчик состоял из трех плексигласовых стаканчиков, диаметром 10 мм каждый, расположенных под углом 120 градусов на расстоянии 15 мм от оси датчика и пронизывающих всю толщину слоя (зазор между датчиком и дном был менее 1 мм). В работе [182] была применена система измерений скорости на основе специально изготовленного и проградуированного при различных температурах рабочей жидкости термоанемометра, которая позволила получить поле азимутальной скорости. В работе [279] были измерены поля температуры, получены зависимости скорости вращения поплавкового датчика от числа Рейнольдса и предложен физический механизм, объясняющий появление циклонического вихря при помощи ряда предположений. Во-первых, основываясь на том, что поплавковый датчик начинает вращаться при некотором, критическом значении числа Грасгофа  $Gr_{cr}$  предполагалось, что до достижения  $Gr_{cr}$  циклоническое и антициклоническое течение, возникающие под действием силы Кориолиса, компенсируют друг друга. Таким образом структура азимутальных течений представлялась в виде двух более или менее симметричных конусов, нижний из которых циклон, а верхний антициклон. Предполагалось также, что граница раздела конвергентного и дивергентного потоков является границей циклонического и антициклонического течений. Отметим, что рассматриваемая система характеризуется неоднородными и несимметричными граничными условиями. Верхняя граница является свободной и на ней предполагается проскальзывание, а нижняя твердой, и соответственно на ней должно выполняться условие прилипания. Температурные граничные условия внизу контролируются при помощи локализованного нагревателя, а остальная часть дна может считаться тепло-

изолированной. В качестве основного механизма формирования интенсивного циклонического вихря в [279] рассматривалось взаимодействие и слияние мелкомасштабных вихревых структур, которое происходит после превышения критического числа Грасгофа. Численное исследование системы [125, 149, 182, 279] проведено в [281], где рассмотрено формирование циклонического вихря и его эволюция после выключения нагрева, а также представлено сравнение численных результатов и экспериментальных результатов из [125, 279].

В завершении обзора отметим, что только лабораторный аналог тропического циклона, представленный Богатыревым Г.П. в [125] позволяет учесть основные особенности формирования тропического циклона и является эффективным подходом для изучения самых различных факторов влияющих на его эволюцию, что и было продемонстрировано в серии работ [125, 182, 279]. Возможности исследований Богатырева Г.П. и его соавторов были существенно ограничены особенностями используемых измерительных систем. Качественный прорыв при исследовании гидродинамических течений в прозрачных средах, произошедший в связи с развитием метода PIV (Particle Image Velocimetry), позволяет провести детальное изучение лабораторного аналога ТЦ и дает дополнительный импульс развитию этих исследований.

## **5.2. Характеристики лабораторного аналога тропического циклона в стационарном режиме**

Основной целью серии экспериментов описанных в данной секции, является изучении различных факторов влияющих на характеристики стационарного конвективного циклонического вихря. Для фиксированной геометрии есть только три основных размерных параметра, которые определяют структуру вихря - нагрев (заданный тепловой поток или перепад температур), скорость вращения и вязкость. Все эти параметры важны для образования циклонического вихря. Увеличение теплового потока усиливает вторичную циркуляцию и пе-

ренос углового момента. Вращение слоя является источником приводящим к образованию интенсивного вихря, но быстрое вращение может также подавить конвективное движение, что уменьшит его интенсивность. Вязкость определяет диффузию углового момента и динамику пограничного слоя. Поэтому роль каждого параметра необходимо изучать отдельно. Еще одна важная проблема - выбор безразмерных параметров. Безразмерные параметры, которые используются для описания вращающейся конвекции, зависят от нескольких размерных параметров, и иногда неясно, какой размерный параметр более или менее важен в каждом конкретном случае. Например, число Грасгофа может изменяться посредством нагрева или вязкости или обоих параметров одновременно, при этом способ изменения числа Грасгофа может приводить к различной структуре и характеристикам потока. Независимое контролируемое изменение этих параметров дает возможность проанализировать влияние каждого размерного параметра на структуру циклонического вихря и определить определяющие безразмерные соотношения.

### **Экспериментальная установка**

В силу того, что базовая конфигурация (вращающийся цилиндрический слой с локализованным нагревом) модифицировалась для различных серий экспериментов, приведем ее краткое описание. Отметим, что первые эксперименты в данной конфигурации в ИМСС УрО РАН, начатые в 2003 г., проводились на оригинальной установке Богатырева Г.П., переданной им в ИМСС УрО РАН, для возобновления исследований. Затем установка значительно модифицировалась, это касалось организации вращения, подачи питания для нагревателя и измерительных приборов, измерений скорости и температуры. В представленных в работе экспериментах, из оригинальной установки неизменной осталась только кювета. Исследования проводились в цилиндрической кювете диаметром 300 мм и высотой 40 мм. Боковые стенки и дно были изготовлены из оргстекла, толщиной в 3 мм и 20 мм соответственно. Никаких дополнительных мер

по теплоизоляции стенок не предпринималось. В качестве нагревателя использовался массивный латунный диск диаметром 105 мм и толщиной 10 мм. В нижней части диска были выточены каналы глубиной 3 мм, в которые был уложен электрический нагреватель из тугоплавкого материала (манганин). Достоинством манганина является относительно слабая зависимость его сопротивления от температуры, что позволяло поддерживать стабильные граничные условия. Мощность нагрева варьировалась от 8.5 до 39 Вт. Для каждой конкретной реализации мощность нагрева была фиксированной и контролировалась при помощи системы Термодат. Кювета помещалась на вращающийся стол (Рис. 5.1), обеспечивающий стабильное вращение в интервале  $0.02 \leq \Omega \leq 0.30$  рад/с. В данном исследовании угловая скорость варьировалась от  $\Omega = 0.04$  рад/с до  $\Omega = 0.17$  рад/с. В качестве рабочих жидкостей использовались различные силиконовые масла ПМС-20, ПМС-10 и ПМС-5 ( $Pr = 256$ ,  $Pr = 94$  и  $Pr = 56$  при  $T = 25^\circ\text{C}$ ). Вязкость рабочих жидкостей измерялась при помощи капиллярного вискозиметра. Глубина слоя для всех экспериментов была фиксирована и составляла 30 мм, а верхняя граница всегда была свободной. Температура в комнате поддерживалась постоянной при помощи системы кондиционирования воздуха. Охлаждение рабочей жидкости осуществлялось преимущественно за счет теплообмена на границе жидкость-воздух, часть тепла терялась за счет потока тепла через боковые стенки и дно. Оргстекло является достаточно хорошим теплоизолятором, и как показали оценки, потери тепла через стенки модели были в пределах 5% от полного потока. Для данного исследования, целью которого не являлось проведение прецизионных измерений, эти потери тепла не оказывают принципиального влияния на результаты и выводы работы. Для оценки средней температуры жидкости использовались измерения температуры на периферии, в середине слоя ( $z = 15$  мм,  $r = 12$  см).

Для визуальных наблюдений использовалась простая реализация теневого метода, подробно описанная в ранее. Измерения полей скорости производились при помощи системы PIV “Полис”, элементы системы, суть метода PIV, ис-

пользуемые алгоритмы, точность измерений также были подробно описаны в главе, посвященной изучению структуры вторичных течений над локализованным источником тепла. Из-за сильных оптических искажений в температурных пограничных слоях PIV измерения не проводились на высотах меньших 2 мм от нагревателя. PIV измерения проводились для различных горизонтальных сечений над областью нагрева. Варьирование даже трех параметров (нагрев, вязкость, вращение) требует проведения большого количества реализаций. В рамках данного исследования было проведено 49 экспериментальных серий. Поэтому для большинства из них измерения ограничивались тремя горизонтальными сечениями, вблизи дна ( $z = 3$  мм), в центральном сечении ( $z = 15$  мм), и вблизи верхней границы ( $z = 27$  мм). Это позволило изучить структуру течений в пограничных слоях и в центральной области. Для реконструкции среднего (по времени и азимутальной координате) течения в вертикальном сечении, для нескольких реализаций были проведены измерения в 14 сечениях от  $z = 2$  мм до  $z = 28$  мм (поля скорости на Рис. 5.5 и Рис. 5.8). Итерационные PIV алгоритмы ([282]) и уменьшение размеров опросных окон от  $32 \times 32$  до  $16 \times 16$  пикселей позволили обеспечить динамический диапазон порядка 500 (отношение максимального и минимального разрешаемых смещений). На основе калибровочных измерений проведенных для твердотельного вращения слоя, в течение длительных реализаций можно сделать вывод, что погрешность измерений была не выше 5%.

Так как основной целью исследования является изучение интенсивного циклонического вихря, то для повышения пространственного разрешения, измерения проводились только в ограниченной области над нагревателем. Измерения для большей области проводились только для небольшого количества экспериментов, с использованием трансформаторного масла в качестве рабочей жидкости, для описания общей структуры течения.

При проведении исследований, наряду с использованием размерных параметров (поток тепла, скорость вращения и коэффициент кинематической вяз-

кости) был использован набор безразмерных параметров, которые как правило используются при изучении конвекции во вращающихся слоях и позволяющий провести сравнения с результатами других авторов. В качестве таковых выбраны потоковое число Грасгофа  $Gr_f$ , безразмерная скорость вращения (вращательное число Рейнольдса)  $Re$ , число Экмана  $E$  и число Прандтля  $Pr$  :

$$Gr_f = \frac{g\beta h^4 q}{c\rho\kappa\nu^2} \quad (5.1)$$

$$Re = \frac{\Omega h^2}{\nu} \quad (5.2)$$

$$E = \frac{\nu}{\Omega h^2} \quad (5.3)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (5.4)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $h$  – глубина слоя,  $\beta$  – коэффициент теплового расширения,  $c$  – теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $\kappa$  – коэффициент температуропроводности,  $q$  – тепловой поток ( $q = P/S_h$ ,  $P$  – мощность нагревателя, а  $S_h$  – площадь поверхности нагревателя). Значение безразмерной скорости вращения  $Re$  равно обратной величине числа Экмана  $E$ , но из-за разного физического смысла этих параметров, удобно использовать их оба.

## Общая структура течений

Формирование меридиональной конвективной ячейки в случае вращающегося слоя в целом происходит также как и в случае неподвижного слоя. Заметные отличия наблюдаются только при достаточно быстром вращении и будут рассматриваться отдельно. Нагрев в центральной части инициирует интенсивное подъемное течение. Нагретая жидкость всплывает и охлаждаясь за счет теплообмена с окружающей средой, движется к периферии, где опускается вблизи

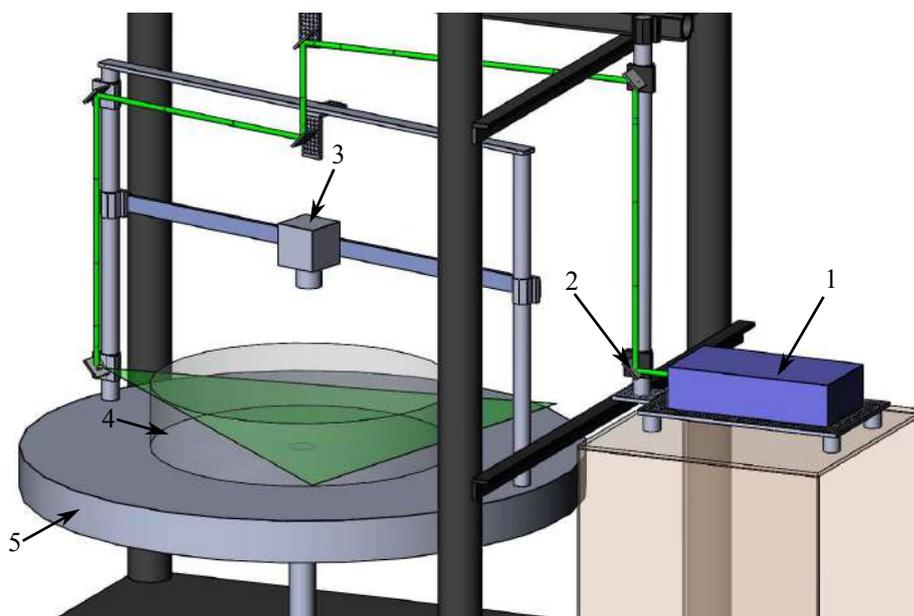


Рис. 5.1. Экспериментальная установка: 1 - лазер для PIV, 2 - система формирования лазерного ножа, 3 - CCD камера, 4 - кюветал, 5 - вращающийся стол.

боковых стенок. Конвективная ячейка в исследуемых режимах занимает всю полость (Рис. 5.2, вертикальное сечение). Ранее представленные экспериментальные измерения полей скорости для неподвижного слоя, показали, что мгновенные поля являются нерегулярными и несимметричными, помимо основной струи в центре нагревателя, на его периферии формируются менее интенсивные тепловые струи (плюмы) (Рис. 5.3).

Нельзя не отметить наличие мелкомасштабных структур в пограничном слое. Ранее их формирование было подробно описано в случае неподвижного слоя. Во вращающемся слое механизм их формирования остается тем же, однако появление азимутальной компоненты скорости приводит к изменению их расположения, так как валы выстраиваются вдоль потока. Натурные наблюдения и измерения показали, что горизонтальные валы являются типичной структурой для пограничного слоя тропического циклона, причем предполагается, что они существенным образом влияют на обменные процессы на границе атмосфера-океан ([120, 121]). Детальное исследование влияния вторичных структур на интенсивность и развитие циклонического вихря будет представлено в отдельной секции.

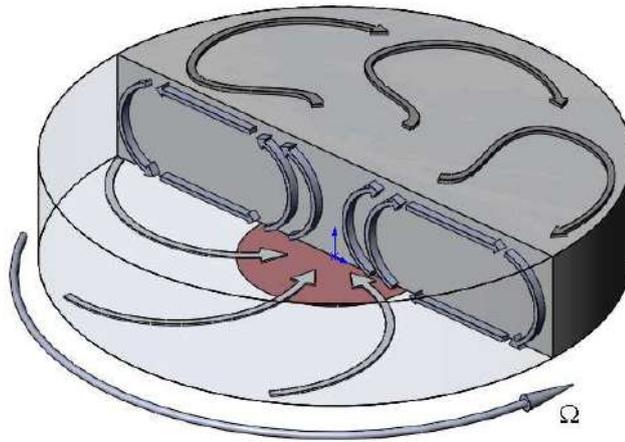


Рис. 5.2. Схема крупномасштабной циркуляции.

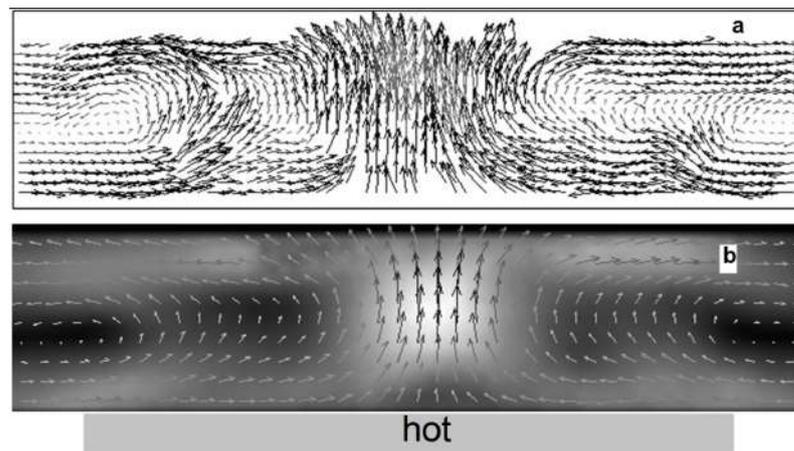
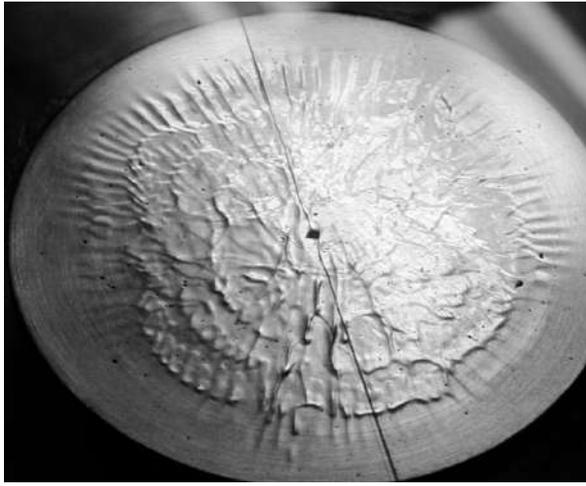
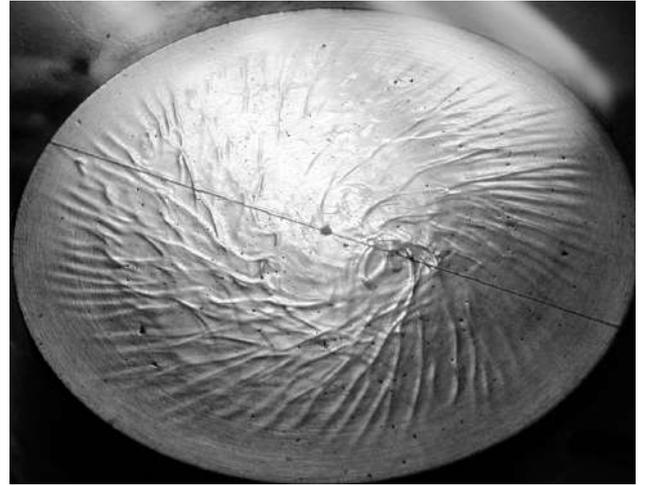


Рис. 5.3. (a) - Мгновенные поля скорости в среднем вертикальном сечении над областью нагрева, (b) - среднее поле скорости, полученное при осреднении 190 мгновенных полей (фон показывает абсолютные значения скорости).



а)



б)

Рис. 5.4. Теневые изображения вторичных течений в пограничном слое над нагревателем. (а) –  $Gr_f = 1.5 \cdot 10^7$ ,  $Re = 0$ , (б) –  $Gr_f = 1.5 \cdot 10^7$ ,  $Re = 30$ .

Структура вторичных течений (горизонтальных валов) для высоких значений чисел Грасгофа для неподвижного и вращающегося слоев хорошо видна на теневых изображениях (Рис. 5.4(а,б)). В случае неподвижного слоя вторичные течения являются суперпозицией продольных (радиальных) и поперечных валов (Рис. 5.4(а)), а во вращающемся слое валы ориентированы вдоль циклонического течения (Рис. 5.4(б)).

Структура средних азимутальных течений в стационарном режиме (во вращающейся системе координат) для различных значений числа Грасгофа представлена на Рис. 5.5. Положительные (отрицательные) значения соответствуют циклоническому (антициклоническому) течению. Распределение скорости качественно подобно распределению скорости в развитом тропическом циклоне ([260]). Механизм формирования циклонического течения был детально описан в Главе 4. Определяющую роль здесь играет перераспределение углового момента меридиональной циркуляцией. Конвергентное течение в нижней части слоя обеспечивает приток жидкости с большим значением углового момента в центральную область, формируя циклонический вихрь (Рис. 5.2, нижняя часть слоя). В верхней части слоя ситуация обратная, жидкость с малым значением углового момента переносится к периферии, формируя там антициклоническое

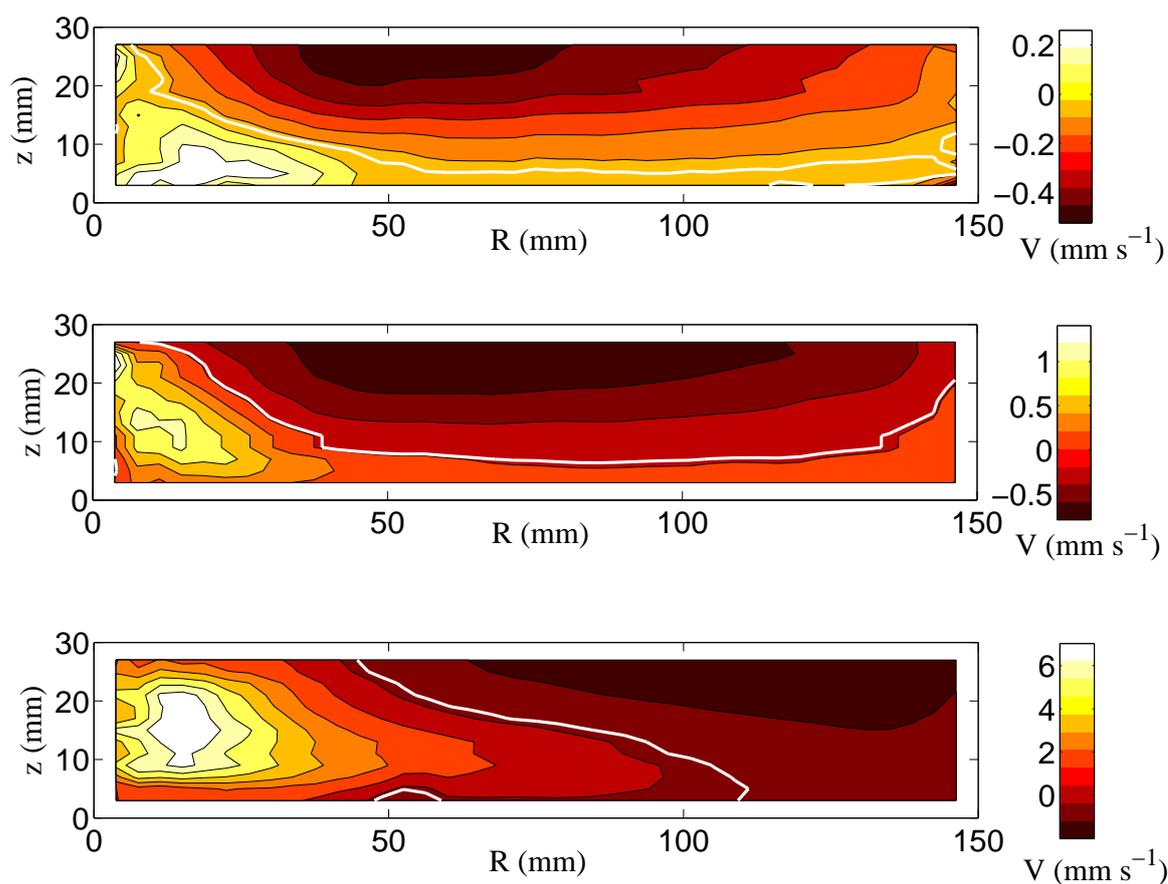


Рис. 5.5. Средние поля азимутальной скорости:  $Gr_f = 2.3 \cdot 10^5$  (верхняя панель),  $Gr_f = 7 \cdot 10^5$  (средняя панель),  $Gr_f = 1.5 \cdot 10^7$ ,  $\Omega = 0.069$  (нижняя панель) рад/с. Положительные значения соответствуют циклоническому течению, отрицательные – антициклоническому течению, толстая сплошная белая линия показывает границу разделу азимутальных течений.

течение (Рис. 5.2, верхняя часть слоя). Трение на твердых границах приводит к стоку углового момента в области циклонического течения (опережающего вращение стенок), а в области антициклонического течения наоборот является источником углового момента. Баланс стоков и источников углового момента (нулевой интегральный поток момента через границы) является обязательным условием стационарного состояния ([242], [238], [13]). Рост нагрева и как следствие усиление меридиональной циркуляции приводит усилению циклонического вихря (Рис. 5.5) и вытесняет антициклоническое течение ближе к боковым стенкам.

### **5.2.1. Зависимость структуры и характеристик циклонического вихря от основных параметров**

В данном разделе подробно описаны три серии экспериментов, проведенных с целью изучения влияния трех основных контролируемых параметров задачи. Для наилучшего представления результатов были отобраны 9 экспериментальных режимов (Таблица 5.1) позволяющие выделить роль каждого из параметров. На первом этапе было изучено влияние интенсивности нагрева, при постоянных скорости вращения и свойств жидкости (приблизенно, так как изменение средней температуры с нагревом приводило к некоторым изменениям свойств жидкости) (Эксперименты 1-4; Рис. 5.6). Затем было изучено влияние свойств жидкости, при фиксированных нагреве и скорости вращения (Эксперименты 3,5,6; Рис. 5.7). На последнем этапе варьировалась скорость вращения, при фиксированом нагреве и рабочей жидкости (Эксперименты 4,7,8; Рис. 5.8).

#### **Варьирование нагрева**

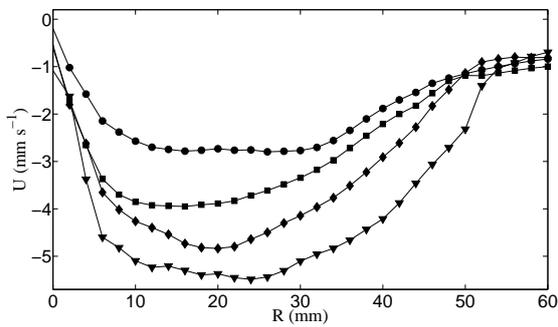
Так как основным источником относительного движения жидкости в рассматриваемой задаче является локализованный нагрев, ясное представление о том, к каким структурным изменениям приводит его рост, является важ-

Таблица 5.1. Значения основных параметров.

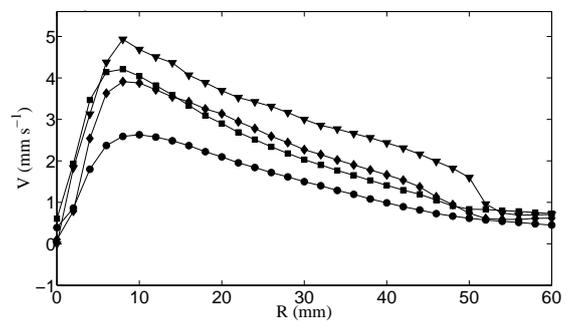
№	$P$ (W)	$\Omega$ (рад/с)	$\nu$ (сСт)	$Gr_f$	$Re$	$E$	$Pr$	Жидк.
1	8.5	0.08	5.6	$2.6 \times 10^6$	13.2	0.076	63	ПМС-5
2	13.5	0.08	5.3	$4.1 \times 10^6$	13.7	0.073	60	ПМС-5
3	19	0.08	5.1	$6 \times 10^6$	14.7	0.068	57	ПМС-5
4	39	0.08	4.7	$1.4 \times 10^7$	15.6	0.064	53	ПМС-5
5	19	0.08	21	$2.7 \times 10^5$	3.4	0.29	215	ПМС-20
6	19	0.08	9	$1.5 \times 10^6$	8.3	0.12	97	ПМС-10
7	39	0.11	4.7	$1.4 \times 10^7$	21.3	0.047	53	ПМС-5
8	39	0.17	4.7	$1.4 \times 10^7$	32.3	0.031	53	ПМС-5
9	19	0.17	5.1	$6 \times 10^6$	30.6	0.033	57	ПМС-5

ным. Структура средних азимутальных течений для различных значений числа Грасгофа представлены на Рис. 5.5. Данные поля были получены для трансформаторного масла в качестве рабочей жидкости. Трансформаторное масло характеризуется сильной зависимостью физических свойств от температуры, поэтому результат роста интенсивности вихря является следствием двух факторов – роста нагрева и уменьшения вязкости. Для того, чтобы уменьшить влияние уменьшения вязкости с ростом средней температуры была проведена серия измерений с силиконовыми маслами. Их физические свойства зависят от температуры значительно слабее. Вариации значений коэффициента кинематической вязкости для представленных экспериментов не превышали 20 %.

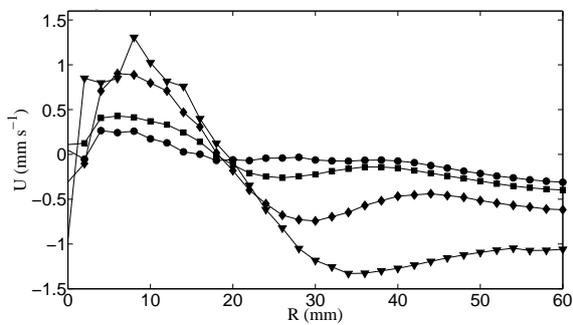
Осредненные по пространству и времени профили радиальной и азимутальной компонент скорости для различной мощности нагрева и трех высот, у дна ( $z = 3$  мм), в середине слоя ( $z = 15$  мм) и вблизи верхней границы ( $z = 27$  мм) для ПМС-5 представлены на Рис. 5.6. Значения основных параметров экспериментов представлены в Таблице 5.1. Данная серия характеризуется



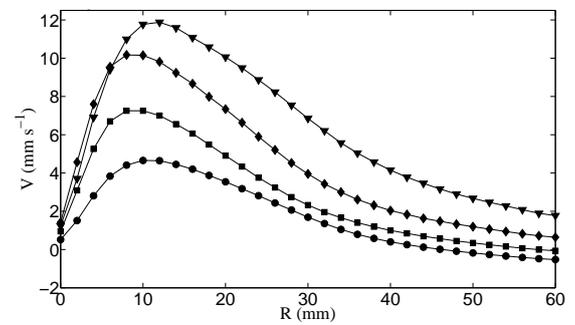
а)



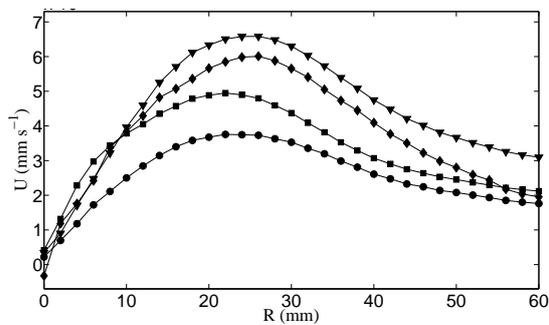
б)



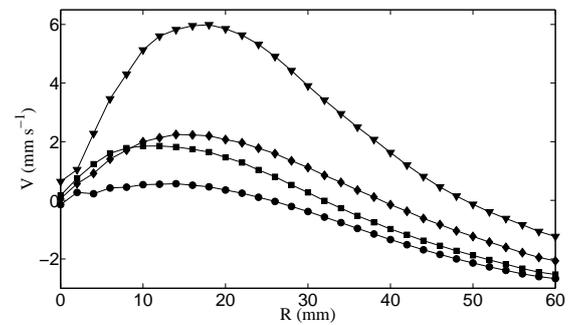
в)



г)



д)



е)

Рис. 5.6. Средние профили радиальной (а,в,д) и азимутальной (б,г,е) компонент скорости для трех высот (а,б - 3 мм, в,г - 15 мм, д,е - 27 мм), для различного нагрева (вязкость и вращения фиксированы) (Таблица 5.1) : эксперимент 1 – круги, эксперимент 2 – квадраты, эксперимент 3 – ромбы, эксперимент 4 – треугольники.

малыми вариациями кинематической вязкости, которые не приводили к существенным изменениям вращательного числа Рейнольдса  $Re$  или числа Экмана  $E$  (определяющего толщину вязкого пограничного слоя). В целом было ожидаемо, что рост нагрева приведет к усилению меридиональной циркуляции, что и подтверждают результаты на Рис. 5.6(а, д). Из-за прилипания на дне, значения радиальной скорости в нижней части слоя меньше чем, на свободной поверхности. В середине слоя радиальная скорость меняет свой знак (смена конвергентного движения на дивергентное) (Рис. 5.6(в)). Поле средней радиальной скорости в вертикальном сечении (Рис. 5.8, а) иллюстрирует структуру течения для эксперимента 4. Хорошо видно, что конвергентное и дивергентное течения не симметричны и граница между ними не горизонтальна.

Меридиональная циркуляция транспортирует угловой момент, поэтому амплитуда азимутальной скорости напрямую зависит от интенсивности конвергентного течения (Рис. 5.6(б)). Амплитуда азимутальной скорости в середине слоя и в его верхней части, также растут с увеличением нагрева. Профили скорости в верхней части слоя (Рис. 5.6(е)) показывают, что структура вихря меняется с нагревом, он становится более однородным по вертикали. Форма вихря коническая для малых нагревов и трансформируется в цилиндрическую при больших нагревах (в центральной части) (Рис. 5.5, Рис. 5.8(б)). Общая структура как для радиальной, так и для азимутальной скорости представленных на Рис. 5.8(а,б) подобна композитным полям на основе наблюдательных данных [283].

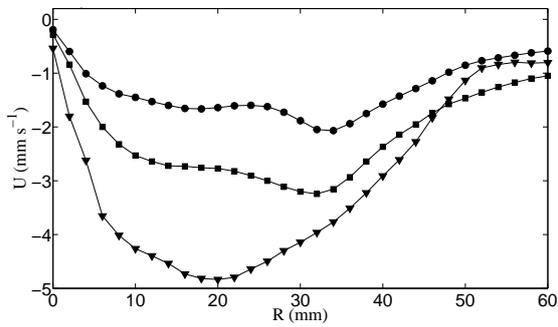
## Варьирование вязкости

Еще один важный параметр, который имеет решающее значение для образования циклонических вихрей, это вязкость. Для того, чтобы выделить влияние вязкости, были проведены три серии измерений для жидкостей с существенно различными значениями кинематической вязкости при фиксированных значениях теплового потока и скорости вращения. Таким образом, рассматрива-

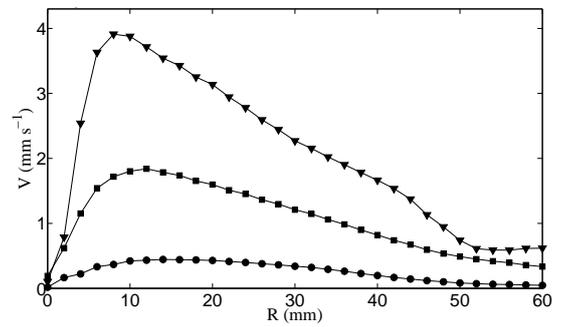
ется вращающийся слой жидкости с постоянным источником энергии и изучается эволюция структуры и характеристик циклонического вихря при изменении физических свойств жидкости. Профили скорости для  $P = 19$  Вт показаны на Рис. 5.7, значения основных параметров для экспериментов 3,5,6 представлены в таблице 5.1. В случае жидкости с большой вязкостью перенос углового момента заметно ослабляется, поскольку вязкое трение в толстом пограничном слое эффективно гасит избыточный угловой момент, при движении жидкости к центру. В результате формируется очень слабый циклонический вихрь в центральной части нижнего слоя и антициклоническое течение, которое занимает большую часть жидкого слоя, аналогично тому, как показано на Рис. 5.5 (а). Уменьшение кинематической вязкости приводит к значительному увеличению интенсивности циклонического вихря. Этот результат является важным, поскольку пространственная или временная зависимость турбулентной вязкости в атмосферных потоках может привести к сильному изменению величины скорости ветра и пространственной неоднородности полей температуры и скорости.

## Варьирование вращения

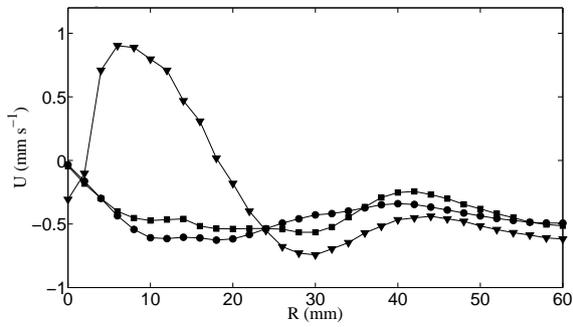
Третий основной параметр, определяющий структуру течений, это скорость вращения. В нашем случае вращение является источником углового момента, поэтому чем быстрее вращается слой, тем более интенсивный вихрь может сформироваться. С другой стороны, вращение подавляет конвекцию, которая является основным источником меридиональной циркуляции, которая переносит дополнительный угловой момент в центр и создает циклонический вихрь. Это означает, что для фиксированной скорости вращения увеличение нагрева приводит к увеличению интенсивности циклонического вихря (здесь мы не рассматриваем экстремальные значения нагрева, когда крупномасштабная радиальная циркуляция становится неустойчивой), но для фиксированного нагрева существует оптимальная скорость вращения, которая обеспечивает наиболее ин-



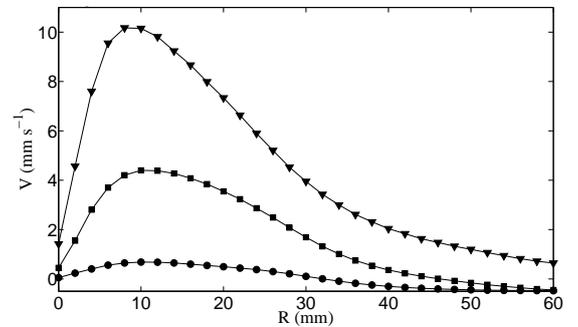
а)



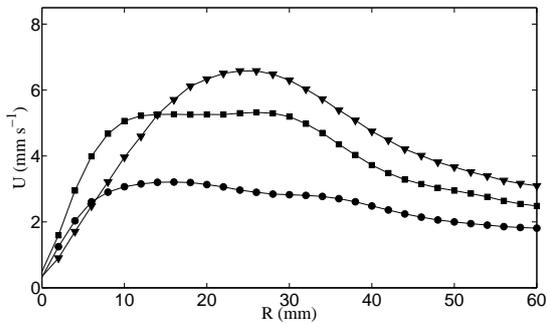
б)



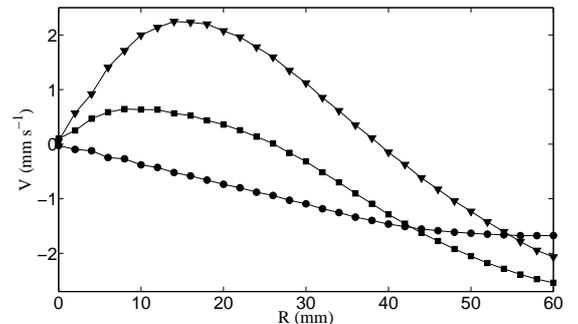
в)



г)



д)



е)

Рис. 5.7. Средние профили радиальной (а,в,д) и азимутальной (б,г,е) компонент скорости для трех высот (а,б - 3 мм, в,г - 15 мм, д,е - 27 мм) и различных значений кинематической вязкости (нагрев и вращение фиксированы): эксперимент 6 – круги, эксперимент 5 – квадраты, эксперимент 3 – треугольники.

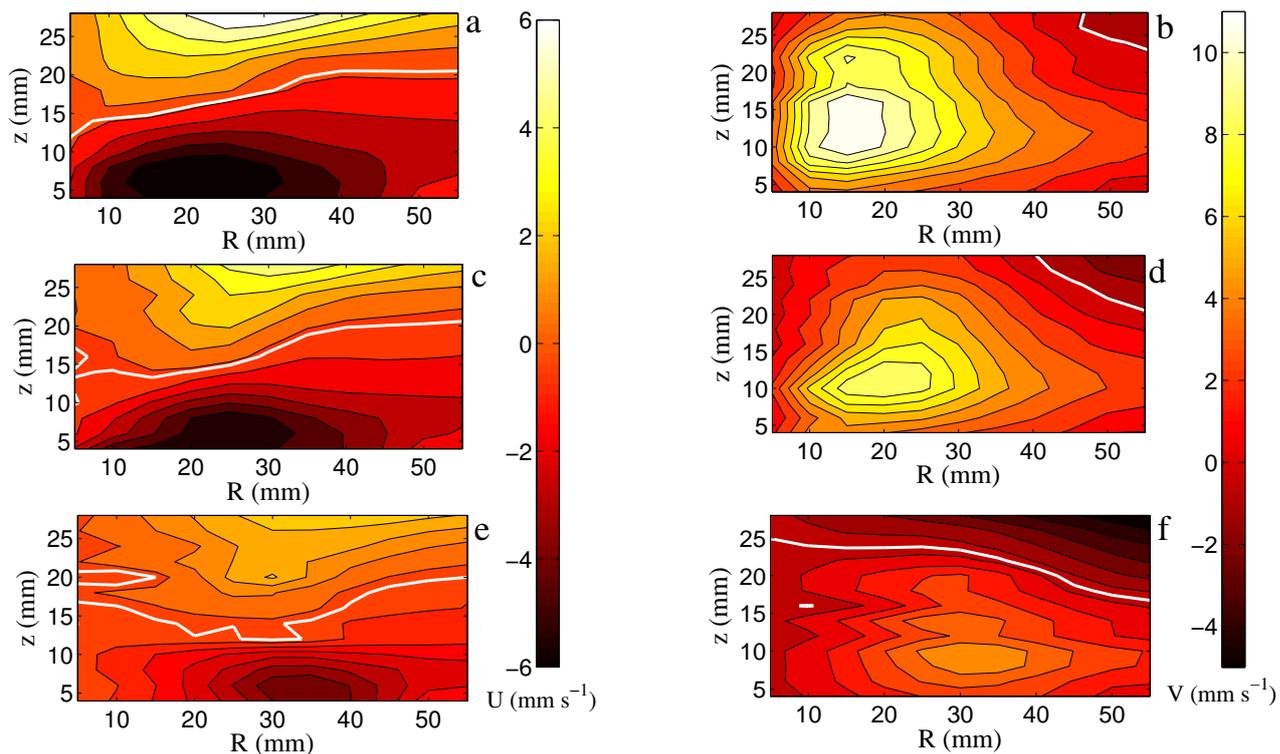


Рис. 5.8. Средние поля радиальной (слева) и азимутальной (справа) компонент скорости для трех экспериментов: a,b – эксперимент 4, c,d – эксперимент 7, e,f – эксперимент 8. Положительные значения описывают циклоническое движение, отрицательные - антициклоническое движение, толстая сплошная белая линия показывает границу между циклоническими и антициклоническими потоками.

тенсивный циклонический вихрь. Существование оптимальной скорости вращения в лабораторном эксперименте ранее было обнаружено в [279], где измерения проводились с помощью плавучего датчика, который показывал усредненную по глубине угловую скорость циклонического вихря. Плавучий датчик является достаточно эффективным инструментом для качественного исследования циклонического вихря, но для изучения структуры потока требуется неинвазивный метод, такой как PIV. На Рис. 5.8 представлены поля средних скоростей в вертикальном сечении для фиксированного нагрева и различных скоростей вращения (эксперименты 4,7,8). При относительно небольшом изменении скорости вращения (от 0.17 рад/с до 0.08 рад/с) наблюдается заметное изменение структуры потока. Меридиональная циркуляция, создаваемая локальным нагревом, имеет форму тороидальной ячейки. Когда вращение относительно медленное и слабо влияет на конвективные потоки, конвективная тороидальная ячейка занимает почти весь слой. Увеличение скорости вращения сдвигает конвективную ячейку от центра и снижает ее интенсивность. Поля радиальной скорости (Рис. 5.8 (а, с, е)) показывают, что максимум радиальной скорости смещается к периферии для более высоких скоростей вращения и его величина уменьшается. Поля азимутальной скорости демонстрируют сильную корреляцию между структурой меридиональной циркуляции и циклонического вихря (Рис. 5.8 (b, d, f)). Распределение вертикальной скорости также очень важно, потому что радиальный поток передает дополнительный угловой момент центральной части нижнего слоя, а затем восходящие потоки переносят угловой момент дальше в средний и верхний слои. Вертикальная компонента скорости не измерялась, но для бездивергентного потока радиальная и вертикальная компоненты скорости связаны между собой, поэтому структура поля вертикальной скорости также сильно зависит от скорости вращения, и максимум вертикальной скорости перемещается от центра с увеличением скорости вращения. В этом случае вместо интенсивной восходящей струи, как на рис. 5.3, в кольцевой области на некотором удалении от центра возникают конвективные восходящие потоки. На

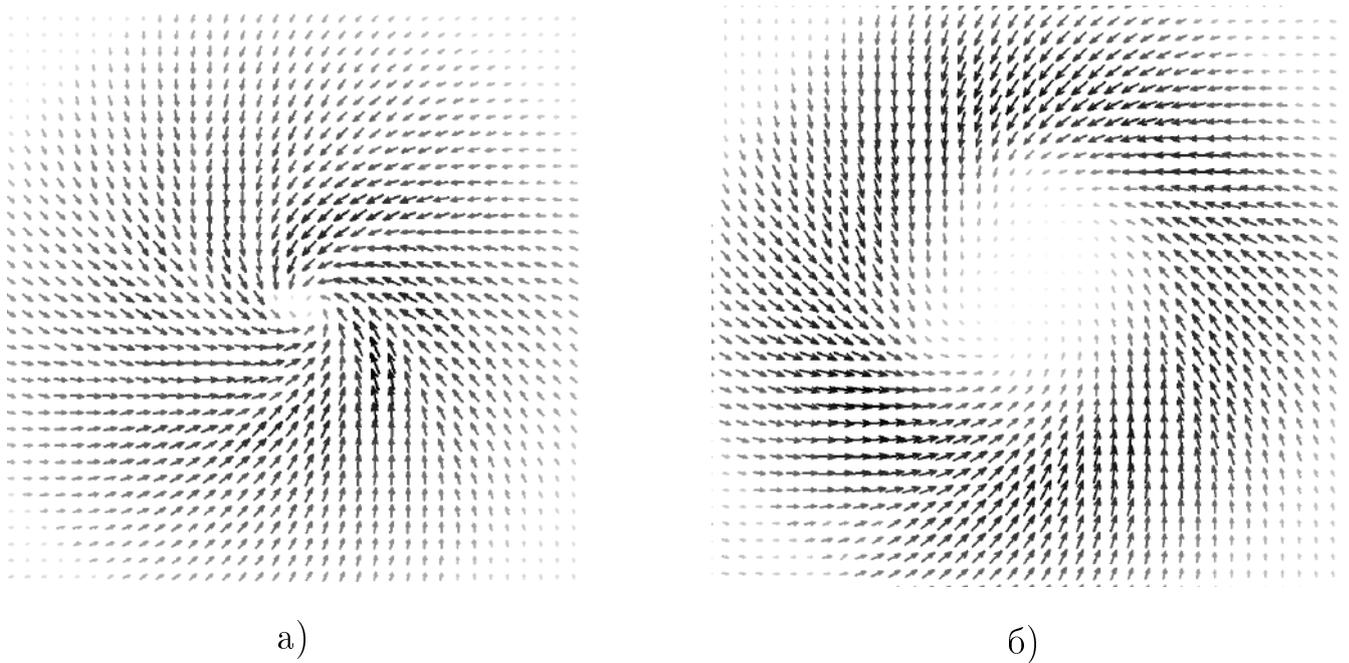


Рис. 5.9. Средние векторные поля скорости для  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 6 \cdot 10^6$ ,  $Pr = 57$ : (а) -  $Re = 14.7$  (эксперимент 3); (б) -  $Re = 31.3$  (эксперимент 9).

Рис. 5.9 представлены средние векторные поля при  $z = 3$  мм для экспериментов 3 и 9, для фиксированного значения числа Грасгофа и различных скоростей вращения. На средних полях хорошо видно, что с увеличением скорости вращения концентрированный циклонический вихрь становится вихревым кольцом.

### Выбор определяющих безразмерных параметров

Важным вопросом является нахождение безразмерных комплексов, определяющих структуру и характеристики циклонического вихря в установившемся режиме. Как правило для лабораторных исследований вихревых течений в качестве рабочей жидкости используется вода, так как она доступна, прозрачна, а ее свойства хорошо изучены ( $Pr = 7$  при  $T = 20$ ). Эксперименты с водой при малых значениях числа Экмана достаточно эффективно описываются конвективным числом Россби, которое не зависит от вязкости [247–249]. Выше было показано, что в исследуемой системе вязкость и вязкие пограничные слои имеют решающее значение для образования циклонических вихрей, поэтому конвективное число Россби не может быть выбрано в качестве опре-

деляющего параметра. Меридиональная циркуляция в наших экспериментах конвективной природы и при фиксированной скорости вращения определяется числом Грасгофа ([13]), глубина вязкого пограничного слоя зависит от числа Экмана, а вращение характеризуется вращательным числом Рейнольдса. Так как управляющий параметр должен учитывать все основные эффекты, была сделана попытка найти зависимость характеристик потока от комбинации этих безразмерных параметров. Систематические измерения проводились для трех различных значений мощности нагрева (8.5, 13.5, 19 Вт), пяти скоростей вращения (0.08, 0.094, 0.11, 0.134, 0.17 рад/с) и для трех различных жидкостей (ПМС 5, ПМС 10 и ПМС 20), всего 45 экспериментов. Кроме того, были проведены четыре эксперимента для маловязкой жидкости (ПМС 5) и повышенной мощности нагрева (39 Вт) для различных скоростей вращения (0.07, 0.08, 0.11, 0.17 рад/с). На Рис. 5.10 показаны все 49 экспериментов в плоскости  $Gr_f - Re$ . Так как вязкость оказывает сильное влияние эксперименты для различных рабочих жидкостей отмечены разными символами. В настоящем исследовании измерения скорости проводились только в центральной части сосуда, поэтому мы не можем использовать интегральные характеристики, такие как энергия радиальных или азимутальных движений, для описания потока, как в [13]. Вместо этого для анализа в качестве характеристик потока были выбраны максимальные значения радиальной и азимутальной скорости, что используется в метеорологических исследованиях достаточно часто. Были опробованы различные безразмерные комбинации и был сделан вывод, что лучший выбор в качестве дополнительного безразмерного параметра, определяющего характеристики течения – это квадратный корень из отношения числа Грасгофа и безразмерной скорости вращения (уравнение 5.5). Параметр  $S$  пропорционален произведению характерного времени спинапа (адаптации жидкости к увеличению скорости вращения твердых стенок)  $t_s$  ([284]) и квадратного корня от значения

ТЕПЛОВОГО ПОТОКА.

$$S = \sqrt{\frac{Gr_f}{Re}} \propto t_s \sqrt{q}, \quad t_s = \frac{h}{\sqrt{\nu\Omega}} \quad (5.5)$$

Максимум модуля радиальной скорости  $U$  увеличивается с ростом  $S$  (Рис. 5.11). Это означает, что интенсивность радиального потока увеличивается с нагревом и уменьшается с увеличением скорости вращения и вязкости. Для высоких значений числа Прандтля (PMS-20,  $Pr > 200$ ) вращение не является доминирующим параметром и преобладает конвекция. С уменьшением числа Прандтля роль вращения становится все более важной. Формирование азимутальных течений в нижнем слое существенно зависит от скорости вращения и радиального конвергентного потока. Рис. 5.12 показывает, что отношение величин максимальной радиальной и азимутальной скорости уменьшается с увеличением безразмерной скорости вращения и числа Грасгофа. Это уменьшение происходит очень быстро при малых значениях  $(Gr_f Re)$ , а затем отношение скоростей слабо изменяется около единицы. Поведение потока в среднем слое более сложное из-за конкуренции между вращением, подавляющим вертикальные движения, и плавучестью. Для характеристики азимутального течения в среднем слое выбирается безразмерная относительная азимутальная скорость  $V_{max,rel}$ , которая представляет собой отношение максимальной азимутальной скорости  $V_{max}$  к азимутальной скорости вращения твердого тела при том же радиус  $R_{max}$  (уравнение 5.6).

$$V_{max,rel} = \frac{V_{max}}{\Omega \times R_{max}} \quad (5.6)$$

Ранее было отмечено, что существует оптимальная скорость вращения для фиксированной мощности нагрева, при которой циклонический вихрь становится наиболее интенсивным. Обобщая данные всех наших экспериментов, мы видим, что  $V_{max,rel}$  определяется безразмерным параметром  $S$  и действительно существует оптимальное соотношение нагрева и вращения для образования

интенсивных циклонических вихрей (Рис. 5.13). Увеличение  $S$  приводит к росту  $V_{max,rel}$  до некоторого значения  $S$ , а затем дальнейший рост  $S$  уменьшает  $V_{max,rel}$ . Есть некоторые эксперименты, которые не укладываются в описанную зависимость  $V_{max}$  от  $S$ . Они отмечены открытыми треугольниками и представляют собой эксперименты для маловязкой жидкости (ПМС-5) и высоких скоростей вращения ( $Re > 22$ ), когда структура циклонического потока изменяется и локализованный вихрь трансформируется в вихревое кольцо. Вариация  $V_{max}$  с  $Re$  для одной рабочей жидкости, но разной мощности нагрева аналогична. Чтобы показать это, все экспериментальные данные были разделены на четыре группы для разных значений мощности нагрева (8,5, 13,5, 19 и 39 Вт), а затем были нормированы максимальные азимутальные скорости (при  $z = 15$  мм) для каждой группы по наибольшему значению.  $V_{max}$  для соответствующего значения мощности нагрева ( $P$ ). Результат представлен на Рис. 5.14. Хорошо видно, что зависимости нормированных значений  $V_{max}$  от безразмерной скорости вращения аналогичны для конкретной рабочей жидкости и разных значений мощности нагрева. Жидкость с малой вязкостью характеризуется сильной зависимостью от скорости вращения для всех значений мощности нагрева, а жидкость с большой вязкостью практически не зависит от скорости вращения.

### 5.3. Особенности структуры пограничного слоя

#### конвективного циклонического вихря

Развитие и усиление тропических циклонов (ТЦ) сильно зависят от потоков тепла и углового момента в пограничном слое (ПС). Структура ПС очень сложна и состоит из вторичных течений разного масштаба [118]. Измерения доплеровских радаров и радаров с синтезированной апертурой (SAR) показали наличие мелкомасштабных структур в пограничном слое ТЦ. В [285] с использованием анализа наземных доплеровских измерений были обнаружены спиральные полосы с пространственной длиной волны 5-10 км. Позже в [286, 287] были

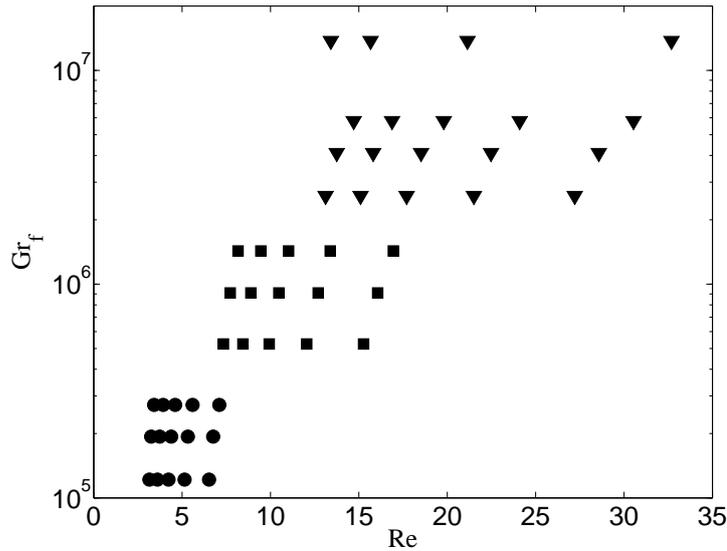


Рис. 5.10. Карта экспериментов на плоскости  $Gr_f - Re$ , круги – ПМС-20, квадраты – ПМС-10, треугольники – ПМС-5.

проанализированы изображения, полученные радаром SAR, и обнаружены горизонтальные валы в ПС с длиной волны 4-6 км. Еще более мелкие структуры - валы с пространственной длиной волны  $\approx 600$  м [119] и  $\approx 1450$  м [120] были идентифицированы с использованием данных мобильного доплеровского радара. Первые наблюдения с самолетов за валами в пограничном слое урагана и исследование их влияния на обмен энергией и импульсом были выполнены в [121]. Были обнаружены валы с характерной длиной волны  $\approx 900$  м и высказано предположение об их сильном влиянии на обмен импульсом между воздухом и морем. Основным механизмом формирования этих валов является сильный сдвиг ветра у поверхности, который приводит к динамической неустойчивости в пограничном слое ТС [122] или сильной зависимости тангенциальной скорости от радиуса, что может привести к инерционной неустойчивости [288]. Серия лабораторных экспериментов по изучению динамической устойчивости в пограничном слое Экмана была проведена в [289, 290]. Позднее [291] устойчивость нестационарного течения Бодевадта была изучена в нейтрально стратифицированной жидкости, и было обнаружено, что существует порог для роста спиральных или концентрических неустойчивых мод. Были обнаружены неустойчиво-

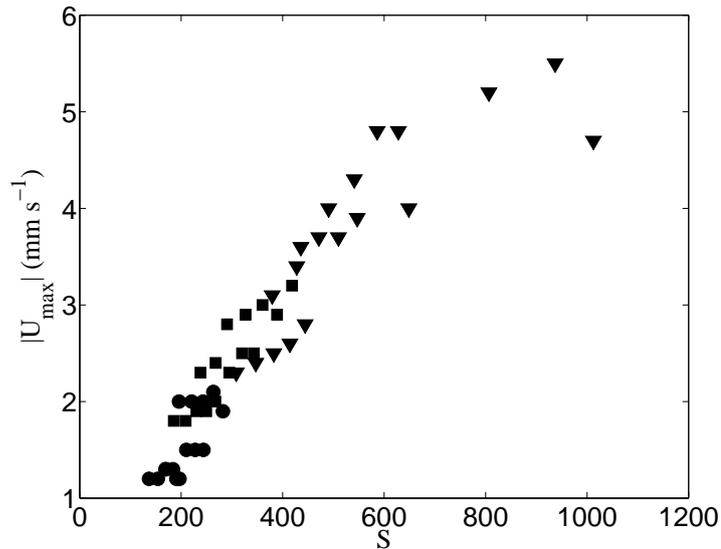


Рис. 5.11. Зависимость максимальной радиальной скорости  $U_{max}$  от  $S$  для  $z = 3$  мм, круги – ПМС-20, квадраты – ПМС-10, треугольники – ПМС-5.

сти в виде спиральных полос различной длины волны и определено критическое число Рейнольдса. Неустойчивая стратификация увеличивает циркуляцию валов в ПС, поскольку конвективная неустойчивость имеет тенденцию поддерживать динамическую неустойчивость [292]. Существование горизонтальных валов большой длины волны ( $\sim 10$  км) можно объяснить взаимодействием волновой триады [292]. Новый и очень перспективный численный подход, сочетающий модели WRF (Weather Research Forecast) и LES (Large Eddy Simulation) для изучения когерентной циркуляции больших вихрей в ПС, был разработан в [293, 294]. В недавней работе [295] было показано, что охлаждение морской поверхности может привести к конвективной неустойчивости в ПС, и отмечено, что оба типа когерентных структур (динамической или конвективной природы) увеличивают перенос тепла, количества движения и влаги.

Спиральные дождевые полосы представляют собой еще один тип вторичных потоков более крупного (чем валы в пограничном слое) масштаба, которые существуют в тропических циклонах [296]. Спиральные дождевые полосы в отличие от горизонтальных валов в ПС имеют конвективную природу [297]. Классификация различных типов дождевых полос представлена в [298]. Недав-

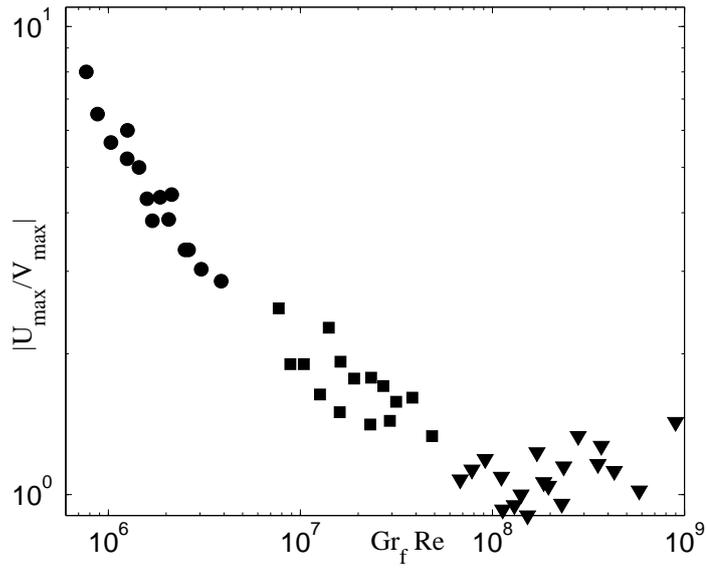


Рис. 5.12. Зависимость отношения максимальной радиальной скорости  $U_{max}$  к максимальной азимутальной скорости  $V_{max}$  от  $Gr_f Re$  для  $z = 3$  мм, круги – ПМС-20, квадраты – ПМС-10, треугольники – ПМС-5, логарифмические координаты.

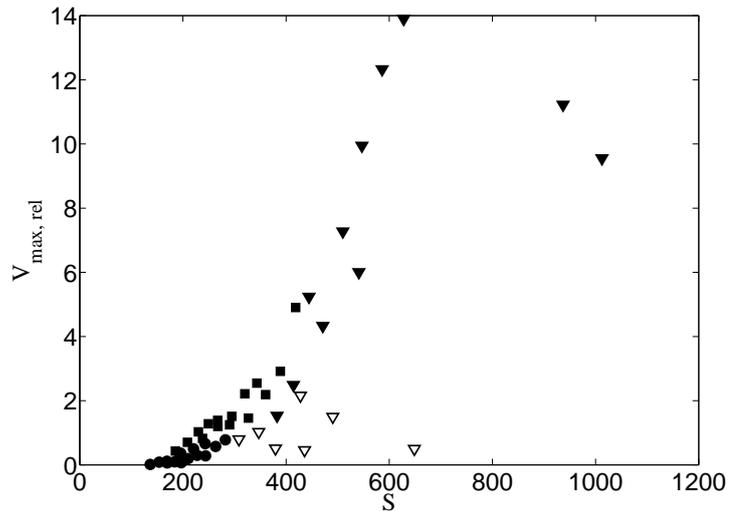


Рис. 5.13. Относительная максимальная азимутальная скорость  $V_{max,rel}$  от  $S$  для  $z = 15$  мм, круги – ПМС-20, квадраты – ПМС-10, треугольники – ПМС-5, открытые треугольники – ПМС-5 для  $\Omega > 0.13$ .

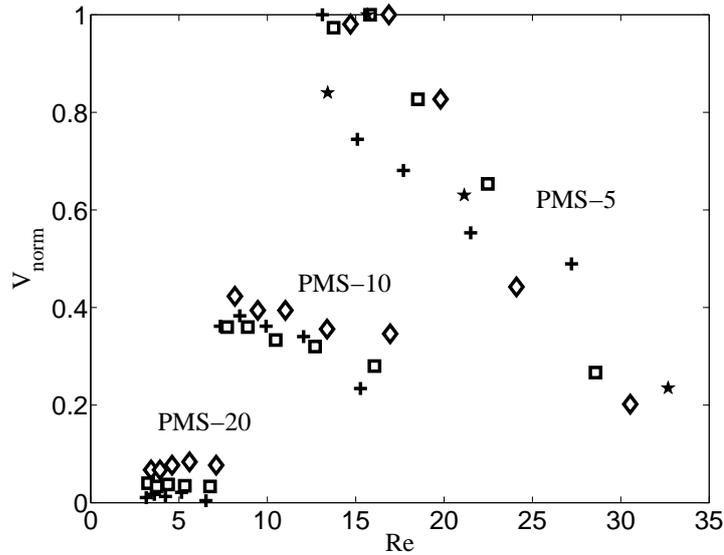


Рис. 5.14. Зависимость нормированного значения  $V_{max}$  от  $Re$  для  $z = 15$  мм, кресты –  $P = 8.5$  Вт, открытые квадраты –  $P = 13.5$  Вт, открытые ромбы –  $P = 19$  Вт, звездочки –  $P = 39$  Вт.

ний обзор различных гипотез, объясняющих динамику и природу внутренних спиральных полос, можно найти в [299]. В [300] было обнаружено, что внутренние дождевые полосы представляют собой конвективные облака, переносимые ветром тропического циклона и деформирующиеся в спиральные формы. Роль спиральных полос в переносе углового момента и тепла активно обсуждается.

Вплоть до настоящего времени важной задачей является изучение общей структуры радиального и тангенциального течений в пограничном слое. Ключевым препятствием для решения этой проблемы методами математического моделирования является высокая ресурсоемкость, даже при сеточном разрешении 2-4 км. Поэтому для изучения различных аспектов образования тропических циклонов до сих пор широко используются идеализированные осесимметричные модели [254–256]. Преимущества осесимметричных моделей очевидны – они не требуют мощных компьютерных систем и позволяют исследовать роль различных параметров в разумные сроки. Однако использование осесимметричных моделей ограничено, поскольку данные наблюдений и трехмерное численное моделирование показали, что горизонтальное распределение скорости, завихренности и других характеристик часто сильно асимметрично. Неравно-

мерное распределение скорости в ПС приводит к неравномерному распределению коэффициента турбулентной диффузии, поскольку он зависит от величины скорости. В [301–303] было показано, что моделирование ураганов с высоким разрешением очень чувствительно к параметризации турбулентной диффузии. Также до сих пор не решена проблема влияния неравномерного распределения скорости и температуры в развивающихся и зрелых тропических циклонах.

Как показал обзор, несмотря на очевидную важность четкого и ясного понимания роли вторичных когерентных структур в пограничном слое ТЦ, таких исследований чрезвычайно мало и в основном для их решения используется математическое моделирование и натурные наблюдения. Использование физического эксперимента на основе лабораторного аналога ТЦ, адекватно моделирующего ключевые аспекты формирования ТЦ, открывает новые возможности для изучения описанной проблемы. Здесь мы сосредоточим внимание на двух основных моментах. Сначала рассмотрим структуру вторичных течений в пограничном слое для различных значений определяющих параметров. В качестве второй проблемы будет исследована асимметрия радиального притока в пограничном слое и ее влияние на устойчивость циклонических вихрей.

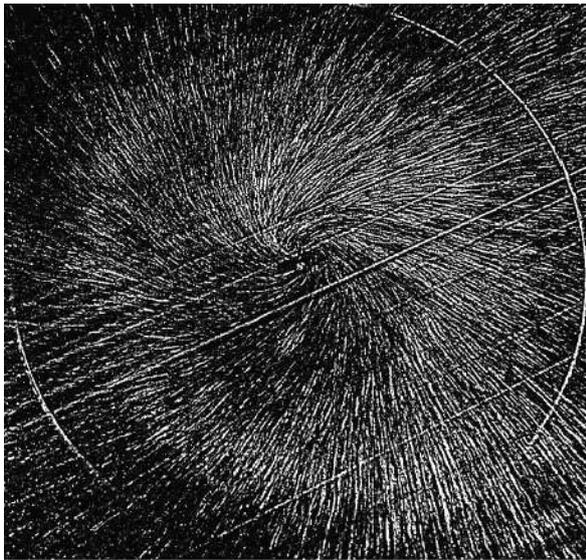
### **Структура вторичных течений в пограничном слое**

Ранее неоднократно отмечалось, что при натекании относительно холодной жидкости на нагретую пластину, формируется слой с неустойчивой стратификацией, что приводит к формированию вторичных структур различного типа (горизонтальные валы, тепловые плюмы, термики). Структура вторичных течений в форме горизонтальных валов для достаточно высоких значений чисел Грасгофа для неподвижного и вращающегося слоев хорошо видна на теневых изображениях (Рис. 5.4(а,б)). В случае неподвижного слоя вторичные течения являются суперпозицией продольных (радиальных) и поперечных валов (Рис. 5.4(а)), а во вращающемся слое валы ориентированы вдоль циклонического течения (Рис. 5.4(б)).

Таблица 5.2. Значения основных параметров.

Эксперимент	$P$ (Вт)	$\Omega$ (рад/с)	$\nu$ (сСт)	$Gr_f$	$Re$	$Pr$
1	19	0.048	5.1	$6 \times 10^6$	9.3	57
2	19	0.081	5.1	$6 \times 10^6$	14.7	57
3	19	0.11	5.1	$6 \times 10^6$	19.9	57
4	19	0.17	5.1	$6 \times 10^6$	30.6	57
5	13.5	0.13	2.8	$1.4 \times 10^7$	46	34

Помимо теневых изображений, эффективным способом визуализации структуры потока является использование трассеров. В качестве основного инструмента качественного исследования течений в пограничном слое мы использовали визуализацию при помощи алюминиевой пудры. Освещено горизонтальное сечение при  $z = 5$  мм, расположенное примерно посередине радиального притока. Чешуйки ориентированы вдоль потока, поэтому они яркие, когда поток горизонтальный, и темные, когда преобладают вертикальные движения. Эта зависимость яркости алюминиевых чешуек от отношения горизонтальной и вертикальной скорости помогает обнаруживать трехмерные структуры. Параметры экспериментов, которые используются для описания течения, представлены в таблице 5.2. Усреднение по относительно длинным сериям мгновенных изображений (при выборе только самых ярких чешуек) дает изображения траекторий, которые показывают структуру среднего потока. На рис. 5.15. такие изображения представлены для фиксированных  $Gr_f$  и  $Pr$ , но для разных скоростей вращения. В случае медленного вращения преобладает радиальный поток и слабый циклонический вихрь (Рис. 5.15,а). Увеличение скорости вращения приводит к развитию интенсивного вихря (Рис. 5.15,б). Надо отметить, что основное крупномасштабное течение не является осесимметричным, и далее будет показано, что уровень асимметрии имеет решающее значение для структуры и



а)



б)

Рис. 5.15. Треки алюминиевой пудры над нагревателем, а – медленное вращение (эксперимент 1), б – быстрое вращение (эксперимент 3). Треки получены в результате осреднения в течение  $\Delta t = 20$  с (500 последовательных изображений). Для лучшего представления для построения треков использовались только наиболее яркие частицы пудры.

устойчивости циклонического вихря. Картины на усредненных изображениях (рис. 5.16) показывают, что на некотором расстоянии от края нагревателя образуются горизонтальные конвективные валы. Эти валы ориентированы радиально в невращающемся слое [7]. Как видно из рис. 5.16, во вращающемся слое конвективные валы деформируются под действием основного потока, и наклон к радиальному направлению увеличивается с ростом вращения. Наблюдаемые валы более или менее стационарны, и поэтому хорошо различимы на усредненных изображениях. Усреднение за короткий промежуток времени  $\Delta t = 1$  с (25 последовательных изображений) показывает структуру мгновенного течения в пограничном слое (Рис. 5.17). Он сильно неоднороден и характеризуется наличием вторичных структур разного типа, спиральными рукавами (1), движущимися с основным потоком к центру, и конвективными валами (2) по периферии зоны нагрева.

Качественное подобие наблюдаемых вторичных течений и спиральных структур в пограничном слое Экмана ([289, 290]) ставит вопрос о роли динамической

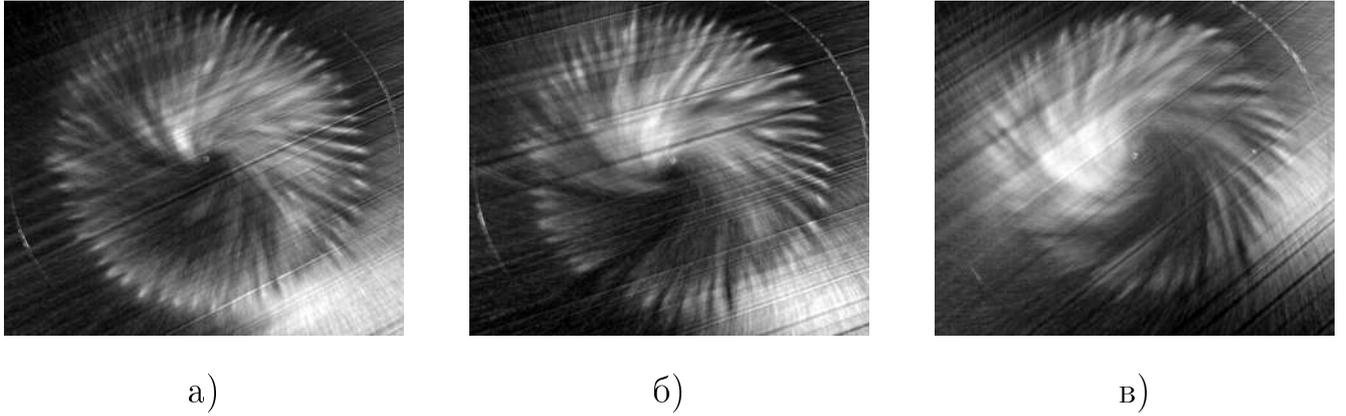


Рис. 5.16. Когерентные структуры в пограничном слое, визуализированные алюминиевой пудрой над нагревателем ( $z = 5$  мм) для различных скоростей вращения, а – эксперимент 1, б – эксперимент 2, в – эксперимент 3. Осредненные изображения получены в результате осреднения в течение  $\Delta t = 160$  с (4000 последовательных изображений).

неустойчивости в формировании валов в наших экспериментах. В [289] было обнаружено, что спиральные полосы в слое Экмана возникли после превышения критического значения числа Рейнольдса  $Re^*$ , определяемого как

$$Re^* = \frac{U}{\sqrt{\Omega\nu}} \quad (5.7)$$

где  $U$  – относительная тангенциальная скорость. Когда  $Re^*$  превышает свое критическое значение  $Re_c^* = 125$ , появляется структура состоящая из спиральных полос. В нашем случае наблюдаемые спиральные полосы являются результатом конвективной неустойчивости, поскольку значения  $Re^*$  значительно ниже критического значения для динамической неустойчивости.

Процесс образования вторичных потоков, в целом подобен формированию продольных и поперечных валов в неподвижном слое, и может быть описать следующим образом. Адвективное течение относительно холодной жидкости приводит к образованию пограничного слоя с неустойчивой стратификацией над областью нагрева. При превышении локального числа Рэлея своего критического значения (на некотором расстоянии от края нагревателя) возникают вторичные конвективные структуры. Конвективная неустойчивость может породить различные режимы, но при наличии основного потока продольные

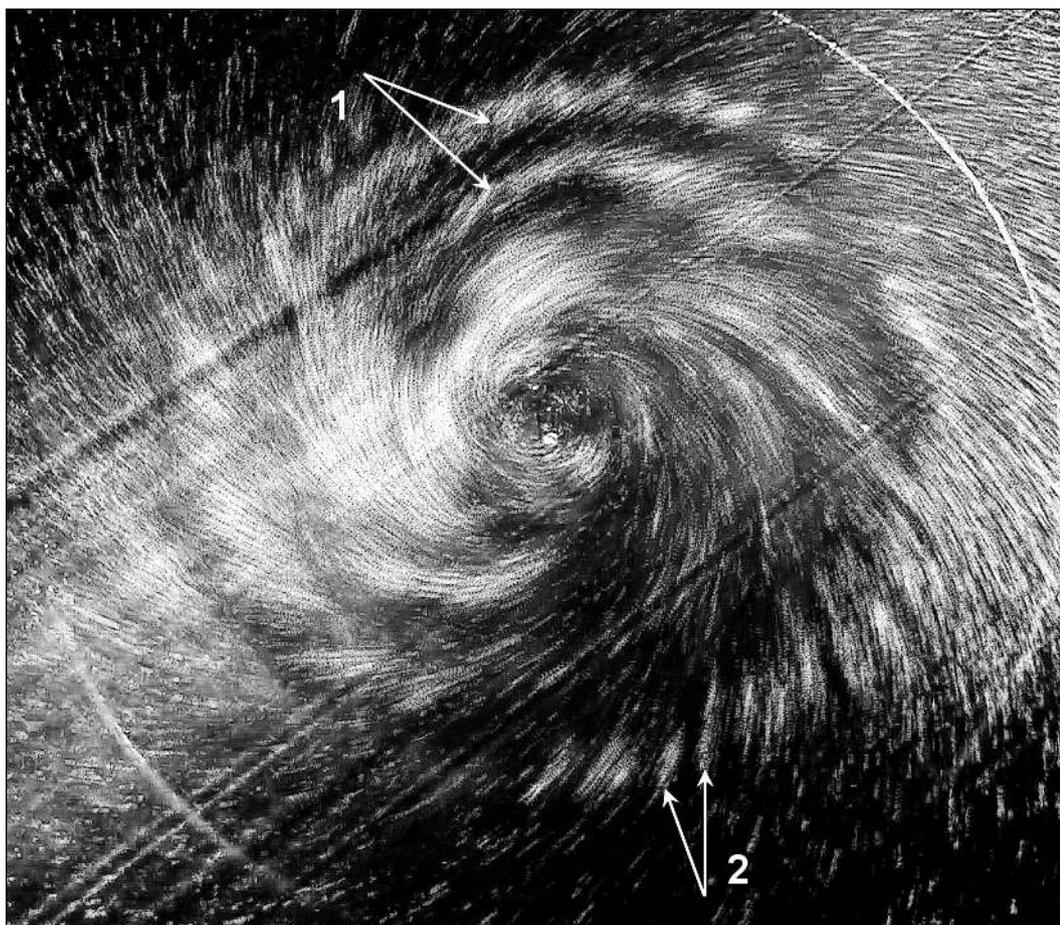


Рис. 5.17. Мелкомасштабные структуры визуализированные алюминиевой пудрой (эксперимент 3). Изображение получено в результате осреднения в течение  $\Delta t = 1$  с (25 последовательных изображений).

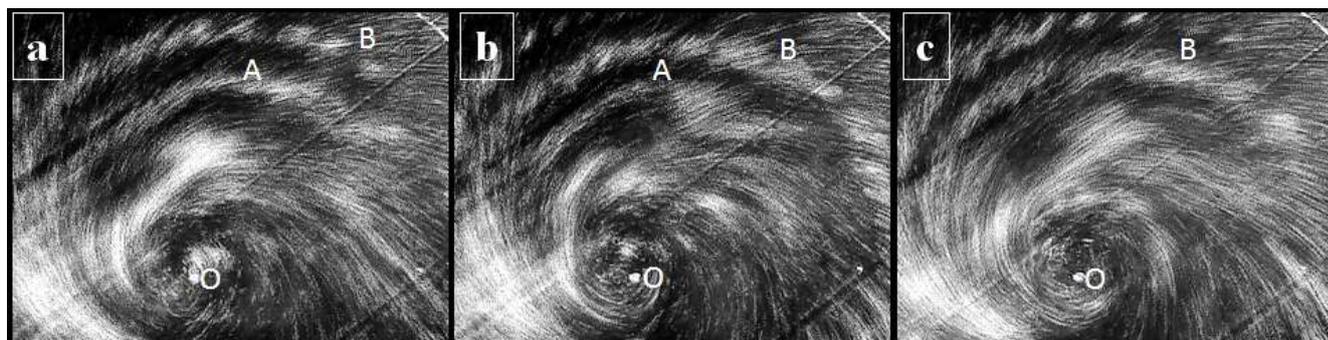


Рис. 5.18. Временная эволюция спиральных рукавов. Показаны увеличенные фрагменты структур, визуализированных алюминиевой пудрой. Временной сдвиг между отдельными фрагментами составляет 1 с. Каждый фрагмент получен в результате осреднения в течение  $\Delta t = 1$  с (эксперимент 3).

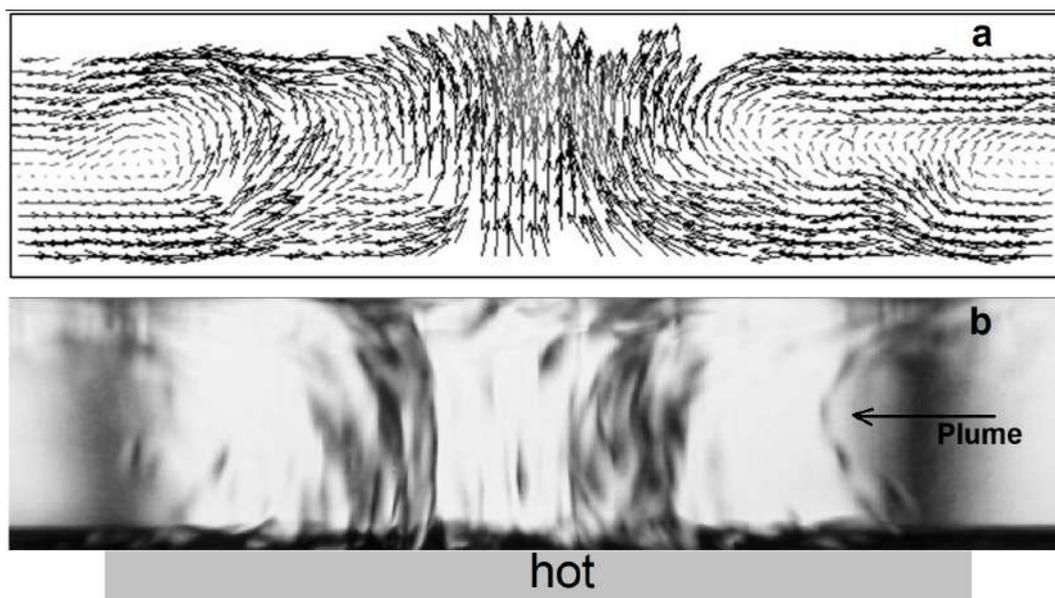


Рис. 5.19. (а) - мгновенное поле скорости в среднем вертикальном сечении над зоной нагрева, (б) - мгновенная теневая картина в вертикальной плоскости, показывающая среднее (вдоль слоя) неоднородное температурное поле с набором тепловых плюмов.

валы появляются первыми. Пары конвективных валов (соседние валы вращаются в противоположных направлениях) увеличивают теплопередачу за счет процесса перемешивания. Некоторые пары валов переносят горячую жидкость в верхнюю часть пограничного слоя, а другие доставляют холодную жидкость на поверхность нагревателя [6]. Горячие элементы жидкости могут подниматься дальше в виде тепловых плюмов (Рис. 5.19, б). В описанном режиме процесс образования тепловых плюмов происходит одновременно в азимутальном направлении вдоль спиральной кривой. Основной поток выталкивает тепловые плюмы к центру. Всплывающие плюмы увлекают жидкость из пограничного слоя и образуют валы в форме спиральных рукавов (1 на рис. 5.16). Описанный процесс образования спиральных структур очень устойчив и повторяется до конца экспериментальной реализации. Движение спиральных рукавов к центру показано на рис. 5.18.

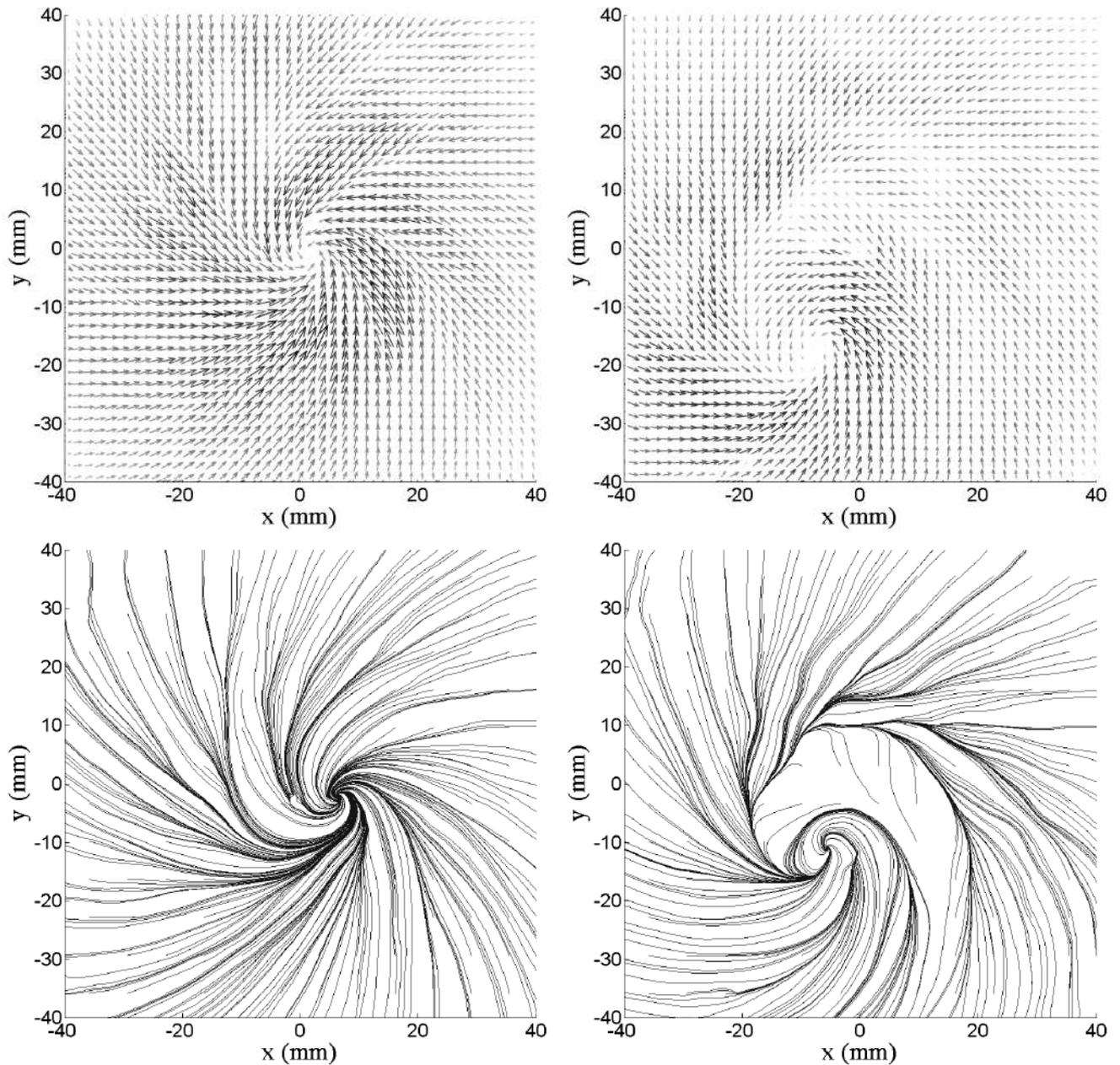


Рис. 5.20. Мгновенные векторные поля скорости (верхняя панель) и распределение линий тока (нижняя панель), слева – эксперимент 2, справа – эксперимент 4,  $z = 3$ .

### Устойчивость циклонического вихря

Серия экспериментов [16, 304] показала, что устойчивый локализованный циклонический вихрь существует только в небольшом диапазоне управляющих параметров. Вихрь становится неустойчивым при уменьшении вязкости и быстром вращении модели. Ранее, при помощи средних векторных полей было показано, что увеличение вращения приводит к существенной трансформации вихревой структуры. Вместо локализованного в центральной части вихря на-

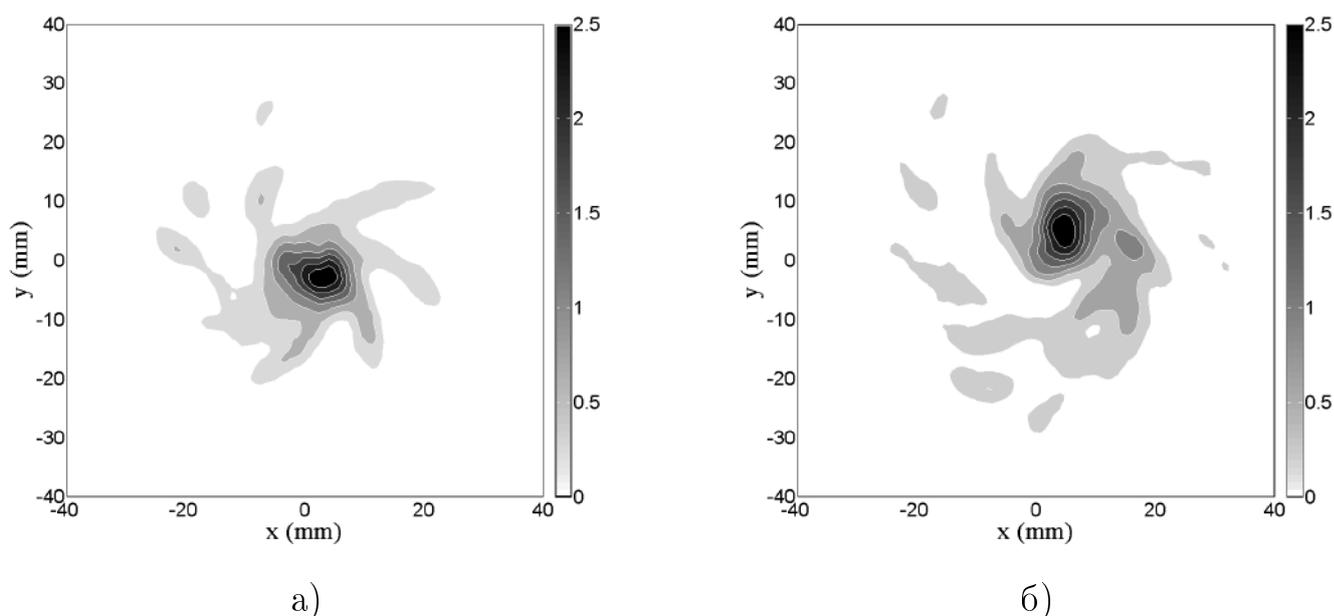


Рис. 5.21. Мгновенные поля завихренности ( $^{-1}$ ), а – эксперимент 2, б – эксперимент 3,  $z = 3$ .

блюдается вихревое кольцо [16]. Поле мгновенных скоростей пространственно неоднородно, и анализ средних полей не раскрывает всей специфики динамики и эволюции циклонических вихрей. Примеры мгновенного векторного поля скорости и распределения линий тока для устойчивого и неустойчивого случаев показаны на рис. 5.20. В случае развитого циклонического вихря радиальное конвергентное течение состоит из несколько ветвей, которые подходят очень близко к центру модели (рис. 5.20, слева). Радиальное течение переносит угловой момент от больших радиусов к малым, и его симметрия или асимметрия сильно влияют на структуру вихря. Увеличение вращательного числа Рейнольдса (5.2) за счет уменьшения вязкости или увеличения скорости вращения приводит к неустойчивости радиального течения и изменению его структуры (Рис. 5.20, справа). Вместо нескольких ветвей, обеспечивающих приток углового момента с разных сторон, радиальное течение трансформируется в одну большую спиральную ветвь, не доходящую до центра. В результате этого несимметричного потока углового момента локализованный циклонический вихрь образуется на некотором расстоянии от центра. Радиальное течение и циклонический вихрь медленно прецессируют вокруг оси вращения и в среднем векторном поле проявляется как вихревое кольцо. Поля мгновенной завихренности для разных зна-

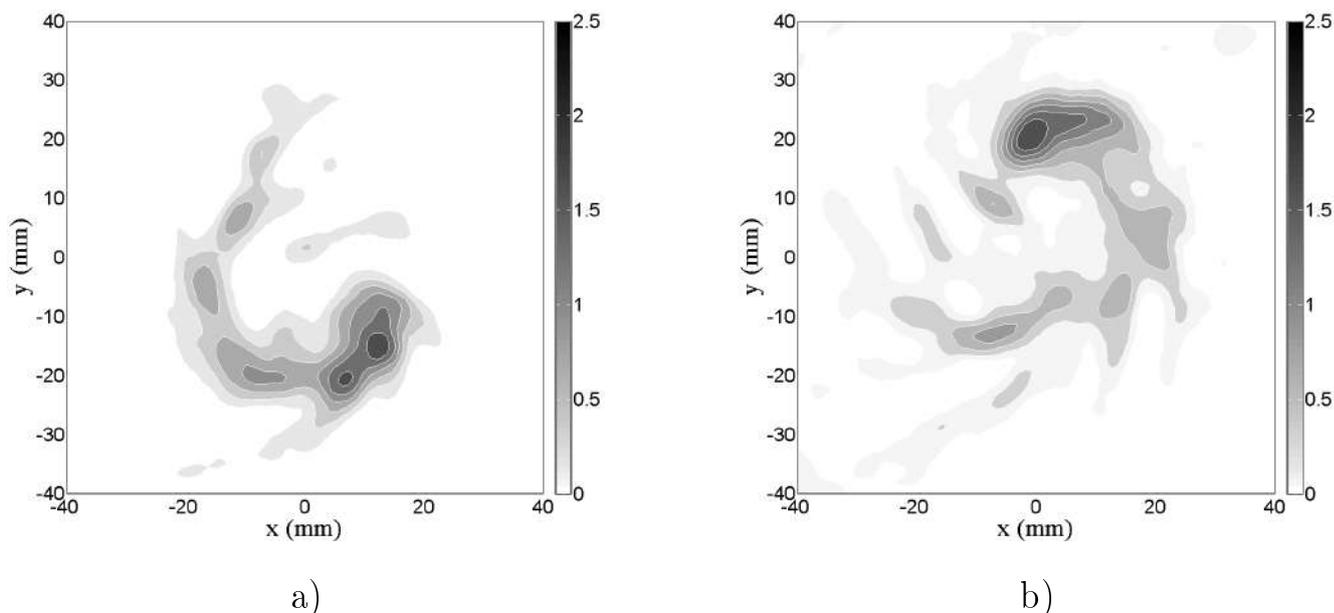


Рис. 5.22. Два мгновенных поля завихренности ( $^{-1}$ ) для эксперимента 4,  $z = 3$ .

чений числа Рейнольдса ( $Gr_f$  и  $Pr$  фиксированы) показаны на рис. 5.21 и на рис. 5.22. Трансформация вихревой структуры происходит постепенно: при увеличении  $Re$  с 15.6 до 21.1 радиальное течение уже имеет доминирующее направление, но все еще приближается достаточно близко к центру. При дальнейшем увеличении  $Re$  до 32.3 мы наблюдаем локализованный вихрь смещенный от центра (Рис. 5.22). Радиальное течение меняет свое направление (не периодически), поэтому положение вихря, показанного на рис. 5.22, также меняется. Рис. 5.25 показывает, что центр вихря до потери устойчивости находится около оси вращения, а затем его расположение рассредоточено на больших радиусах. Средние поля завихренности для соответствующих экспериментов на рис. 5.26 показывают, что учет только средних полей может привести к неправильному представлению о структуре вихря.

Наблюдаемые направления ветра вблизи поверхности в тропических циклонах обычно описываются при помощи углов притока (в англоязычной литературе – *inflow angles*), характеризующих отношение радиальной и азимутальной компонент скорости [305]. Профили поверхностных углов притока у дна, были построены на основе азимутально усредненных профилей скорости и показаны на Рис. 5.23. Эти профили также демонстрируют заметное изменение структу-

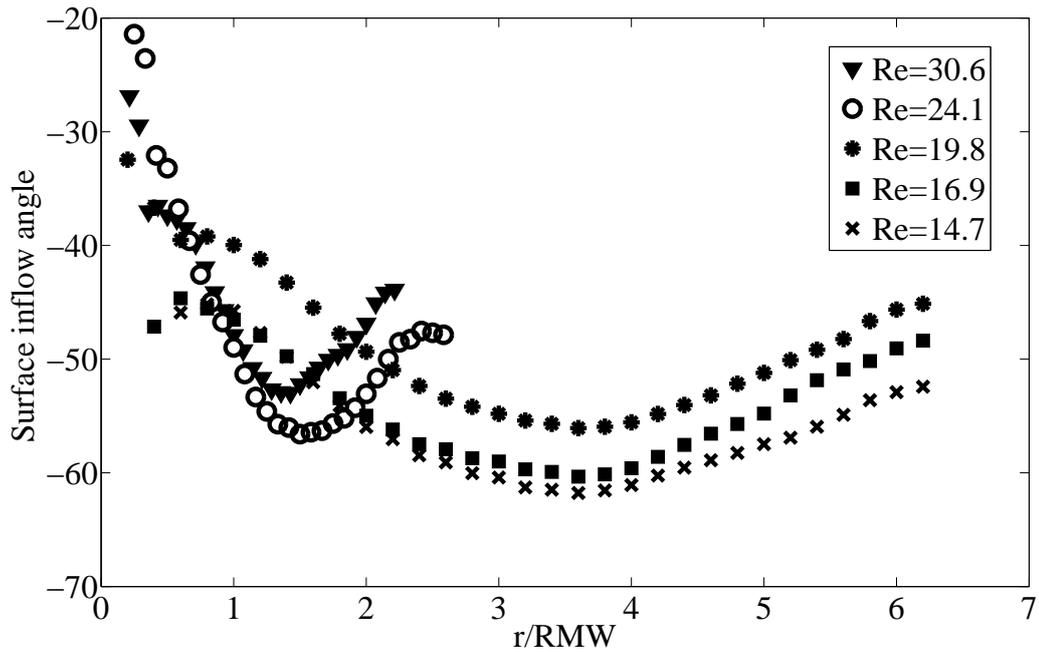


Рис. 5.23. Зависимость угла притока от отношения  $r/RMW$  ( $RMW$  – радиус максимального ветра) для различных  $Re$ ,  $Gr_f = 6 \times 10^6$ ,  $z = 3$ .

ры потока с увеличением значения вращательного числа Рейнольдса. Интересно сравнить лабораторные профили с данными наблюдений из [306]. Наблюдается сильное количественное несоответствие между лабораторными и наблюдаемыми данными, потому что радиальные потоки в лабораторных экспериментах относительно более интенсивны, но если мы нормализуем эти профили на пиковое значение угла притока, тогда становится очевидным, что качественно они похожи (Рис. 5.24), что еще раз подтверждает качественное подобие лабораторного циклона и ТЦ.

Для иллюстрации структуры течения при более высоких значениях  $Re$  и  $Gr_f$  использовалась рабочая жидкость с меньшей вязкостью (2.8 сСт вместо 5.1 сСт, как в большинстве описанных экспериментов). При фиксированной скорости вращения и мощности нагрева уменьшение вязкости приводит к увеличению  $Re$  и  $Gr_f$  и дальнейшей дестабилизации потока. Течение становится более хаотичным с появлением одного или нескольких вихрей разного размера (Рис. 5.27, а, б). Поле средней завихренности (Рис. 5.27,в) показывает, что боль-

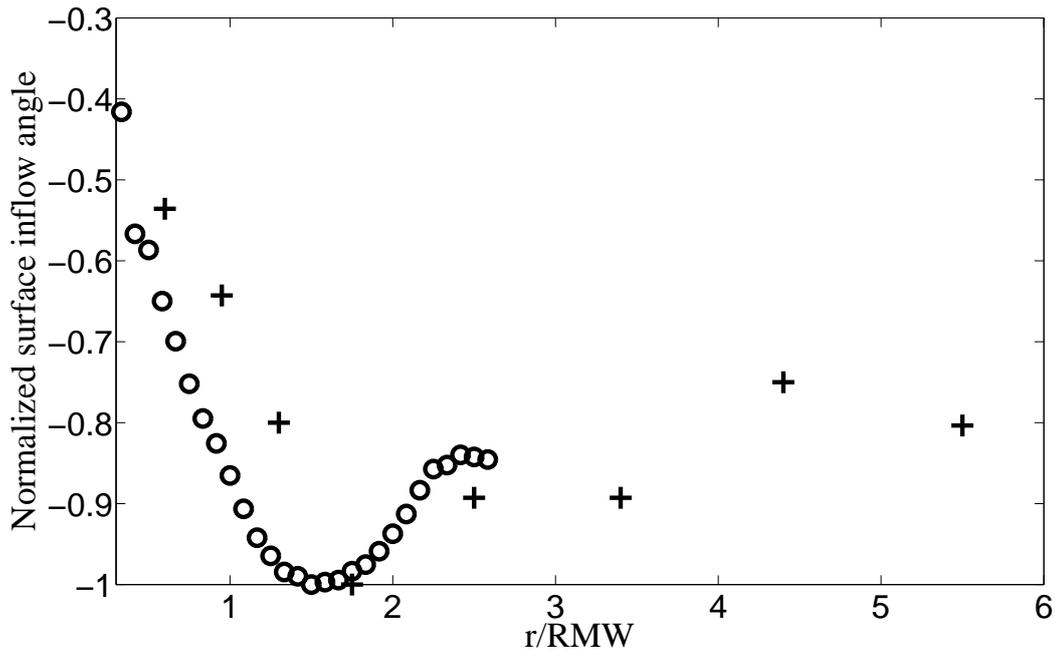


Рис. 5.24. Зависимость нормированного угла притока от отношения  $r/RMW$ , круги – эксперимент для  $Re = 24.1$ ,  $Gr_f = 6 \times 10^6$ ,  $z = 3$ ; кресты – данные наблюдений из [306].

большинство мелких вихрей формируется вблизи периферии области нагрева. Это хорошо согласуется с результатами [247, 249].

Завершая описание неустойчивости вихря, надо подчеркнуть две важные особенности этого процесса. Во-первых неустойчивость вихря тесно связана с изменением структуры радиального притока, поэтому изучение этого процесса требует трехмерного подхода. Другой существенной особенностью описанной эволюции циклонического вихря является его сильная зависимость от  $Re$ . На рис. 5.28 представлена карта режимов, из которой ясно видно, что существует критическое значение вращательного числа Рейнольдса  $Re \approx 23$ , после превышения которого происходит потеря устойчивости вихря. Этот результат может быть объяснением небольшого количества лабораторных исследований изолированных циклонических вихрей над локализованными нагревателями. Ранее отмечалось, что большинство экспериментов проводится с водой в качестве рабочей жидкости, а критическое значение  $Re$  для воды соответствует очень медленному вращению. В нашем случае это около 4 минут на один оборот.

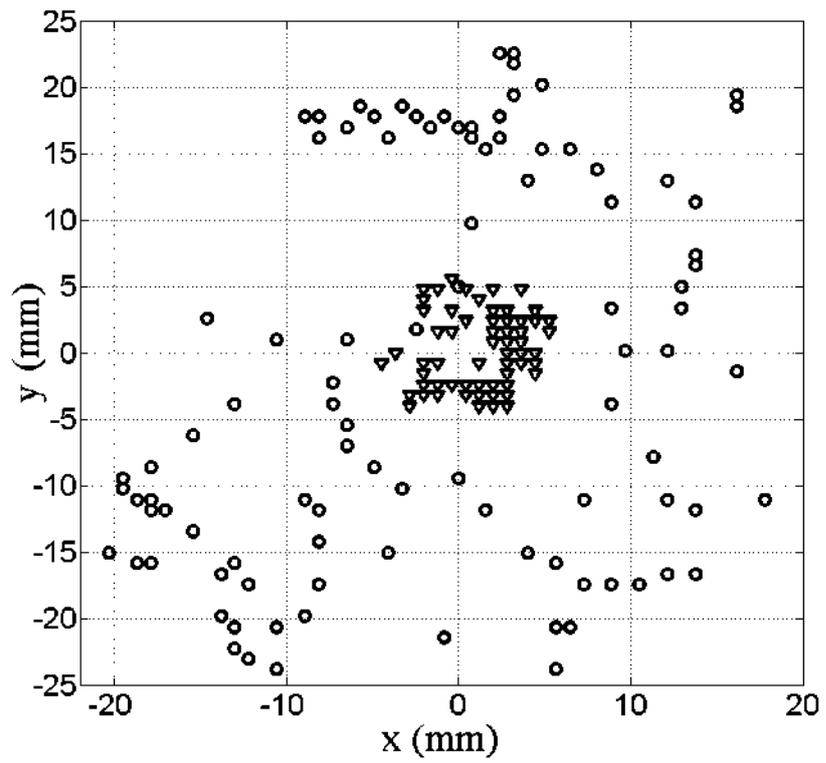


Рис. 5.25. Расположение центра циклонического вихря в ходе различных реализаций, треугольники – эксперимент 2, круги – эксперимент 4,  $z = 3$ .

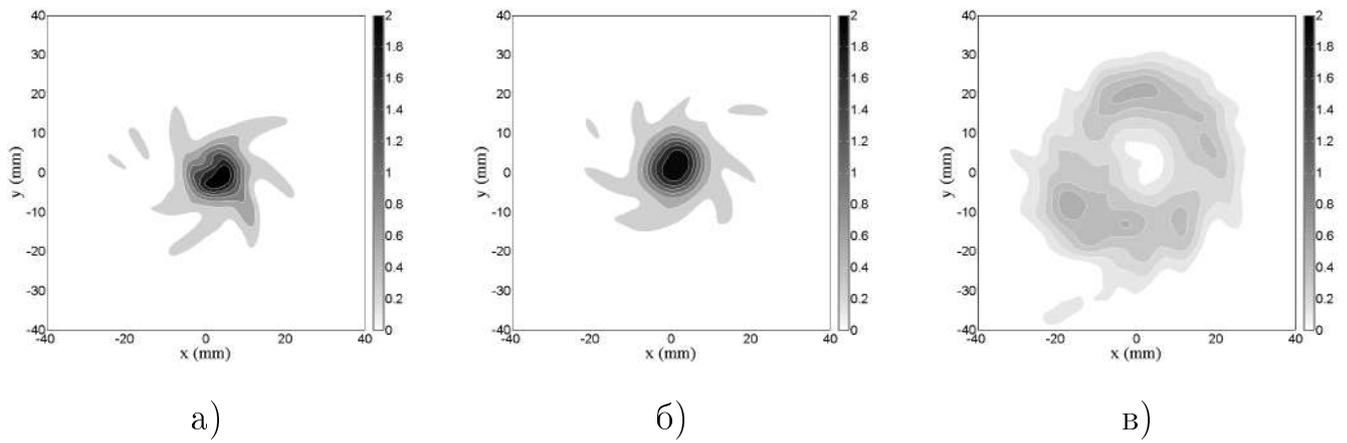


Рис. 5.26. Средние поля завихренности, а – эксперимент 2, б – эксперимент 3, в – эксперимент 4,  $z = 3$ . Время осреднения – 200 с.

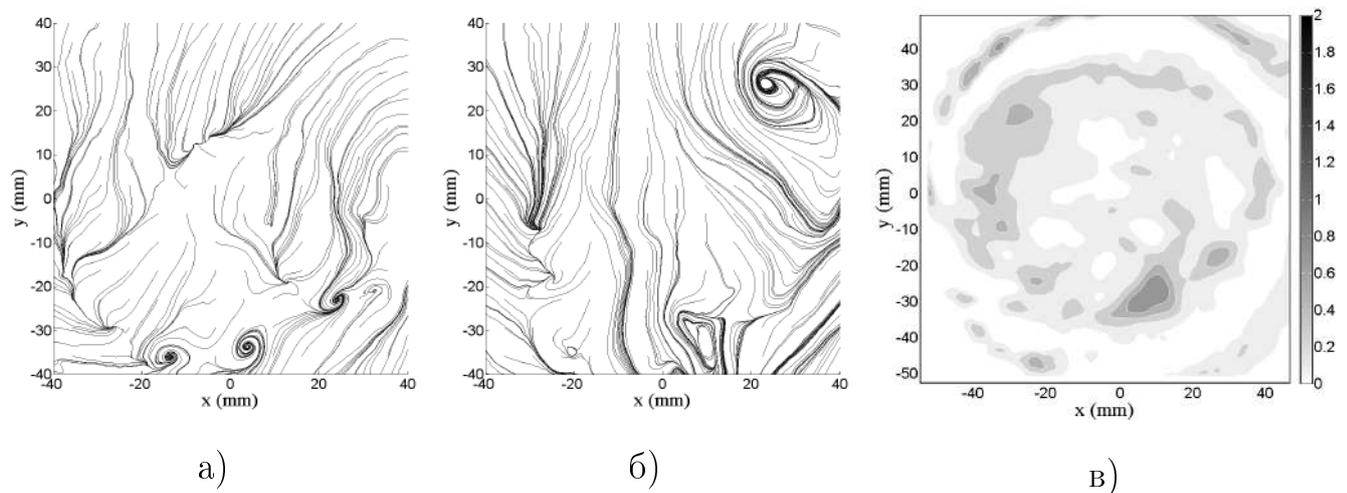


Рис. 5.27. Мгновенные распределения линий тока (а,б) и среднее поле завихренности (в) для эксперимента 5,  $z = 3$ .

## 5.4. Влияние горизонтальных валов на быструю интенсификацию тропических циклонов

В данном разделе основное внимание сосредоточено на конкретной стадии формирования тропических циклонов – быстрой интенсификации. Эта проблема имеет решающее значение для надежного прогноза интенсивности и траектории тропических циклонов. На Девятом международном семинаре по тропическим циклонам было опубликовано более шестидесяти статей, опубликованных за последние четыре года, посвященных этой проблеме [253]. Несмотря на большое количество исследований, ответов, раскрывающих механизм быстрой

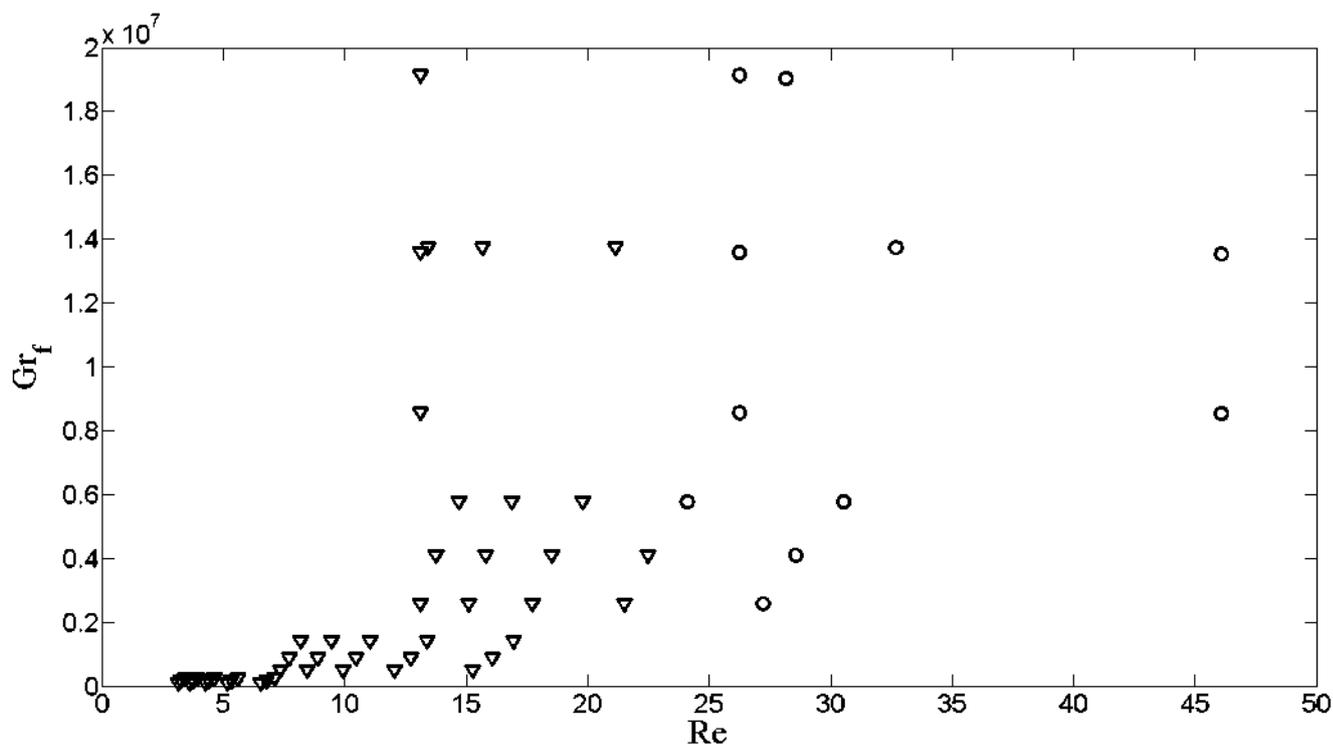


Рис. 5.28. Карта режимов. Эксперименты для чисел  $Re \leq 23$  показаны треугольниками, эксперименты при  $Re > 23$  – кругами.

интенсификации значительно меньше, чем возникающих вопросов.

В качестве основного инструмента для исследования факторов влияющих на процесс быстрой интенсификации ТЦ выбрано лабораторное моделирование, поскольку оно позволяет упростить чрезвычайно сложную задачу за счет сокращения количества ключевых процессов. Лабораторные модели как простые прототипы различных геофизических потоков часто служат для проверки более сложных теоретических моделей. Серьезным преимуществом лабораторного моделирования является возможность изучения конкретного процесса с использованием хорошо контролируемых начальных и граничных условий на основе реальной физической системы. Многие успешные примеры этого подхода можно найти в недавней монографии [150]. Лабораторное моделирование тропического циклона в простейшем виде требует выполнения основных, необходимых условий. Идя в этом направлении, мы рассматриваем формирование тропических циклонов следующим образом: во-первых необходим резервуар углового момен-

та, поскольку именно его концентрация приводит к усилению вихря. Такими резервуарами могут служить крупномасштабные циклонические возмущения и глобальное вращение. Затем инициирование вторичной (радиальной) циркуляции, обеспечивающей конвергентное течение в пограничном слое и дивергентное течение в верхней части слоя, является необходимым для переноса и перераспределения углового момента. В случае крупномасштабного циклонического возмущения экмановская подкачка обеспечивает слабую вторичную циркуляцию. Сходящийся поток переносит частицы воздуха с высокими значениями углового момента к центру, что приводит к усилению азимутальных потоков, а также увеличивает поток явного тепла от моря и выделение скрытого тепла в нижнем слое. Дивергентный поток переносит жидкость с относительно низкими значениями углового момента из центра на периферию. Явный тепловой поток и скрытое тепловыделение в центральной области начального, большого, но слабого циклонического вихря поддерживают конвективные течения. Конвекция усиливает радиальный приток и помогает сформировать внутреннее теплое ядро, которое необходимо для устойчивости вихря, поскольку оно создает градиент давления для компенсации центробежных сил. Усиление радиального течения приводит к усилению переноса дополнительного углового момента в центральную область и усиливает поток тепла с поверхности моря. На этом этапе существует положительная обратная связь между скоростью ветра и потоком тепла. Увеличение трения в пограничном слое, ограничение теплоемкости верхнего слоя моря и уменьшение разницы температур между конвергентным и дивергентным течениями приводят к завершению этой стадии. После стадии интенсификации достигается стадия устойчивого (зрелого) тропического циклона. Несомненно, что этот упрощенный сценарий улавливает только основные ингредиенты образования тропических циклонов и может служить только в качестве начального приближения.

Многочисленные исследования показывают, что конвекция играет решающую роль в формировании тропических циклонов, но детали конвективных про-

цессов, происходящих в тропических циклонах, особенно в пограничном слое, плохо изучены из-за отсутствия данных наблюдений и недостаточного разрешения при численном моделировании [307, 308]. До сих пор ведутся активные дебаты о механизмах, которые определяют выделение тепла во внутренней области развивающегося циклонического вихря [251]. Формирование мелкомасштабных структур, таких как горизонтальные валы, может существенно усилить процессы перемешивания и, как следствие, привести к значительному росту выделения явного и скрытого тепла. Пока еще не изучено влияние горизонтальных валов на интенсивность и структуру тропических циклонов; следовательно, необходимы дальнейшие исследования [253].

Описание процессов в пограничном слое атмосферы – одна из ключевых задач моделирования тропических циклонов. Существует ряд исследований, посвященных параметризации различных процессов в пограничном слое, включая перенос импульса и тепла, эффекты образования и спиральности море - брызги, а также обратную связь воздух - море [309–316]. Структура атмосферного пограничного слоя очень сложна и часто состоит из вторичных течений разного масштаба [118]. Ранее было отмечено, что измерения с помощью радаров с синтезированной апертурой (SAR) и доплеровских радаров выявили наличие мелкомасштабных структур в пограничном слое тропических циклонов. Есть немногочисленные попытки исследования мелкомасштабных структур в пограничном слое ТЦ при помощи математического моделирования, так в [293] был разработан новый численный подход, сочетающий модели WRF (прогноз погоды) и LES (моделирование крупных вихрей) для изучения когерентной циркуляции крупных вихрей в пограничном слое. Недавно в [295] было показано, что охлаждение морской поверхности может привести к конвективной неустойчивости в пограничном слое и отмечено, что оба типа когерентных структур (динамической или конвективной природы) увеличивают перенос тепла, импульса и влажности.

Следует отметить, что лабораторная модель ТЦ не включает моделиро-

вание выделения скрытого тепла (фазовых переходов), поэтому это скорее модель, так называемых сухих ураганов, когда только явный тепловой поток с поверхности воды ответственен за развитие конвективной циркуляции. Успешное численное моделирование сухих ураганов было выполнено в [317], где было показано, что замена выделения скрытого тепла, на поверхностный поток тепла, не приводит к принципиальным изменениям в структуре ТЦ. Еще одна особенность лабораторной модели – отсутствие начального вихревого возмущения. Мы рассматриваем жидкость, покоящуюся в системе вращения, как начальное состояние. Этот подход использован при исследовании стационарных ТЦ [318].

Основной задачей исследований представленных в данном разделе является выявление роли конвективных валов в усилении тепловых потоков с поверхности моря. В отличие от других исследований, посвященных анализу стационарного или квазистационарного состояния, когда горизонтальные валы хорошо развиты [120, 295], здесь рассматривается нестационарная стадия образования конвективных валов.

### **Нестационарная фаза вращающейся конвекции над локализованным нагревателем**

Подробное описание экспериментальной установки, системы и методики измерений, особенностей формирования течений в стационарной фазе было представлено в предыдущих разделах. В данном разделе основной упор сделан на исследовании нестационарной фазы и в особенности процесса теплообмена. В ходе представления результатов будет показано, что адаптация вращающегося слоя к новым граничным условиям, а именно включению нагрева, это быстрый процесс, включающий в себя формирование крупномасштабной меридиональной циркуляции, циклонических и антициклонических потоков, тепловых плюмов и горизонтальных валов в пограничном слое.

Для иллюстрации конвективных структур использовались различные трассеры. Зарождение конвекции визуализируется частицами PIV (средний размер

20 мкм), которые немного тяжелее жидкости (плотность частиц близка к плотности воды), но из-за своего малого размера осаждаются в неподвижной жидкости достаточно медленно (десятки минут). Этот процесс увеличивает концентрацию частиц в нижнем слое при реализации твердотельного вращения слоя. На серии изображений (Рис. 5.29) формирование конвективного потока наблюдается сверху при освещении лазерным ножом при  $z = 5$  мм. На ранней стадии в пограничном слое происходит появление конвективных ячеек (Рис. 5.29 б, в). Структура и расположение этих ячеек типичны для конвекции Рэлея - Бенара. Конвективные ячейки переносят перегретую жидкость в верхнюю часть пограничного слоя и приводят к появлению восходящих тепловых плюмов [7, 10, 163]. Формирование плюмов сопровождается сходящимися потоками, которые во вращающемся слое приводят к образованию мелкомасштабных вихрей и интенсивному перемешиванию (Рис. 5.29 г). Для визуализации дальнейших этапов использовались алюминиевые чешуйки, при таком же освещении лазерным ножом, для  $z = 5$  мм. Алюминиевые чешуйки больше, чем частицы PIV, и ориентированы вдоль потока, поэтому они яркие, когда поток горизонтальный, и темные, когда преобладают вертикальные движения. На Рис. 5.30 показано, что вскоре после начала конвекции средний восходящий поток (создаваемый тепловыми плюмами) приводит к образованию радиального конвергентного течения. Конвергентное течение вытесняет мелкомасштабные структуры к центру, и через короткий промежуток времени (около одного периода вращения модели) крупномасштабный поток занимает всю центральную область.

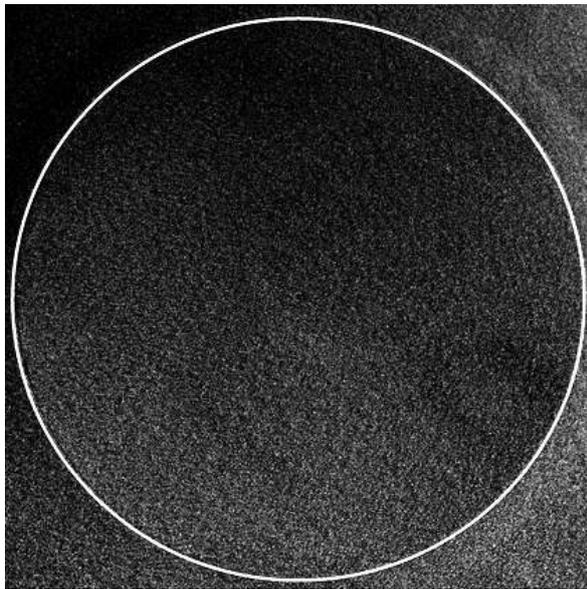
Адвективное течение в нижней части слоя приводит к образованию пограничного слоя с неустойчивой температурной стратификацией и генерации вторичных конвективных потоков в виде горизонтальных валов. Соседние валы, вращающиеся в противоположных направлениях, способствуют к собиранию трассеров в месте подъема жидкости между валов на поверхности нагревателя и образуют светлые полосы, которые визуализируют пространственную структуру валов (Рис. 5.31). Отметим, что формирование таких полос требует

некоторого времени, поэтому визуализация валов происходит с задержкой по времени.

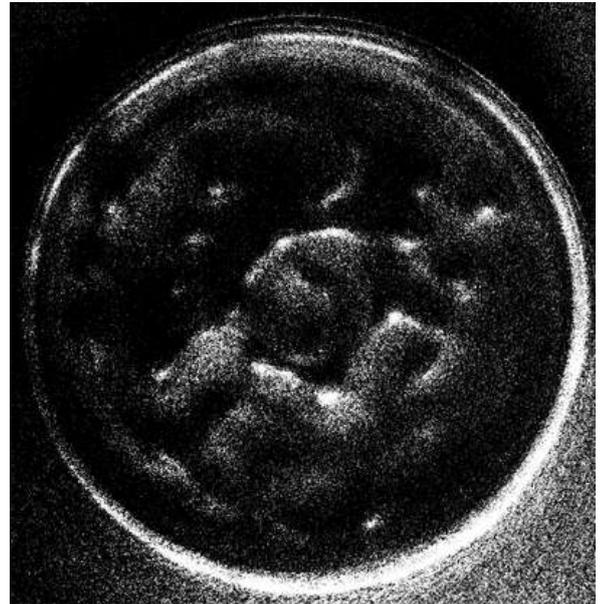
### **Поток тепла с поверхности локализованного нагревателя**

В этом разделе представлены результаты измерений теплового потока в ходе нестационарной стадии после включения нагрева в равномерно вращающемся слое.

Для ясного понимания полученных результатов следует подробно описать процесс теплопередачи. Довольно часто предварительная, нестационарная часть эксперимента служит для реализации стационарных граничных условий (например, твердотельное вращение, фиксированный перепад температур). В нашем случае мы акцентируем внимание на этом этапе для того, чтобы выявить роль мелкомасштабных конвективных структур в процессе теплопереноса. В целом сопряженный теплоперенос включает в себя нагрев массивной латунной пластины (теплообменника), теплопроводный поток тепла в жидкость в тонком пограничном слое, конвективный перенос тепла жидкостью и выделение тепла в окружающий воздух на свободной поверхности. Нагреватель представляет собой толстую латунную цилиндрическую пластину, установленную заподлицо с дном. Латунная пластина нагревается электрической катушкой, расположенной на нижней стороне диска. Внутри пластины у поверхности нагревателя находится термопара. После включения постоянного электрического тока (во время эксперимента мы поддерживаем постоянную электрическую мощность) температура латунной пластины увеличивается из-за джоулева нагрева. Перенос тепла внутри пластины – это относительно быстрый процесс порядка нескольких секунд, обеспечиваемый высокой теплопроводностью латуни. Тепловой поток в жидкость вначале довольно мал из-за плохой теплопроводности рабочего тела (силиконового масла), в связи с чем растет перепад температур между поверхностью нагревателя и жидкостью. Через некоторое время (несколько десятков секунд), когда локальное число Рэлея превышает свое кри-



а)



б)

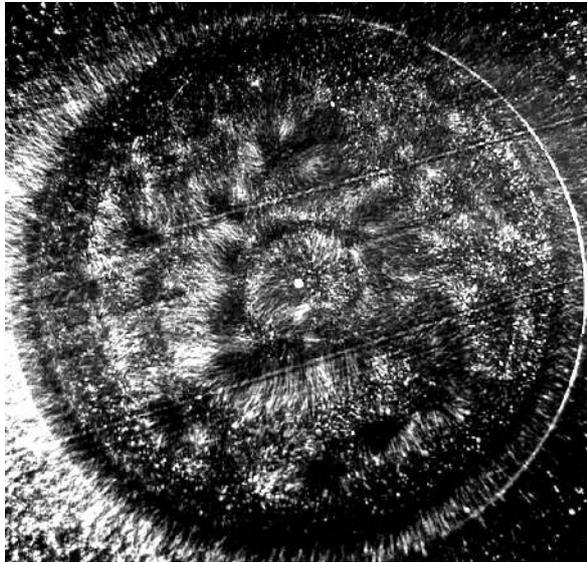


в)

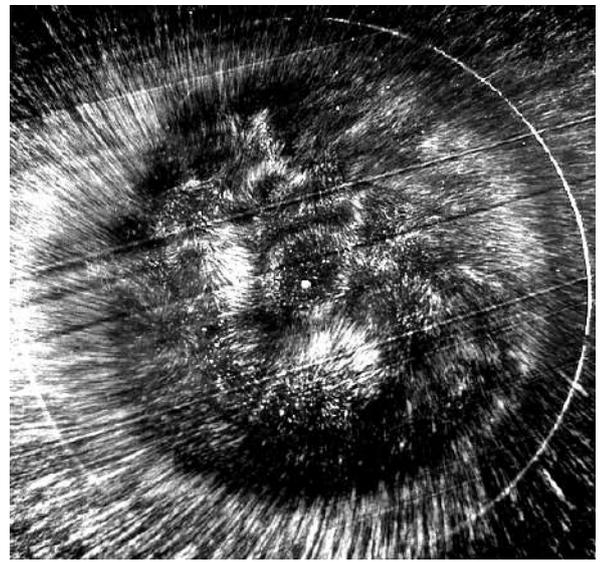


г)

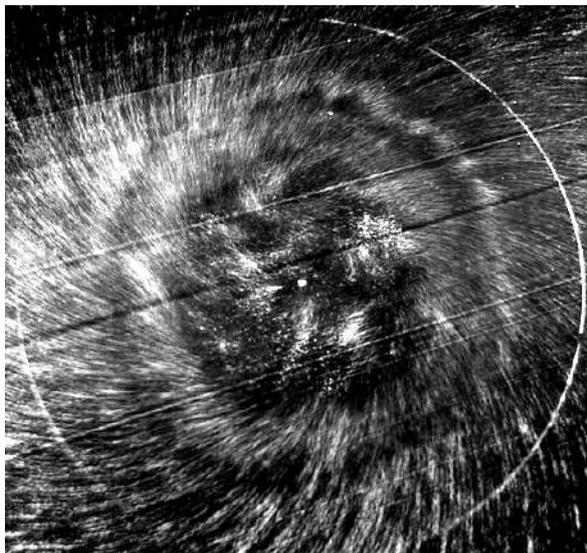
Рис. 5.29. Конвективные структуры над нагревателем после включения нагрева. (а)  $t = 0$  с (белый круг показывает область нагрева), (б)  $t = 39$  с, (в)  $t = 42$  с, (г)  $t = 45$  с;  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^7$ ,  $Re = 15.6$



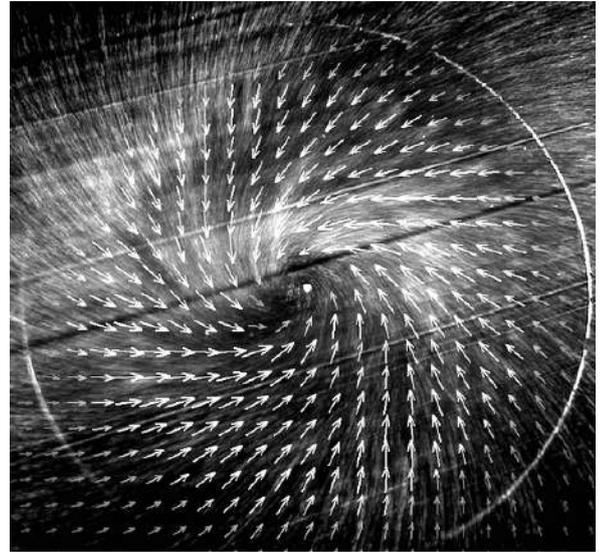
а)



б)

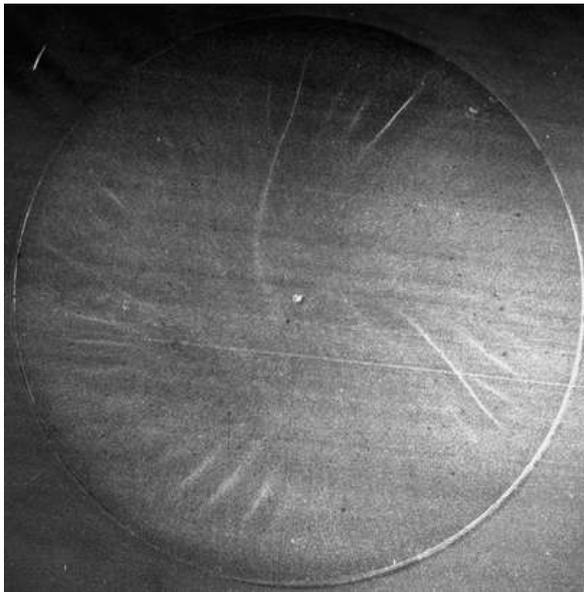


в)

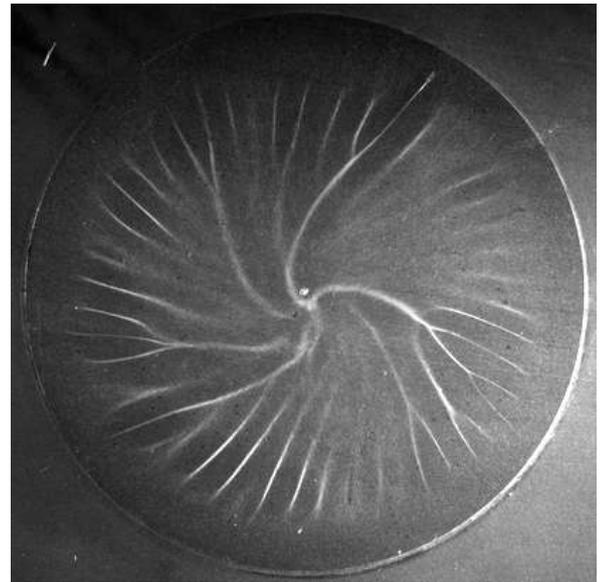


г)

Рис. 5.30. Конвективные структуры над нагревателем после включения нагрева. (а)  $t = 46$  с, (б)  $t = 54$  с, (с)  $t = 62$  с, (д)  $t = 70$  с (совместно с наложенным векторным полем скорости);  $Gr_f = 1.4 \cdot 10^7$ ,  $Re = 15.6$



a)



b)

Рис. 5.31. Формирование конвективных валов над областью нагрева. (а)  $t = 200$  с, (б)  $t = 500$  с;  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 15.6$

тическое значение, начинается образование конвективных ячеек (Рис. 5.29). Эти структуры существенно влияют на толщину пограничного слоя и обеспечивают более эффективный отвод тепла от нагревателя. Далее, из-за продолжающегося повышения температуры поверхности нагревателя и увеличения локального числа Рэлея развивающиеся конвективные ячейки становятся неустойчивыми и порождают другие конвективные структуры - тепловые плюмы (Рис. 5.30). Коллективное действие тепловых плюмов обеспечивает средний восходящий поток в центре и конвергентный поток в нижнем слое. Относительно холодное конвергентное течение при натекании на поверхность нагрева приводит к образованию неустойчивой стратификации над нагревателем. В результате мы наблюдаем образование горизонтальных конвективных валов уже в пограничном слое крупномасштабного потока (рис. 5.31).

Теперь рассмотрим измерения температуры, иллюстрирующие все описанные этапы (Рис. 5.32а). Кривая 1 показывает температуру нагревателя (латунной пластины)  $T_1$ , кривая 2 – прогнозируемая температура нагревателя  $T_2$ , для случая если вся тепловая мощность аккумулируется в латунной пластине без

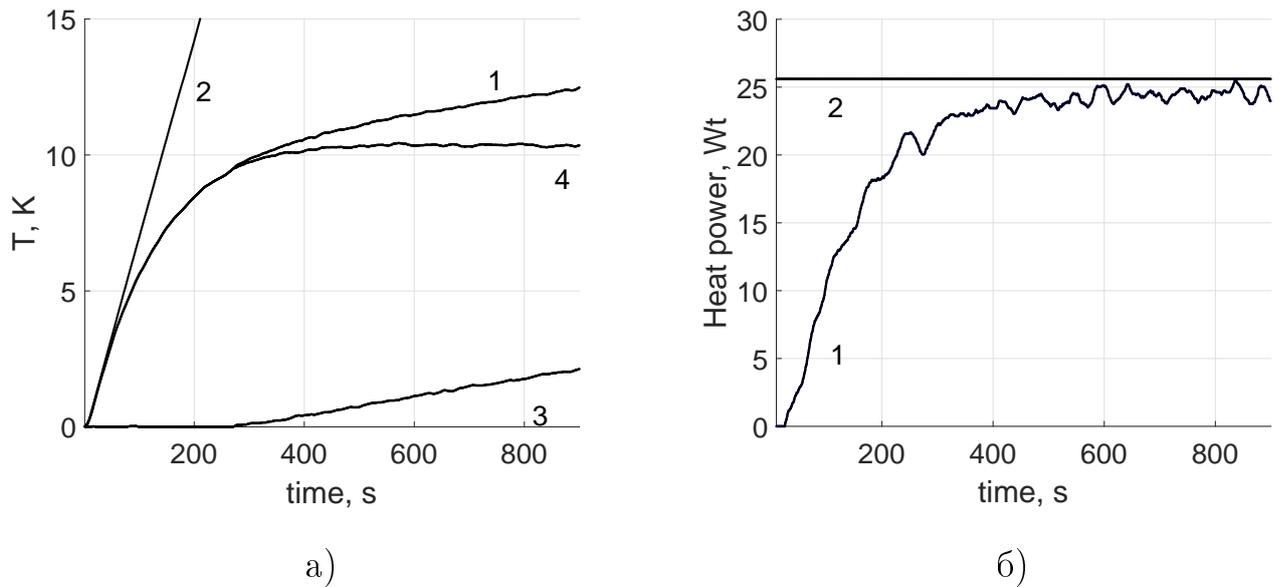


Рис. 5.32. (а) Измерения температуры: 1 – температура нагревателя, 2 – прогнозируемая температура нагревателя (без отвода тепла в жидкость), 3 – температура жидкости на периферии, 4 – перепад температур (подробное описание в тексте); (б) Временная зависимость мощности нагрева, 1 – тепловая мощность поступающая в жидкость, 2 – полная тепловая мощность.  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 14.7$

выделения тепла в жидкость, кривая 3 показывает температуру жидкости  $T_3$ , измеренную на средней высоте, вблизи периферии, а кривая 4 демонстрирует перепад температур  $\Delta T$  между температурой нагревателя и жидкости. Изменение  $T_1$  во времени показывает, что почти вся мощность нагрева расходуется на нагрев латунной пластины примерно до  $t \approx 40$  с. После этого скорость роста  $T_1$  уменьшается до достижения нового сбалансированного состояния с линейным, но относительно слабым ростом  $T_1$ . На рисунке 5.32б показаны временные зависимости общей мощности нагрева и мощности нагрева, вводимой в жидкость. Измерения температуры и мощности нагрева ясно показывают, что существует три различных этапа, а именно: начало нагрева – когда температура нагревателя линейно увеличивается с небольшими потерями тепла в жидкость, затем этап быстрого увеличения теплового потока к жидкости из-за образования конвективных потоков и структур, и, наконец, сбалансированное состояние, когда большая часть мощности нагрева выделяется в жидкость, а разница темпера-

тур между жидкостью и нагревателем почти постоянна. Этот сценарий дает качественное описание процесса теплообмена для рассматриваемого диапазона  $Gr_f$  (от  $Gr_f = 2.1 \cdot 10^6$  до  $Gr_f = 2.1 \cdot 10^7$ ).

### Динамика течений в нестационарном режиме

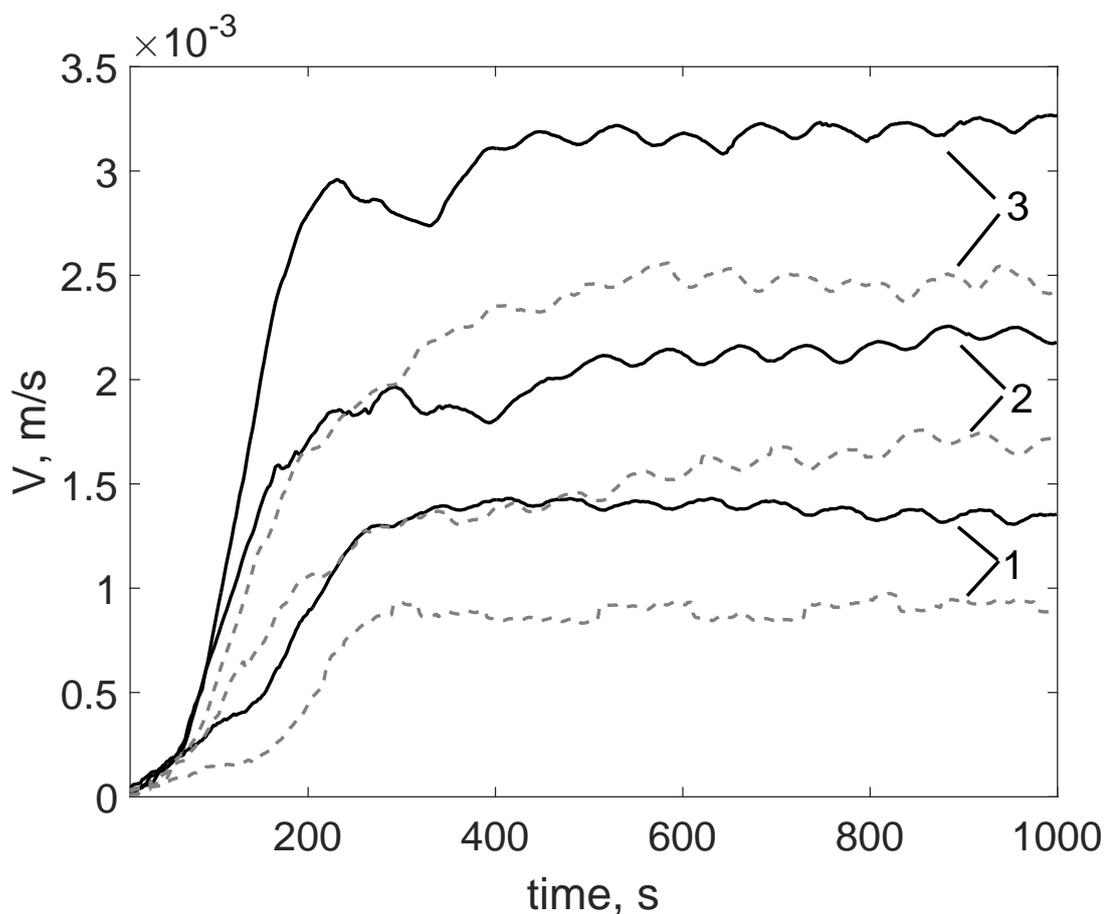


Рис. 5.33. Временные зависимости максимумов радиальной  $V_{r,max}$  (черная линия) и азимутальной  $V_{az,max}$  (серая линия) компонент скорости; 1 —  $Gr_f = 2.1 \cdot 10^6$ , 2 —  $Gr_f = 4.2 \cdot 10^6$ , 3 —  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 14.7$

Данный раздел посвящен описанию динамики течений (Рис. 5.33). Измерения поля скорости проводились для одного горизонтального сечения в нижнем слое при  $z = 5$  мм над областью нагрева. Поля скорости осреднялись по азимуту, а затем были восстановлены радиальные профили скорости. В качестве характеристик интенсивности потока выбраны максимальные значения  $V_{r,max}$

и  $V_{az,max}$  осредненных по азимутальной координате радиальной и тангенциальной скоростей  $V_r$  и  $V_{az}$ , что довольно часто используется при описании тропических циклонов. Существует большое количество численных расчетов и данных наблюдений [259, 317, 319–325], которые показывают временную эволюцию максимального азимутального значения скорости ветра  $V_{max}$ . Результаты численного моделирования показали, что  $V_{max}$  зависит от многих аспектов, таких как реализация численной схемы, разрешение сетки, параметризация турбулентности, описание обратной связи и других. Несмотря на количественные различия, временные ряды  $V_{max}$  из различных работ демонстрируют поразительное качественное сходство. Существует начальный период так называемого «созревания» ("gestation") с очень слабым ростом интенсивности, за которым следует период быстрого роста и достижения максимального значения. После этого, в зависимости от граничных условий, устанавливается квазистационарный или затухающий режим. На рис. 5.33 видно, что временные зависимости  $V_{r,max}$  и  $V_{az,max}$  в лабораторном эксперименте подобны зависимостям полученным в результате численного моделирования. Все это приводит к выводу о том, что описанный тип развития циклонического вихря является характерным для случая начального вихревого возмущения с локализованным источником тепла. Рисунок 5.33 также показывает, что в лабораторных экспериментах радиальная скорость сравнима или даже превышает азимутальную скорость, что приводит к заметным количественным различиям абсолютных значений углов притока (отношению радиальной и азимутальной компонент скорости) между лабораторными и наблюдаемыми данными [305, 326], но их нормированные значения качественно подобны [163].

Ранее было показано, что при формировании конвективных валов тепловой поток к жидкости существенно увеличивается. Такое увеличение теплового потока может быть обеспечено увеличением скорости потока и уменьшением толщины теплового пограничного слоя за счет действия валов. Какой механизм важнее в нашем случае, не очевидно. Среднее значение коэффициента

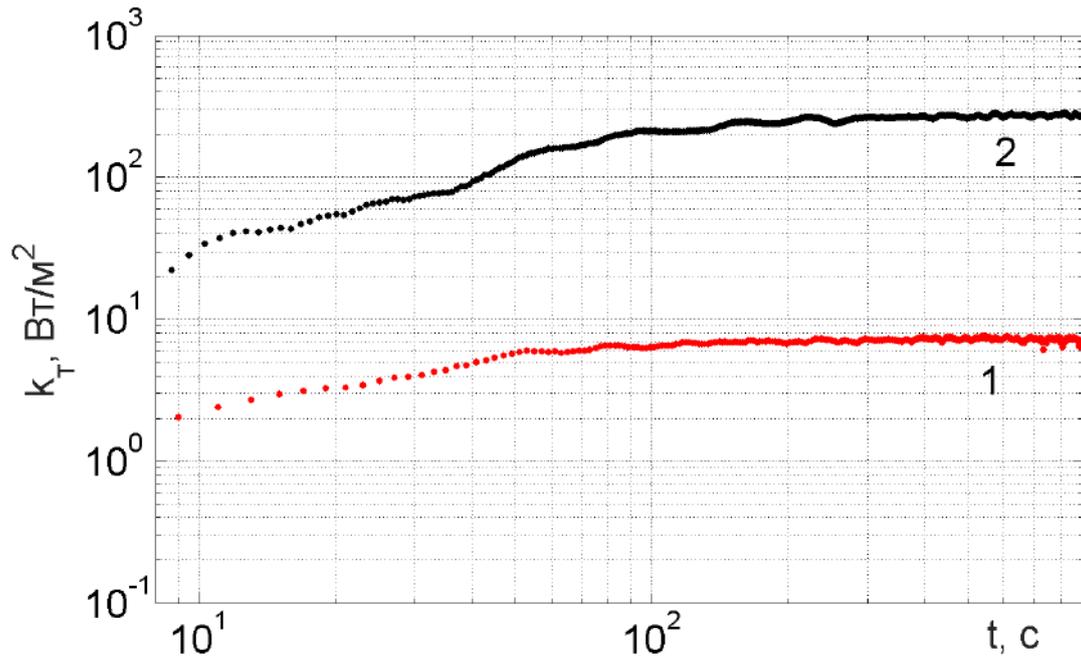


Рис. 5.34. Коэффициенты теплопередачи, 1 – для ламинарного теплопереноса, 2 – для полного потока тепла,  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 14.7$

теплопередачи  $h$  в случае ламинарного обтекания пластины можно оценить, используя разность температур  $\Delta T$  и скорость течения [327]. Поскольку скорости течения небольшие, коэффициент ламинарной теплоотдачи относительно невелик (кривая 1 на рис. 5.34). Полный коэффициент теплоотдачи (кривая 2 на рис. 5.34) намного выше (примерно в 40 раз), чем для ламинарного течения. На основании наблюдений (Рис. 5.29, 5.30, 5.31) можно предположить, что такой сильный рост теплопередачи обеспечивается вторичными течениями, обеспечивающими интенсивное перемешивание в пограничном слое, которое приводит к уменьшению толщины теплового пограничного слоя (тепловой поток от горячей пластины к жидкости пропорционален толщине теплового пограничного слоя).

Чтобы доказать, что образование вторичных течений приводит к существенному увеличению теплового потока, была проведена серия измерений температуры при фиксированных  $Re$  и различных  $Gr_f$  в пограничном слое на среднем радиусе области нагрева ( $z = 3$  мм,  $r = 25$  мм). На рис. 5.35 показаны

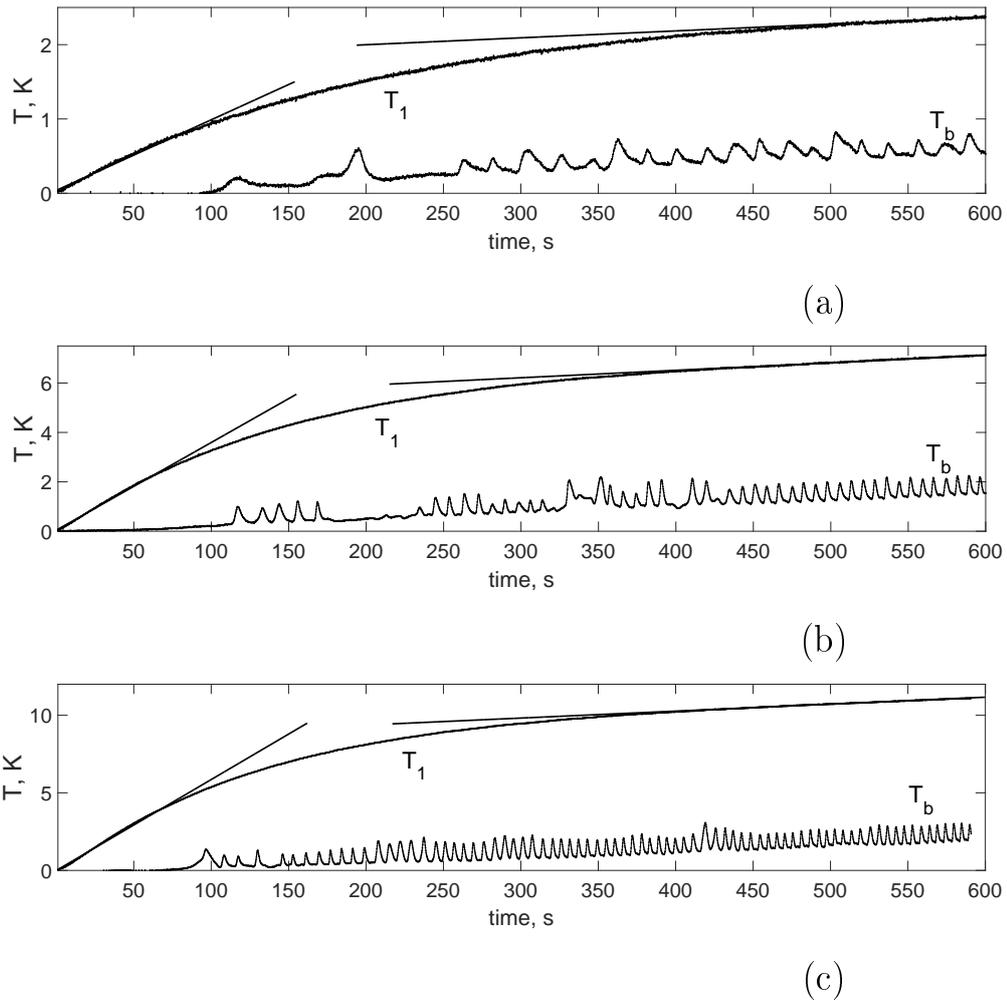


Рис. 5.35. Локальные вариации температуры над нагревателем и средней температуры нагревателя, (а)  $Gr_f = 2.1 \cdot 10^6$ , (б)  $Gr_f = 4.2 \cdot 10^6$ , (в)  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 14.7$

температура нагревателя  $T_1$  и локальная температура в пограничном слое  $T_b$ ; прямыми линиями отмечены линейные участки временного ряда  $T_1$ . Хорошо видно, что окончание теплопроводной стадии, во время которой практически все тепло шло на нагрев пластины, синхронизировано с возникновением температурных возмущений, создаваемых конвективными вторичными потоками. Некоторые пробелы (отсутствие флуктуаций) в начале временного ряда  $T_b$  возникли из-за неравномерного пространственного распределения вторичных конвективных потоков и флуктуаций температуры. Периодичность колебаний  $T_b$  имеет ту же природу, что и для случая без вращения, исследованного в [7, 10]. После завершения формирования конвективных валов достигается другой ре-

жим с линейным ростом  $T_1$ . Интересно, что в этом режиме средняя температура жидкости увеличивается с той же скоростью, что и температура нагреваемой пластины (Рис. 5.32а), обеспечивая почти постоянное значение  $\Delta T$ , поэтому, несмотря на увеличение  $T_1$ , поток находится в квазистационарном состоянии (Рис. 5.33). Надо отметить, что силиконовое масло характеризуется слабой зависимостью физических свойств от температуры, поэтому эффекты, связанные с медленным повышением средней температуры, слабы. Отметим, что описанный сценарий одинаков для всего диапазона  $Gr_f$ , рассматриваемого в данном исследовании. Увеличение  $Gr_f$  изменяет только количественные характеристики, такие как скорость роста, время формирования валов, период колебаний температуры и другие.

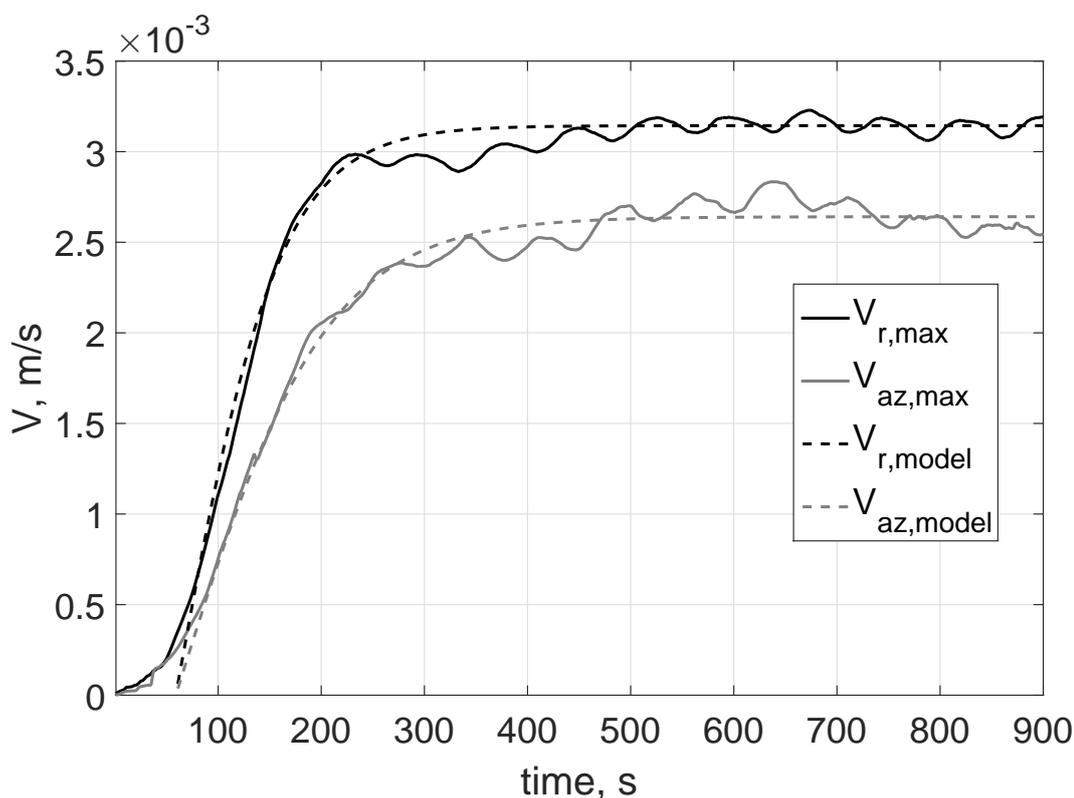


Рис. 5.36. Временные ряды  $V_{r,max}$  (сплошная черная линия) и  $V_{az,max}$  (сплошная серая линия) полученные в эксперименте для  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 14.7$  и соответствующие кривые для модельного решения 5.8. Для лучшего представления на графике построены абсолютные значения  $V_{r,max}$  (отрицательные в нижней части слоя)

Очевидное качественное подобие между временной эволюцией максималь-

ных радиальных и азимутальных скоростей из измерений и данными из осесимметричной модели [328] (за исключением периода «созревания») поднимает вопрос о природе этого подобия, является ли это чисто случайным или нет? Одним из веских аргументов против физического подобия является отсутствие выделения скрытого тепла в нашей лабораторной модели. Однако, ранее в [317] было проведено сравнение влажных и сухих ТЦ и показано, что увеличение потока явного тепла достаточно для образования сухого ТЦ, который во многом похож на влажный ТЦ, хотя и с некоторыми непринципиальными отличиями в своей структуре. Авторы [317] пришли к выводу, что выделение скрытого тепла не является обязательным для поддержания ТЦ. То есть главное, это наличие источника тепла, неважно какой природы. Позже в [324] было показано, что решения, аналогичные [328], являются общими для конвективных систем с положительной обратной связью. Конкретно в [324] были рассмотрены два обыкновенных дифференциальных уравнения. Первое из них показывает, что рост вертикальной скорости пропорционален плавучести и замедляется пропорционально квадрату скорости (из-за вязкого сопротивления), а из второго следует, что рост плавучести (конвективного слагаемого) пропорционален вертикальной скорости. Это означает, что конвекция вызвана плавучестью, но сама плавучесть зависит от интенсивности конвективных потоков. Поскольку в нашей системе существует определенная связь между скоростью потока и тепловыми потоками, можно ожидать, что решения из [324, 328] применимы и для нашего случая. Для более подробного сравнения мы используем решение [328] в следующей форме:

$$V = V_{max} \cdot \tanh(C(t - \Delta t)), \quad (5.8)$$

где  $V_{max}$  среднее значение максимальной скорости (радиальной или азимутальной) осредненной по интервалу времени  $500 < t < 1000$  с, который соответствует квазистационарному состоянию,  $C$  – постоянная,  $\Delta t$  – временной сдвиг для

учета периода начального "созревания" вихревого движения. Рис. 5.36 показывает, что в случае специально подобранных значений  $C$ , которые различны для радиальной и азимутальной скоростей ( $C_r = 0.01$ ,  $C_{az} = 0.007$ ) и  $\Delta t = 60$  с, модельное решение 5.8 хорошо согласуется с экспериментальными данными.

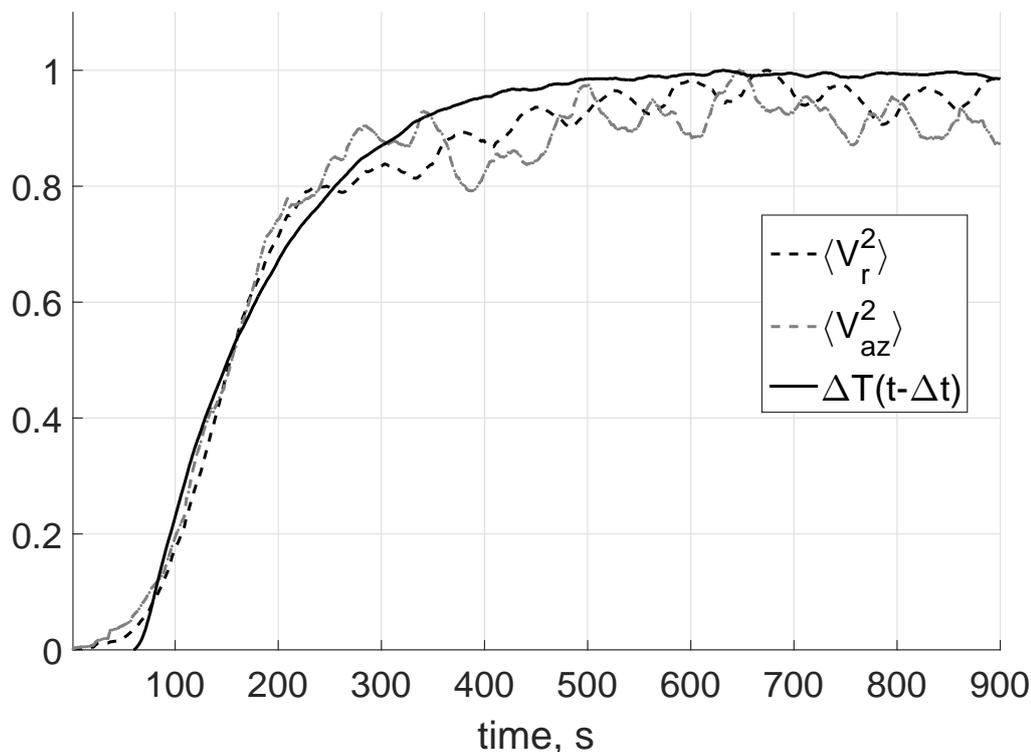


Рис. 5.37. Временные ряды нормированных на максимальное значение  $\Delta T$ ,  $\langle V_r^2 \rangle$  и  $\langle V_{az}^2 \rangle$  полученных в эксперименте для  $Gr_f = 8.3 \cdot 10^6$ ,  $Re = 14.7$

Другое важное соотношение осесимметричной модели [328] обеспечивает линейную зависимость квадрата скорости в пограничном слое от разности температур между температурой в пограничном (нижнем) слое и в верхнем слое. На рисунке 5.37 показаны временные ряды нормированных значений  $\Delta T$ ,  $\langle V_r^2 \rangle$ , и  $\langle V_{az}^2 \rangle$ . Хорошо видно, что существует очевидная связь между  $\Delta T$  и интенсивностью течения. Это доказывает, что именно перепад температур является решающим параметром для описания эволюции лабораторного аналога тропического циклона, поскольку является движущей силой конвективной циркуляции. Временной сдвиг между  $\Delta T$  и быстрым ростом кинетической энергии тече-

ния соответствует времени образования крупномасштабного потока (Рис. 5.29). Напомним, что  $\Delta T$ , это разница между температурой поверхности нагрева и температурой жидкости на периферии, которую можно рассматривать как температуру дивергентного потока в [328]. Определение температуры конвергентного течения не является строгим; в [328] она была определена как температура течения на радиусе максимального ветра, а в [318], как температура на радиусе, где азимутальная скорость меняет знак. Суть в том, что фиксированное значение температуры дивергентного течения (в верхней части слоя) может привести к сильно завышенным значениям скорости ветра [328]. Здесь же мы видим, что рост температуры жидкости в верхней части и соответственно на периферии существенно ограничил увеличение  $\Delta T$  (Рис. 5.32 а), следовательно, имеет сильное влияние на интенсивность лабораторного аналога тропического циклона. Полученный результат хорошо качественно согласуется с [328]. В реальных тропических циклонах и в их моделях термодинамические процессы (выделение скрытого тепла, потоки энтальпии и т. д.) значительно сложнее. Поэтому выявленное подобие развития вихрей в лабораторном эксперименте и в [328] можно объяснить существованием устойчивых характерных свойств конвективных систем с положительной обратной связью между интенсивностью течения и мощностью тепловых потоков.

## 5.5. Реализация обратной связи в лабораторной модели

### ТЦ

Проведенные при помощи лабораторного аналога тропического циклона исследования позволили глубже понять ряд основных аспектов, а именно особенности формирования азимутального движения благодаря транспорту углового момента, роль вязкого пограничного слоя, влияние вторичных структур на процесс теплообмена, устойчивость циклонического вихря и других. Помимо изучения фундаментальных основ процесса тропического циклогенеза и в

частности особенностей формирования интенсивных атмосферных вихрей мезомасштаба, чрезвычайно важен практический аспект, а именно точный, заблаговременный прогноз траектории движения и интенсивности тропических циклонов. Это обусловлено необходимостью эвакуации большого количества людей прибрежных территорий и подготовки инфраструктуры для того, чтобы минимизировать ущерб от мощной ветровой нагрузки и выпадения большого количества осадков. Проблемы касающиеся точности прогноза подробно освещены в [252], где отмечено, что если точность прогноза траектории движения имеет тренд к улучшению, хотя до сих пор достаточно точный прогноз ограничен 1-2 сутками, то точность прогнозирования интенсивности ТЦ на протяжении последних 30 лет улучшилась очень слабо. Улучшение прогноза траектории движения ТЦ обусловлены прежде всего развитием региональных прогностических пакетов, позволяющих достаточно точно рассчитывать течения синоптического масштаба (тысячи километров), от которых в значительной степени и зависит траектория ТЦ. Интенсивность ТЦ в первую очередь зависит от внутренних процессов, и отсутствие заметного прогресса говорит о неправильном или некорректном учете базовых внутренних процессов в существующих прогностических моделях, используемых для прогнозирования динамики ТЦ [252]. Сложности связанные с математическим моделированием ранее уже отмечались, прежде всего это низкое пространственное разрешение ( в лучшем случае 1-2 км), и соответственно параметризация многих важных термодинамических и гидродинамических процессов. Представляется, что эксперименты при помощи лабораторного аналога ТЦ могут помочь в решении этой безусловно очень сложной задачи. В проведенных ранее экспериментах не был учтен очень важный фактор, который безусловно влияет как на развитие, так и на характеристики ТЦ в развитой фазе, а именно обратную связь между выделением тепла и скоростью течения, то что такая связь играет ключевую роль в тропическом циклогенезе не вызывает сомнений. Также ранее представленные эксперименты по изучению роли конвективных валов в процессе теплообмена убедительно

показали, что они действительно существенно влияют и усиливают теплообмен, что приводит к интенсификации вихря. Однако в данных экспериментах мощность нагревателя была фиксированной и не зависела от особенностей течения.

В связи с малым количеством лабораторных исследований ТЦ можно отметить лишь одну очень старую работу [269], где впервые экспериментально моделировалась связь интенсивности выделения тепла и скорости ветра в центральной части ТЦ ("стенке" тропического циклона). Обратная связь в [269] была реализована при помощи экзотермической реакции скорость которой зависела от скорости течения жидкости.

Можно сделать вывод о том, что эксперименты по реализации обратной связи представляют несомненный интерес и основным препятствием к их проведению является методика позволяющая реализовать контролируемую связь между интенсивностью тепловыделения и скоростью течения.

Реализация управляемой обратной связи требует решения ряда технических проблем, таких как сбор и хранение данных, обработка данных в реальном времени, интеграция PIV (Particle Image Velocimetry) и систем контроля нагрева. Распространенный способ применения метода PIV для измерения скорости основан на получении изображений трассеров и их постобработке. Основная проблема при реализации измерений PIV в реальном времени, технологии real-time PIV (RTPIV) – высокие вычислительные затраты на постобработку данных [329]. Есть несколько способов реализации RTPIV. Упрощенные алгоритмы PIV и небольшие изображения позволяют обрабатывать PIV-изображения с частотой до 15 Гц [330], однако при этом приходится жертвовать качеством измерений. Другой способ – это использование технологии FPGA, являющейся модификацией ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема), сильными ограничениями которой является требование использования специального аппаратного языка для программирования кода PIV, что требует привлечения узких специалистов и делает достаточно затруднительным адаптацию реализованного блока FPGA для различных условий. Подробное описание

FPGA можно найти в [329, 331]. Рост вычислительной мощности графических процессоров (GPU) приводит к RTPIV на основе реализации кода GPU для обработки PIV [332], что также имеет свои особенности и недостатки.

Альтернативное эффективное решение описанной проблемы – основная цель настоящего исследования. Ключевая идея нового подхода – перенос ресурсоемкой обработки данных на суперкомпьютер. В некотором смысле предлагается осуществить переход к новой парадигме. Вместо минимизации используемых ресурсов и получения результата наименее требовательными и затратными подходами, предлагается использовать подходы обеспечивающие наилучшее качество (точность, достоверность) получаемых результатов, даже если они являются чрезвычайно требовательными к тем или иным ресурсам, в данном случае вычислительным. Появление и достаточно широкое распространение суперкомпьютеров открывает такие возможности. Интеграция экспериментальной измерительной системы и суперкомпьютера осуществляется с использованием менеджера потоков данных SciMQ [333] и суперкомпьютерного программного обеспечения для обработки PIV.

## **Обработка экспериментальных данных в реальном времени на суперкомпьютере**

Для обработки данных эксперимента в реальном времени на удаленном суперкомпьютере требуется создать сеть передачи данных между измерительной и вычислительной системой с пропускной способностью, достаточной для передачи потока экспериментальных данных, а также решить задачи эффективного распределения потока измерений по вычислительным узлам и возврата результатов обработки от вычислительных узлов на экспериментальную установку [334, 335].

Возможность распределенной обработки накладывает ограничения на структуру потока данных. Поток исходных данных от измерительной системы должен быть дискретным, т.е. состоять из независимых блоков (сообщений). Обра-

ботка каждого сообщения прикладными алгоритмами должна быть независимой от других сообщений и от результатов их обработки. Если реальный поток данных от измерительной системы удовлетворяет этим требованиям, то его возможно обрабатывать на удаленных суперкомпьютерах в реальном времени. В этом случае разные сообщения из потока можно перенаправлять на разные вычислительные узлы для обработки.

Наличие дискретного потока с независимой обработкой каждого элемента позволяет применить концепцию очередей для организации обработки экспериментальных данных в реальном времени на суперкомпьютере.

Применение концепции очередей для передачи данных позволило разделить измерительную и вычислительные системы друг от друга, отказаться от необходимости синхронизации на уровне вычислительных узлов и изолировать задачу распределения и сбора данных от вычислительных узлов в одной подсистеме – менеджере потоков данных.

На рис. 5.38 показана архитектура системы обработки экспериментальных данных в реальном времени на суперкомпьютере.

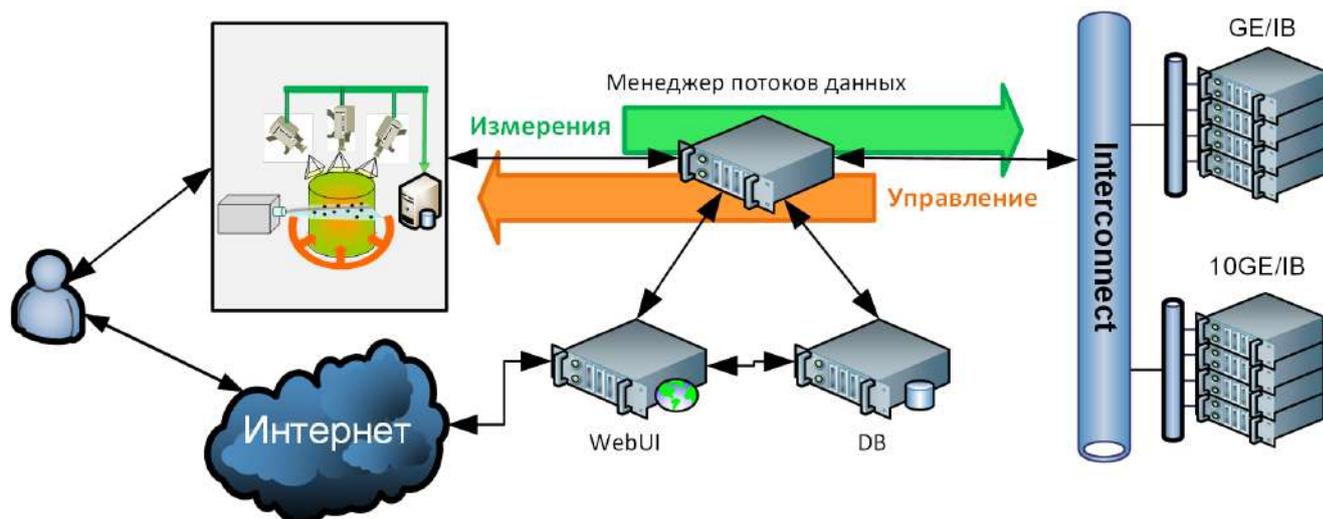


Рис. 5.38. Архитектура системы обработки экспериментальных данных на суперкомпьютере

В качестве экспериментальной установки на рис. 5.38 показана экспериментальная установка PIV, а в качестве суперкомпьютера – суперкомпьютер "Тритон" (ИМСС УрО РАН).

Применение данного подхода позволяет естественным образом получить параллелизм передачи данных на участке от менеджера потока данных до суперкомпьютеров, что позволяет существенно повысить эффективность передачи данных в случае использования удаленного на большое расстояние супервычислителя.

## **Программно-аппаратная платформа обработки экспериментальных данных**

В качестве вычислительной системы обработки экспериментальных данных используется суперкомпьютер «Тритон», пиковой производительностью 23.1 Тфлопс, построенный на базе процессоров Intel Xeon E5450 (Harpertown, SSE 4.1) и Intel Xeon E5-2690v4 (Broadwell, AVX 2). Вычислительные узлы объединены InfiniBand (20 Гбит/с DDR и 56 Гбит/с FDR на узлах Harpertown и Broadwell соответственно) и Ethernet (1 Гбит/с на узлах Harpertown и 10 Гбит/с FDR на узлах Broadwell) интерконнектами.

Менеджером потоков данных является сервер приложений HP ProLiant DL360p Gen8 (2x Intel Xeon CPU E5-2660, 2.20 ГГц; RAM 128 Гб), подключенный к сети на скорости 10 Гбит/с.

На текущем этапе используется канал связи 1 Гбит/с между экспериментальной установкой PIV и сервером приложений, и канал связи 10 Гбит/с между сервером приложений и суперкомпьютером "Тритон".

Программная компонента платформы реализована программным обеспечением SciMQ [333, 334], развернутым на сервере приложений. SciMQ состоит из следующих основных компонентов:

1. Менеджер потоков данных;
2. База метаданных (БД);
3. WebUI – веб-интерфейс к системе.

Менеджер потоков данных – это высокопроизводительный сервер очередей, разработанный авторами и рассчитанный на эффективную работу с большими сообщениями, размер которых может достигать десятков мегабайт, что необходимо для передачи данных экспериментов PIV. Менеджер отвечает за управление передаваемыми пользовательскими сообщениями (измерениями отдельных экспериментов) в очередях, включая их получение от экспериментальных установок, промежуточное хранение, распределение по запросам вычислительных узлов суперкомпьютеров и/или по запросам от других внешних систем.

### **Архитектура приложения обработки данных для суперкомпьютера**

В предложенной архитектуре на суперкомпьютере запускается программное обеспечение, которое получает новые сообщения от менеджера очередей, обрабатывает их прикладными алгоритмами и отправляет результаты обработки обратно в менеджер очередей.

Для упрощения реализации прикладных алгоритмов было реализовано модульное приложение, решающее общие задачи получения и отправки сообщений, разбора исходных сообщений и форматирования результатов обработки. Приложение поддерживает разработку прикладных алгоритмов в качестве модулей к нему.

Основные возможности приложения:

- Организация сетевого соединения с менеджером потоков данных с контролем его работы и переподключением в случае разрыва соединения.
- Получение новых сообщений для обработки, в том числе в режиме *prefetch*, когда параллельно обработке, в фоновом режиме, загружается следующее сообщение. Применение предварительной загрузки позволяет повысить эффективность использования процессорных ядер при большом удалении суперкомпьютера от менеджера потоков данных.

- Отправка результатов обработки менеджеру потоков данных. При этом, как получение, так и отправка сообщений выполняются параллельно с обработкой в выделенном потоке.
- Централизованное управление конфигурациями системы и алгоритмов через единый конфигурационный файл.
- Интеграция с библиотекой Intel Threading Building Blocks (Intel TBB), что позволяет алгоритмам обработки данных использовать функции Intel TBB для параллельной обработки одного сообщения.
- Интеграция с MPI, что позволяет информировать менеджер потоков данных о завершении обработки только один раз, а не от каждого вычислительного узла с запущенным приложением.
- Организация хранения и распределения по вычислительным узлам истории – определяемых алгоритмами данных, которые были получены по результатам обработки сообщений и которые будут доступны при обработке последующих сообщений. Такая возможность позволит реализовать адаптивные алгоритмы, учитывающие особенности конкретного потока исходных данных и его поведение в прошлом.

На рис. 5.39 показана структурная схема приложения обработки данных для суперкомпьютера.

Приложение работает в несколько потоков. Основной поток отвечает за ввод/вывод – получение сообщений от менеджера потоков данных и отправку результатов обработки. Вторым потоком является счетным – в нем запускаются основные функции прикладных алгоритмов. В дополнение к ним работает пул потоков библиотеки Intel TBB, в который могут выгружаться часть задач из прикладных алгоритмов для ускорения обработки данных средствами всех ядер вычислительного узла. Взаимодействие между счетным потоком и потоком ввода/вывода осуществляется через две внутренние очереди: одна из которых пе-

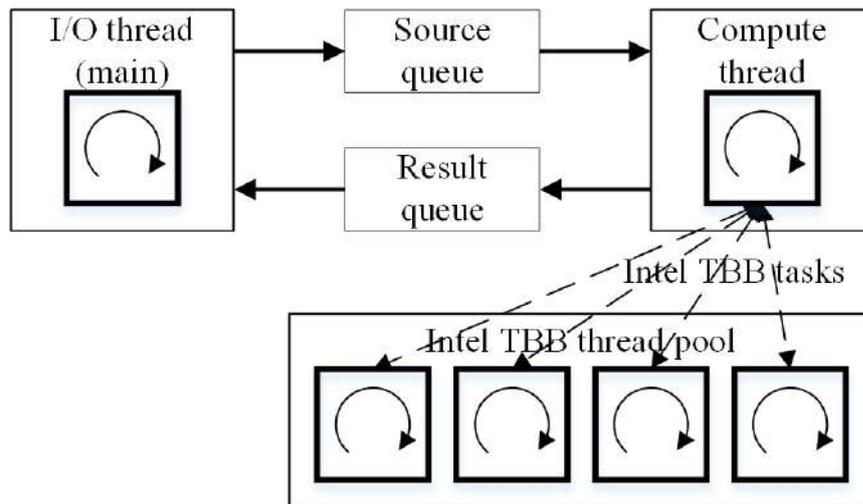


Рис. 5.39. Структура приложения обработки данных для суперкомпьютера

передает исходные данные от потока ввода/вывода счетному потоку, а вторая передает результаты обработки от счетного потока потоку ввода/вывода.

Модули прикладных алгоритмов реализуются в виде C++ классов, implementing специфицированный интерфейс. Модули алгоритмов могут реализовывать параллельную обработку сообщений в пределах одного вычислительного узла с использованием функций библиотеки Intel TBB. Обработка одного сообщения несколькими вычислительными узлами не поддерживается, так как накладные расходы на такое распараллеливание по нашему опыту будут велики для типичных задач PIV.

## Модуль обработки данных алгоритмом PIV

В качестве базового алгоритма обработки данных был использован алгоритм, базирующийся на коде PIVlab [336], который опубликован под лицензией BSD, что позволяет использовать его в любых целях при сохранении уведомления об авторстве.

Изначально алгоритмы PIVlab были написаны на языке Matlab, из-за чего было невозможно их прямое использование на суперкомпьютере «Тритон». Алгоритмы были переписаны на языке программирования C++ и оптимизированы с использованием математических библиотек Intel MKL, Intel IPP и путем

ручной векторизации ресурсоемких блоков с использованием SSE и AVX инструкций. Библиотека MKL используется в режиме Sequential, так как функции MKL вызываются из распараллеленного кода. Для оптимизированных вручную функций при запуске приложения выбирается реализация использующая только поддерживаемый процессором набор инструкций.

Стадии работы алгоритма показаны на рис. 5.40.

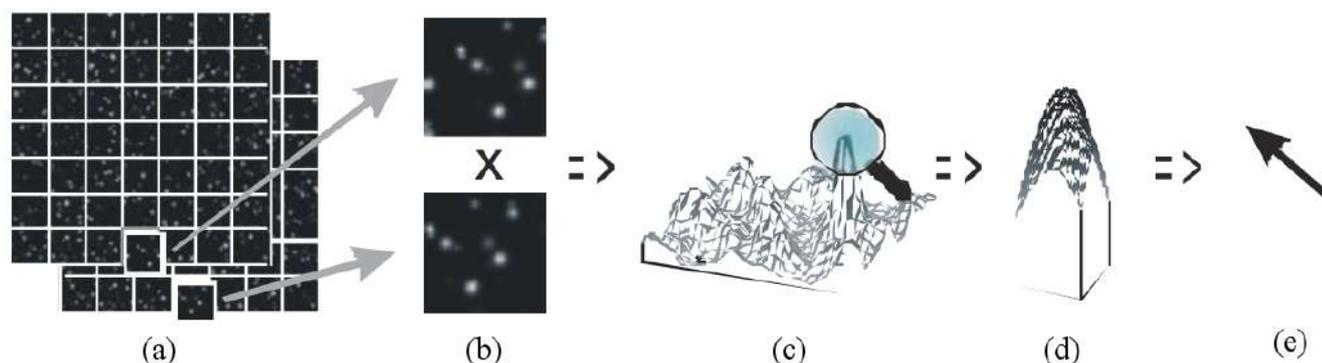


Рис. 5.40. Стадии работы алгоритма PIVlab: (a) Разбиение пары изображений на расчетные области, (b) расчет корреляции, (c) Поиск максимумов корреляционной функции, (d) определение координат максимумов, (e) Расчет вектора скорости.

Обработка каждой расчетной области полностью независима от других. Это позволяет осуществить параллельную обработку одного измерения путем распределения расчетных областей по разным ядрам вычислительного узла с использованием функций библиотеки Intel TVB.

Параллелизм обработки реализован практически на всех стадиях обработки данных, за исключением начальной распаковки сжатых PNG изображений, получаемых от экспериментальной установки (если используется формат PNG). На этой стадии используются только два потока по числу изображений в каждом измерении.

Вышеперечисленные оптимизации и распараллеливания позволили ускорить обработку каждого измерения в среднем в 180 раз по сравнению с оригинальной Matlab реализацией алгоритма.

Наши тесты показывают, что актуальная реализация дает максимальную пропускную способность системы при использовании 14 потоков на обработку

каждого сообщения. Причина этого заключается в том, что на суперкомпьютере “Тритон” используются 14-и ядерные процессора и при большом количестве потоков межсокетный обмен данными снижает эффективность распараллеливания. Таким образом, мы используем обработку каждого сообщения в 14 потоков и запускаем по два экземпляра приложения (по числу сокетов) на каждый вычислительный узел.

### **Реализация обратной связи между скоростью течения и мощностью нагрева в лабораторной модели ТЦ при помощи разработанной методики RTPIV**

Подробное описание технических характеристик лабораторной модели ТЦ было представлено ранее. Остановимся лишь на ряде аспектов связанных с использованием системы PIV и организации нагрева.

Для измерения двух (горизонтальных) компонент скорости методом PIV используется измерительная система “Полис” разработанная и изготовленная в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (г. Новосибирск). Двойной импульсный Nd-YaG лазер, блок управления и компьютер располагались на неподвижной платформе. Цифровая видеокамера была закреплена во вращающейся системе координат. Для формирования лазерного луча во вращающейся системе координат была смонтирована система из шести оптических зеркал. 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 лазерного ножа. Лазер генерирует два импульса с заданной задержкой по времени. Цифровая камера регистрирует распределение интенсивности света в освещаемой области. Обработка полученных изображений позволяет рассчитать искомое поле скорости. Эксперимент с обратной связью подразумевает обработку данных непосредственно в ходе измерений. Программное обеспечение, поставляемое с системой "Полис не предоставляет такую возможность. Вторая

проблема обусловлена тем, что метод PIV ресурсоемкий и при частоте измерений в 0.5 Гц производительности персонального компьютера уже недостаточно для их обработки в реальном времени. Поэтому процесс обработки перенесен на параллельную вычислительную систему – суперкомпьютер, позволяющую получить ресурсы, необходимые для обработки данных в реальном времени.

Особенностью представленного эксперимента является связь между нагревом и скоростью движения. Таким образом, происходит моделирование выделения скрытого тепла в пограничном слое тропического циклона. В качестве локализованного нагревателя используется медный теплообменник радиусом 5.2 см и толщиной 1 см, расположенный в центральной области заподлицо с дном модели. Питание нагревателя производится при помощи стабилизированного источника тока. Для контроля граничных условий используется термопара, расположенная внутри теплообменника вблизи границы с жидкостью. Медь-константановая термопара подключена к регулятору температуры Термодат-17Е5. Прибор позволяет задавать целевую температуру или мощность нагрева вручную с лицевой панели, либо дистанционно путем подачи команд по интерфейсу RS-485. Такое управление было выбрано для сопряжения экспериментальной установки с программным обеспечением, осуществляющим анализ структуры течения. Управляющий сигнал прибора (низковольтные импульсы с изменяемой скважностью) поступает на оптосимисторный силовой блок, включенный в разрыв цепи питания нагревателя. Таким образом, коэффициент использования мощности  $K_p$  нагревателя варьируется от нуля до 1 с точностью в 1%. Для изменения максимальной мощности нагревателя использован лабораторный автотрансформатор, включенный в промышленную сеть. Контроль за корректностью задания  $P_0$  обеспечивается путем измерения напряжения и тока через нагреватель. Таким образом, мгновенное значение мощности задается в виде  $P = P_0 * K_p$ .

Для каждого эксперимента устанавливается функциональная связь между средней скоростью течения над нагревателем и температурой (или мощностью)

нагревателя. Таким образом, характеристики течения, полученные в результате обработки изображений методом PIV служат входными параметрами для системы нагрева. Эти параметры вычисляются с необходимой частотой и записываются в файлы уставок и периодически считываются программой управления регулятором температуры. При необходимости задания обратной связи по мощности в файле уставки мощности содержится коэффициент  $Kp$ , а в файле уставки температуры содержится максимально допустимая температура установки. Для задания температуры дна  $Kp$  становится равным единице, а требуемая температура заносится в файл уставки температуры. При этом регулятор температуры работает как пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД) регулятор, обеспечивая быстрый выход системы на требуемый режим и минимизируя колебания температуры в теплообменнике.

Разработанный комплекс для реализации экспериментов с обратной связью апробирован на тестовом эксперименте. Тестовый эксперимент проводился следующим образом. Экспериментальная модель помещалась на вращающийся стенд. Для достижения состояния твердотельного вращения требуется около 2 часов (для периода вращения  $T=77$  с). После того, как было достигнуто состояние твердотельного вращения, запускался процесс измерений при помощи системы PIV «Полис». Одновременно с этим для организации затравочного радиального течения в течение 30 секунд был организован нагрев постоянной мощности (около 30% от максимальной). После организации начального радиального движения нагрев переводился в режим обратной связи, в котором мощность нагрева была пропорциональна средней скорости радиального движения в области нагрева.

На первом этапе были рассмотрены временные ряды мощности нагрева  $P$  и перепада температур между температурой нагревателя и жидкости на периферии  $\Delta T$ . Надо отметить важное различие между ролью тепловыделения и горизонтального перепада температур. Основным источником, приводящим к образованию концентрированного циклонического вихря, является конвергент-

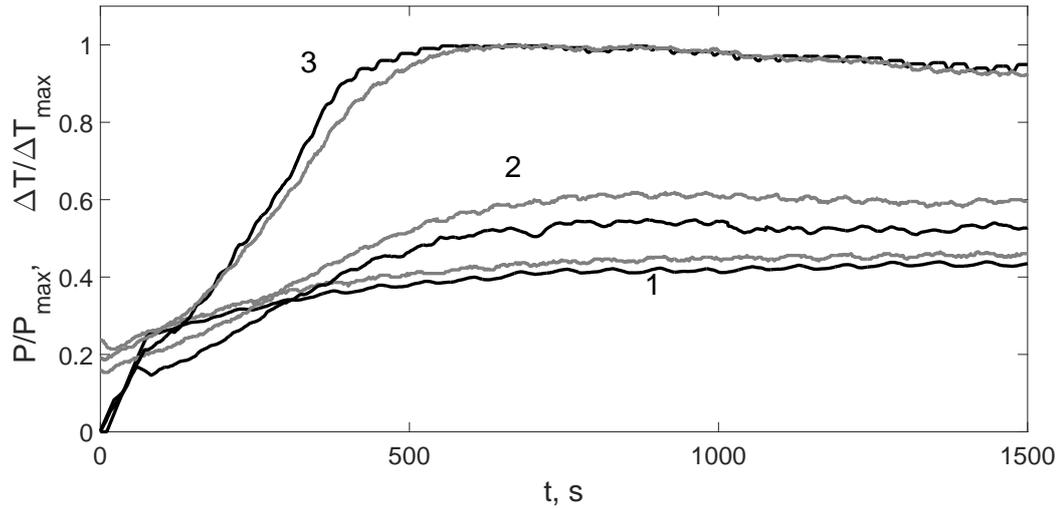


Рис. 5.41. Временные зависимости нормированных, мощности нагрева  $P$  (черные линии) и перепада температур  $\Delta T$  (серые линии) для различных скоростей вращения; 1 –  $\Omega = 0.08$  рад/с, 2 –  $\Omega = 0.11$  рад/с, 3 –  $\Omega = 0.17$  рад/с.

ное радиальное течение, которое переносит дополнительный угловой момент к центру. В нашем случае радиальное течение вызвано конвекцией, интенсивность которой зависит от  $\Delta T$ , поэтому для развития вихря необходимо, чтобы тепловыделение приводило к увеличению  $\Delta T$ . Как было показано в предыдущем разделе если крупномасштабный поток эффективно отводит выделяющееся тепло за счет адвекции от центра к периферии  $\Delta T$  становится постоянным или даже уменьшается, что приводит к завершению стадии усиления циклонического вихря. На рис. 5.41 показано изменение мощности нагрева и перепада температур во времени для трех экспериментов. Отметим, что из-за значительного уровня флуктуаций, естественных для конвективных потоков с локализованным нагревом [7, 143, 337], мы вычисляем и представляем на рис. 5.41 (и др.) характеристики потока после применения процедуры скользящего среднего. Для более наглядного сравнения изменения во времени  $P$  и  $\Delta T$  они нормируются на их максимальные значения, достигнутые для  $\Omega = 0.17$  рад/с ( $P_{max} = 55.6$  Вт,  $\Delta T_{max} = 21.4^\circ$ ). Кратковременный начальный нагрев объясняет ненулевые начальные значения  $\Delta T$ . На рис. 5.41 видно, что до некоторого момента мощность нагрева, пропорциональная средней радиальной

скорости, приводит к увеличению  $\Delta T$ , что, в свою очередь, увеличивает радиальное течение. Это стадия развития циклонического вихря. Наконец, когда большая часть тепловой энергии начинает отводиться от нагревателя за счет крупномасштабной циркуляции,  $\Delta T$  перестает увеличиваться и развитие вихря прекращается. Максимальное значение  $\Delta T$  зависит от размеров полости и интенсивности теплообмена на верхней границе. Интересно, что в отличие от [13, 162, 163], где тепловой поток был постоянным, здесь достигнутая мощность нагрева, пропорциональная средней радиальной скорости, является максимальной для относительно быстрой скорости вращения. Это доказывает, что связь между циркуляцией потока и тепловыделением имеет первостепенное значение для развития вихря.

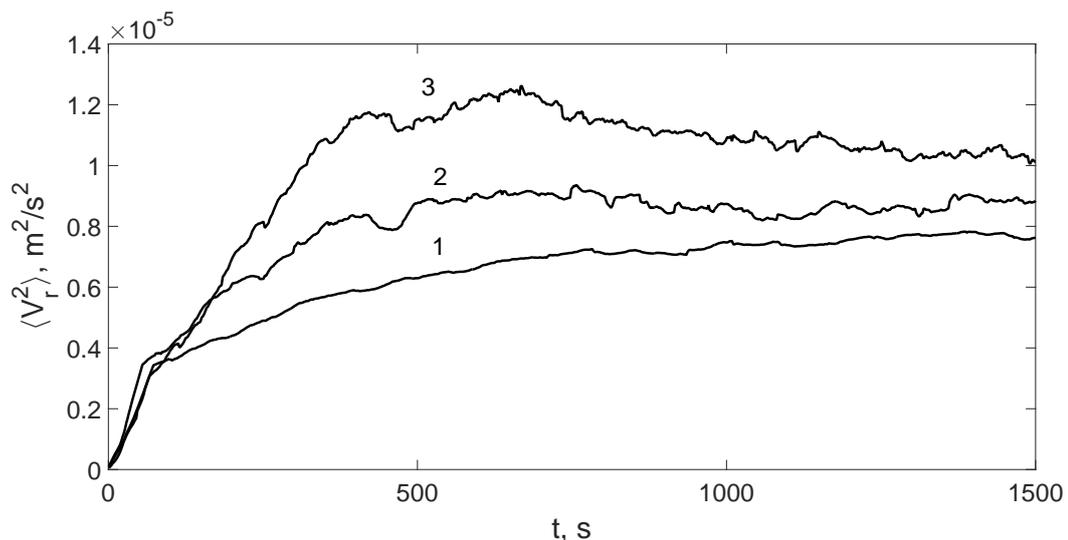


Рис. 5.42. Временная зависимость среднего квадрата радиальной скорости; 1 –  $\Omega = 0.08$  рад/с, 2 –  $\Omega = 0.11$  рад/с, 3 –  $\Omega = 0.17$  рад/с.

Важными характеристиками циклонического вихря являются энергии радиального и азимутального течений. Для представленных экспериментов они увеличиваются с ростом  $\Omega$  (Рис. 5.42 и Рис. 5.43). Сравнение значений среднеквадратичных скоростей радиального и азимутального потоков  $\langle V_r^2 \rangle$  и  $\langle V_a^2 \rangle$  показывает, что при  $\Omega = 0.08$  рад/с энергия радиального течения выше энергии азимутального потока, при  $\Omega = 0.11$  рад/с они сопоставимы, а при  $\Omega = 0.17$  рад/с азимутальный поток намного интенсивнее. Для  $\Omega = 0.17$  рад/с существу-

ет монотонный рост  $\langle V_a^2 \rangle$ , когда и  $\Delta T$ , и  $P$  уменьшаются. Это можно объяснить спецификой представленного эксперимента. Охлаждение жидкости обеспечивается за счет выделения тепла относительно холодному воздуху на открытой поверхности. Это зависит от температуры жидкости, и во время нестационарной стадии эксперимента общий тепловой поток не равен нулю, а средняя температура жидкости увеличивается. Это приводит к изменению физических свойств жидкости, в основном кинематической вязкости. Уменьшение кинематической вязкости влияет на процессы в пограничном слое и увеличивает  $\langle V_a^2 \rangle$ . С учетом описанного изменения кинематической вязкости  $\langle V_a^2 \rangle$  можно учесть:

$$\langle V_a^2 \rangle_{corr} = \langle V_a^2 \rangle \cdot (\nu/\nu_0)^2, \quad (5.9)$$

где  $\nu_0$  – начальное значение кинематической вязкости. Очевидно, что временная эволюция  $\langle V_a^2 \rangle_{corr}$  аналогична вариации  $\Delta T$  (Рис. 5.43). Выявленная корреляция позволяет управлять интенсивностью циклонического вихря путем изменения  $\Delta T$ . Еще одно интересное наблюдение касается динамики максимальных значений радиальной и азимутальной скоростей. Временная эволюция нормированных значений  $V_{r,max}$  и  $V_{a,max}$  представлена на Рис. 5.44. Видно, что, несмотря на большие количественные различия, временная эволюция подобна, и это может быть основанием для простой математической модели, которая описывала бы образование вихря в представленной системе.

## 5.6. Обсуждение результатов

Полученные результаты показали, что структура лабораторного циклонического вихря подобна типичной структуре тропических циклонов по данным наблюдений и численного моделирования, включая вторичные течения в пограничном слое. Лабораторное моделирование воспроизводит существенные особенности тропического циклона и может служить очень полезным инструментом для анализа влияния различных параметров на формирование тропиче-

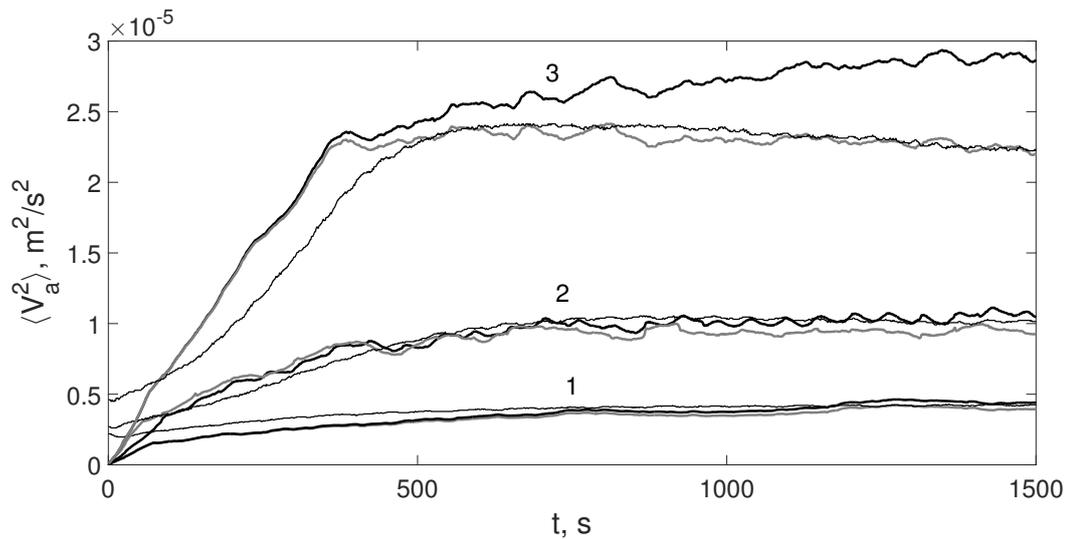


Рис. 5.43. Временная зависимость среднего квадрата азимутальной скорости, толстая черная линия – средний квадрат азимутальной скорости, толстая серая линия – скорректированное значение среднего квадрата азимутальной скорости, тонкая черная линия – нормированный перепад температур  $\Delta T$ ; 1 –  $\Omega = 0.08$  рад/с, 2 –  $\Omega = 0.11$  рад/с, 3 –  $\Omega = 0.17$  рад/с.

ских циклонов. При этом надо отметить, что речь идет о качественном подобию, прямое моделирование тропических циклонов в силу несопоставимости их масштабов навряд ли возможно. В данной конфигурации не рассматривается ряд важных процессов, прежде всего связанных с фазовыми переходами. Это является предметом отдельного исследования. В представленных экспериментах исследовалась роль трех основных параметров задачи – нагрева, вращения и вязкости. Независимое контролируемое изменение этих параметров дало возможность проанализировать влияние каждого размерного параметра на структуру циклонического вихря и выделить управляющие безразмерные параметры.

Первый параметр – это нагрев, который является движущей силой движения жидкости. Увеличение мощности нагрева в выбранном диапазоне параметров всегда приводит к увеличению интенсивности циклонического вихря. Структура циклонического вихря изменяется с нагревом и становится более однородной по глубине. Форма вихря коническая при слабом нагреве, а в развитом состоянии становится цилиндрической (в центральной части).

Еще один важный параметр, который имеет решающее значение для об-

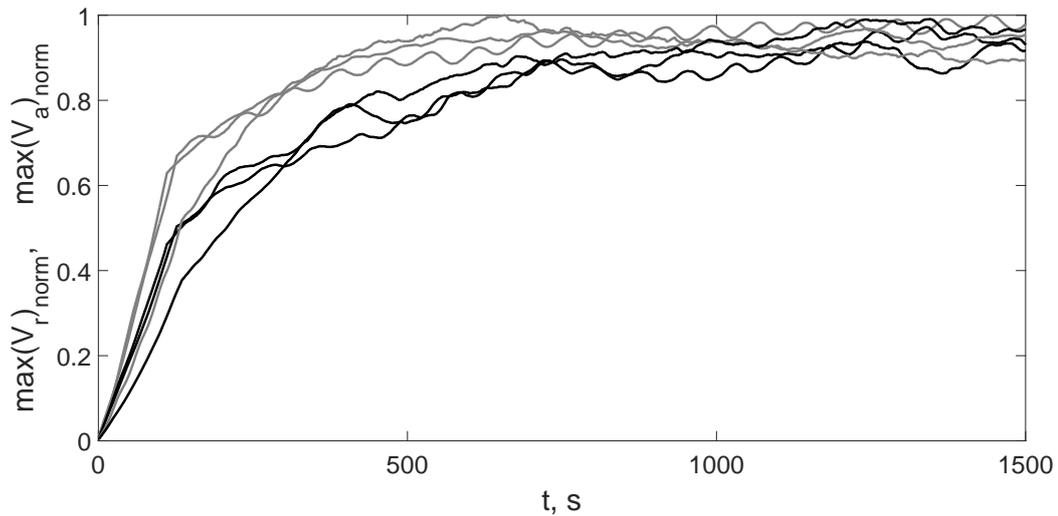


Рис. 5.44. Временная эволюция нормализованных максимумов радиальной (серые линии) и азимутальной (черные линии) скорости для  $\Omega = 0.08$  рад/с,  $0.11$  рад/с,  $0.17$  рад/с.

разования циклонических вихрей, это вязкость. Для выделения роли вязкости, были проведены три серии измерений для жидкостей с существенно различными значениями кинематической вязкости при фиксированных значениях теплового потока и скорости вращения. Рост вязкости уменьшает перенос углового момента, поскольку вязкое трение в толстом пограничном слое эффективно гасит избыточный угловой момент, при движении жидкости к центру. В результате в центральной части нижнего слоя формируется слабый циклонический вихрь, а антициклоническое течение занимает большую часть слоя жидкости. Уменьшение кинематической вязкости приводит к значительному увеличению интенсивности циклонического вихря. Этот результат представляется важным для практических приложений, поскольку пространственная или временная зависимость турбулентной вязкости в атмосферных потоках может привести к сильному изменению величины скорости ветра и пространственной неоднородности полей температуры и скорости.

Третий параметр – скорость вращения. Вращение является источником углового момента, поэтому чем быстрее вращается слой, тем более интенсивный вихрь может сформироваться. С другой стороны, вращение подавляет конвекцию, которая является основным источником меридиональной циркуляции.

При этом именно меридиональная циркуляция транспортирует дополнительный угловой момент центру, что непосредственно приводит к формированию циклонического вихря. В результате конкуренции конвекции и вращения существует оптимальное значение безразмерного комплекса  $S$ , обеспечивающего наиболее интенсивный циклонический вихрь. Эксперименты для маловязкой жидкости (ПМС-5) и высоких скоростей вращения ( $Re > 22$ ) не соответствуют описанной зависимости относительной азимутальной скорости от  $S$  и показывают качественное изменение структуры потока с увеличением скорости вращения. Конвективная ячейка выталкивается из центра, и концентрированный циклонический вихрь трансформируется в вихревое кольцо. Основным результатом является то, что относительно небольшие изменения вязкости и скорости вращения могут заметно изменить структуру циклонического вихря и его интенсивность.

Проведено исследование формирования вторичных течений различного типа в пограничном слое лабораторного аналога ТЦ. Вблизи периферии зоны нагрева формируется система горизонтальных валов, ориентированных по основному потоку. Тепловые плюмы, возникающие между вращающимися в противоположных направлениях горизонтальными валами, переносятся к центру основным потоком и образуют структуры в форме спиралей (различимые как спиральные полосы). В силу того, что значения числа Рейнольдса значительно ниже критического значения для динамической неустойчивости, оба типа наблюдаемых вторичных течений (валы и спиральные полосы) имеют конвективную природу, что соответствует наблюдательным и численным исследованиям дождевых полос в тропических циклонах [297–300].

Другой исследованной проблемой, была устойчивость интенсивного циклонического вихря. Ранее, при помощи визуальных наблюдений за течениями на поверхности [304], было обнаружено, что с ростом вращательного числа Рейнольдса происходит существенная трансформация течений и разрушение циклонического вихря. В данной работе при помощи PIV измерений в различных

сечениях показано, что вихрь становится неустойчивым при уменьшении значения вязкости и увеличении скорости вращения модели. Изменения и того и другого параметра приводят к увеличению вращательного числа Рейнольдса. Потеря устойчивости вихря тесно связана с трансформацией структуры радиального течения. До умеренных значений вращательного числа Рейнольдса радиальные потоки состоят из нескольких ветвей, переносящих угловой момент к центру. Когда  $Re$  превышает критическое значение, радиальное течение меняет свою структуру и представляет собой один широкий рукав, не достигающий до центра. В результате, вместо локализованного в центре вихря, образуется медленно движущийся вокруг центра вихрь. Дальнейшее увеличение  $Re$  приводит к хаотическому состоянию с несколькими вихрями, которые появляются в разных местах вблизи периферии области нагрева. Узкий интервал существования локализованного интенсивного циклонического вихря может послужить объяснением небольшого количества лабораторных исследований крупномасштабных атмосферных вихрей, таких как тропические циклоны. Также можно предположить, что если описанная неустойчивость имеет место в реальных тропических циклонах, то это может быть причиной того, что из множества случаев крупномасштабных вихревых возмущений в благоприятной окружающей среде только некоторые достигают стадии ТЦ.

Подобие структуры течений вовсе не означает, что основные физические процессы, определяющие формирование течений также подобны. Получить одинаковые вихревые течения можно самыми различными способами. Поэтому вопрос о природе этого очевидного сходства очень важен. Улавливает ли используемая лабораторная модель существенные особенности образования тропических циклонов или в ней работает другой физический механизм, который приводит к образованию потока с аналогичной структурой? Формирование лабораторного циклонического вихря можно разделить на несколько этапов. Сначала происходит формирование твердотельного вращения жидкого слоя – начального состояния, которое может рассматриваться в качестве крупномасштабного вихрево-

го возмущения. Затем включается нагрев, который вызывает меридиональную циркуляцию – конвергентное течение в нижнем слое, восходящий поток в центральной части, дивергентное течение в верхнем слое и нисходящий поток на периферии. Этот аналог вторичной циркуляции в ТЦ транспортирует угловой момент от большего радиуса к меньшему и создает интенсивное циклоническое вращение в центральной области. После нестационарной стадии роста циклонического вихря стационарное состояние достигается, когда интегральный поток углового момента на твердых границах равен нулю. Размер области нагрева существенно превышает глубину слоя, что приводит к формированию системы мелкомасштабных конвективных потоков в виде валов и тепловых плюмов в пограничном слое.

Одно из главных возражений против физического сходства лабораторных и атмосферных потоков связано с огромной разницей в пространственных масштабах. Лабораторные течения как правило ламинарны или слабо турбулентны, а атмосферные потоки на характерных масштабах больших 1 км, в силу больших чисел Рейнольдса, всегда турбулентны. Данная проблема касается и математического моделирования геофизических течений и построения различных теоретических моделей. В ближайшее время, несмотря на колоссальный рост вычислительных мощностей, прямое численное моделирование атмосферных течений не представляется возможным. В подобных случаях необходимо прибегнуть к некоторым упрощениям, которые позволяют на основе имеющихся подходов более или менее адекватно описывать реальные процессы. В основе всех теоретических и численных моделей атмосферных течений лежит предположение от турбулентной вязкости, то есть предполагается, что сложный процесс турбулентного обмена можно описать при помощи коэффициентов турбулентной вязкости, для расчета которых используются самые различные методики. Аналогия между неустойчивостями в ламинарных и турбулентных потоках обсуждалась в [289], где приведены примеры, которые показывают, что если турбулентная вязкость используется для расчета безразмерных определяющих па-

раметров, таких как число Рейнольдса, то критические значения этих параметров для ламинарных и турбулентных потоков близки. Турбулентная вязкость является характеристикой поля скоростей и не является свойством жидкости (или газа) и обычно имеет наибольшие значения в пограничном слое из-за сильного сдвига ветра. Это означает, что, рассматривая описанную аналогию между ламинарным и турбулентным потоками, используется понятие средней турбулентной вязкости и не учитываются существенно турбулентные эффекты, такие как сильная пространственная зависимость турбулентной вязкости. Если рассчитать значения управляющих параметров с использованием коэффициентов турбулентной вязкости, то они вполне сопоставимы с теми, которые характерны для лабораторных течений, для примера рассмотрим тепловую конвекцию. Формирование конвективных потоков определяется числом Рэлея. Принимая  $50 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  в качестве характерного значения турбулентной вязкости (по данным натуральных измерений [338, 339]) для оценки числа Рэлея в пограничном слое атмосферы, получаем значение около  $10^5$ , то есть, того же порядка, что и в наших лабораторных экспериментах. Одним из важных результатов нашего исследования является то, что циклонический вихрь устойчив в ограниченном интервале вращательного числа Рейнольдса (до  $Re \simeq 23$ ). Для оценки  $Re$  на начальной стадии формирования ТЦ мы рассматриваем типичное начальное вихревое возмущение [260]. Если взять те же  $50 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  в качестве характерного значения турбулентной вязкости, то значения  $Re$  для ТЦ будут варьироваться от 100 до 20. Эти значения выше, но тем не менее вполне сопоставимы с теми, которые были получены в наших экспериментах. В качестве дальнейшего шага проверки применимости лабораторного моделирования крупномасштабных атмосферных вихрей необходимо провести качественное сравнение лабораторных результатов и данных идеализированных численных расчетов при помощи математических моделей ТЦ (максимально приближенных к реальным), подобных [340], но с аналогичными (близкими) для эксперимента граничными и начальными условиями.

Отдельное внимание было уделено проблеме быстрой интенсификации ТЦ. Исследование показало, что быстрая интенсификация лабораторного аналога тропического циклона тесно связана с процессом теплообмена в пограничном слое. Образование вторичных конвективных структур, таких как термики и валы, сильно увеличивает теплопередачу и интенсивность конвективной циркуляции. Интенсивность радиального течения является решающим аспектом для усиления циклонического вихря, следовательно, быстрое изменение теплопередачи является фактором, который оказывает существенное влияние на динамику лабораторного вихря.

Роль горизонтальных валов в обменных процессах в турбулентном пограничном слое тропических циклонов активно обсуждается. Совсем недавно, натурные измерения в [341] показали, что значительный вклад в общий поток импульса (более 80%) обусловлен когерентными вихрями на горизонтальных масштабах от 1 до 10 км. Эти результаты хорошо согласуются с измерениями из [338]. Эти исследования представили дополнительные аргументы в пользу того, что перемешивание при помощи когерентных структур, таких как валы, может существенно трансформировать пограничный слой. Несмотря на то, что реализованное лабораторное моделирование не может быть напрямую использовано для описания развития тропических циклонов, есть основания полагать, что полученные результаты важны для понимания начальной стадии образования тропических циклонов.

На основе лабораторного моделирования предложен один из возможных сценариев процесса быстрой интенсификации тропического циклона, состоящий в следующем. Рассмотрим в качестве исходного состояния относительно слабую крупномасштабную тангенциальную циркуляцию влажного воздуха над теплой морской поверхностью. Этот крупномасштабный вихрь обеспечивает слабую вторичную циркуляцию из-за трения в экмановском слое. Слабое радиальное течение в нижнем слое приводит к медленному накоплению углового момента, увеличению тангенциальной скорости и подъему влажного воздуха в централь-

ной области. Процесс конденсации в восходящем влажном воздухе обеспечивает выделение скрытого тепла, которое в конечном итоге увеличивает вертикальную и горизонтальную скорости. В некоторый момент усиление ветров в пограничном слое приводит к динамической неустойчивости, которая является критическим явлением и возникает после превышения критического числа Рейнольдса [289]. Динамическая неустойчивость, которая может поддерживаться или сопровождаться конвективной неустойчивостью [292], приводит к образованию мелкомасштабных вторичных структур в виде горизонтальных валов. Как было показано, горизонтальные валы обеспечивают интенсивное перемешивание в пограничном слое, что приводит к увеличению явного теплового потока от моря и дополнительному увлажнению воздуха. Сильное усиление потока явного тепла и потока скрытого тепла в свою очередь приводит к существенному увеличению конвективного восходящего и радиального течений. Процесс формирования горизонтальных валов относительно быстрый, что определяет резкий переход к стадии быстрой интенсификации. Другими словами, мы можем определить стадию образования горизонтальных валов как период сильной положительной обратной связи между скоростью ветра и теплообменом. Период, когда эта положительная обратная связь приводит к быстрому увеличению скорости ветра, ограничен, поскольку конвективный поток эффективно переносит выделяемое тепло из нижнего слоя в верхний слой, что приводит к быстрому росту температуры конвергентного течения. Перепад температур между конвергентным и дивергентным течениями уменьшается, что приводит к окончанию стадии быстрой интенсификации. Следует отметить, что интенсивное перемешивание из-за горизонтальных валов также может привести к увеличению коэффициента турбулентной диффузии, и к ослаблению тропического циклона [306], то есть возможна конкуренция между различными процессами.

В [250] активно обсуждалась необходимость наличия положительной обратной связи между скоростью ветра и тепловым потоком с поверхности моря для образования тропических циклонов. Ранее в [342, 343] было показано, что

положительная обратная связь не обязательна, но она существенно влияет на скорость усиления и максимальную скорость ветра [324], что хорошо согласуется с представленными результатами.

Можно сделать вывод о том, что правильная параметризация интенсификации теплообмена за счет мелкомасштабных когерентных структур в прогностических моделях (фактически отсутствующая в настоящее время) важна для описания стадии быстрой интенсификации тропических циклонов и может привести к серьезному улучшению их прогнозов.

## 5.7. Основные результаты главы

Полученные результаты показали, что структура лабораторного циклонического вихря аналогична типичной структуре тропических циклонов по данным наблюдений и численного моделирования, включая вторичные течения в пограничном слое. Лабораторное моделирование воспроизводит существенные особенности тропического циклона и может служить эффективным инструментом для анализа влияния различных параметров на формирование тропических циклонов.

В представленных экспериментах исследовалась роль трех основных параметров задачи – нагрева, вращения и вязкости. Независимое контролируемое изменение этих параметров дало возможность проанализировать влияние каждого размерного параметра на структуру циклонического вихря и выделить управляющие безразмерные параметры. Увеличение мощности нагрева в выбранном диапазоне параметров всегда приводит к увеличению интенсивности циклонического вихря. Структура циклонического вихря изменяется с нагревом и становится более однородной по глубине. Форма вихря коническая при слабом нагреве, а в развитом состоянии становится цилиндрической (в центральной части). Уменьшение кинематической вязкости приводит к значительному увеличению интенсивности циклонического вихря. Вращение является источником

углового момента, при этом его рост подавляет конвекцию, которая является основным источником меридиональной циркуляции. Показано, что относительно небольшие изменения вязкости и скорости вращения могут заметно изменить структуру циклонического вихря и его интенсивность.

Проведено исследование формирования вторичных течений различного типа в пограничном слое лабораторного аналога ТЦ. Вблизи периферии зоны нагрева формируется система горизонтальных валов, ориентированных по основному потоку. Тепловые плюмы, возникающие между вращающимися в противоположных направлениях горизонтальными валами, переносятся к центру основным потоком и образуют структуры в форме спиралей (различимые как спиральные полосы). В силу того, что значения числа Рейнольдса значительно ниже критического значения для динамической неустойчивости, оба типа наблюдаемых вторичных течений (валы и спиральные полосы) имеют конвективную природу, что соответствует наблюдательными и численными исследованиями дождевых полос в тропических циклонах [297–300].

При помощи неинвазивных, полевых измерений скорости исследована устойчивость интенсивного циклонического вихря. Показано, что вихрь становится неустойчивым при уменьшении значения вязкости и увеличении скорости вращения модели. Изменения и того и другого параметра приводят к увеличению вращательного числа Рейнольдса. Потеря устойчивости вихря тесно связана с трансформацией структуры радиального течения. Потеря устойчивости вихря обусловлена трансформацией структуры радиального течения. До умеренных значений вращательного числа Рейнольдса радиальные потоки состоят из нескольких ветвей, переносящих угловой момент к центру. Когда  $Re$  превышает критическое значение, радиальное течение меняет свою структуру и представляет собой один широкий рукав, не достигающий до центра. В результате, вместо локализованного в центре вихря, образуется медленно движущийся вокруг центра вихрь. Дальнейшее увеличение  $Re$  приводит к хаотическому состоянию с несколькими вихрями, которые появляются в разных местах вблизи перифе-

рии области нагрева. Описанная неустойчивость может быть объяснением того, что из большого числа крупномасштабных вихревых возмущений, при наличии благоприятных для развития условий, только некоторые достигают стадии ТЦ (менее 7%).

Отдельное внимание было уделено проблеме быстрой интенсификации ТЦ. Исследование показало, что быстрая интенсификация лабораторного аналога тропического циклона тесно связана с процессом теплообмена в пограничном слое. Образование вторичных конвективных структур, таких как термики и валы, сильно увеличивает теплопередачу и интенсивность конвективной циркуляции. Интенсивность радиального течения является решающим аспектом для усиления циклонического вихря, следовательно, быстрое изменение теплопередачи является фактором, который оказывает существенное влияние на динамику лабораторного вихря. Качественное подобие развития вихрей в лабораторном эксперименте и в [328] дает основание предполагать о существовании устойчивых характерных свойств конвективных систем с положительной обратной связью между интенсивностью течения и мощностью тепловых потоков. На основе лабораторного моделирования предложен один из возможных сценариев процесса быстрой интенсификации тропического циклона.

Важным этапом моделирования геофизических течений, в частности тропических циклонов, является реализация обратной связи между гидродинамическими и термодинамическими процессами. В ходе проведенной работы была разработана и апробирована распределенная программно-аппаратная система (платформа) для проведения научных экспериментов с обратной связью. Система предоставляет принципиально новый инструмент проведения научных исследований, поскольку перенос сложных вычислений с управляющего компьютера экспериментальной установки на удаленный суперкомпьютер позволяет управлять установкой в режиме реального времени. Ключевая особенность описанного подхода заключается в использовании особого подхода вычислений в памяти, при которой интенсивный поток измеряемых данных поступает в

память вычислительных узлов суперкомпьютера для их обработки и формирования для установки управляющих воздействий. Апробация нового подхода проводилась на лабораторной модели тропического циклона и позволила реализовать функциональную связь между нагревом и скоростью течения при изучении механизмов образования тропических циклонов.

# Спиральность вихревых течений различной природы

### 6.1. Спиральность в гидродинамических системах

Последняя глава посвящена изучению спиральности в конвективных потоках. Под спиральностью (точнее плотностью спиральности) понимается скалярное произведение скорости на завихренность ( $h = \mathbf{u} \cdot \mathbf{w}$ ), то есть это мера корреляции скорости и завихренности в потоке жидкости или газа. Немаловажно то, что в случае идеальной жидкости спиральность является интегралом движения, дополнительно к интегралу кинетической энергии, то есть является сохраняющейся величиной [344]. Исследование и интерпретация роли спиральности в различных гидродинамических системах существенно усложняется тем, что помимо того, что спиральность это псевдоскаляр, это также знакопеременная величина, поэтому нулевые значения средней спиральности могут быть следствием суперпозиции положительных и отрицательных мод, которые могут характеризоваться сложной временной и пространственной динамикой, формировать области с большими градиентами спиральности [345–347]. Литературы касающейся спиральности и ее роли достаточно много (сотни ссылок) поэтому подробно останавливаться на всех аспектах не стоит, тем более есть достаточно полные обзоры раскрывающие эту проблему [348, 349], поэтому здесь будет сделан акцент на наиболее важные моменты, которые и подвигли на проведение представленных ниже исследований.

В первую очередь интерес к спиральности обусловлен развитием теории МГД-динамо, объясняющей природу генерации крупномасштабных магнитных полей в астрофизических объектах (свежий обзор по данной проблеме представлен в [350]). Интерес к роли спиральности в чисто гидродинамических за-

дачах возник несколько позднее, в связи с различными аспектами эволюции крупномасштабных атмосферных вихрей [351, 352]. Достаточно подробно современное состояние исследований посвященных спиральности в атмосферных динамических процессах представлено в [348]. Как известно крупномасштабные атмосферные вихри, такие как тропические циклоны могут существовать достаточно долго, иногда более недели, даже после их выхода на сушу, что не соответствует оценке их времени жизни исходя из стандартных подходов по оценке времени спиндауна (затухания вращательного движения) в результате вязких взаимодействий в пограничном слое. Механизм приводящий к увеличению жизни крупномасштабных вихрей может быть обусловлен влиянием спиральности [352]. Легко показать [352, 353], что рост спиральности приводит к уменьшению нелинейного слагаемого в уравнении Навье-Стокса и соответственно должен ослаблять (или даже блокировать) поток энергии от больших масштабов к меньшим. Есть альтернативное, топологическое объяснение ослабления прямого каскада энергии, основанное на том, что в течении сложной топологии (с высоким уровнем спиральности) растяжение вихревых нитей затруднено, так как при растяжении заузленная вихревая нить будет занимать эффективно больший объем, что затруднено [354]. Логично предположить, что это должно привести к увеличению времени жизни крупномасштабных вихрей. Блокировка стока энергии и ее диссипации на мелких масштабах может привести к обратному каскаду энергии и генерации крупномасштабных вихревых структур [355, 356], что было предложено в качестве основного механизма генерации тропических циклонов, названного по аналогии с МГД-динамо, гидродинамическим динамо. К проблемам ослабления потока энергии и организации обратного каскада энергии обусловленного спиральностью надо подходить с осторожностью. В [357] на основе анализа уравнений Навье-Стокса показано, что ослабление потока энергии необязательно обусловлено ростом спиральности, так как поток энергии по масштабам обусловлен соленоидальной частью нелинейного члена, а она может быть малой и при низком уровне спиральности. В качестве примеров приводят

ся двумерные течения и течение Бельтрами, для обоих типов течений поток энергии к малым масштабам блокирован, однако нормализованная плотность спиральности в двумерном случае нулевая (это трехмерный эффект), а в случае течения Бельтрами имеет максимально возможные значения, что говорит о том, что и в случае низкой спиральности и высокой возможна блокировка потока энергии. Это конечно не противоречит тому, что рост спиральности уменьшает величину нелинейного члена. В значительно более поздней работе [347] при помощи каскадной модели было показано, что спиральность действительно влияет на распределение энергии по спектру, но не приводит к обратному каскаду энергии. Конкретно авторы [347] обнаружили, что действие спиральности ограничено временной блокировкой, препятствием для переноса энергии к меньшим масштабам, что приводит к накоплению энергии в определенном интервале, росту нелинейных взаимодействий, что в конечном итоге позволяет как бы "протолкнуть" поток энергии вниз по спектру, что хорошо согласуется с результатами одной из первых работ, посвященных влиянию спиральности на спектр энергии [358]. Данный сценарий позволяет интерпретировать результаты экспериментального исследования течения фон Кармана [359]. Еще одним важным следствием является отличие части спектра энергии от Колмогоровского закона  $-5/3$ , что подчеркивает необходимость учета спиральности при расчете коэффициентов турбулентной диффузии и возможность усиления вихревого движения в некотором интервале масштабов.

Сам факт наличия спиральности в атмосферных вихрях различного масштаба (от торнадо до тропических циклонов) не вызывает сомнений, так как это существенно трехмерные структуры, характеризующиеся большими значениями горизонтальной завихренности и вертикальной скорости. Однако в силу технических сложностей, а именно невозможности получения распределения трех компонент скорости в объеме при исследовании атмосферных вихрей, что необходимо для расчета спиральности, восстановить распределение спиральности не удастся. Приходится ограничиваться оценками средних значений отдель-

ных вкладов спиральности [352, 360] или их локальными измерениями [361]. Несмотря на это в серии работ [348, 362, 363]) удалось показать, что поток спиральности может служить полезным индикатором показывающим уровень интенсивности вихревых течений в атмосфере.

Как было отмечено выше, своеобразным камнем преткновения при изучении спиральности является необходимость измерения всех трех компонент скорости в объеме. Большие надежды возлагались на новый, перспективный подход ТомоPIV (томографический PIV) [364], который дает возможность восстановить мгновенное трехмерное распределение скорости в объеме. Однако в силу ряда особенностей, а именно высокой стоимости ТомоPIV систем, их высокой ресурсоемкости (на три порядка большей чем для стандартного PIV), сложной процедуры калибровки, есть лишь единичные исследования спиральности при помощи ТомоPIV [365].

Надо отметить, что в большинстве работ касающихся спиральности используется концепция однородной и изотропной турбулентности. Так как это очень идеализированная точка зрения, то ее следует использовать осторожно, поскольку реальные турбулентные потоки обычно неоднородны и неизотропны. Наличие границ приводит к различным подходам к описанию турбулентности в объеме и пограничном слое. Кроме того, существуют внешние объемные силы, такие как сила Архимеда в случае тепловой конвекции, которые могут вводить в поток не только кинетическую энергию, но и спиральность, являющуюся вторым невязким инвариантом. Поэтому целью данной работы является исследование спиральности в вихревых течениях в различных лабораторных системах. В качестве подзадач можно выделить проблемы измерения спиральности (или ее отдельных вкладов) в эксперименте, генерации спиральности, переноса и диффузии спиральности в конвективных потоках.

## 6.2. Измерение средней спиральности в турбулентных потоках методом PIV

В данном разделе представлены результаты экспериментов направленных на реализацию течений с достаточно большими значениями спиральности и ее измерения бесконтактными полевыми методами измерений.

### 6.2.1. Методика исследований

Эксперименты были реализованы на двух установках. В первом случае объектом исследования служила закрученная (винтовая) струя воздуха, создаваемая вентилятором, установленным вертикально на дне кубической полости с ребром 400 мм (Рис. 6.1), в цилиндре диаметром 65 мм и длиной 80 мм.

Во втором случае проводились измерения спиральности вихревых струй создаваемых механическими пропеллерами, помещенными в слой с трансформаторным маслом. Для этой цели использовались пропеллеры, закрепленные расположенные в шахматном порядке (Рис. 6.2). Шестеренчатый раздаточный редуктор распределяет вращение на спицы, на которых закреплены пропеллеры. Вращающий момент на раздаточный редуктор подается от коллекторного электродвигателя с понижающим редуктором.

Описанная установка ранее использовалась в экспериментах по изучению влияния спиральности на эволюцию циклонического вихря [280].

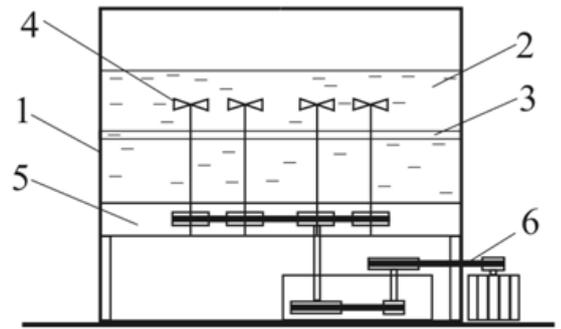
Для измерения трех компонент скорости в различных горизонтальных плоскостях методом StereoPIV в первой установке использовалась измерительная система PIV (Particle Image Velocimetry) "LaVision". Система включает в себя двойной импульсный Nd-YaG лазер, блок управления лазером, цифровую видеокамеру и компьютер. Разрешение цифровой камеры составляло 1280x1024 пикселей. Синхронизация работы лазера и видеокамеры, измерения и обработка результатов производились при помощи программного пакета DaVis, постобработка результатов проводилась также при помощи пакета ActualFlow. В каче-



Рис. 6.1. Установка по исследованию закрученной струи воздуха.



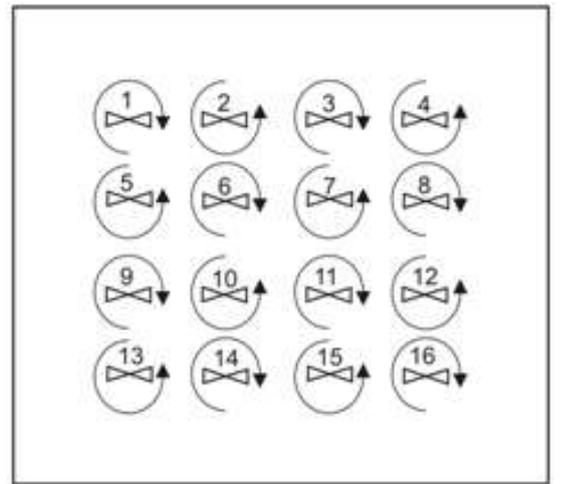
а)



б)



в)



г)

Рис. 6.2. Установка по изучению закрученных, при помощи системы пропеллеров, струй в трансформаторном масле.

стве визуализирующих частиц (трассеров) в воздухе использовался сигаретный дым и пары масел образующиеся при тлении палочки пропитанной ароматическими маслами. Размер трассеров в данном случае был порядка 1 мкм. В качестве трассеров во второй установке использовались стандартные PIV частицы размером 20 мкм.

Так как метод StereoPIV позволяет измерять все три компоненты скорости только в выделенной плоскости речь в данной работе идет только о вертикальном вкладе спиральности (произведение вертикальной завихренности на вертикальную скорость) восстановленном на основе мгновенных и средних полей скорости, полученных в ходе серии измерений в стационарном режиме в нескольких горизонтальных сечениях. В экспериментах рассматриваются вертикальные закрученные струи, для которых предполагается доминирование именно вертикального вклада спиральности. Далее для простоты изложения далее под спиральностью будет пониматься только  $h = u_z \cdot w_z$ .

### 6.2.2. Результаты

Структуру поля скорости в струе воздуха иллюстрирует Рис. 6.3, на котором показан пример мгновенного распределения планарной скорости в горизонтальном сечении струи на высоте 21 мм от среза цилиндра, а также осредненное поле скорости в этом же сечении.

Организовать равномерный засев трассерами воздушной струи достаточно сложно. Поэтому в получаемых полях скорости всегда присутствуют выбросы, невалидные векторы, обусловленные неравномерным распределением трассеров и неоднородной засветкой и никаким образом не связанные с мелкомасштабными флуктуациями (см. Рис. 6.3). Наличие такого шума (в виде сингулярных точек) создает проблемы в дальнейшей обработке, требующей дифференцирования полученных полей скорости. Процедура дифференцирования в условиях шума является крайне неустойчивой и требует применения регуляризирующих алгоритмов. В данной работе применялся метод основанный на вейвлет-регуля-

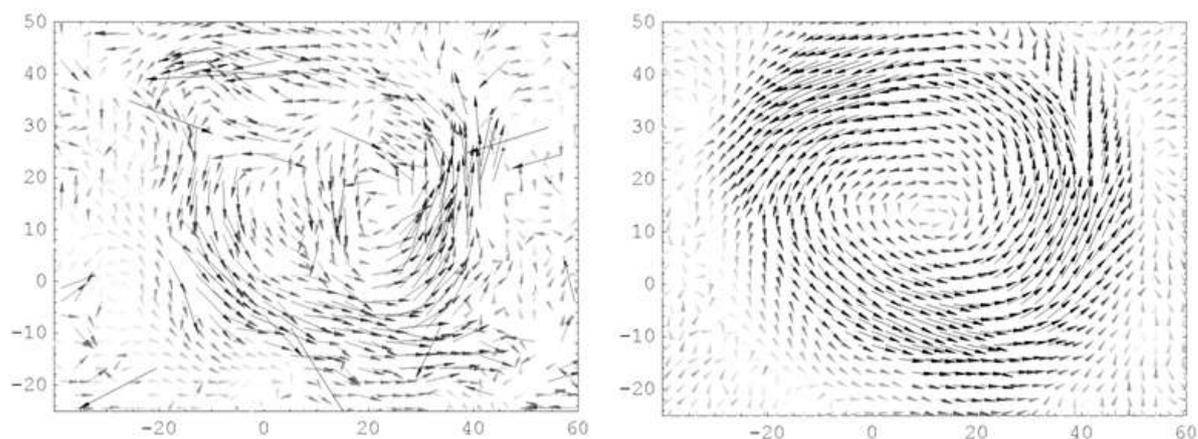


Рис. 6.3. Примеры мгновенного распределения скорости в горизонтальном сечении струи (слева) на высоте 21мм и осредненного поля скорости в этом же сечении (справа).

ризации операции дифференцирования [366].

Распределения вертикальной скорости (мгновенной и средней) в горизонтальных и среднем вертикальном сечении представлены на Рис. 6.4 и Рис. 6.5. Хорошо видно, что вихрь не симметричен и расширяется при удалении от выхода из цилиндра.

Изменение средней спиральности с высотой показано на Рис. 6.6 и Рис. 6.7. Хорошо видно, что распределение спиральности неоднородно, это обусловлено тем, что и вертикальная скорость и завихренность меняет свой знак в различных областях. Так в центральной части из-за падения давления за счет действия центробежных сил наблюдается опускное течение, а на периферии вихря завихренность также изменяет знак. Вблизи выхода из цилиндра средняя спиральность мала и отрицательна. По мере удаления от вентилятора усиливается мелкомасштабная структура поля спиральности, причем среднее по сечению значение спиральности меняет знак. Такой характер, по-видимому, можно объяснить тем, что завихренность во внутренней части струи, дающая положительную спиральность, сохраняется, в то время, как наружные вихри с отрицательной спиральностью быстро распадаются и покидают область измерений.

Теперь перейдем к описанию результатов полученных на второй установке, где закрученные струи в трансформаторном масле формировались при помощи

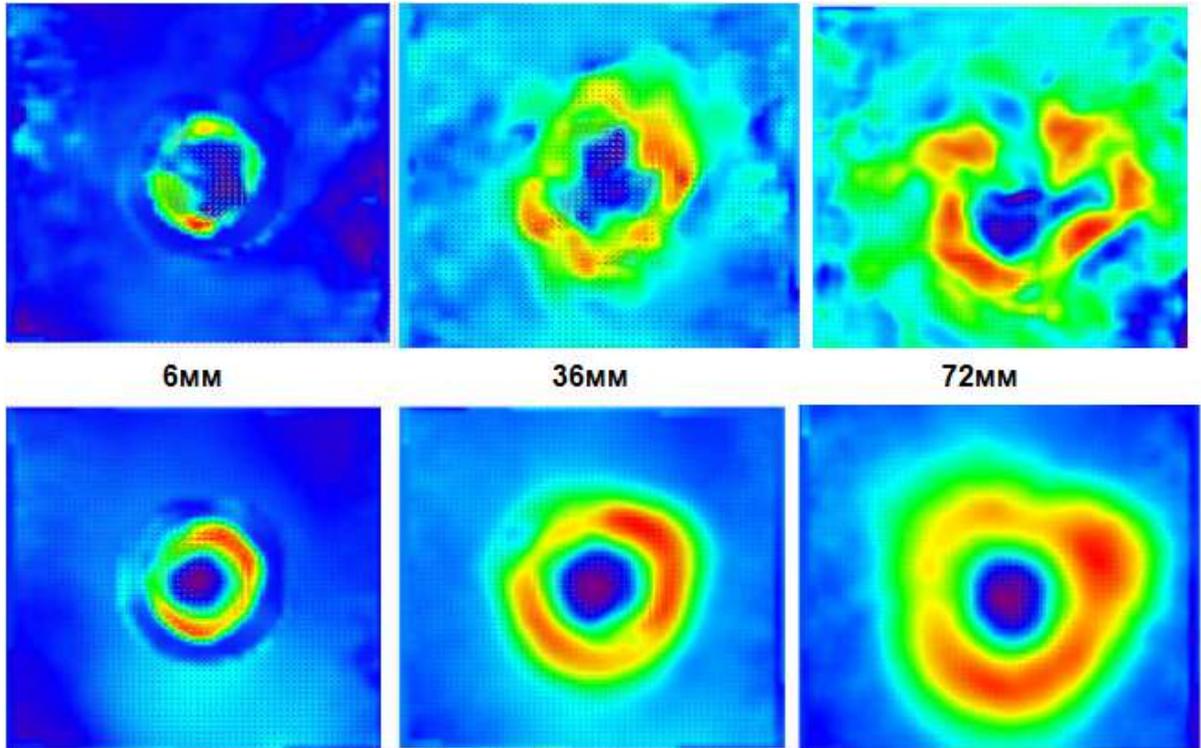


Рис. 6.4. Примеры мгновенных (вверху) и средних (внизу) распределений вертикальной скорости (показано цветом) в различных горизонтальных сечениях струи.

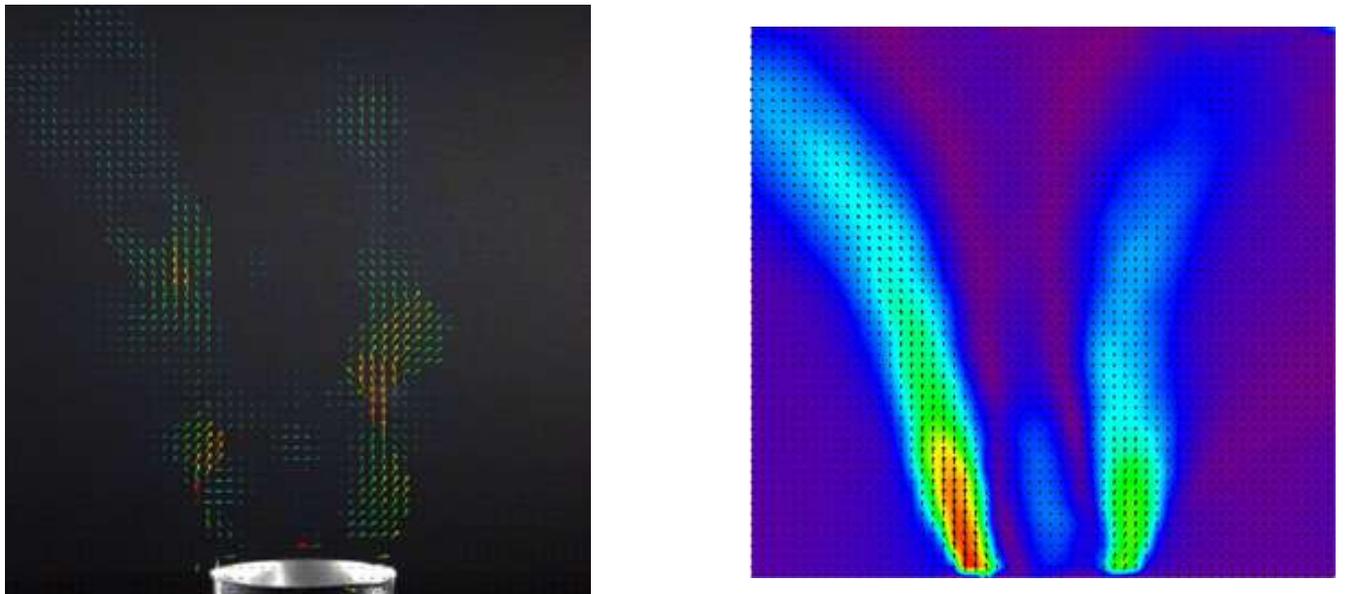


Рис. 6.5. Пример мгновенного векторного поля в среднем вертикальном сечении (слева), среднее поле скорости в этом же сечении, цветом показана вертикальная компонента скорости (справа).

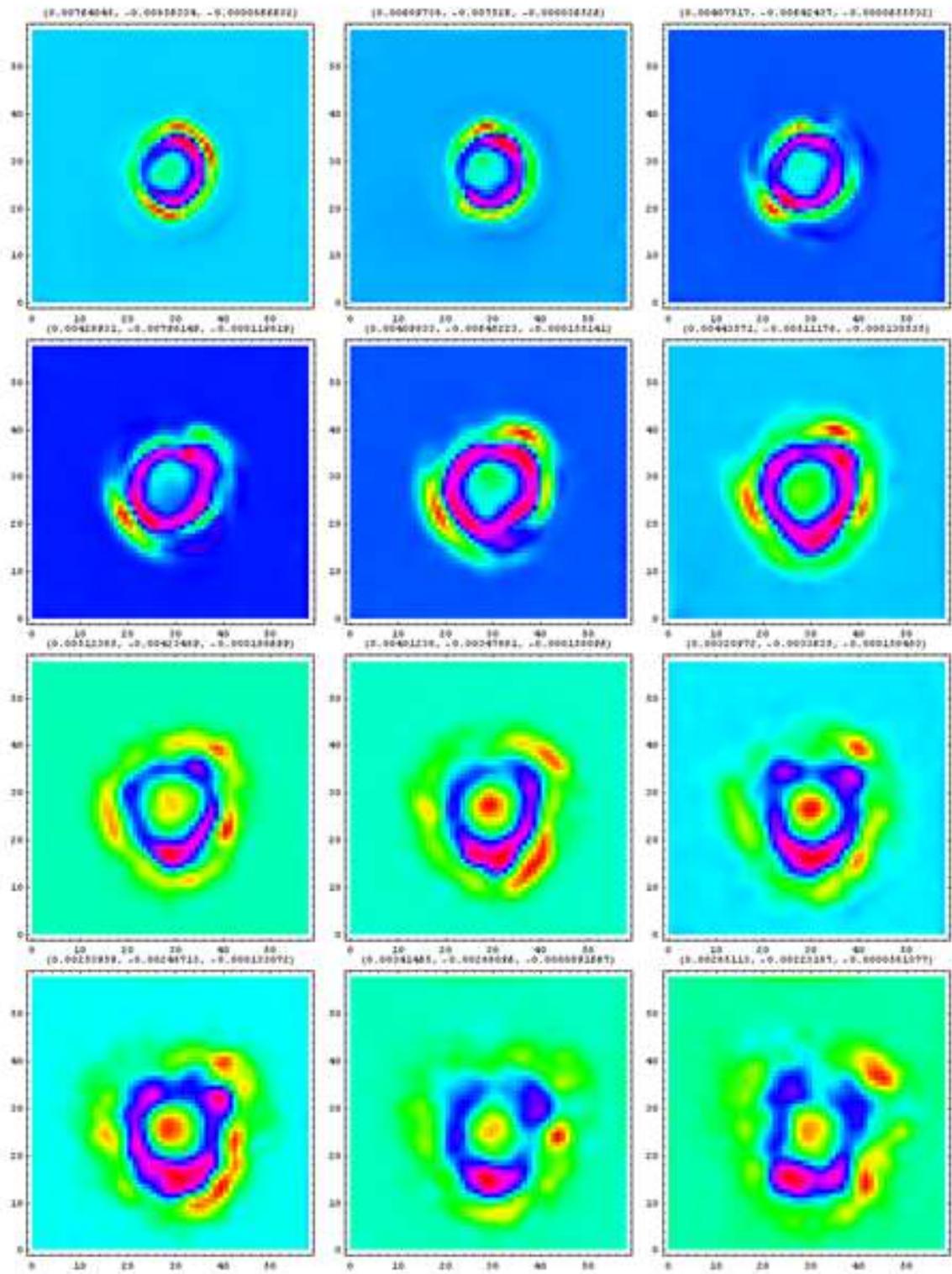


Рис. 6.6. Примеры распределений спиральности среднего течения (показано цветом, синий – отрицательные значения, красный – положительные) в различных горизонтальных сечениях струи.

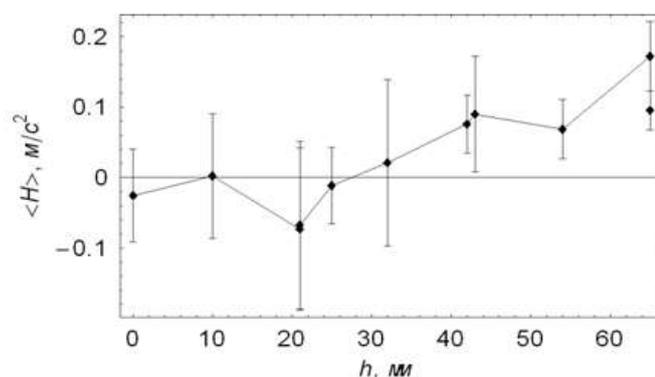


Рис. 6.7. Зависимость средней спиральности от высоты.

вращающихся пропеллеров. На первом этапе проводились двухмерные измерения методом PIV (2D PIV), так как он не требует трудоемкой калибровки как в случае StereoPIV, позволяет понять структуру среднего течения и восстановить его спиральность. Схема измерений представлена на Рис. 6.8.

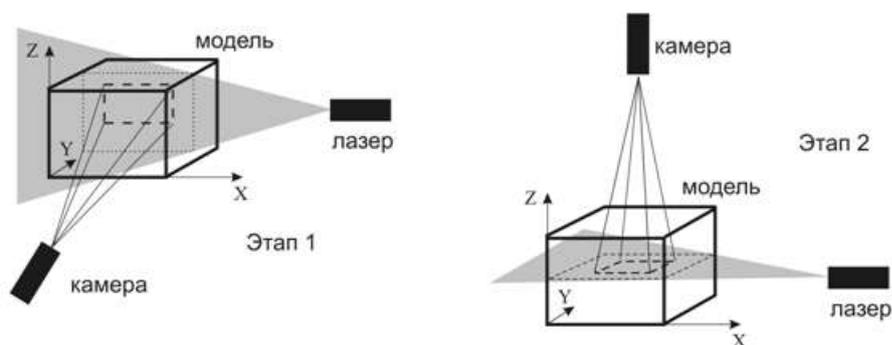


Рис. 6.8. Схема 2D PIV измерений.

Надо отметить, что распределения вертикальной скорости над пропеллером для различных направлений вращения, то есть когда пропеллер гонит струю вверх или вниз, существенно отличаются (Рис. 6.9).

Зависимости средней завихренности (вертикальной компоненты) от высоты для различных направлений вращения одного пропеллера, для большего количества вращающихся пропеллеров (соседние вращаются в противоположных направлениях) представлены на Рис. 6.10 и Рис. 6.11. Зависимости средней спиральности для различных направлений вращения одного пропеллера и различного числа пропеллеров показаны на Рис. 6.12.

На следующем этапе был произведен переход от 2D PIV к StereoPIV,

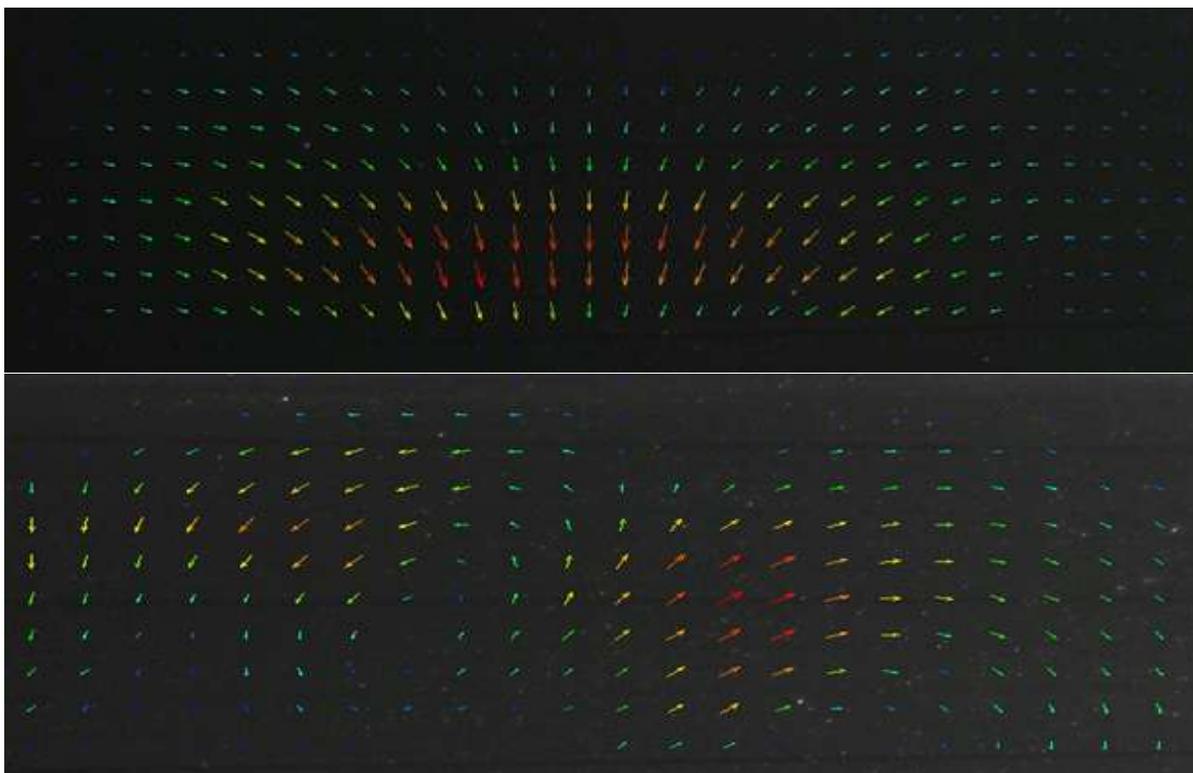


Рис. 6.9. Векторные распределения скорости в вертикальном сечении, для двух направлений вращения пропеллера.

то есть к измерению трех компонент скорости в горизонтальном сечении. На Рис. 6.13 представлены примеры средних распределений скорости, завихренности и спиральности. Также как и в случае закрученной струи воздуха перемена знака на распределениях вертикальной скорости и завихренности приводит к неоднородному по знаку распределению спиральности. Далее на Рис. 6.14 и Рис. 6.15 показаны распределения этих же характеристик для случая 4 пропеллеров для различных высот, на которых хорошо видна существенная трансформация течения с удалением от пропеллеров.

Средняя по пространству спиральность течения существенно меняется с течением времени Рис. 6.16. Зависимости средней спиральности для всех исследованных случаев, полученные при помощи StereoPIV показаны на Рис. 6.17 и Рис. 6.18.

Подводя итог можно заключить, что создание струи с доминирующей спиральностью (одного знака) является достаточно сложной задачей. Подача струи

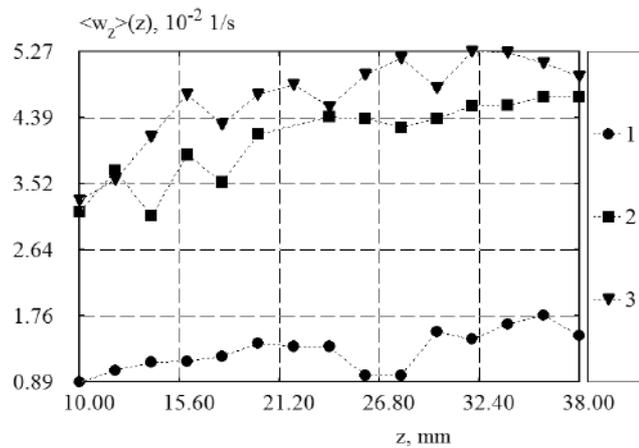
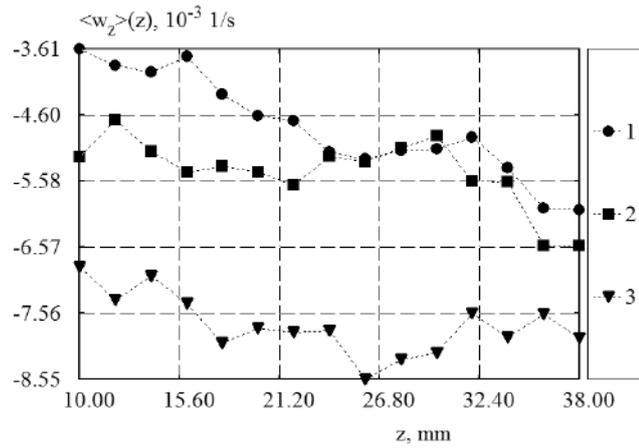


Рис. 6.10. Зависимости средней завихренности (вертикальной компоненты) от высоты для различных направлений вращения и скоростей вращения пропеллера; 1 – 1 Гц, 2 – 1.3 Гц, 3 – 1.8 Гц.

воздуха с выраженной закруткой приводит к генерации положительной спиральности во внутренней части струи и отрицательной спиральности во внешней части. В экспериментах с пропеллерами показано, что пространственная структура поля спиральности в описанной системе определяется расположением и количеством пропеллеров и существенно меняется с высотой. Отметим, что среднее значение спиральности по сечению остается много меньше среднеквадратичного значения. Эволюция поля спиральности по высоте главным образом сводится к распаду регулярных структур, что отражает происходящие каскадные процессы переноса энергии и спиральности.

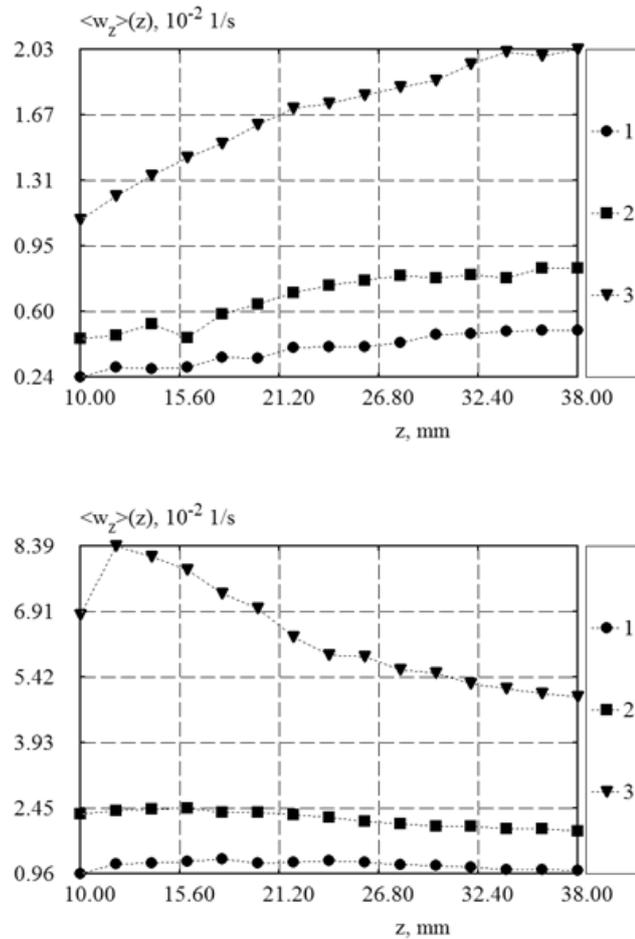
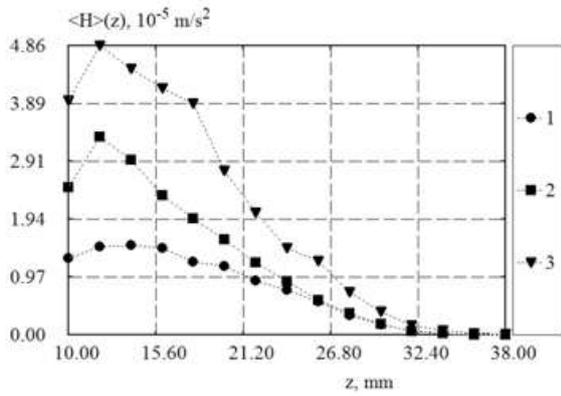


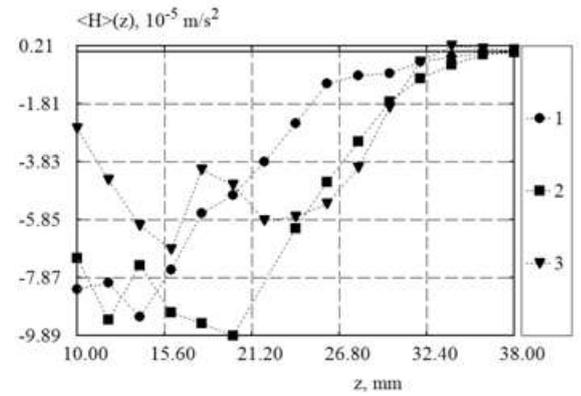
Рис. 6.11. Зависимости средней завихренности (вертикальной компоненты) от высоты для различного числа пропеллеров; 1 – 1 Гц, 2 – 1.3 Гц, 3 – 1.8 Гц.

### 6.3. Распределение завихренности и спиральности в неподвижном слое с локализованным нагревом

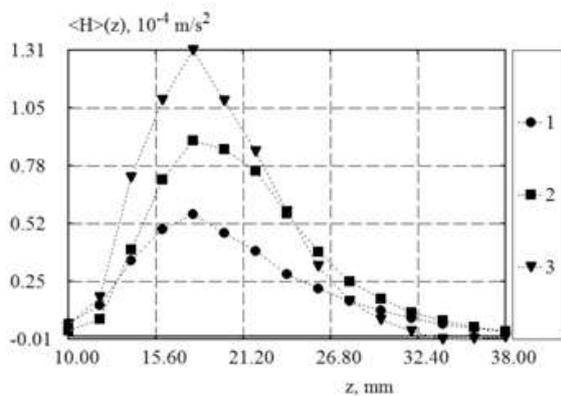
Ранее отмечалось, что поиск реальных физических систем, характеризующихся высоким уровнем спиральности представляет собой отдельную проблему. Интуитивные представления о том как генерируется спиральность в той или иной системе вовсе не всегда отвечают действительности. Эксперименты по измерению спиральности, точнее одного из ее вкладов, показали, что при помощи механических устройств (вентиляторов, пропеллеров) можно создать неоднородное распределение спиральности, но при этом ее интегральное значение мало или вообще стремится к нулю. При механической закрутке в замкнутом объеме



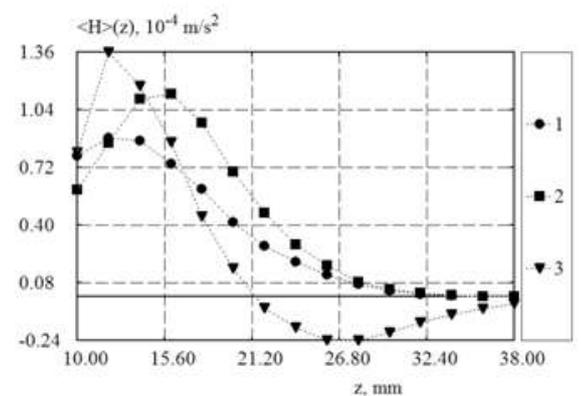
а)



б)



в)

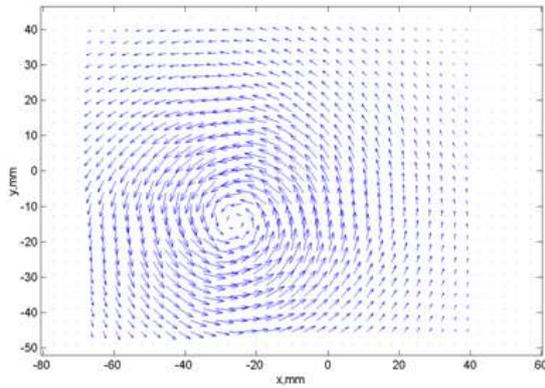


г)

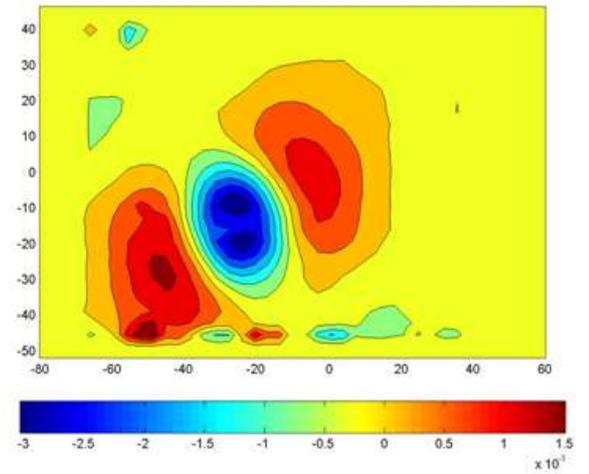
Рис. 6.12. Зависимости средней спиральности для различных направлений вращения одного пропеллера (а,б) и различного числа пропеллеров (в – 4 пропеллера, г – 16 пропеллеров), для различных скоростей вращения.

интегральная завихренность тождественно равна нулю, в соответствии с теоремой Стокса, так как стенки модели неподвижны, а вертикальная циркуляция подчиняется условию равного расхода подъемных и опускающих течений и как показывает полученный опыт обеспечить корреляцию завихренности и скорости одного знака является нетривиальной задачей. Альтернативным способом формирования закрученных течений является тепловая конвекция, которая приводит к формированию спиральных горизонтальных валов в неподвижном слое и интенсивных закрученных струй во вращающемся слое.

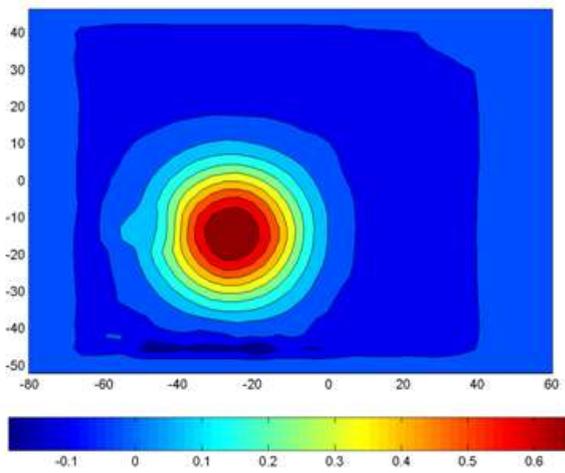
На первом этапе предпринята попытка рассмотреть механизм формиро-



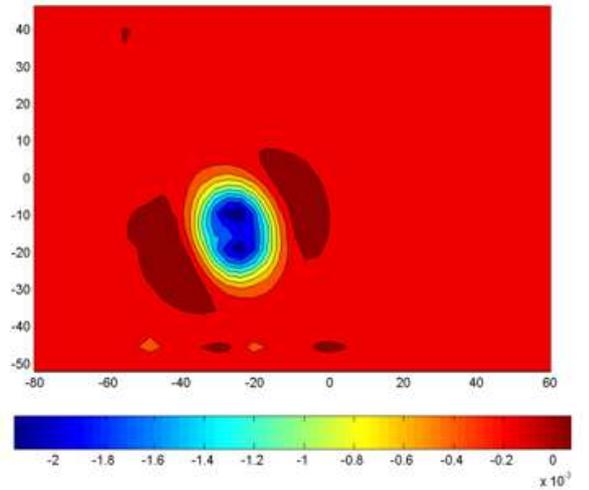
а)



б)



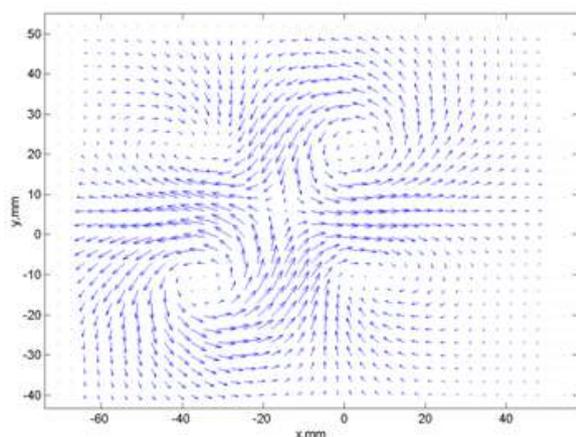
в)



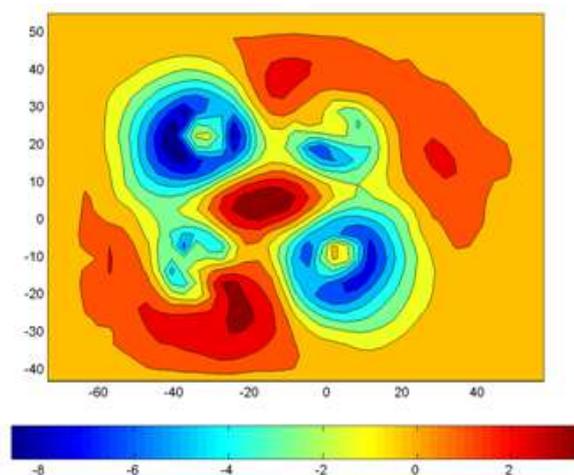
г)

Рис. 6.13. Поля средних характеристик течения в случае одного пропеллера, на высоте 26 мм над ним, для частоты вращения 1.8 Гц; а – векторное поле скорости, б – вертикальная компонента скорости, в – вертикальная завихренность, г – спиральность.

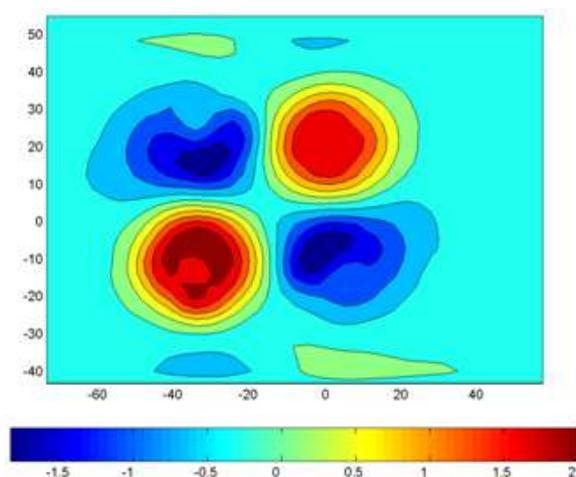
вания спиральности отмеченный в ряде работ [367, 368], который основан на деформации поля горизонтальной завихренности, обусловленной наличием вертикального сдвига скорости, всплывающими конвективными струями. Исследуются гидродинамические процессы в цилиндрическом слое с локализованным нагревом в центральной части. Ранее было детально показано, как локализованный нагрев приводит к появлению крупномасштабного течения в виде торoidalной конвективной ячейки. В пограничном температурном слое в области



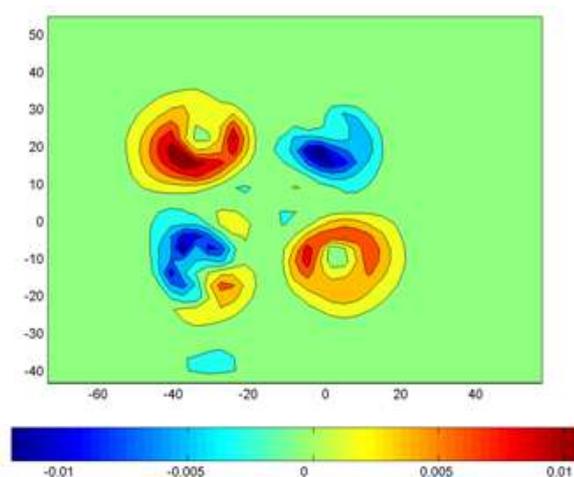
а)



б)



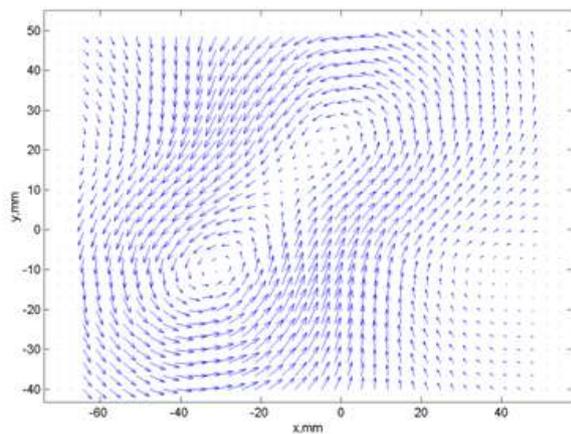
в)



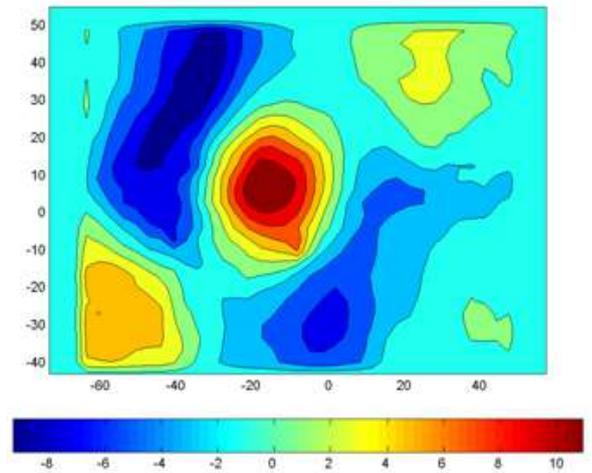
г)

Рис. 6.14. Поля средних характеристик течения в случае четырех пропеллеров, на высоте 10 мм над ним, для частоты вращения 1.8 Гц; а – векторное поле скорости, б – вертикальная компонента скорости, в – вертикальная завихренность, г – спиральность.

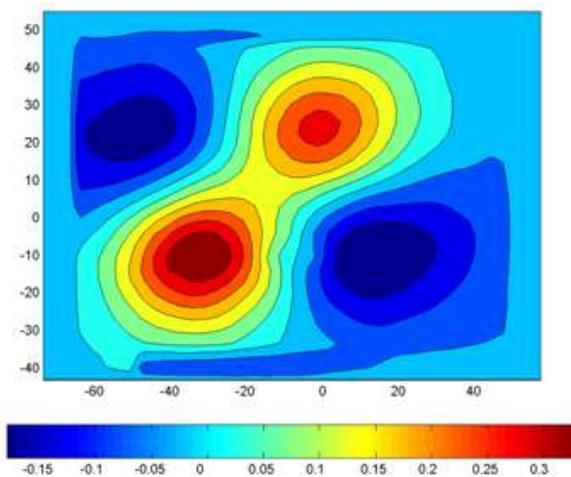
нагрева формируются мелкомасштабные вторичные течения. В результате возникает очень интересная для изучения гидродинамическая система с локализованными вертикальными струями, вихревыми структурами различных масштабов и крупномасштабной циркуляцией. Данная работа является первым шагом детального анализа 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



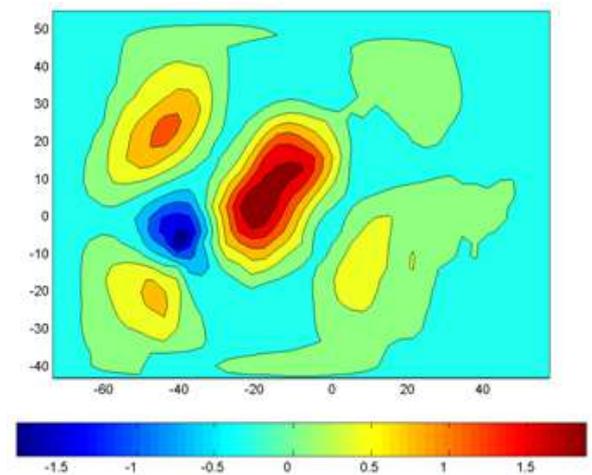
а)



б)



в)



г)

Рис. 6.15. Поля средних характеристик течения в случае четырех пропеллеров, на высоте 34 мм над ним, для частоты вращения 1.8 Гц; а – векторное поле скорости, б – вертикальная компонента скорости, в – вертикальная завихренность, г – спиральность.

адвективного течения в неподвижном цилиндрическом слое с локализованным нагревом. Рассмотрение неподвижного слоя необходимо для четкого понимания сложных процессов, обусловленных вращением, которым будет посвящен второй этап исследований.

### 6.3.1. Результаты

Экспериментальная установка, представляющая собой цилиндрический слой с локализованным нагревом, и методика измерений были ранее подробно описа-

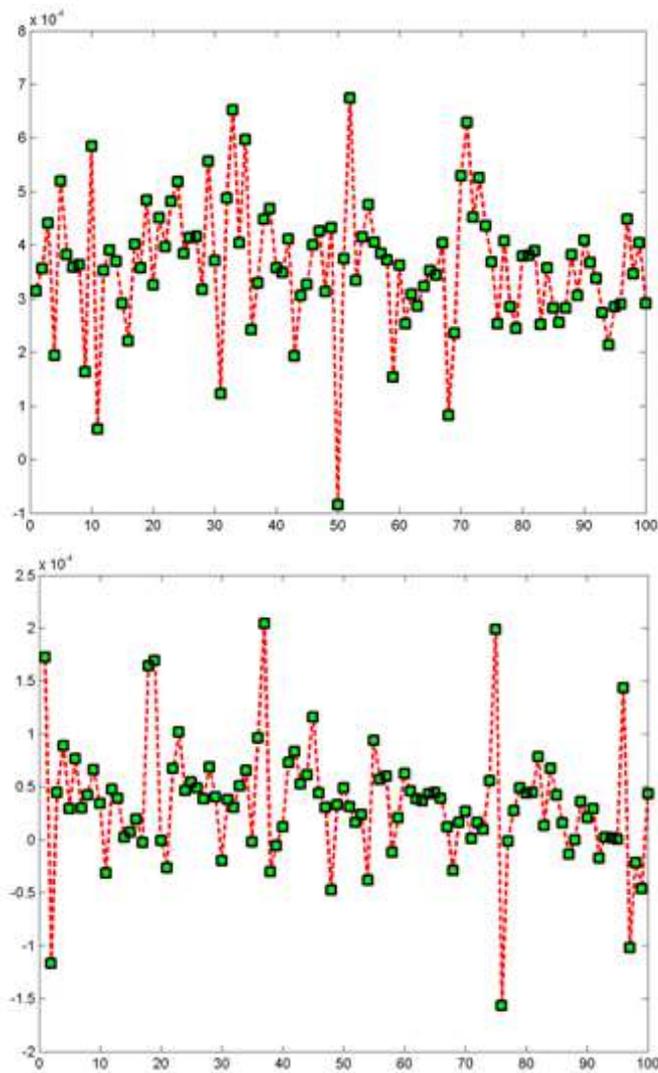


Рис. 6.16. Зависимость средней спиральности (по пространству) от времени для 1 пропеллера, для различных высот, 10 мм (слева) и 16 мм (справа).

ны в разделе посвященном изучению теплообмена над локализованным источником тепла. Ограниченные возможности экспериментальных измерений для изучения спиральности, а именно трудности в получении мгновенных распределений всех компонент скорости в объеме, делают необходимым проведения математического моделирования. Эксперимент позволяет убедиться в адекватном описании процессов в рамках использованной математической модели, а результаты численных расчетов дают возможность восстановить распределения всех интересующих нас характеристик. В последнее десятилетие для численного моделирования гидродинамических процессов очень активно использу-

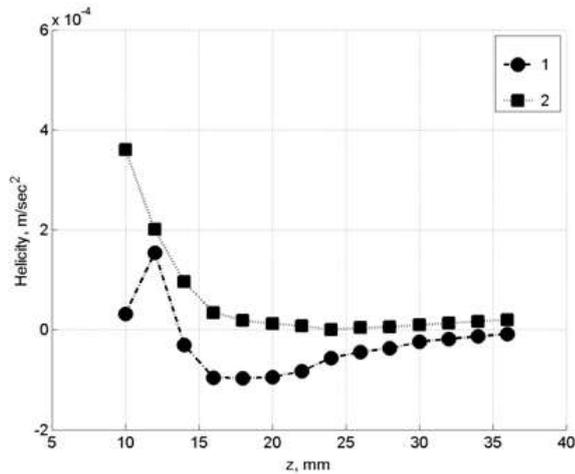


Рис. 6.17. Зависимость осредненного по сечению значения спиральности от высоты над пропеллерами, 1 – для 1 пропеллера (струя вверх), 2 – для 4 пропеллеров.

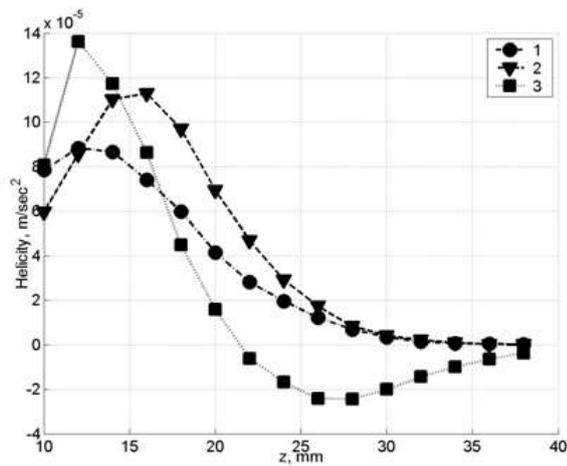


Рис. 6.18. Зависимость осредненного по сечению значения спиральности от высоты над пропеллерами для 16 пропеллеров, для различных частот вращения, 1 - частота вращения 1 Гц, 2 - частота вращения 1.3 Гц, 3 - частота вращения 1.8 Гц .

ются различные CFD (Computational Fluid Dynamics) пакеты. Так, при помощи коммерческого пакета ANSYS CFX в [13, 369] проводилось исследование азимутальных течений во вращающемся слое жидкости с локальным нагревом, а в [1] – 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

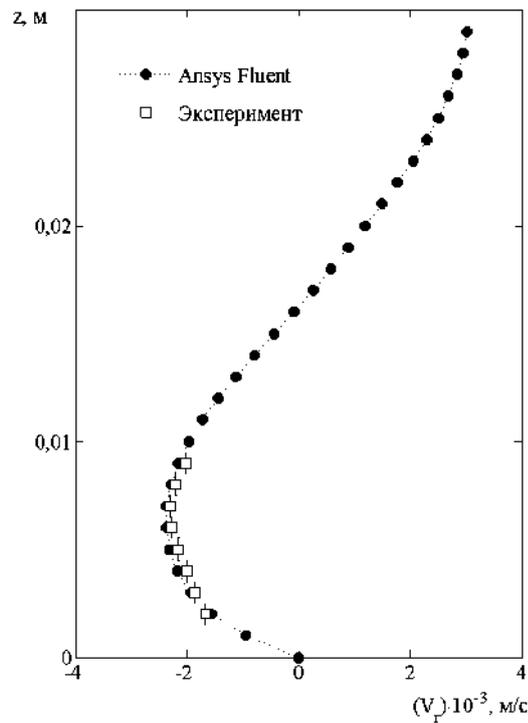


Рис. 6.19. Средний профиль радиальной компоненты скорости при  $r = 4$  см,  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

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.

Основной вопрос, на решение которого направлена данная работа, это возможность генерации вертикальной завихренности  $\omega_z$  и спиральности  $H$  вследствие деформации поля горизонтальной 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 Рис. 6.19. Азимутальная компонента завихренности определяется как разность

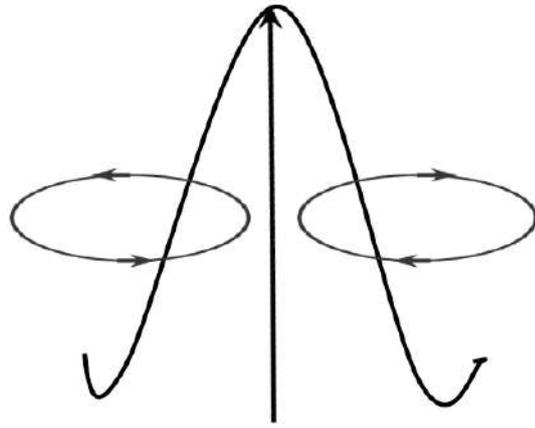


Рис. 6.20. Схематичное изображение механизма формирования вертикальной завихренности всплывающими конвективными струями.

частных производных вертикальной и радиальной компонент скорости

$$\omega_\phi = -\frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial z}; \quad \omega_r = \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \phi} - \frac{\partial V_\phi}{\partial z} \quad (6.1)$$

поэтому наличие вертикального градиента радиальной компоненты скорости приводит к неоднородному распределению азимутальной компоненты завихренности. Конвективная струя, всплывая, деформирует горизонтальные вихревые линии, вытягивая их в направлении движения, формируя при этом вихревой диполь (Рис. 6.20).

Основная часть представляемых здесь исследований проводилась при помощи математической модели, реализованной в пакете Fluent. Для верификации численных результатов на Рис. 6.19 показаны вертикальные профили радиальной компоненты скорости 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. 6.21а) и всплывающих конвективных струй (Рис. 6.21б), являющиеся основным источником пульсаций поля скорости.

Для того чтобы оценить, насколько точно расчетные данные описывают

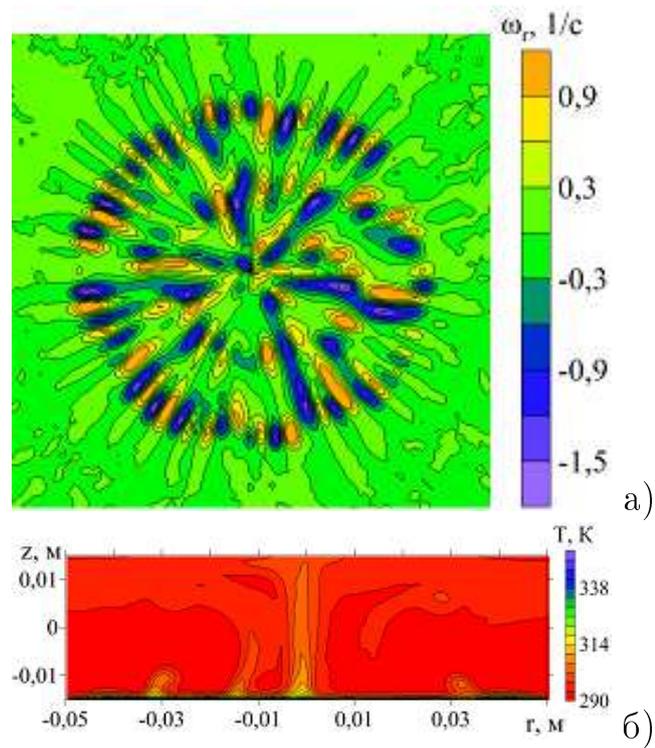


Рис. 6.21. Поле радиальной компоненты завихренности на высоте  $z = 3$  мм (а), всплывающие конвективные струи в центральном вертикальном сечении (б); для  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

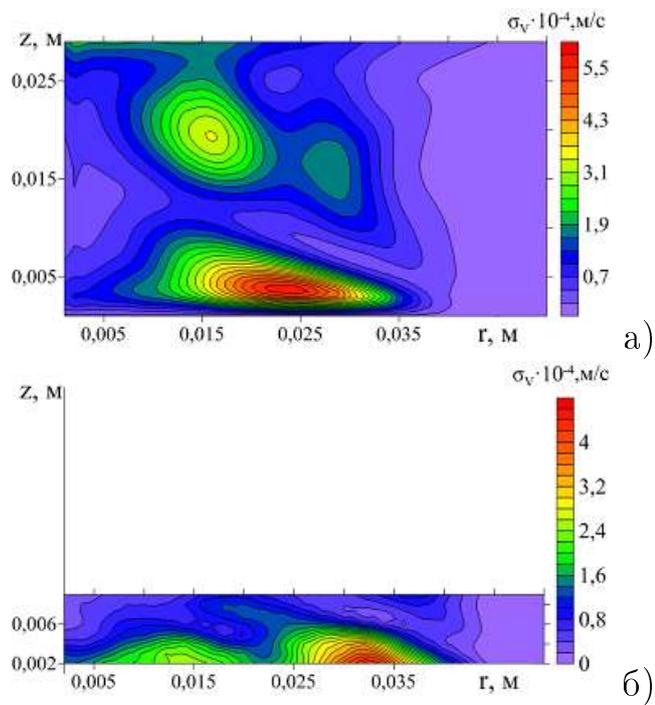


Рис. 6.22. Средняя энергия пульсаций радиальной скорости: расчет (а), эксперимент (б); для  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

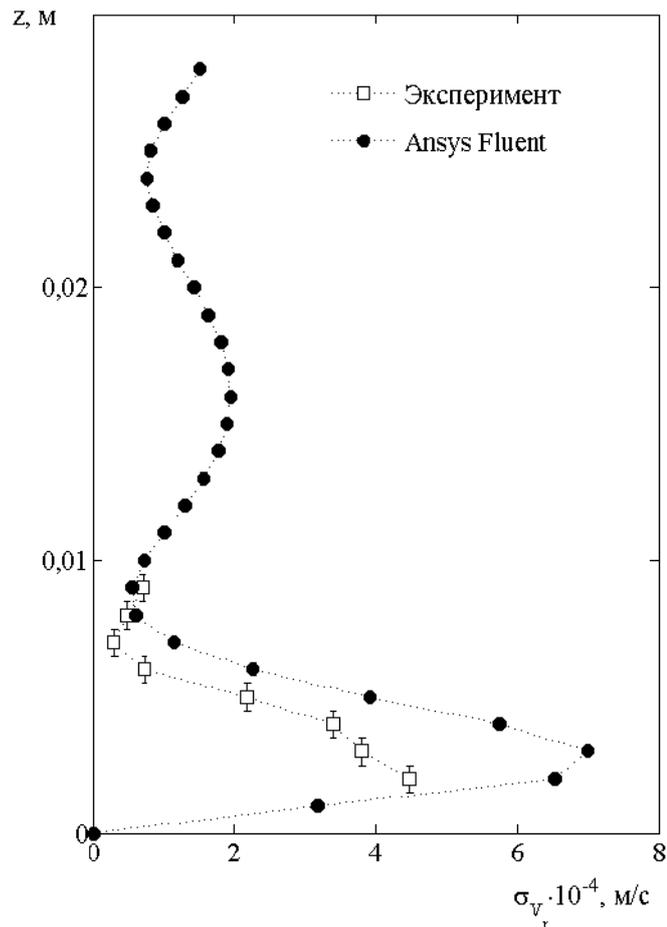


Рис. 6.23. Профиль средней энергии пульсаций радиальной скорости при  $r = 24$  мм (численный расчет) и  $r = 32$  мм (эксперимент) для  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

пульсационную составляющую поля скорости потока, построены поля пульсаций скорости в расчетной области и в той области, где были проведены экспериментальные измерения (Рис. 6.22). Надо отметить, что результаты измерений хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [304], 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 Рис. 6.23.

В целом можно отметить, что расчетные данные адекватно отражают динамику основного течения и формирование вторичных структур. Заслуживает

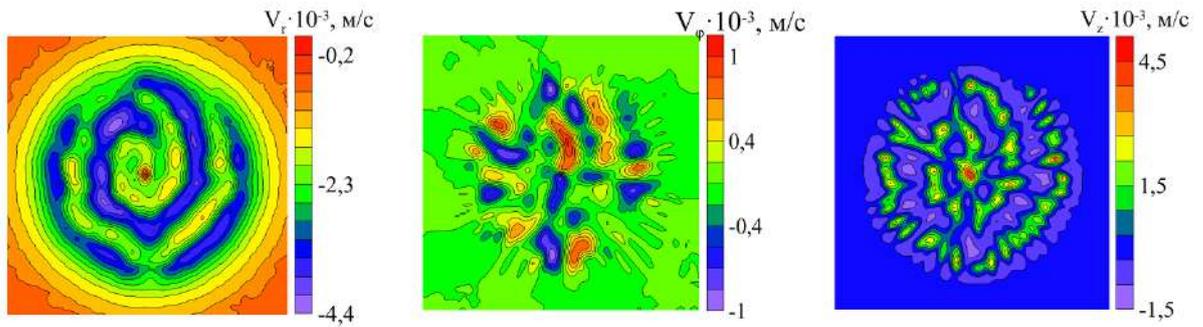


Рис. 6.24. Поля азимутальной, радиальной и вертикальной компонент скорости для для  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

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 Рис. 6.21а, показано осредненное по времени поле радиальной компоненты завихренности  $\omega_r$  на высоте  $z = 3$  мм. Хорошо видно, что  $\omega_r$  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 Рис. 6.24 приведен пример мгновенных полей всех компонент скорости для  $z = 3$  мм.

На Рис. 6.25 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

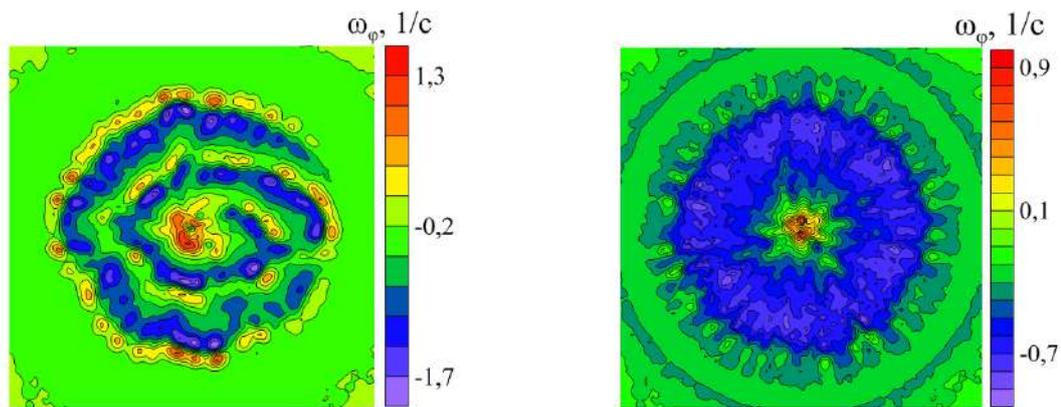


Рис. 6.25. Мгновенное (слева) и среднее (справа) поля азимутальной компоненты завихренности для  $z = 3$  мм,  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

градиентом радиальной компоненты скорости. Как видно, завихренность в рассматриваемой системе – знакопеременная величина, поэтому для выделения области формирования завихренности построены средние поля модуля завихренности 6.1 (Рис. 6.26 и Рис. 6.27). На Рис. 6.26 показаны поля осредненных по азимутальной координате модулей азимутальной и радиальной компонент завихренности. Формирование азимутальной компоненты завихренности  $\omega_\phi$  в нижнем пограничном слое происходит за счет поперечных валов, сносимых к центру основным течением, а также благодаря большому вертикальному градиенту радиальной скорости. Выраженные максимумы  $\omega_\phi$  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  $\omega_r$  расположен в пограничном слое там, где сформировались радиальные конвективные валы.

На Рис. 6.27 представлены мгновенные и осредненные поля вертикальной компоненты завихренности  $\omega_z$ . Видно, что величина  $\omega_z$  заметно ниже значений горизонтальных компонент завихренности. Источники ее генерации также находятся в местах образования и всплытия вторичных структур. Далее в таблице приведены значения средних по времени и пространству величин компонент

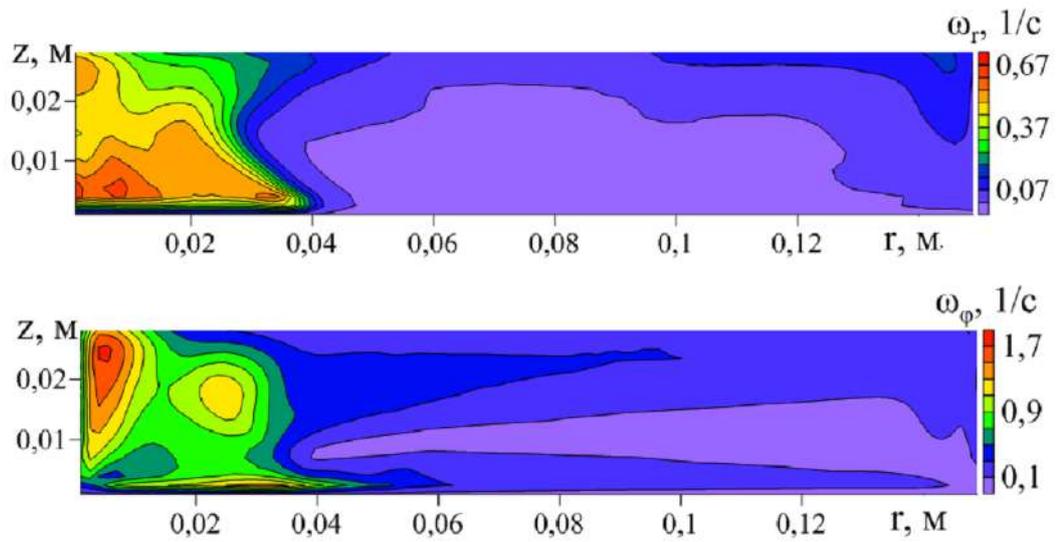


Рис. 6.26. Осредненные по азимутальной координате поля модулей азимутальной компоненты завихренности (вверху) и радиальной компоненты завихренности (внизу) в вертикальном сечении,  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

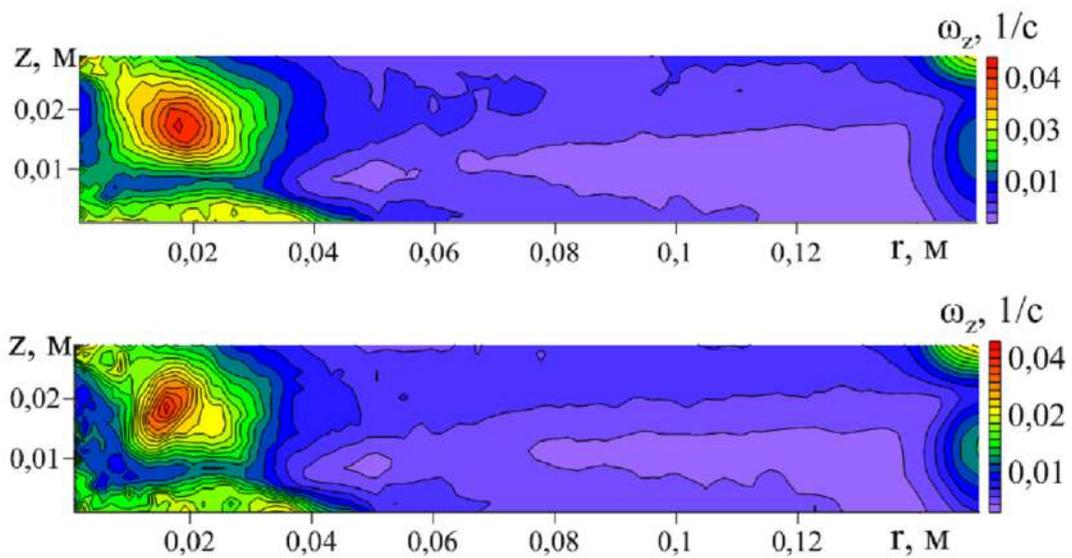


Рис. 6.27. Осредненные по азимутальной координате поля модуля мгновенной (вверху) и средней (внизу) вертикальной завихренности,  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

завихренности  $\omega$ , вкладов спиральности  $H$  и их среднеквадратичных отклонений  $\sigma_\omega$  и  $H_\sigma$ . 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. 6.27). Поэтому осреднение было проведено в двух областях: по всему объему и в области над нагревателем.

Таблица. Характеристики завихренности и спиральности

Компоненты завихренности, 1/с	$\langle \omega \rangle_{\text{volume}}$	$\sigma_\omega$	$\langle \omega \rangle_{\text{heater}}$	$\sigma_\omega$
$\omega_r$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,03	$6,9 \cdot 10^{-5}$	0,19
$\omega_\phi$	0,07	0,04	0,21	0,18
$\omega_z$	$-5,2 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$8,6 \cdot 10^{-3}$
Вклады спиральности, м/с <sup>2</sup>	$\langle H \rangle_{\text{volume}}$	$\sigma_H$	$\langle H \rangle_{\text{heater}}$	$\sigma_H$
$H_r$	$5,9 \cdot 10^{-8}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$-3,6 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$
$H_\phi$	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$-8,3 \cdot 10^{-8}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$
$H_z$	$5,2 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$-6,6 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$

Рис. 6.28

#### 6.4. Спиральность конвективных потоков от локализованного источника тепла во вращающемся цилиндрическом слое

Вращение нарушает зеркальную симметрию и является фактором способствующим генерации спиральности. Сочетание вращения и конвекции неминуемо должно приводить к генерации локальной спиральности, так как конвективные течения, вызванные силой плавучести, всегда имеют вертикальную компоненту скорости. При этом неоднородное по пространству распределение спиральности не подразумевает ненулевое интегральное значение спиральности. Здесь надо отметить, что в ряде работ показано, что важную роль играет именно градиент спиральности, характеризующий степень ее неоднородности,

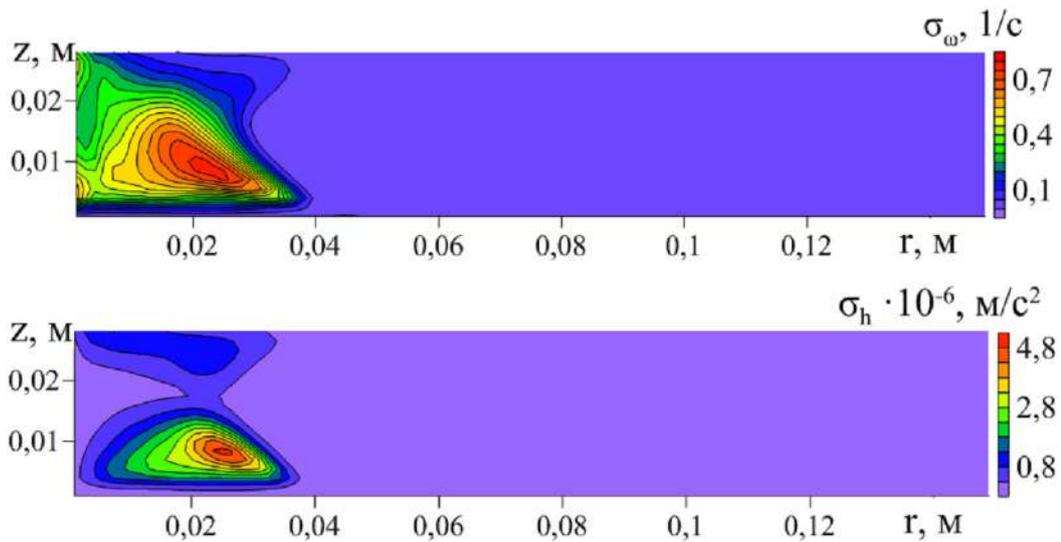


Рис. 6.29. Осредненные по азимутальной координате среднеквадратичные отклонения завихренности (вверху) и спиральности (внизу),  $Gr_f = 4 \cdot 10^5$ .

наличие которого может привести к появлению новой вихревой силы [370]. С учетом того, что реальные вихревые, конвективные течения не соответствуют приближению однородной и изотропной турбулентности возрастает значимость изучения спиральности в таких системах, выявления тех или иных закономерностей. Вращающийся слой с локализованным нагревом, помимо актуальных проблем связанных с формированием дифференциального вращения, является очень интересной системой и в плане изучения спиральности. Она характеризуется высоким уровнем дифференциального вращения (циклоническим и антициклоническим течениями) и интенсивной конвективной циркуляцией.

#### 6.4.1. Методика исследования

Как и в предыдущем разделе основным инструментом исследования является математическое моделирование. Использовались два CFD пакета, коммерческий российский пакет FlowVision и открытый, некоммерческий пакет OpenFOAM 4.1. Все численные расчеты были выполнены в трехмерной постановке, а область интегрирования представляла собой цилиндрическую полость, аналогичную той, которая использовалась в лабораторных эксперимен-

тах. Предполагается, что жидкость является ньютоновской, а течение - несжимаемым и ламинарным. Методом конечных объемов решается система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска для тепловой конвекции. На боковой стенке и дне применяются условия непроницаемости и прилипания, на верхней границе – проскальзывания. Физические свойства рабочего тела подбирались аналогично эксперименту. Глубина слоя жидкости была равна 30 мм. В качестве рабочей жидкости использовалось силиконовое масло с физическими свойствами при температуре 28°C, : число Прандтля  $Pr = 60$ , кинематическая вязкость  $\nu = 5.35 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , плотность  $\rho = 904 \text{ кг/м}^3$ , и коэффициент теплового расширения  $\beta = 9 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ . Постоянный поток тепла  $Q = 17 \text{ Вт}$  задавался на поверхности нагрева диаметром  $D = 100 \text{ мм}$ . Таким образом плотность потока тепла была равна  $q_h = Q/S_h$ . Для реализации теплового баланса такой же по величине поток тепла снимался с верхней границы –  $q_t = -Q/S_t$ . Здесь  $S_h$  и  $S_t$  площади нагревателя и верхней поверхности. Боковые стенки и дно были теплоизолированы В таблице 6.1 приведены значения безразмерных параметров для эксперимента и численного моделирования для периода вращения равного 77 с.

Таблица 6.1. Значения безразмерных параметров для эксперимента и численных расчетов

	$Gr_f \cdot 10^6$	Re	E	Pr
FlowVision	4.6	29	0.035	61
experiment	4.5	27	0.037	60

Первая серия расчетов проводилась при помощи FlowVison. Предварительно был проведен анализ влияния величины шага сетки на результаты расчетов. Были протестированы 6 вариантов с разным разрешением сетки и дискретностью шага по времени. Было обнаружено, что сетка 1 мм и шаг по времени 0.1 с – является оптимальным вариантом, обеспечивающим хорошее согласие с экспериментом и адекватное время вычислений.

На втором этапе, при анализе баланса спиральности, моделирование проводилось с использованием некоммерческого открытого кода OpenFOAM 4.1. Сетка имеет регулярную блочную структуру с общим количеством узлов 3.5 миллиона с дополнительным уточнением сетки около границ (шаг сетки сетки составляет 0.25 мм около границ). Так как расчеты ведутся для вращающегося цилиндра используется условие вращающейся стенки “rotating wall” с заданной угловой скоростью  $\Omega = 0.0816$  1/с и 0.170 1/с (которые соответствуют периодам вращения 77 с и 37 с) на дне и боковых стенках. Для решения системы уравнений используется алгоритм PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators), основанный на процедуре коррекции давления. Дискретизация членов с производными по времени выполняется с использованием неявной схемы Эйлера. Конвективные члены рассчитываются по схеме TVD (Total Variation Diminishing). Число Куранта в проведенных расчетах не превышает 0.5. Уравнение эволюции спиральности было реализовано внутри решателя, чтобы использовать ту же численную процедуру для вычисления его членов, что и для основных уравнений тепловой конвекции. В рамках процедуры проверки численные результаты сравнивались с экспериментальными данными [7] и численными расчетами проведенными ранее при помощи пакета FlowVision [27]. Профили скорости на рисунке 6.30 показывают хорошее количественное согласие между ними.

#### 6.4.2. Распределение спиральности

Подробное описание формирования радиальных и азимутальных течений во вращающемся слое с локализованным нагревом было представлено ранее. Для сравнения численных и экспериментальных результатов, помимо сравнения профилей скорости, полезно также сравнить и поля скоростей. На Рис. 6.31 показаны средние поля азимутальной скорости для эксперимента и расчетов при помощи FlowVision, а на Рис. 6.32 поля восстановленные по расчетам при помощи OpenFOAM.

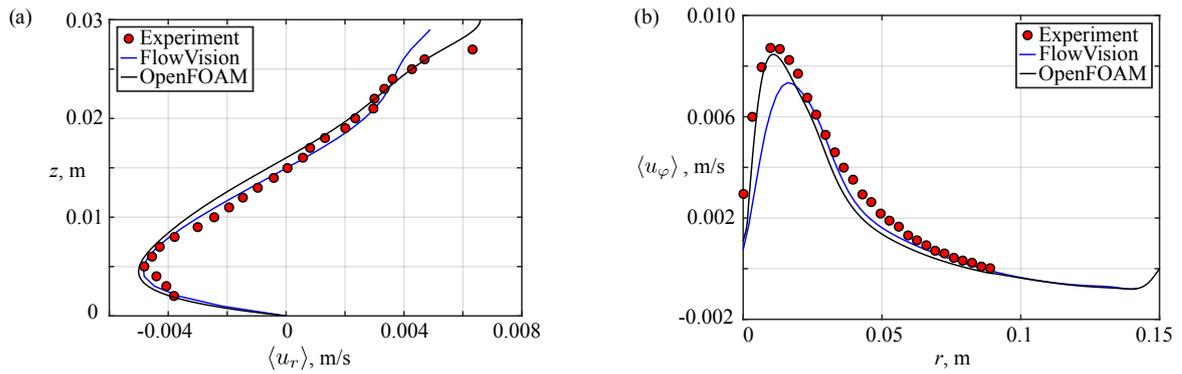


Рис. 6.30. Осредненные по времени профили скорости из эксперимента [16], численного расчета с использованием FlowVision [27] и OpenFOAM для  $\Omega = 0.0816$  1/с. (a) – радиальная компонента скорости  $\langle u_r \rangle$  для радиуса  $r = 0.015$  м, (b) – азимутальная компонента скорости  $\langle u_\varphi \rangle$  на высоте  $z = 0.015$  м (во вращающейся системе координат).

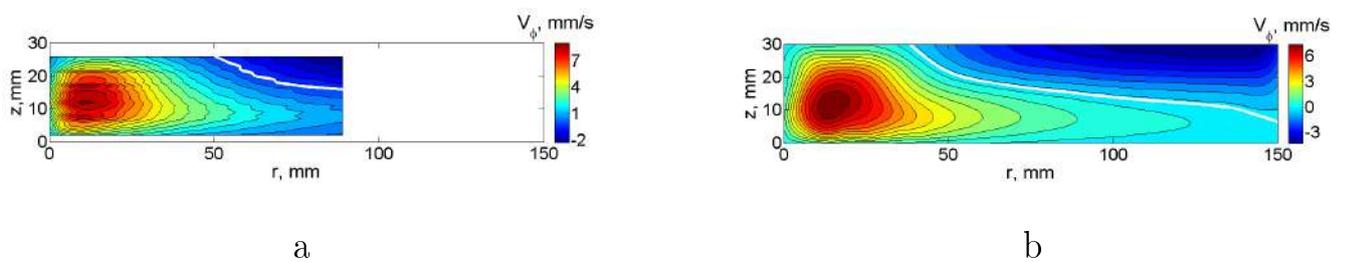


Рис. 6.31. Средние поля азимутальной скорости для: (a) эксперимент, (b) FlowVision. Положительные значения соответствуют циклоническому движению, отрицательные – антициклоническому движению, сплошная белая линия показывают границу между циклоном и антициклоном.

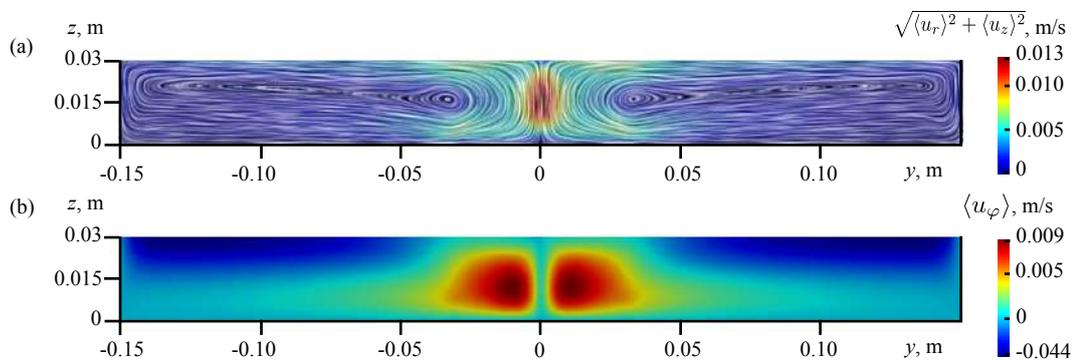


Рис. 6.32. Осредненные по времени поля в плоскости  $yOz$ ,  $\Omega = 0.0816$  1/с: (a) – линии тока и значения меридиональной скорости (показано цветом), (b) – азимутальная компонента скорости  $\langle u_\varphi \rangle$  (во вращающейся системе координат).

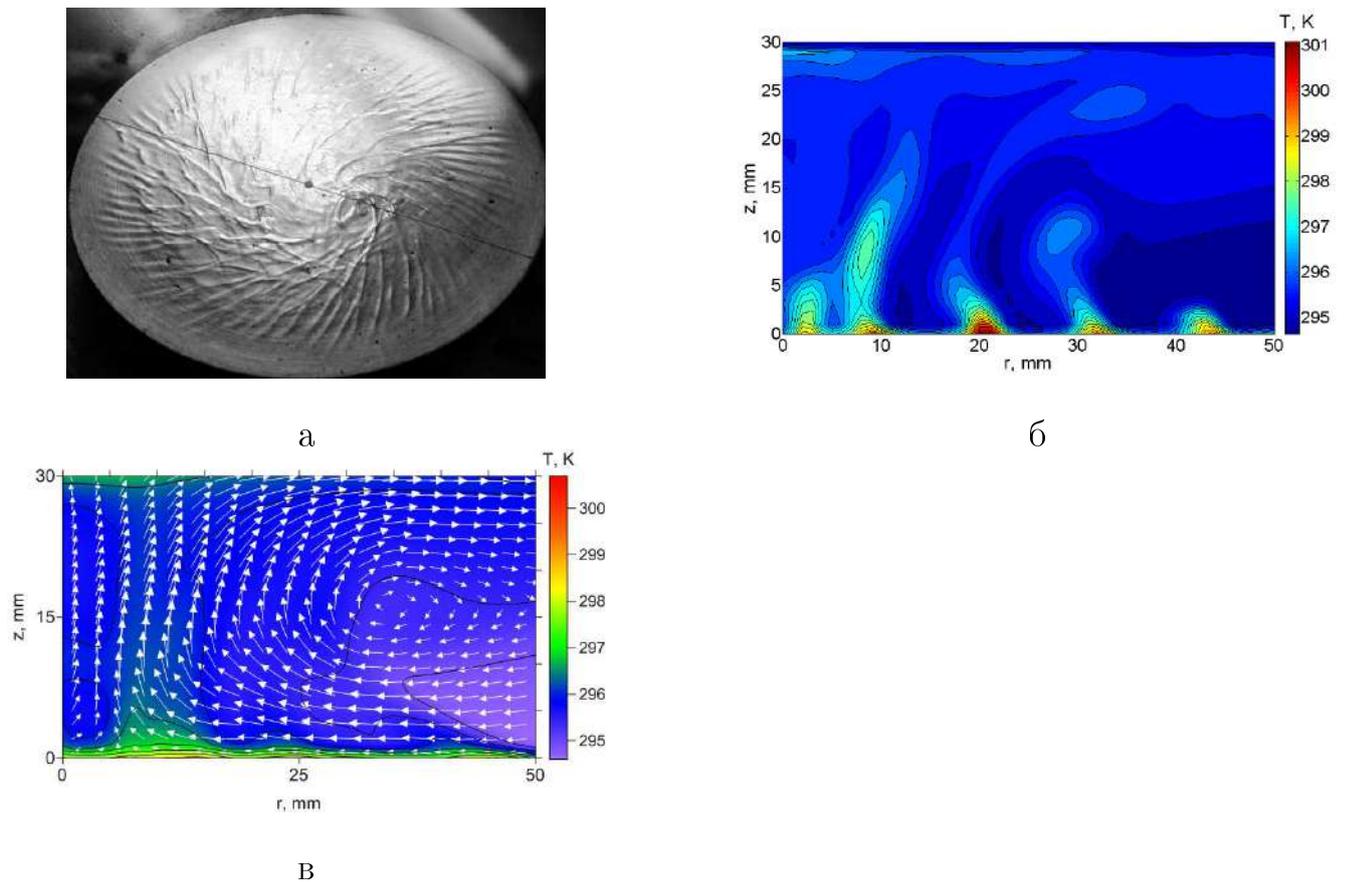


Рис. 6.33. а – теневая картина вторичных течений в пограничном слое над нагревателем для  $Gr_f = 1.7 \cdot 10^7$ ,  $Re = 30$ ; б, в – мгновенные и средние поля температуры и скорости в вертикальном сечении, FlowVision для  $Gr_f = 4.5 \cdot 10^6$ ,  $Re = 27$

Как показали эксперименты в пограничном слое над областью нагрева происходит формирование различных вторичных структур (горизонтальных валов, тепловых плюмов). Распределения температуры полученные на основе расчетных данных показывают, что проведенные расчеты адекватно описывают конвективные процессы в пограничном слое (Рис. 6.33 и Рис. 6.34). Следует отметить, что вторичные потоки возмущают поле скоростей и, следовательно, поля завихренности, поэтому вторичные структуры также важны для процесса образования спиральности.

Теперь рассмотрим распределение средней спиральности в рассматриваемой системе. Поток в предлагаемой конфигурации состоит из структур разного масштаба. Для лучшего понимания распределения спиральности мы разделили его на три вклада – радиальную, азимутальную и вертикальную спиральность.

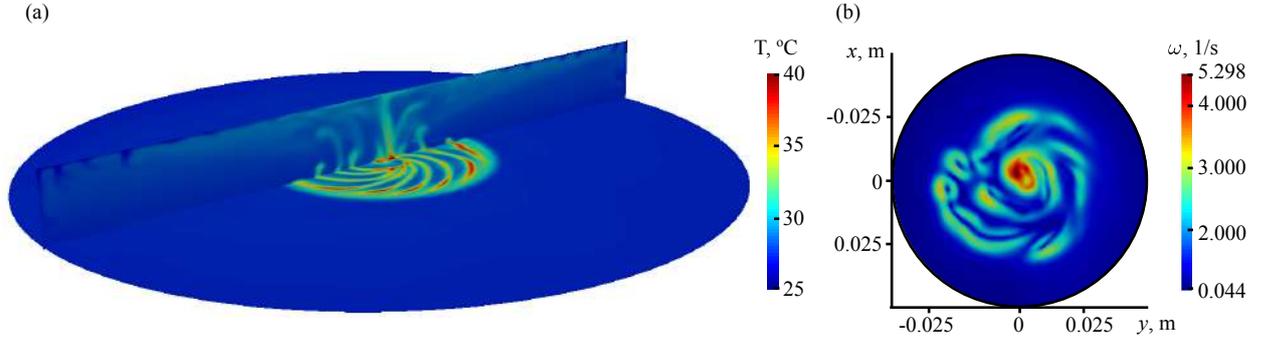


Рис. 6.34. (a) – мгновенное поле температуры  $yOz$  для  $x = 0$  в плоскости  $xOy$  для  $z = 0.001$  м; (b) – мгновенное распределение модуля завихренности в плоскости  $xOy$  (показана область только над нагревателем) для  $z = 0.01$  м.  $\Omega = 0.0816$  1/с, OpenFOAM.

(6.2).

$$h_\phi = v_\phi \cdot \omega_\phi; \quad h_r = v_r \cdot \omega_r; \quad h_z = v_z \cdot \omega_z \quad (6.2)$$

где  $\omega_\phi, \omega_r, \omega_z$  – азимутальная, радиальная и вертикальная компоненты завихренности (6.3).

$$\omega_\phi = -\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z}; \quad \omega_r = \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \phi} - \frac{\partial v_\phi}{\partial z}; \quad \omega_z = \frac{1}{r} \frac{\partial r v_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \quad (6.3)$$

В случае течений имеющих высокий уровень пульсаций принято выделять среднюю и пульсационную части. Например, для скорости и завихренности такое разложение будет иметь следующий вид (6.4).

$$v(r, \phi, z, t) = \bar{v}(r, \phi, z) + v'(r, \phi, z, t) \quad \omega(r, \phi, z, t) = \bar{\omega}(r, \phi, z, t) + \omega'(r, \phi, z, t) \quad (6.4)$$

где  $\bar{v}, \bar{\omega}$  показывают средние по времени  $v$  и  $\omega$ , а  $v', \omega'$ , пульсационные части. Среднее значение от пульсаций равно нулю. Разложение спиральности на среднюю и пульсационную части будет иметь такой же вид, за исключением того, что средняя спиральность  $\bar{h}$  включает в себя среднее по времени произве-

дение пульсаций скорости на пульсации завихренности  $\langle v'\omega' \rangle_t$  (6.5).

$$h(r, \phi, z, t) = \bar{h}(r, \phi, z) + h'(r, \phi, z, t); \quad \bar{h} = \bar{v} \cdot \bar{\omega} + \langle v'\omega' \rangle_t; \quad (6.5)$$

Пульсационная часть средней спиральности  $\langle v'\omega' \rangle_t$  в отличие от скорости и завихренности  $(\bar{v}', \bar{\omega}')$  необязательно равна нулю. В нашем случае пульсационная часть приблизительно составляет 12% от средней спиральности. Среднее по времени и азимутальной координате поле  $\langle v'\omega' \rangle_t$  представлено на Рис.6.35. Высокая корреляция пульсаций скорости и завихренности наблюдается в области интенсивного подъемного течения над нагревателем.

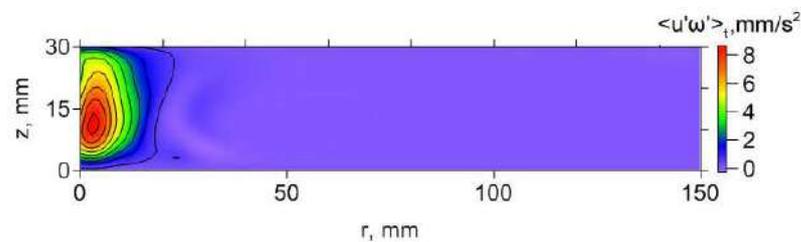


Рис. 6.35. Среднее по времени и азимутальной координате поле пульсационной части средней спиральности, FlowVision.

В дальнейшем мы проанализируем среднюю спиральность ( $\bar{h} \equiv h$ ), включая ее флуктуации. Есть два основных механизма, которые могут привести к существованию спиральности в описываемой системе. На рис. 6.36 показана структура среднего потока в вертикальном разрезе. В качестве первого механизма мы предполагаем сильную корреляцию между восходящим потоком и вертикальной завихренностью в центральной области над нагревателем. В качестве второго механизма мы рассматриваем сильный сдвиг радиальной и азимутальной скоростей на периферии, который также производит спиральность.

Рис. 6.37 показывает среднюю спиральность в вертикальном сечении (а), их вклады представлены на Рис. 6.37б,в,г. Как мы и предполагали, в центральной части преобладает положительная спиральность. Помимо вертикальной спиральности из-за наличия интенсивного циклонического вихря наблюдаются достаточно большие значения азимутальной спиральности. Азимутальная

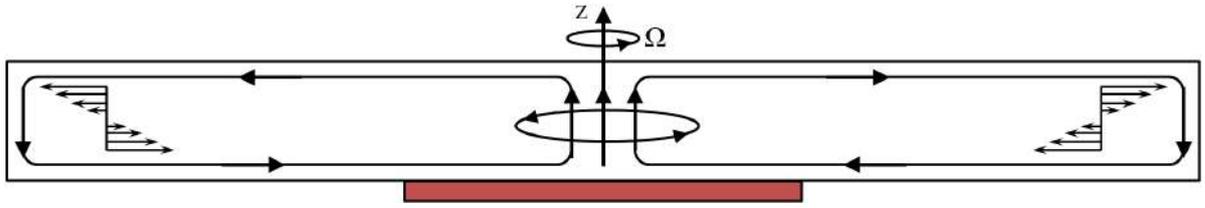


Рис. 6.36. Структура среднего течения в вертикальном сечении, FlowVision.

спиральность может возникать из-за мелкомасштабных конвективных структур (плюмов). Конвективные плюмы возмущают поля скорости и приводят к большому градиенту вертикальной скорости в радиальном направлении. Помимо циклонического движения в центральной части это обеспечивает генерацию азимутальной спиральности.

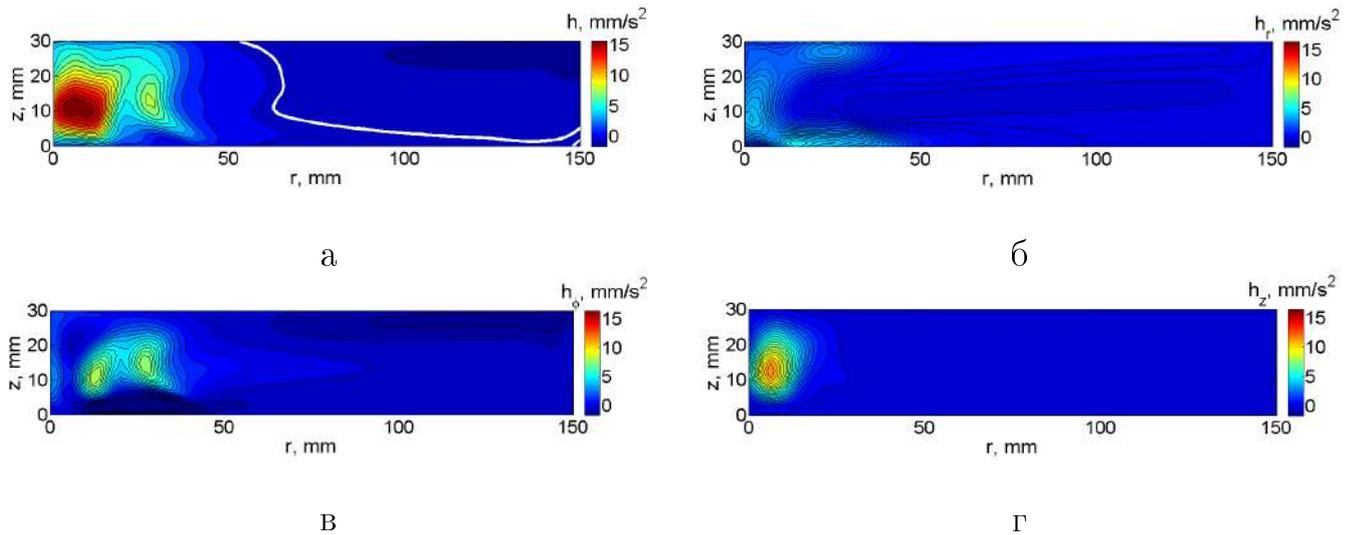


Рис. 6.37.  $Gr_f = 4.6 \cdot 10^6$ : а – средняя спиральность, вклады спиральности – радиальный (б), азимутальный (в) и вертикальный (г), в среднем вертикальном сечении, FlowVision.

Помимо анализа распределения спиральности в вертикальном поперечном сечении очень важно изучить интегральные (по азимутальной координате) поля, потому что даже слабая локальная спиральность на периферии может характеризоваться значительными интегральными значениями. На Рис. 6.38 представлены интегрированные по азимутальной координате значения спиральности и ее вклады. После интегрирования мы обнаружили существенные значения отрицательной азимутальной спиральности на периферии в верхнем слое. Отрицательные значения находятся в области больших градиентов радиальной

скорости, когда расходящийся поток сменяется сходящимся. Взаимодействуя с антициклоническим движением, он обеспечивает отрицательные значения азимутальной спиральности. Положительные значения полной спиральности находятся в центральной области, где главную роль играют циклонические вихри и конвективные плюмы. Данному асимметричному распределению спиральности соответствует ненулевое общее значение. Это важный результат, поскольку он доказывает, что течение в описываемой системе характеризуется значительным уровнем спиральности.

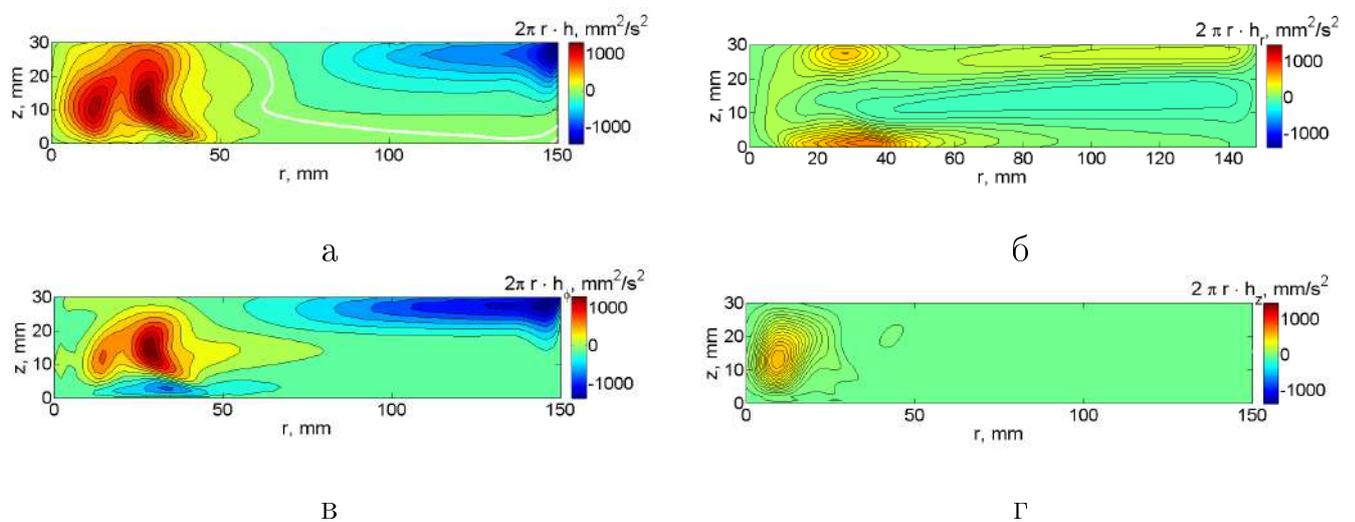


Рис. 6.38.  $Gr_f = 4.6 \cdot 10^6$ : а – средняя спиральность, вклады спиральности – радиальный (б), азимутальный (в) и вертикальный (г), после интегрирования по азимутальной координате, FlowVision.

Относительный уровень спиральности можно оценить используя безразмерное отношение  $|H(k)|/2kE(k)$ , где  $k$  – волновое число, а  $H(k)$ ,  $E(k)$  – спектральные плотности спиральности и кинетической энергии. Данное отношение часто используется для оценки влияния спиральности на спектральные характеристики турбулентных течений. В нашем случае для оценки уровня спиральности мы умножили ее интегральное значение ( $H$ ) на характерный размер (глубину слоя) и разделили на интегральное значение кинетической энергии ( $E$ ). Значения всех величин представлены в таблице 6.2. В нашем случае относительный уровень спиральности составил около 20%. В случае неподвижного

слоя этот уровень был меньше 1%.

Таблица 6.2

$H, m^4/s^2$	$E, m^5/s^2$	$lE(l), m^4/s^2$
$0.68 \cdot 10^{-6}$	$0.57 \cdot 10^{-9}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$

Ранее было обнаружено, что особенностью образования вихря во вращающемся слое при локализованном нагреве является его сильная зависимость от безразмерной скорости вращения  $Re = \Omega h^2/\nu$ . До некоторых значений  $Re$  ( $\approx 23$ ) интенсивный циклонический вихрь находится в центре (Рис. 6.34b) и является достаточно устойчивым (устойчивый режим). При  $Re > 23$  вихрь начинает формироваться на больших радиусах и в разных азимутальных положениях, при этом его интенсивность значительно меняется, вплоть до полного исчезновения (неустойчивый режим). Мгновенное и среднее поля спиральности для устойчивого и неустойчивого режимов показаны на Рис. 6.39. Как и ожидалось, изменение структуры потока приводит к заметному изменению распределения спиральности. Мгновенные поля спиральности сильно неоднородны из-за динамики мелкомасштабных структур (Рис. 6.39a,b). В устойчивом режиме (I) средняя спиральность сосредоточена в центральной части, где расположены восходящая струя и интенсивный циклонический вихрь (Рис. 6.39c). В неустойчивом режиме (II) средняя спиральность сконцентрирована в нижней части слоя (Рис. 6.39d). На Рис. 6.39e,f показаны поля среднеквадратического отклонения спиральности. Можно отметить, что спиральность в описываемой системе характеризуется высоким уровнем пульсаций. Для режима I есть две выделенные области, где локализуются максимумы пульсаций. Вблизи периферии нагревателя, где образуются термики, и вблизи центра из-за интенсивных колебаний восходящей струи. В режиме II течение менее организовано и более хаотично, поэтому пульсации распределены более равномерно, за исключением периферии нагревателя, где вторичные потоки отсутствуют. Уровень пульсаций

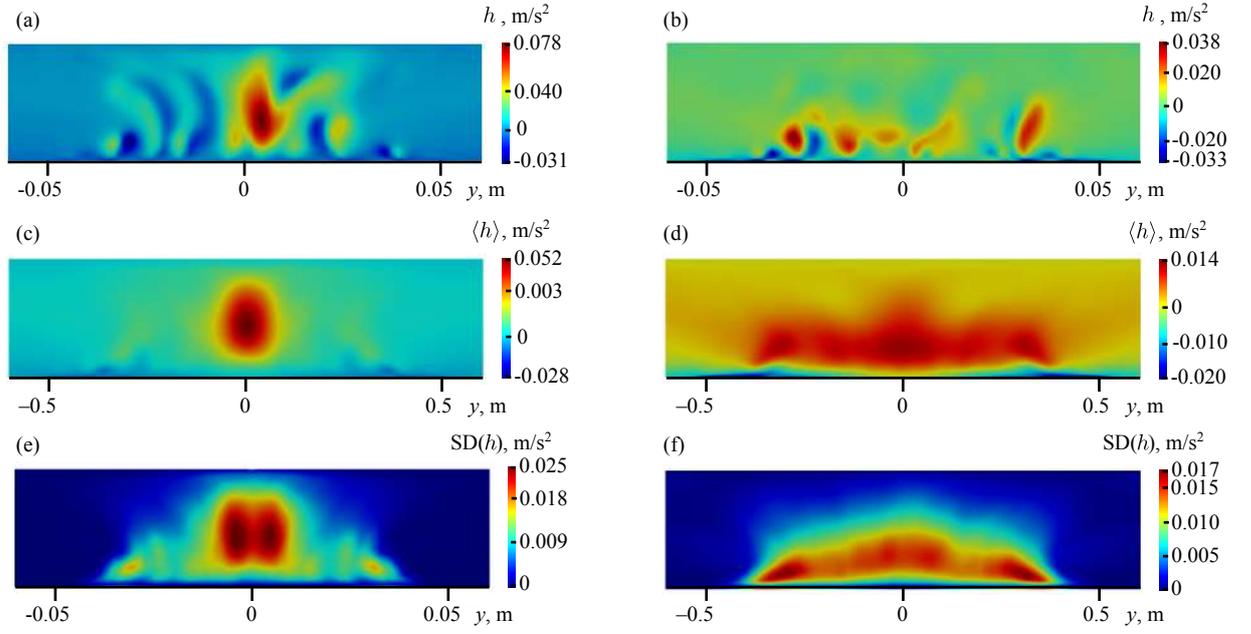


Рис. 6.39. Распределение спиральности в плоскости  $yOz$  (показана только центральная часть) для  $x = 0$ : (a), (b) – мгновенное поле спиральности; (c), (d) – осредненное по времени поле спиральности; (e), (f) – поле среднеквадратичного отклонения спиральности. Левая колонка –  $\Omega = 0.0816$  1/с; правая колонка –  $\Omega = 0.170$  1/с.

составляет примерно половину средних значений спиральности для режима I и сопоставим со значением средней спиральности в режиме II.

Рассмотрим различные вклады спиральности (части скалярного произведения векторов скорости и завихренности):

$$h = h_r + h_\varphi + h_z = u_r \omega_r + u_\varphi \omega_\varphi + u_z \omega_z. \quad (6.6)$$

Средние поля вкладов спиральности показаны на Рис. 6.40. Для обоих режимов  $h_r$  существенно слабее, чем  $h_z$  и  $h_\varphi$ .

### 6.4.3. Баланс спиральности

Уравнение эволюции спиральности имеет следующий вид [371]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \mathbf{u} \cdot \nabla \times (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) - \boldsymbol{\omega} \cdot (\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) - \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla P / \rho + \nu (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla^2 \boldsymbol{\omega}) + \beta g (T \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{e}_z + \mathbf{u} \cdot \nabla \times (T \mathbf{e}_z)), \quad (6.7)$$

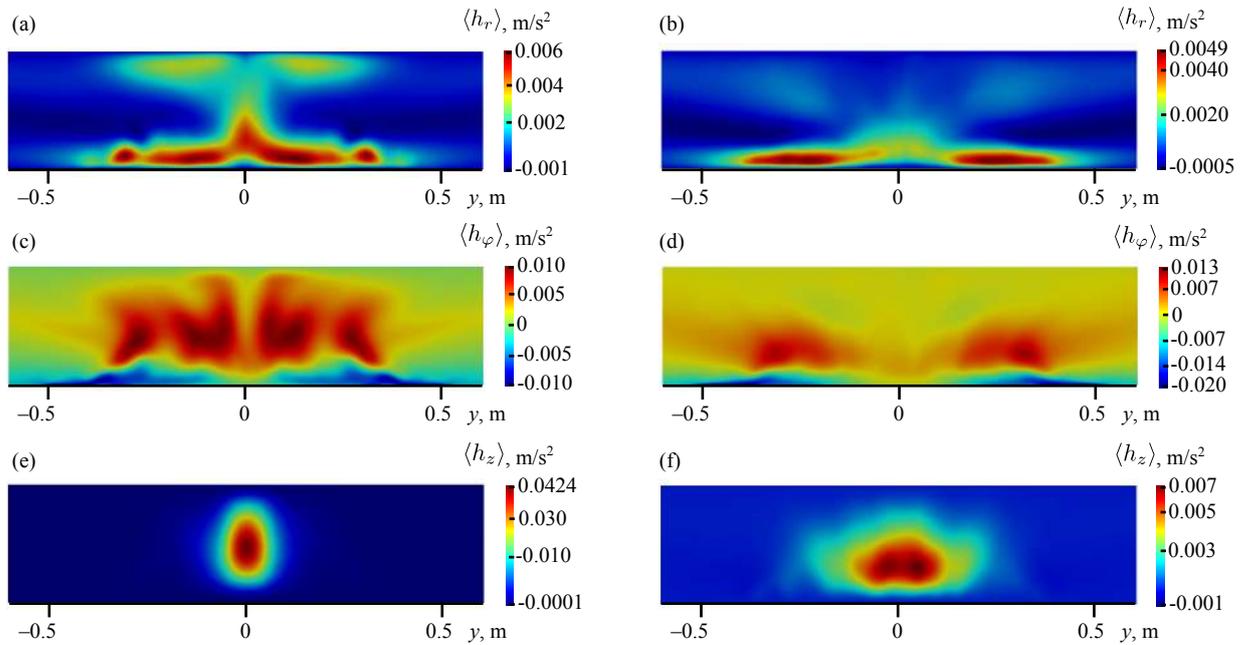


Рис. 6.40. Распределения различных вкладов спиральности в плоскости  $yOz$  (показана только центральная часть) для  $x = 0$ : (a), (b) – осредненный по времени радиальный вклад спиральности  $\langle h_r \rangle$ ; (c), (d) – осредненный по времени азимутальный вклад спиральности  $\langle h_\varphi \rangle$ ; (e), (f) – осредненный по времени вертикальный вклад спиральности  $\langle h_z \rangle$ . Левая колонка –  $\Omega = 0.0816$  1/с; правая колонка –  $\Omega = 0.170$  1/с.

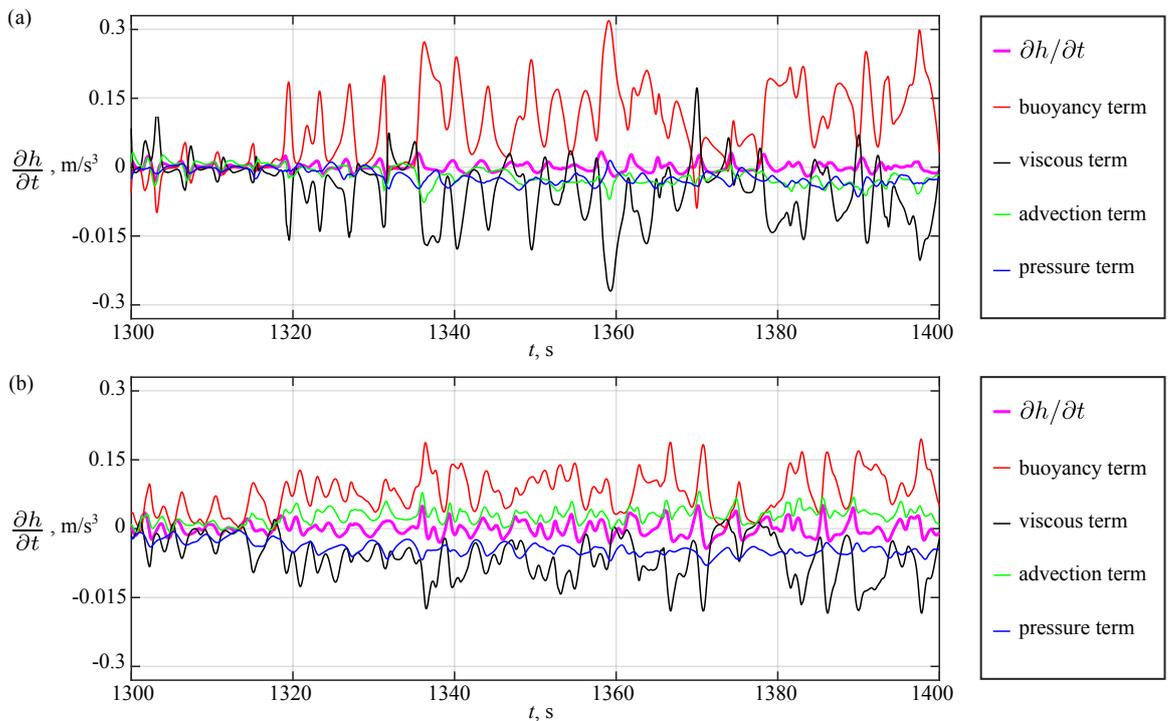


Рис. 6.41. Временные ряды вариаций временной производной спиральности и всех членов правой части уравнения (6.7) для  $\Omega = 0.0816$  1/с для двух положений на центральной оси слоя,  $z = 0.003$  м (a) и  $z = 0.015$  м (b).

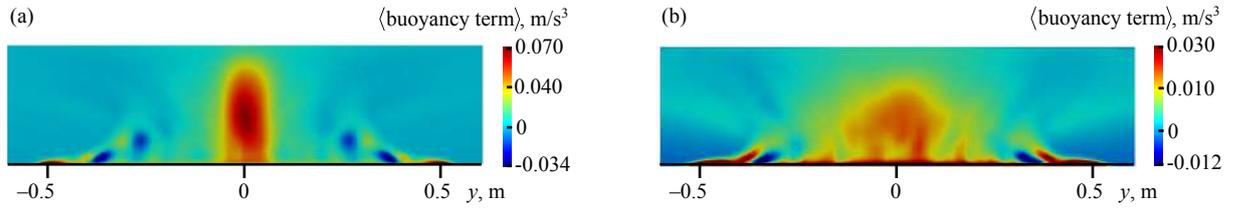


Рис. 6.42. Осредненные по времени поля конвективного члена из уравнения (6.7) в плоскости  $yOz$ , для  $x = 0$ , для двух режимов: (a) – устойчивый вихрь ( $\Omega = 0.0816$  1/с), (b) – неустойчивый вихрь ( $\Omega = 0.170$  1/с).

где ускорение свободного падения  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ . Как видно, за соблюдением баланса спиральности отвечают несколько членов. Первые два члена в правой части уравнения (6.7) описывают адвекцию спиральности течением. Третий член отражает роль неоднородного распределения давления. Четвертый член отвечает за вязкую диссипацию, и наконец последний член определяет влияние конвекции (плавучести).

Для начала мы решили проанализировать образование спиральности в двух конкретных точках: при  $z = 0.003$  м, которая находится в пограничном слое, и в середине слоя при  $z = 0.015$  м. Временные ряды для вариаций производной спиральности по времени и всех членов в правой части уравнения спиральности (эффекты плавучести, вязкости, адвекции и давления) при  $\Omega = 0.0816$  1/с в разных точках на центральной оси показана на рисунке 6.41. Временные вариации вязкого члена и члена плавучести (два последних члена в уравнении 6.7) сильно превышают вариации других членов и временной производной спиральности. Самое интересное, что они находятся в противофазе и компенсируют друг друга. В описанной системе член плавучести является источником спиральности, а вязкий член – стоком. Временная эволюция спиральных источников и стоков очень сложна, и ее анализ требует длительных расчетов. Пространственное распределение члена плавучести для двух режимов показано на рисунке 6.42. В устойчивом режиме генерация спиральности за счет плавучести сосредоточена в центре, а в неустойчивом режиме с более хаотическими конвективными потоками область генерации занимает большую

площадь.

## 6.5. Математическое моделирование спирального течения в цилиндрическом канале

Изучение турбулентных закрученных потоков, которые благодаря своей топологии являются особым типом турбулентных течений, представляет большой интерес в связи с их широким использованием в самых различных промышленных установках, таких как гидравлические установки, камеры сгорания, тороидальные реакторы и другие. Целым направлением исследований являются закрученные струи на выходе из сопла форсунки, интерес к которым обусловлен формированием двухфазного потока топлива необходимой структуры в камерах сгорания. Отдельным подклассом течений выделяются закрученные потоки в прямых и изогнутых трубах, так как изгибы труб приводят к дополнительным эффектам, которые могут существенно влиять на структуру и динамику течения. Закрученный поток в лабораторных моделях может создаваться вращающимися трубами, крыльчатками, тангенциальным впрыском или лопатками (диверторами). Метод создания закрутки оказывает сильное влияние на структуру потока ([372]). Численные и экспериментальные исследования ([373–375]) показывают, что изгиб труб приводит к сложному взаимодействию между ячейками Дина и закрученным потоком. Увеличение степени закрутки  $S$  (в англоязычной литературе – swirl number) приводит к слиянию ячеек Дина в одну ячейку, а дальнейшее увеличение  $S$  обеспечивает режим с преобладанием вихревой части. Изменение интенсивности закрученного потока и положения его оси может привести к появлению низкочастотных колебаний и значительным гидравлическим потерям ([373, 376]). Вытянутые крупномасштабные структуры, подобные тем, которые наблюдаются в прямых трубах, были обнаружены в изогнутой трубе размером  $90^\circ$  ([375]). Использование тороидальных реакторов в химической промышленности привлекло пристальное

внимание к эволюции закрученных потоков в замкнутых контурах ([377, 378]). В случае относительно небольшой кривизны  $\gamma = r/R_c$  (отношение радиуса канала к радиусу кривизны) тангенциальная составляющая закрученного потока, создаваемого вращающейся крыльчаткой, существует далеко вниз по потоку ([379]).

Также большой интерес представляют нестационарные потоки в замкнутых тороидальных каналах, достоинством которых является возможность создания высокоэнергетичных импульсных потоков, за счет быстрого вращения тора. В ([380–383]) рассмотрено поведение течения в торе, заполненном жидкостью, с внезапным изменением скорости вращения для умеренных значений числа Рейнольдса  $Re$ . Основное внимание в этих исследованиях уделялось динамике пограничного слоя и формированию вторичных течений.

Более сложный случай нестационарных турбулентных закрученных потоков в торе ([384–387]) привлекает пристальное внимание в связи с возбуждением магнитного поля закрученным потоком электропроводящей жидкости, так называемое динамо Пономаренко ([388–392]). Ключевой проблемой при исследовании течений жидкости с высокой электропроводностью (жидкие металлы) является то, что они непрозрачны. Отсутствие возможности использования оптических методов критически сужает набор возможных инструментов исследования. Так использование UDV (ультразвуковой доплеровской скорости) для измерений во вращающемся торе – чрезвычайно сложная проблема. Локальные датчики предоставляют только частичную информацию об индуцированном магнитном поле ([393]) или движении потока у стенки ([386, 394]). В силу того, что вода и жидкий натрий обладают близкими физическими свойствами, определяющими гидродинамические эффекты (плотность, вязкость), альтернативным и достаточно эффективным подходом являются эксперименты с водой, которые могут дать необходимую информацию о структуре и эволюции потока. Первая серия экспериментов с торами, заполненными водой ([384, 385]), показала, что выбранная конфигурация (два дивертора, кривизна –  $\gamma \approx 0.26$ )

обеспечивает формирование закрученного потока в торе. МГД-динамо (магнитогиродинамическое динамо) является пороговым явлением, и основной проблемой его экспериментальной реализации является достижение высокого числа Рейнольдса  $Re$ . В торе  $Re$  можно увеличить за счет увеличения радиуса тороидального канала  $r$ . Без изменения размера тора это приводит к большей кривизне  $\gamma \approx 0.36$  ([394]). Было показано, что такое увеличение кривизны не приводит к кардинальным изменениям в структуре и динамике потока. Следующий шаг к увеличению  $Re$  был сделан позже в ([387]) для тора, заполненного натрием, с увеличенной кривизной до  $\gamma \approx 0.44$ . Результаты оказались неожиданными: локальные измерения тороидальной и полоидальной составляющих скорости показали, что закрученный поток в таком торе очень быстро разрушается после дивертора.

В силу того, что закрученные потоки обладают спиральностью, естественным образом возникает вопрос о том, как спиральность влияет на структуру и эволюцию таких потоков. В [353] было показано, что неоднородность турбулентной спиральности может влиять на перенос турбулентного импульса винтового потока в трубе и способствует поддержанию крупномасштабного поля завихренности в трехмерном среднем потоке [395].

Уже неоднократно отмечалось, что измерение спиральности чрезвычайно сложно, поскольку требуются одновременные измерения векторов скорости и завихренности. Современные оптические методы, такие как StereoPIV или ТомоPIV, позволяют реконструировать распределение плотности спиральности в плоскости или даже в объеме. Пространственное распределение плотности спиральности в винтовых струях было экспериментально исследовано в [365, 396]. В [396] PIV измерения в двух параллельных плоскостях (dualPIV) использовались для восстановления всех компонентов завихренности. Анализ результатов показал, что области с высокой спиральностью коррелировали с областями высокой диссипации турбулентной кинетической энергии. Томографический PIV, который в настоящее время интенсивно развивается, позволяет

измерять мгновенные трехмерные поля скорости в выбранном измерительном объеме потока. Спиральные моды изучались в турбулентных струях с низкой и высокой закрученностью с помощью метода высокоскоростной томографии PIV [365]. К сожалению системы ТомоPIV до сих пор являются чрезвычайно дорогими и ресурсоемкими, что является основным препятствием к их широкому применению.

Одна из основных базовых задач лабораторных исследований спиральности – создание потока с существенной величиной спиральности. Эта проблема далеко не тривиальна [397]. Одной из перспективных схем генерации такого потока является течение в цилиндрическом канале с дивертором [384, 385]. Качественные наблюдения показали, что течение в тороидальном замкнутом канале с дивертором сложное и состоит из винтовых движений разного масштаба. Прямых измерений спиральности или даже оценок ее значения не проводилось. Поэтому основной целью настоящего исследования является проверка возможности использования такой системы в качестве генератора спиральности. Особое внимание уделяется азимутальной неоднородности и анизотропии потока. В силу того, что закрученное течение в криволинейных каналах осложнено целым рядом эффектов, которые могут затруднить анализ результатов, в качестве объекта исследования рассматривается прямой цилиндрический канал. Описанные выше сложности экспериментального исследования приводят к необходимости использования математического моделирования для решения поставленной задачи.

### **6.5.1. Описание методики**

Численное моделирование вынужденного винтового течения воздуха в цилиндрическом канале проводилось с использованием открытого программного обеспечения OpenFOAM Extend 4.0. Для формирования винтового потока использовался восьмилопастной дивертор. Подобные диверторы использовались при экспериментальном исследовании винтовых течений в торе [384, 385]. Угол

наклона лопастей составлял  $30^\circ$ . На Рис. 6.43(а) представлена расчетная область, в которой дивертор размещен на расстоянии 20 мм ниже, по потоку, от входной границы. Расчетная область представляет собой цилиндрический канал диаметром  $d = 60$  мм и длиной  $L = 400$  мм. Начало декартовой системы координат  $(x, y, z)$  находится в центре дивертора. Ось цилиндра  $y$  совпадает с направлением потока.

Дискретизация трехмерных уравнений Навье-Стокса для потока несжимаемой жидкости проводилась методом конечных объемов. Алгоритм PISO-SIMPLE использовался для связи давления и скорости. Также использовался неявный метод Эйлера временной дискретизации второго порядка точности. Для дискретизации члена дивергенции применялась схема второго порядка точности TVD (total variation diminishing). Для дискретизации диффузионного члена применялась центрально-разностная схема второго порядка точности. Для решения полученной системы линейных алгебраических уравнений использовались итерационные решатели PCG и PBiCG. В расчетах используются следующие граничные условия: на входе скорость считается равномерной  $\mathbf{U} = (0, 0.1, 0)$ , м/с и нормальный градиент давления равен нулю; на выходе предполагается равномерное давление  $p = 0$  и нулевой нормальный градиент скорости. Для дивертора и поверхности цилиндра использовалось условие прилипания к поверхности. Численное моделирование проводилось с использованием неструктурированной сетки. Расчетная сетка насчитывала около 4,8 миллионов элементов. Все результаты были получены при нулевых начальных условиях для скорости и давления во всей расчетной области.

### 6.5.2. Результаты

Численное моделирование проводилось для фиксированного значения числа Рейнольдса  $Re = u_0 d / \nu = 370$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $d$  – диаметр цилиндра, а  $u_0$  – скорость на входе. Линии тока показывают трехмерную структуру потока на Рис. 6.43(а). Хорошо видно, что после дивертора создается ин-

ТЕНСИВНЫЙ ВИНТОВОЙ ПОТОК.

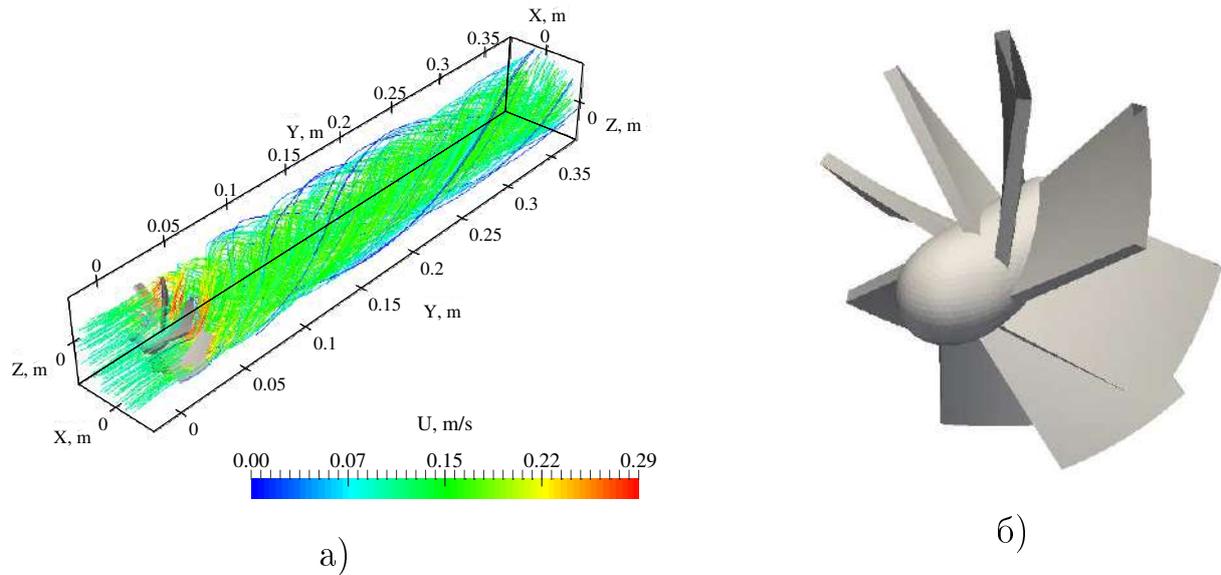


Рис. 6.43. а) – Распределение линий тока для среднего течения в расчетном объеме, б) – дивертор.

Для анализа полей скорости и завихренности в цилиндрическом канале удобнее использовать цилиндрическую систему координат  $(r, \phi, y)$  вместо декартовой. На рисунках 6.44 и 6.45 показаны пространственные распределения усредненных по времени азимутальной и аксиальной (продольной) компонент скорости и завихренности в трех различных сечениях, перпендикулярных оси  $y$ . Радиальные компоненты скорости и завихренности не анализировались, поскольку они (и их градиенты) примерно на порядок меньше других компонент. Вблизи выхода из дивертора поток характеризуется восемью струями, создаваемыми лопастями дивертора. Застойная зона в центральной части канала является результатом выбранной конфигурации дивертора (см. Рис. 6.43(b)). Двигаясь от дивертора по потоку при  $y = 0.15$  м мы видим, что диффузия импульса за счет вязкости приводит к быстрой симметризации, сглаживанию потока и вместо восьми спиральных струй поток принимает форму восьмиугольника. Из-за того, что на стенках канала действует условие прилипания, вблизи них возникает сдвиг скорости, который существенно влияет на развитие потока. Ниже по потоку при  $y = 0.2$  м течение стало почти осесимметричным. Спи-

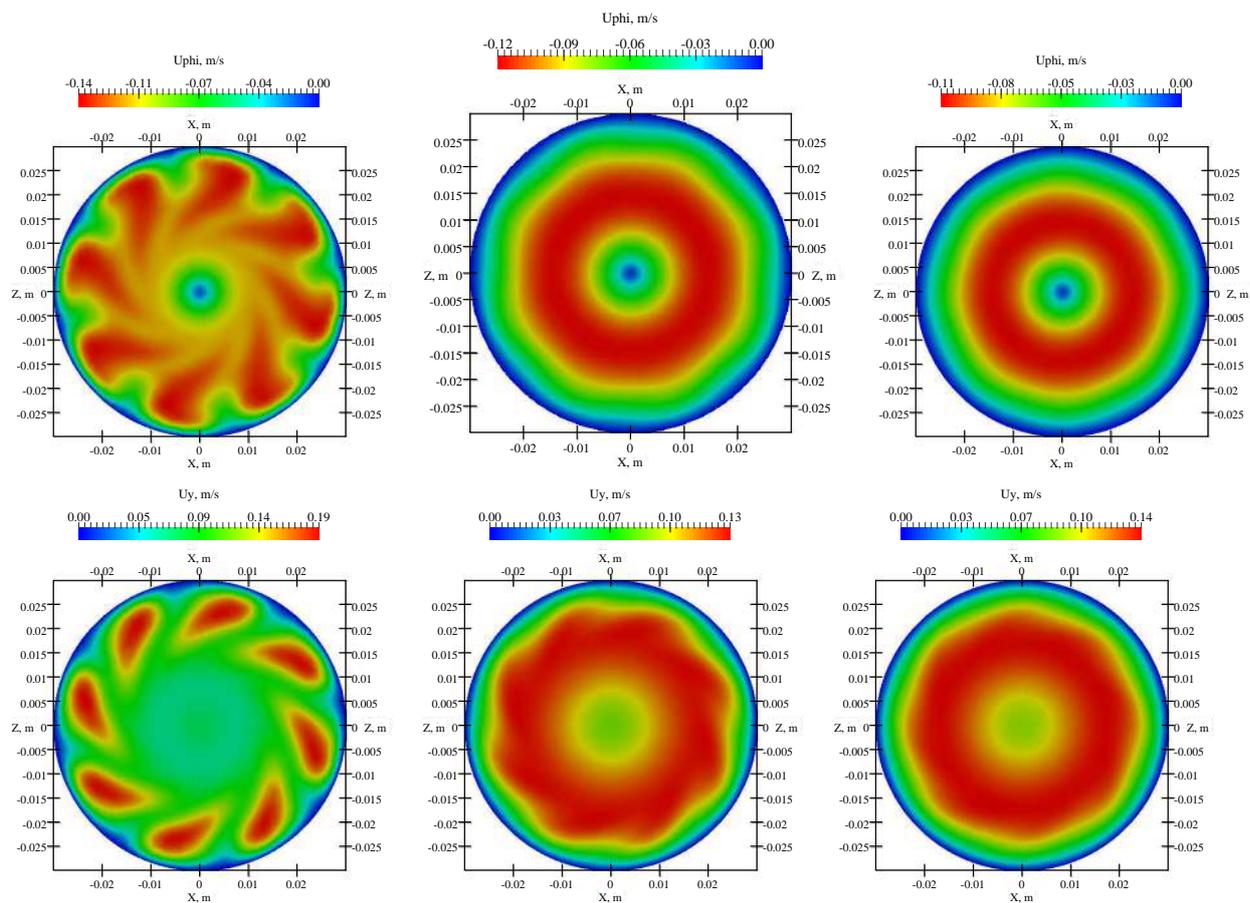


Рис. 6.44. Верхний ряд: поля осредненной по времени азимутальной компоненты скорости. Нижний ряд – поля осредненной по времени продольной компоненты скорости. Колонки соответствуют различным сечениям:  $y = 0.05$  м,  $y = 0.15$  м и  $y = 0.20$  м.

ральность описывает корреляцию между векторами скорости и завихренности, поэтому анализ распределения завихренности также очень важен. Лопасти дивертора генерируют в основном две составляющие завихренности - азимутальную и продольную. Подобно эволюции скорости, распределение завихренности становится более однородным по мере удаления от дивертора из-за диффузии завихренности. Заметно пространственное разделение азимутальной завихренности по знаку. Отрицательная азимутальная завихренность сосредоточена в центральной части потока, а положительная азимутальная завихренность имеет максимальные значения у стенок. Интересно, что при схожих распределениях на выходе из дивертора, затем азимутальная и осевая завихренность развиваются по-разному. Отрицательная осевая завихренность также сосредоточена в центре, но в очень узкой области по сравнению с азимутальной завихренностью.

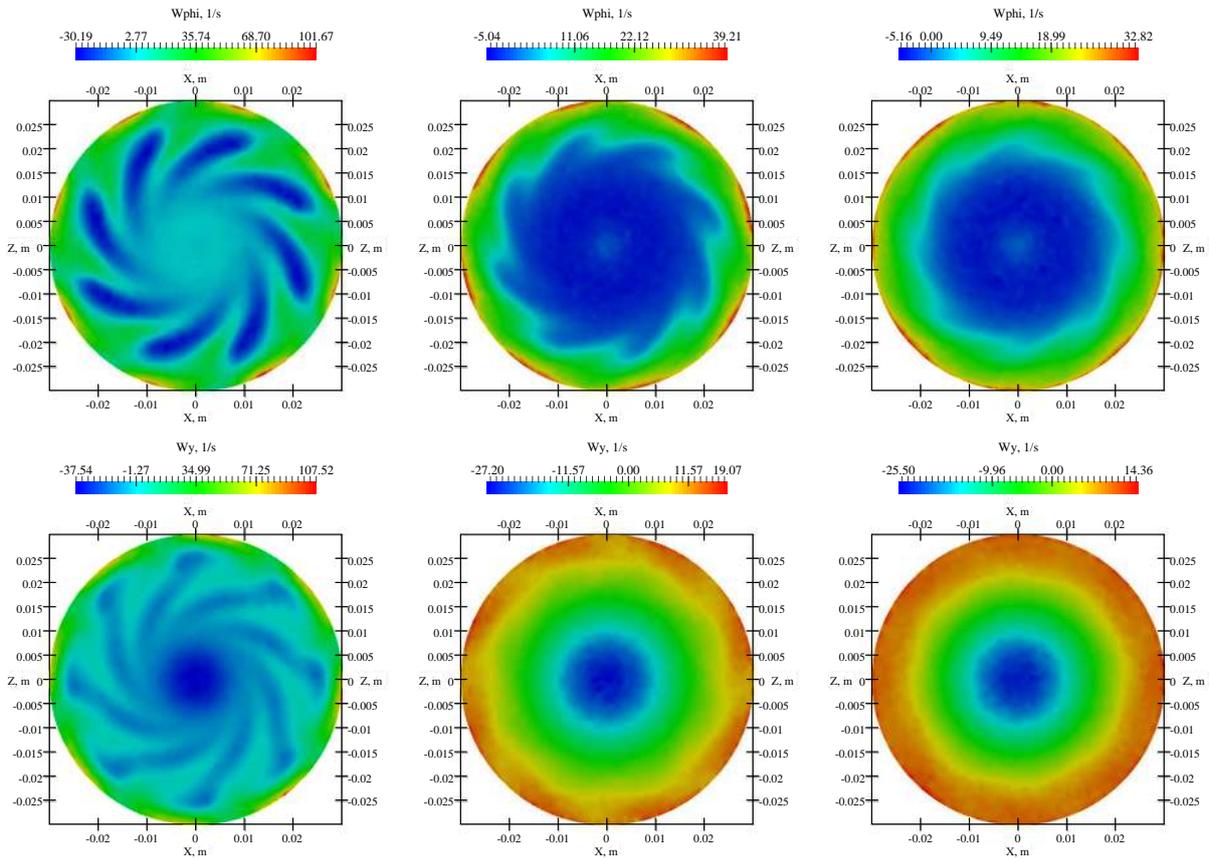


Рис. 6.45. Верхний ряд: поля осредненной по времени азимутальной компоненты завихренности. Нижний ряд – поля осредненной по времени продольной компоненты завихренности. Колонки соответствуют плоскостям  $y = 0.05$  м,  $y = 0.15$  м и  $y = 0.20$  м.

Положительная осевая завихренность находится в широкой полосе у стенок.

После анализа полей скорости и завихренности мы подошли к самому интересному и интригующему моменту – распределению плотности спиральности (см. Рис. 6.46)

$$H = \mathbf{U} \cdot \mathbf{W} = U_r W_r + U_\phi W_\phi + U_y W_y = H_r + H_\phi + H_y. \quad (6.8)$$

Исходя из распределений скорости и завихренности мы рассматриваем два основных вклада спиральности – азимутальный  $H_\phi$  и аксиальный  $H_y$  (для простоты далее азимутальная и аксиальная спиральности). Радиальный вклад  $H_r$  имеет ненулевое значение около выхода дивертора, но затем быстро спадает. При малых значениях  $y$  распределения  $H_\phi$  и  $H_y$  имеют восемь максимумов плотности спиральности (положительных и отрицательных), создаваемых спи-

ральными струями образованных дивертором. Несмотря на подобие пространственной структуры  $H_\phi$  и  $H_y$ , распределения их положительной и отрицательной частей совершенно разные. Азимутальная спиральность имеет положительные значения в центральной части и отрицательные у стенок, что противоположно распределению аксиальной спиральности. Распределение плотности спиральности за дивертором сосредоточено в круговой полосе ближе к стенкам и характеризуется периодическим изменением знака. Подобно эволюции скорости и завихренности, распределение плотности спиральности стало более осесимметричным, но осесимметризация  $H_y$  происходит намного быстрее, чем  $H_\phi$ .

На следующем этапе мы рассматриваем азимутальные моды и их радиальные профили. Вклады различных компонент скорости и завихренности, а также плотности спиральности разлагаются на комплексные амплитуды Фурье мод:

$$\hat{f}(r, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(r, \phi, y) e^{-im\phi} d\phi, \quad (6.9)$$

где  $m$  – азимутальное волновое число. На Рис. 6.47 показаны радиальные профили различных компонент скорости для осесимметричной моды  $m = 0$  при различных  $y$ . Ранее было отмечено, что радиальная составляющая скорости относительно мала, и ею можно пренебречь. Профили азимутальной и осевой составляющих скорости показали, что они по-разному развиваются вдоль потока. Азимутальное течение деградирует вдоль потока из-за потерь обусловленных вязким напряжением на стенках. Эволюция профиля продольной скорости более сложна. Поскольку общий расход фиксирован, среднее (в поперечном сечении) значение продольной скорости также фиксировано, поэтому изменение радиального профиля продольной скорости является результатом ее перераспределения без затухания. Мы видим сильное изменение радиального профиля  $U_y$  до  $y = 0.15$  м, характеризующееся смещением максимума  $U_y$  от стенки и с увеличением  $U_y$  в центральной части. После  $y = 0.15$  м профили стали

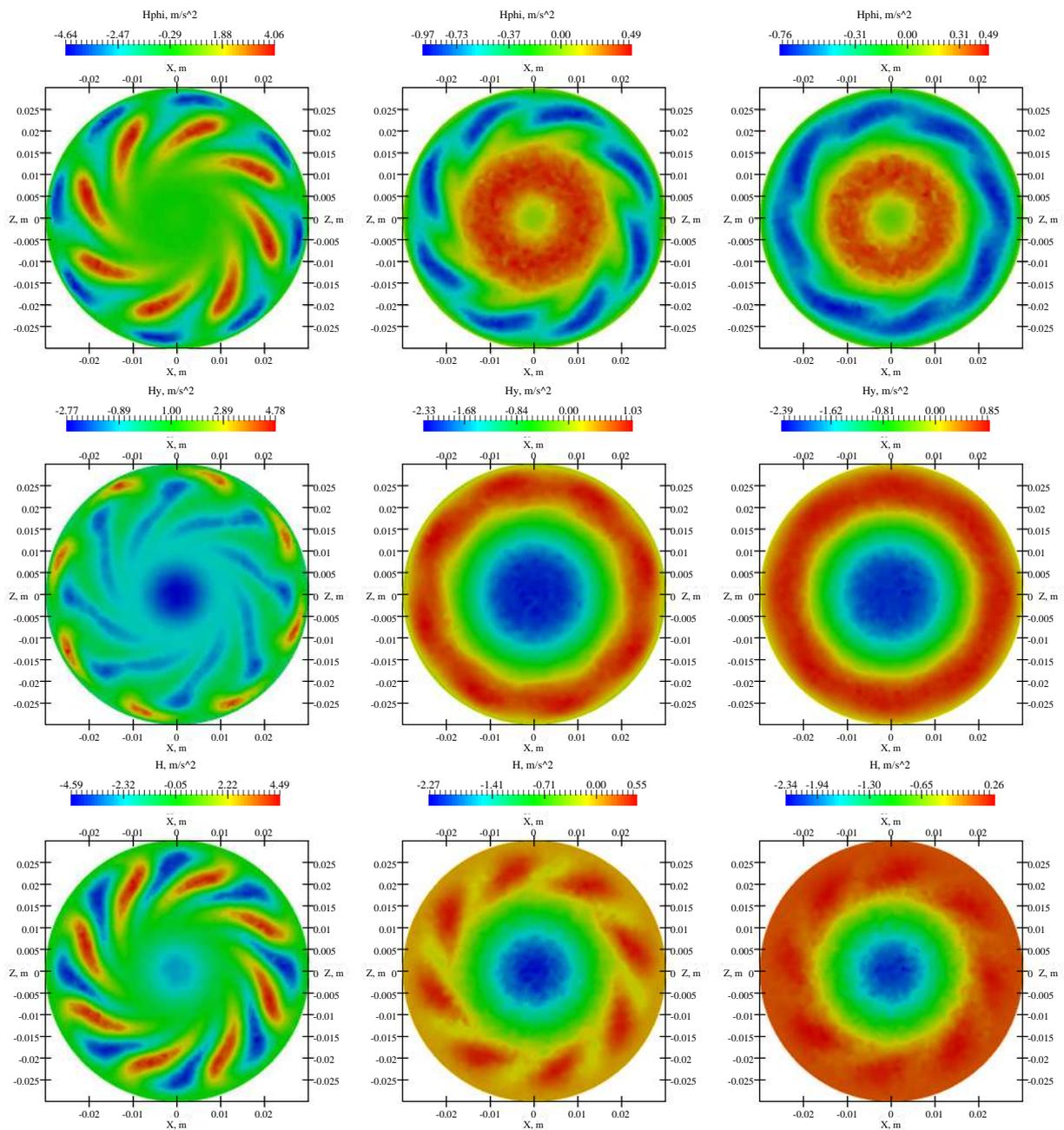


Рис. 6.46. Верхний ряд: поля осредненной по времени плотности азимутальной спиральности  $H_\phi$ . Средний ряд: поля осредненной по времени плотности аксиальной спиральности  $H_y$ . Нижний ряд: поля осредненной по времени плотности спиральности  $H$ . Колонки соответствуют плоскостям  $y = 0.05$  м,  $y = 0.15$  м и  $y = 0.20$  м.

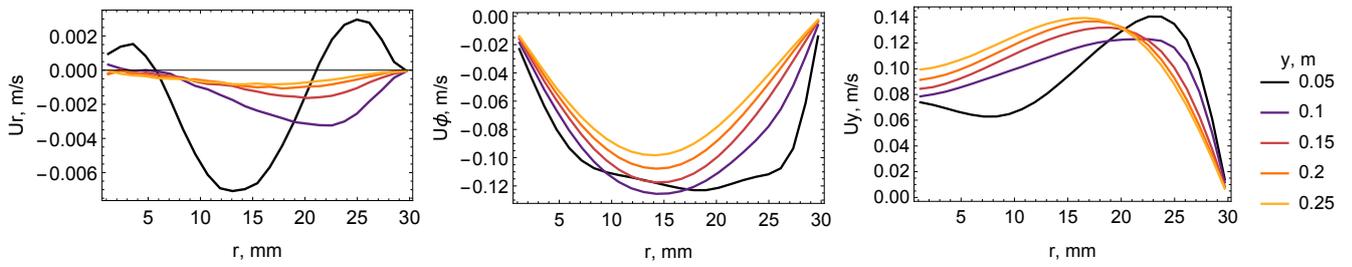


Рис. 6.47. Радиальные профили различных компонент скорости осесимметричной моды ( $m = 0$ ) для различных расстояний от дивертора ( $y$ ).

подобными, с небольшим ростом в центральной части.

Радиальные профили азимутальной и продольной компонент завихренности для осесимметричной моды  $m = 0$  для различных  $y$  представлены на Рис. 6.48. Рассмотрим эволюцию профиля азимутальной завихренности для осесимметричной моды  $m = 0$ . За дивертором ( $y = 0.05$  м) вблизи стенки наблюдается почти линейная зависимость положительных значений  $W_\phi$ , однако ближе к центру знак  $W_\phi$  меняется на противоположный и мы видим полосу слабо со изменяющимися отрицательными значениями  $W_\phi$ . При  $y = 0.15$  м наблюдается заметное изменение профиля азимутальной завихренности. Наклон линейной части у стенки сильно уменьшается и в центральной части наблюдается практически равномерное распределение отрицательных значений  $W_\phi$ . Профиль аксиальной завихренности имеет в области за дивертором две квазилинейные части с разным наклоном: отрицательный в центре и положительный у стенки. Ниже по потоку эта разница в наклонах исчезает, и профиль аксиальной завихренности становится практически линейным на всех радиусах.

Радиальные профили спиральности для моды  $m = 0$  для различных  $y$  являются результатом эволюции как скорости, так и завихренности. Вдоль потока профили азимутального и аксиального вкладов плотности спиральности для моды  $m = 0$  становятся более плавными и подобными друг другу (см. Рис. 6.49). Азимутальный вклад спиральности отрицательный у стенки и положительный в центре. Аксиальный вклад спиральности наоборот, отрицателен в центре и положителен у стенки. Полная спиральность имеет почти линейный профиль

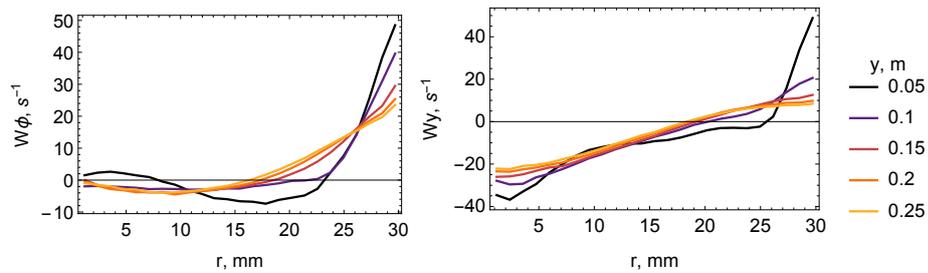


Рис. 6.48. Радиальные профили различных компонент завихренности осесимметричной моды ( $m = 0$ ) для различных расстояний от дивертора ( $y$ ).

при  $r < 0.2$  м и исчезает на границе. Винтовое течение в описываемой системе можно рассматривать как сумму осесимметричной моды  $m = 0$  и неосесимметричной моды  $m = 8$ . Анализ спиральности неосесимметричной моды показал, что она быстро спадает с увеличением  $y$  и ниже по потоку ею можно пренебречь (см. Рис. 6.50). Это означает, что основную роль в генерации спиральности в рассматриваемой системе играет осесимметричная часть потока.

Рассмотрим зависимости интегрированных по  $\phi$  и  $r$  значений  $H_\phi$  и  $H_y$  от координаты  $y$  (см. Рис. 6.50, справа). Обратите внимание, что при  $y > 300$  мм граничное условие на выходе влияет на структуру потока, поэтому данная область исключается из дальнейшего анализа. Радиальный вклад затухает очень быстро, поскольку стенки канала эффективно подавляют все радиальные движения. При рассмотрении азимутального и аксиального вкладов, наблюдается поразительное не только качественное подобие, но и количественное согласие. Несмотря на совершенно различное пространственное распределение, их интегральные значения принадлежат одной кривой. Интегральные значения  $H_\phi$  и  $H_y$  отрицательны для всех  $y$ . Величины  $H_\phi$  и  $H_y$  уменьшаются после дивертора до  $y \approx 70$  мм, а затем монотонно возрастают. Очевидно, этот результат требует большего внимания и дальнейшего изучения.

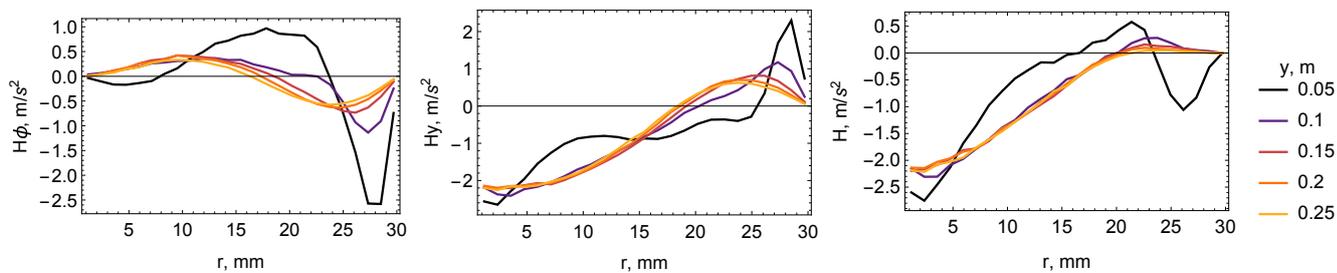


Рис. 6.49. Радиальные профили плотности спиральности осесимметричной моды ( $m = 0$ ) для различных расстояний от дивертора ( $y$ ).

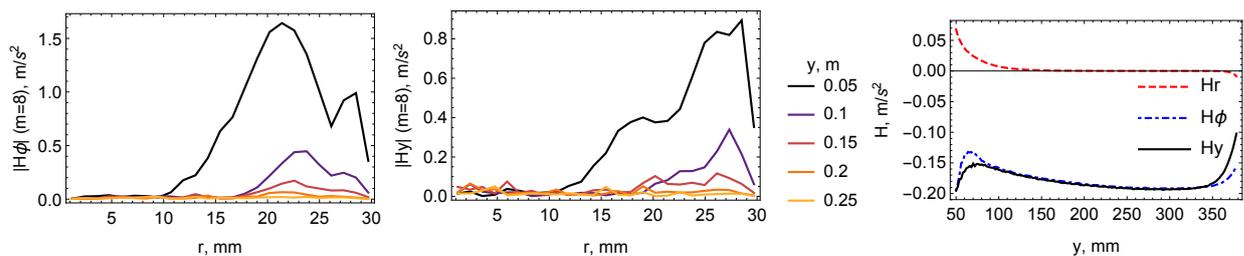


Рис. 6.50. Радиальные профили плотности спиральности неосесимметричной моды ( $m = 8$ ) для различных расстояний от дивертора ( $y$ ) (левый и центральный рисунки). Средняя плотность спиральности для различных поперечных сечений (справа).

## 6.6. Основные результаты главы

Результаты измерений различных вкладов спиральности в механически закрученных струях показали, что создание струи с доминирующей спиральностью (одного знака) при помощи вращающихся лопаток является сложной задачей. Подача струи воздуха с выраженной закруткой приводит к генерации положительной спиральности во внутренней части струи и отрицательной спиральности во внешней части. В экспериментах с пропеллерами показано, что пространственная структура поля спиральности в описанной системе определяется расположением и количеством пропеллеров и существенно меняется с высотой. Отметим, что среднее значение спиральности по сечению остается много меньше среднеквадратичного значения. Эволюция поля спиральности по высоте главным образом сводится к распаду регулярных структур, что отражает происходящие каскадные процессы переноса энергии и спиральности.

В работе проведен анализ распределений завихренности и спиральности

в гидродинамической системе, в которой помимо основного крупномасштабного потока существуют развитые вторичные течения. 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. Источники генерации вертикальной завихренности 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.

Генерация спиральности в конвективных потоках от локализованного нагревателя во вращающемся слое была численно исследована с использованием CFD пакетов FlowVision и OpenFOAM 4.1. Распределение спиральности, ее вклады и пульсации восстановлены для двух конкретных режимов. В первом (I), устойчивый циклонический вихрь и интенсивная конвективная струя создают значительный уровень спиральности вблизи оси вращения. Во втором (II), конвективное течение более хаотично, циклонический вихрь формируется на некотором расстоянии от центра, в результате чего спиральность рассредоточена в нижнем слое жидкости в большей области. Спиральность в описываемой системе характеризуется высоким уровнем пульсаций. Уровень пульсаций составляет примерно половину средних значений спиральности для режима I и сопоставим со значением средней спиральности в режиме II. Анализ источников

спиральности с использованием уравнения баланса спиральности проводился для двух точек: в пограничном слое и в середине слоя. Вариации во времени вязкого члена и члена плавучести в уравнении спиральности сильно превышают вариации других членов и производной спиральности по времени. Амплитуда членов вязкости и плавучести выше в пограничном слое, но результирующая производная спиральности по времени больше в середине слоя. Конвективный член производит спиральность, а вязкий член, практически без задержки эффективно поглощает большую ее часть.

Проведено математическое моделирование винтового течения в цилиндрическом канале с дивертором при помощи открытого программного обеспечения OpenFOAM Extend 4.0. Основное внимание было уделено нескольким ключевым характеристикам, связанным с генерацией спиральности течением в цилиндрическом канале при прохождении через дивертор : величине полной спиральности в выходном потоке, распределению по масштабам, неоднородности и анизотропии вдоль потока. Были детально проанализированы трехмерные распределения скорости, завихренности и плотности спиральности. Распределение плотности спиральности имеет разный знак в центральной и пристеночной областях. Азимутальный вклад спиральности отрицательный у стенки и положительный в центре. Аксиальный вклад спиральности наоборот, отрицателен в центре и положителен у стенки. Спиральный поток в описываемой системе можно рассматривать как сумму осесимметричной моды  $m = 0$  и неосесимметричной моды  $m = 8$ . Анализ спиральности неосесимметричной моды показал, что она быстро спадает с увеличением  $y$  и ниже по потоку ею можно пренебречь. Это означает, что основную роль в генерации спиральности в рассматриваемой системе играет осесимметричная часть потока. Радиальный вклад спиральности очень быстро спадает вниз по потоку, поскольку стенки канала эффективно подавляют все радиальные движения. При рассмотрении азимутального и аксиального вкладов, наблюдается поразительное не только качественное подобие, но и количественное согласие. Несмотря на совершенно различное простран-

ственное распределение, их интегральные значения принадлежат одной кривой. Интегральные значения  $H_\phi$  и  $H_y$  отрицательны для всех  $y$ . Величины  $H_\phi$  и  $H_y$  уменьшаются после дивертора до  $y \approx 70$  мм, а затем монотонно возрастают. Очевидно, этот результат требует большего внимания и дальнейшего изучения.

Впервые показано, что поток за дивертором характеризуется значительной степенью спиральности, сконцентрированной в наибольшем масштабе. Также показано, что структура потока быстро эволюционирует и становится осесимметричной с хорошо сбалансированными азимутальным  $H_\phi$  и аксиальным  $H_y$  вкладами спиральности. Осесимметризация потока и быстрое затухание радиальной скорости позволяет использовать только радиальную зависимость азимутальной и аксиальной компонент скорости для оценки спиральности, в следующей форме  $H \approx -U_\phi(\partial U_y/\partial r) + U_y(\partial r U_\phi/\partial r)/r$ . Таким образом метод StereoPIV (измерения трех составляющих скорости в плоскости) можно использовать для прямых измерений спиральности в случае вынужденных винтовых потоков в каналах, что безусловно имеет важное значение для лабораторных исследований.

# Заключение

## Итоги выполненного исследования

В ходе выполнения диссертационной работы автором исследованы конвективные течения различных масштабов в неподвижных и вращающихся замкнутых объемах, с геофизическими приложениями. Исследование носило комплексный характер, с использованием экспериментальных измерений на основе бесконтактного, панорамного метода PIV и численных расчетов. Основные результаты исследования состоят в том, что:

1. На основе независимых экспериментальных измерений создана база данных для верификации численных кодов, используемых для расчета турбулентной конвекции, и обоснована возможность использования турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости в качестве базовой тестовой задачи. Предложен интегральный метод анализа динамики крупномасштабной циркуляции в кубической полости, позволяющий разделить поворот плоскости крупномасштабной циркуляции и азимутальное движение жидкости. Обоснован механизм переориентаций крупномасштабной циркуляции, не зависящий от среднего вращения жидкости.

2. Исследованы структура и динамика адвективного течения в горизонтальном слое жидкости, в случае ступенчатого распределения температуры на дне. Показано, что наиболее опасной модой вторичных течений являются продольные спиральные валы, а формирование поперечных валов происходит в ограниченной области параметров. На основе проведенных расчетов и экспериментальных измерений построена карта режимов на плоскости  $Ra - Re$ .

3. Выявлены закономерности формирования вторичных течений в цилиндрическом слое жидкости, с локализованным нагревателем в форме диска. В области больших чисел Грасгофа обнаружена суперпозиция радиальных и бегущих поперечных валов. Предложен физический механизм формирования поперечных валов. Обнаружена степенная зависимость частоты формирования

поперечных валов от числа Рэлея, с постоянным показателем степени в широком интервале параметров.

4. Исследовано пространственного распределения локального числа Нуссельта и продемонстрировано сильное влияние вторичных течений на величину теплового потока. Критическим является появление валов, которое приводит к уменьшению толщины пограничного слоя и резкому росту теплового потока по сравнению с теплопоток в ламинарном режиме.

5. Впервые исследовано дифференциальное вращение в тонком цилиндрическом слое жидкости, для случая прямой и обратной меридиональных циркуляций и высоких значений числа Прандтля. Показано, что причиной формирования дифференциального вращения являются меридиональный транспорт и диффузия углового момента. Прямая циркуляция приводит к росту интегрального углового момента (суперротации), а обратная к его уменьшению (субротации). Получены зависимости глобальной суперротации  $S$  от основных параметров.

6. Проведено лабораторное моделирование циклонического вихря и анализ данных, полученных при помощи бесконтактных панорамных измерений скорости. Показано, что лабораторный аналог тропического циклона может рассматриваться в качестве идеализированной модели “сухого” (без фазовых переходов) тропического циклона. Получены зависимости локальных и интегральных характеристик циклонического вихря от основных размерных и безразмерных параметров. Показана прямая связь между эволюцией циклонического вихря и теплообменом в пограничном слое. Предложен оригинальный механизм быстрой интенсификации тропических циклонов.

7. Применительно к лабораторной модели тропического циклона апробирована распределенная программно-аппаратная система для экспериментов с обратной связью. Система позволяет переносить ресурсоемкие вычисления с управляющего компьютера экспериментальной установки на удаленный суперкомпьютер и управлять установкой в режиме реального времени. С помощью

нового подхода реализовано моделирование выделения “скрытого” тепла в лабораторном эксперименте.

8. Проведено измерение мгновенных и средних полей отдельных вкладов спиральности методами PIV и StereoPIV в механически закрученных потоках. Обнаружено, что распределение спиральности очень неоднородно, при этом пульсации спиральности значительно превосходят по величине средние значения. Численно исследована генерация спиральности во вращающемся слое жидкости с локализованным нагревателем. Проведен анализ спиральности среднего течения и его пульсационной части. Математическое моделирование винтового течения в цилиндрическом канале с дивертором, показало, что метод StereoPIV может быть использован для прямых измерений спиральности в каналах.

### **Рекомендации, перспективы дальнейшей разработки темы**

Обоснование турбулентной конвекции в кубической полости в качестве тестовой задачи, является начальная стадия принятия этой конфигурации в качестве сертифицированного бенчмарка. Далее необходимо создание представительной базы данных, для широкого интервала параметров, на основе большого набора экспериментальных реализаций. Только после всестороннего сравнительного анализа экспериментальных и расчетных данных группой экспертов, данная конфигурация может рекомендоваться в качестве бенчмарка для верификации CFD кодов, используемых в атомной промышленности.

Для выявления физической природы особенностей крупномасштабной циркуляции в турбулентной конвекции в кубической полости, таких как формирование среднего азимутального движения, а также построения физической модели на основе предложенного сценария переориентаций, требуются дальнейшие исследования. Можно предположить, что ключевую роль при формировании азимутальных течений играет неоднородное распределение вязких напряжений на стенке, приводящее к ненулевому интегральному моменту сил. Для исследования этого эффекта требуется проведение прямого численного моделирования, с высоким пространственным разрешением в пограничных слоях.

Формирование вторичных структур изучено только для двух конкретных конфигураций. Для более широкого обобщения и выявления универсальных особенностей структуры вторичных течений для различной геометрии области нагрева и аспектных отношений необходимы дополнительные исследования. Выявленные особенности теплопереноса в случае смешанных граничных условий, например слабая зависимость толщины пограничного слоя от толщины слоя и соответственно структуры крупномасштабного течения, также требуют дальнейших исследований.

При исследовании дифференциального вращения в тонком слое, было показано, что ранее предложенный для цилиндрического зазора, управляющий безразмерный параметр, не описывает трансформацию течения. Этот вопрос требует дальнейшего изучения и построения более универсального параметра, позволяющего оценить величину суперротации для различных конфигураций.

В ходе проведенной работы апробирована распределенная программно-аппаратная система для проведения научных экспериментов с обратной связью. Данный подход открывает большие возможности по моделированию одного из важнейших аспектов тропического циклогенеза, а именно выделение “скрытого” тепла. На основе нового подхода планируется исследовать различные функциональные зависимости между скоростью течения и потоком тепла.

Математическое моделирование винтового течения в цилиндрическом канале с дивертором, показало, что метод StereoPIV может быть использован для прямого измерения спиральности в эксперименте. Реализация таких измерений, особенно в развитых турбулентных потоках представляют несомненный интерес.

## Список литературы

1. Об экспериментальных тестах (бенчмарках) для программных пакетов, обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике / МА Большухин, АЮ Васильев, АВ Будников и др. // *Вычислительная механика сплошных сред*. — 2012. — Т. 5, № 4. — С. 469–480.
2. High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls / A Vasiliev, A Sukhanovskii, P Frick et al. // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2016. — Vol. 102. — P. 201–212.
3. Transient flows and reorientations of large-scale convection in a cubic cell / A Vasiliev, P Frick, A Kumar et al. // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. — 2019. — Vol. 108. — P. 104319.
4. Баталов В., Сухановский А., Фрик П. Экспериментальное исследование спиральных валов в адвективном потоке, натекающем на горячую горизонтальную поверхность // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 2007. — № 4. — С. 39–49.
5. Secondary convective flows in the rectangular tank with non-uniform heating / A Teymurazov, A Sukhanovsky, V Batalov, P Frick // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2011. — Vol. 318, no. 8. — P. 082011.
6. Horizontal rolls in convective flow above a partially heated surface / A Sukhanovsky, V Batalov, A Teymurazov, P Frick // *The European Physical Journal B*. — 2012. — Vol. 85, no. 1. — P. 1–12.
7. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Horizontal rolls over localized heat source in a cylindrical layer // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2016. — Vol. 316. — P. 23–33.
8. Influence of geometrical parameters on convective flows in non-uniformly heated cylindrical fluid layers / A Evgrafova, A Sukhanovskii, M Kuchinskii, E Popova // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. — Vol. 208. — 2017.

9. *Evgrafova A., Sukhanovskii A., Kuchinskii M.* Influence of secondary flows on heat transfer from a localized heat source // *Journal of Physics: Conference Series*. — Vol. 899. — 2017.
10. *Evgrafova A., Sukhanovskii A.* Specifics of heat flux from localized heater in a cylindrical layer // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2019. — Vol. 135. — P. 761–768.
11. *Evgrafova A., Sukhanovskii A.* Influence of aspect ratio on heat transfer in non-uniformly heated cylindrical fluid layers // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering / IOP Publishing*. — Vol. 581. — 2019. — P. 012007.
12. *Sukhanovskii A., Evgrafova A.* Dependence of boundary layer thickness on layer height for extended localised heaters // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2020. — P. 110275.
13. *Batalov V., Sukhanovsky A., Frick P.* Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. — 2010. — Aug. — Vol. 104. — P. 349–368.
14. *Sukhanovsky A.* Formation of differential rotation in a cylindrical fluid layer // *Fluid Dynamics*. — 2011. — Vol. 46, no. 1. — P. 158–168.
15. *Евграфова А., Попова Е., Сухановский А.* Поток углового момента во вращающемся слое с локализованным нагревом // *Вычислительная механика сплошных сред*. — 2016. — Т. 9, № 4. — С. 498–508.
16. *Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E.* Laboratory study of a steady-state convective cyclonic vortex // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2016.
17. *Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E.* Non-axisymmetric structure of the boundary layer of intensive cyclonic vortex // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. — 2017. — Vol. 80. — P. 12–28.
18. *Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E.* Instability of cyclonic convective vortex // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. —

2017. — jun. — Vol. 208. — P. 012040.
19. Laboratory model of tropical cyclone with controlled forcing / A Sukhanovskii, V Shchapov, A Pavlinov, E Popova // J. Phys.: Conference Series. — Vol. 1128. — 2018. — P. 012133.
20. *Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E.* Different aspects of laboratory analog of tropical cyclone // IOP conference series: earth and environmental science. — Vol. 231. — 2019. — P. 012052.
21. *Sukhanovskii A., Popova E.* The importance of horizontal rolls in the rapid intensification of tropical cyclones // *Boundary-Layer Meteorology*. — 2020. — P. 1–18.
22. Применение суперкомпьютерной обработки данных от измерительных систем для проведения экспериментов с обратной связью / ВА Щапов, АВ Евграфова, ГФ Масич и др. // *Программные системы: теория и приложения*. — 2018. — Т. 9, № 1 (36).
23. Supercomputer real-time experimental data processing: technology and applications / Vladislav A Shchapov, Alexander M Pavlinov, Elena N Popova et al. // Russian Supercomputing Days / Springer. — 2018. — P. 641–652.
24. *Колесниченко И., Сухановский А.* Измерение спиральности в вихревых потоках // Труды Всероссийской конференции молодых ученых (с международным участием) «Неравновесные процессы в сплошных средах», г. Пермь. — 2007. — С. 238–241.
25. *Евграфова А. В., Левина Г. В., Сухановский А. Н.* Исследование распределения завихренности и спиральности в адвективном потоке с вторичными структурами // *Вычислительная механика сплошных сред*. — 2013. — Т. 6, № 4. — С. 451–459.
26. *Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E.* Non-zero helicity of a cyclonic vortex over localized heat source // Journal of Physics: Conference Series / Institute of Physics and IOP Publishing Limited. — Vol. 754. — 2016. — P. 072005–072005.

27. *Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E.* Helicity of convective flows from localized heat source in a rotating layer // *Archive of Mechanical Engineering*. — 2017. — Vol. 64, no. 2. — P. 177–188.
28. *Vasiliev A., Sukhanovskii A., Stepanov R.* Numerical simulation of helical flow in a cylindrical channel // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering / IOP Publishing*. — Vol. 208. — 2017. — P. 012011.
29. Helicity sources in a rotating convection / A Teimurazov, A Sukhanovskii, A Evgrafova, R Stepanov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — Vol. 899. — 2017. — P. 022017.
30. *Г.З.Гершуни, Жуховицкий Е.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. — Наука, 1972.
31. *Г.З.Гершуни, Жуховицкий Е., А.А.Непомнящий.* Устойчивость конвективных течений. — Наука, 1989.
32. *Гетлинг А.* Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика. — Эдиториал УРСС, 1999.
33. *Lappa M.* Thermal convection: patterns, evolution and stability. — John Wiley & Sons, 2009.
34. *Kumar V. M.* Physics of Buoyant Flows: From Instabilities to Turbulence. — World Scientific, 2018.
35. *De Vahl Davis G.* Natural convection of air in a square cavity: A benchmark numerical solution // *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. — 1983. — Vol. 3, no. 3. — P. 249–264. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1002/flid.1650030305>.
36. *Hortmann M., Perić M., Scheuerer G.* Finite volume multigrid prediction of laminar natural convection: Bench-mark solutions // *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. — 1990. — jul. — Vol. 11. — P. 189–207.
37. *Christon M. A., Gresho P. M., Sutton S. B.* Computational predictability of time-dependent natural convection flows in enclosures (including a benchmark solution) // *International Journal for Numerical Methods in*

- Fluids*. — 2002. — Vol. 40, no. 8. — P. 953–980. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1002/flid.395>.
38. Tian Y. S., Karayiannis T. G. Low turbulence natural convection in an air filled square cavity: Part I: the thermal and fluid flow fields // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2000. — Vol. 43, no. 6. — P. 849–866.
  39. Tian Y. S., Karayiannis T. G. Low turbulence natural convection in an air filled square cavity: Part II: the turbulence quantities // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2000. — Vol. 43, no. 6. — P. 867–884.
  40. Three-dimensional, numerical analysis of laminar natural convection in a confined fluid heated from below / H Ozoe, K Yamamoto, SW Churchill, H Sayama // *Journal of Heat Transfer*. — 1976. — Vol. 98, no. 2. — P. 202–207.
  41. Hernandez R., Frederick R. Spatial and thermal features of three dimensional Rayleigh-Bénard convection // *International journal of heat and mass transfer*. — 1994. — Vol. 37, no. 3. — P. 411–424.
  42. Pallares J., Grau F. X., Giralt F. Flow transitions in laminar Rayleigh-Bénard convection in a cubical cavity at moderate Rayleigh numbers // *International journal of heat and mass transfer*. — 1999. — Vol. 42, no. 4. — P. 753–769.
  43. Experimental laminar Rayleigh-Bénard convection in a cubical cavity at moderate Rayleigh and Prandtl numbers / J. Pallares, M. P. Arroyo, F. X Grau, F. Giralt // *Experiments in fluids*. — 2001. — Vol. 31, no. 2. — P. 208–218.
  44. Stability analysis of the flow in a cubical cavity heated from below / D Puigjaner, J Herrero, Francesc Giralt, C Simó // *Physics of fluids*. — 2004. — Vol. 16, no. 10. — P. 3639–3655.
  45. Bifurcation analysis of multiple steady flow patterns for Rayleigh-Bénard convection in a cubical cavity at  $Pr = 130$  / D Puigjaner, J Herrero, Francesc Giralt, C Simó // *Physical Review E*. — 2006. — Vol. 73, no. 4. —

P. 046304.

46. Bifurcation analysis of steady Rayleigh–Bénard convection in a cubical cavity with conducting sidewalls / Dolors Puigjaner, Joan Herrero, Carles Simó, Francesc Giralt // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2008. — Vol. 598. — P. 393–427.
47. Трёхмерные режимы конвекции в кубической полости / Ф Буссе, ДВ Любимов, ТП Любимова, ГА Седельников // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 2008. — № 1. — С. 3–11.
48. From steady solutions to chaotic flows in a Rayleigh–Bénard problem at moderate Rayleigh numbers / D Puigjaner, J Herrero, C Simó, F Giralt // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2011. — Vol. 240, no. 11. — P. 920–934.
49. Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow // *Journal of the atmospheric sciences*. — 1963. — Vol. 20, no. 2. — P. 130–141.
50. Рабинович М. И. Стохастические автоколебания и турбулентность // *Усп. физ. наук*. — 1978. — Т. 125, № 5. — С. 123–168. — Режим доступа: <https://ufn.ru/ru/articles/1978/5/g/>.
51. Зимин В. Д., Фрик П. Г. Турбулентная конвекция. — Наука, 1988.
52. Chu T., Goldstein R. J. Turbulent convection in a horizontal layer of water // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1973. — Vol. 60, no. 1. — P. 141–159.
53. Zimin V. D., Ketov A. I. Turbulent convection in a cubic cavity heated from below // *Fluid Dynamics*. — 1978. — Jul. — Vol. 13, no. 4. — P. 594–599.
54. Krishnamurti R., Howard L. N. Large-scale flow generation in turbulent convection // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 1981. — Vol. 78, no. 4.
55. Zocchi G., Moses E., Libchaber A. Coherent structures in turbulent convection, an experimental study // *Physica A: Statistical mechanics and its applications*. — 1990. — Vol. 166, no. 3. — P. 387–407.
56. Zhang J., Childress S., Libchaber A. Non-boussinesq effect: Thermal convection with broken symmetry // *Physics of FLUIDS*. — 1997. — Vol. 9, no. 4. —

- P. 1034–1042.
57. *Cioni S., Ciliberto S., Sommeria J.* Strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection in mercury: comparison with results at moderate prandtl number // *J. Fluid Mech.* — 1997. — jan. — Vol. 335. — P. 111–140.
  58. The wind in confined thermal convection / J. J. Niemela, L. Skrbek, K. R. Sreenivasan, R. J. Donnelly // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2001. — dec. — Vol. 449. — P. 169–178.
  59. *Brown E., Ahlers G.* Rotations and cessations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *J. Fluid Mech.* — 2006. — jan. — Vol. 568. — P. 351–386.
  60. *Xi H.-D., Zhou Q., Xia K.-Q.* Azimuthal motion of the mean wind in turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E.* — 2006. — may. — Vol. 73, no. 5. — P. 056312.
  61. *Xi H.-D., Xia K.-Q.* Cessations and reversals of the large-scale circulation in turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E.* — 2007. — jun. — Vol. 75, no. 6. — P. 066307.
  62. *Brown E., Ahlers G.* Azimuthal asymmetries of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Phys. Fluids.* — 2008. — Vol. 20, no. 10. — P. 105105.
  63. *Brown E., Ahlers G.* The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2009. — Vol. 638. — P. 383–+.
  64. Origin of the temperature oscillation in turbulent thermal convection / H.-D. Xi, S.-Q. Zhou, Q. Zhou et al. // *Physical Review Letters.* — 2009. — Vol. 102, no. 4. — P. 044503–+. — 0806.4882.
  65. *Sreenivasan K. R., Bershadskii A., Niemela J. J.* Mean wind and its reversal in thermal convection // *Phys. Rev. E.* — 2002. — may. — Vol. 65, no. 5. — P. 056306.
  66. *Xi H.-D., Xia K.-Q.* Azimuthal motion, reorientation, cessation, and reversal

- of the large-scale circulation in turbulent thermal convection: a comparative study in aspect ratio one and one-half geometries // *Physical Review E*. — 2008. — Vol. 78, no. 3. — P. 036326.
67. *Brown E., Ahlers G.* Large-scale circulation model for turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — mar. — Vol. 98, no. 1. — P. 134501.
68. Flow reversals in thermally driven turbulence / Kazuyasu Sugiyama, Rui Ni, Richard JAM Stevens et al. // *Physical review letters*. — 2010. — Vol. 105, no. 3. — P. 034503.
69. *Любимов Д. В., Путин Г. Ф., Чернатънский В. И.* О конвективных движениях в ячейке хеле-шоу // Доклады Академии наук / Российская академия наук. — Т. 235. — 1977. — С. 554–556.
70. *Vasiliev A. Y., Frick P. G.* Reversals of large-scale circulation in turbulent convection in rectangular cavities // *JETP Letters*. — 2011. — Vol. 93, no. 6. — P. 330–334. — online; accessed: <http://dx.doi.org/10.1134/S0021364011060117>.
71. *Pallares J., Cuesta I., Grau F. X.* Laminar and turbulent Rayleigh-Bénard convection in a perfectly conducting cubical cavity // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2002. — Vol. 23, no. 3. — P. 346–358.
72. RAYLEIGH-BÉNARD Convection of Water in a Perfectly Conducting Cubical Cavity: Effects of Temperature-Dependent Physical Properties in Laminar and Turbulent Regimes / L. Valencia, J. Pallares, I. Cuesta, F. X. Grau // *Numerical Heat Transfer Part A - Applications*. — 2005. — feb. — Vol. 47. — P. 333–352.
73. Turbulent Rayleigh-Bénard convection of water in cubical cavities: a numerical and experimental study / L. Valencia, J. Pallares, I. Cuesta, F. X. Grau // *International journal of heat and mass transfer*. — 2007. — Vol. 50, no. 15. — P. 3203–3215.
74. *Zimin V. D., Frik P. G., Shaidurov V. G.* Turbulent convection in a cubic

- cell heated simultaneously on the side and the bottom // *Fluid Dynamics*. — 1982. — mar. — Vol. 17. — P. 286–290.
75. Reversals of a large-scale field generated over a turbulent background / Basile Gallet, J. Herault, C. Laroche et al. // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* — 2012. — aug. — Vol. 106, no. 4-5. — P. 468–492.
76. Turbulent Rayleigh-Bénard convection of water in cubical cavities: a numerical and experimental study / Leonardo Valencia, Jordi Pallares, Ildefonso Cuesta, Francesc Xavier Grau // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 2007. — Vol. 50, no. 15-16. — P. 3203–3215.
77. Liu Y., Ecke R. E. Heat transport measurements in turbulent rotating Rayleigh-Bénard convection // *Phys. Rev. E*. — 2009. — Vol. 80, no. 3. — P. 036314.
78. Bai K., Ji D., Brown E. Ability of a low-dimensional model to predict geometry-dependent dynamics of large-scale coherent structures in turbulence // *Phys. Rev. E*. — 2016. — Vol. 93, no. 2. — P. 023117.
79. Reorientations of the large-scale flow in turbulent convection in a cube / N Foroozani, J. J. Niemela, V Armenio, Katepalli R. Sreenivasan // *Phys. Rev. E*. — 2017. — mar. — Vol. 95. — P. 033107.
80. Brown E., Brown E., Ahlers G. A model of diffusion in a potential well for the dynamics of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Phys. Fluids*. — 2008. — jul. — Vol. 20, no. 7. — P. 075101.
81. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // *Monthly Weather Review*. — 1963. — Vol. 91. — P. 99.
82. Leong W. H., Hollands K. G. T., Brunger A. P. On a physically-realizable benchmark problem in internal natural convection // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1998. — Vol. 41, no. 23. — P. 3817–3828. — Access mode: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931098000957>.
83. Ostrach S. Natural convection in enclosures // *Journal of Heat Transfer*. —

1988. — Vol. 110, no. 4b. — P. 1175–1190.
84. Qiu X.-L., Yao S. H., Tong P. Large-scale coherent rotation and oscillation in turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E*. — 2000. — Vol. 61. — P. R6075–R6078.
85. Qiu X.-L., Tong P. Large-scale velocity structures in turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E*. — 2001. — Vol. 64. — P. 036304.
86. Ciliberto S., Cioni S., Laroche C. Large-scale flow properties of turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E*. — 1996. — dec. — Vol. 54. — P. 5901.
87. Qiu X.-L., Tong P. Onset of Coherent Oscillations in Turbulent Rayleigh-Bénard Convection // *Physical Review Letters*. — 2001. — aug. — Vol. 87, no. 9. — P. 094501.
88. Velocity oscillations in turbulent Rayleigh-Bénard convection / X.-L. Qiu, X.-D. Shang, P. Tong, K.-Q. Xia // *Physics of Fluids*. — 2004. — Feb. — Vol. 16. — P. 412–423.
89. Zimin V. D., Ketov A. I. Turbulent convection in a cubic cavity heated from below // *Akademiia Nauk SSSR Izvestiia Mekhanika Zhidkosti i Gaza*. — 1978. — jul. — Vol. 13. — P. 133–138.
90. Qiu X.-L., Xia K.-Q. Viscous boundary layers at the sidewall of a convection cell // *Physical Review E*. — 1998. — Vol. 58. — P. 486–491.
91. Funfschilling D., Ahlers G. Plume Motion and Large-Scale Circulation in a Cylindrical Rayleigh-Bénard Cell // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 92, no. 19. — P. 194502.
92. Xi H.-D., Xia K.-Q. Cessations and reversals of the large-scale circulation in turbulent thermal convection // *Physical Review E*. — 2007. — Vol. 75, no. 6. — P. 066307–+.
93. Funfschilling D., Brown E., Ahlers G. Torsional oscillations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2008. — Vol. 607. — P. 119–139.
94. Dynamics of reorientations and reversals of large-scale flow in Rayleigh-

- Bénard convection / Pankaj K. Mishra, Arnab K. De, Mahendra K. Verma, Vinayak Eswaran // *J. Fluid Mech.* — 2010. — dec. — Vol. 668. — P. 480–499.
95. High rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls / A Vasiliev, A Sukhanovskii, P Frick et al. // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2016. — nov. — Vol. 102. — P. 201–212.
96. *Brown E., Ahlers G.* Effect of the earth’s coriolis force on the large-scale circulation of turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Phys. Fluids.* — 2006. — Vol. 18, no. 12. — P. 125108.
97. *Kaczorowski M., Xia K.-Q.* Turbulent flow in the bulk of Rayleigh-Bénard convection: small-scale properties in a cubic cell // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2013. — May. — Vol. 722. — P. 596–617.
98. *Molenaar D., Clercx H., Van Heijst G.* Angular momentum of forced 2D turbulence in a square no-slip domain // *Physica D: Nonlinear Phenomena.* — 2004. — Vol. 196, no. 3-4. — P. 329–340.
99. *Castillo-Castellanos A., Sergent A., Rossi M.* Reversal cycle in square Rayleigh-Bénard cells in turbulent regime // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2016. — Vol. 808. — P. 614–640.
100. *Mallat S.* [A Wavelet Tour of Signal Processing, Third Edition: The Sparse Way.](#) — 3rd edition. — Academic Press, 2008.
101. Wavelet correlations to reveal multiscale coupling in geophysical systems / Erik Casagrande, Brigitte Mueller, Diego G. Miralles et al. // *J. Geoph. Res.: Atmos.* — 2015. — Vol. 120, no. 15. — P. 7555–7572.
102. *Chandra M., Verma M. K.* Dynamics and symmetries of flow reversals in turbulent convection // *Phys. Rev. E.* — 2011. — Vol. 83. — P. 067303.
103. *Chandra M., Verma M. K.* Flow reversals in turbulent convection via vortex reconnections // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — mar. — Vol. 110, no. 11. — P. 114503.
104. *Teimurazov A., Vasiliev A., Frick P.* Two-dimensional and quasi two-dimensional simulations of turbulent convection in vertical layers // *J. Comp.*

- Contin. Mech.* — 2012. — oct. — Vol. 5, no. 4. — P. 405–414.
105. Hart J. E. Stability of thin non-rotating Hadley circulations // *Journal of Atmospheric Sciences*. — 1972. — May. — Vol. 29. — P. 687–697.
106. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M., Myznikov V. M. Stability of a plane-parallel convective flow of a liquid in a horizontal layer // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. — 1974. — Jan. — Vol. 15. — P. 78–82.
107. Sparrow E. M., Husar R. B. Longitudinal vortices in natural convection flow on inclined plates // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1969. — Vol. 37. — P. 251–255.
108. Shaukatullah H., Gebhart B. An experimental investigation of natural convection flow on an inclined surface // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1978. — Vol. 21, no. 12. — P. 1481 – 1490.
109. Jeschke P., Beer H. Longitudinal vortices in a laminar natural convection boundary layer flow on an inclined flat plate and their influence on heat transfer // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2001. — Apr. — Vol. 432. — P. 313–339.
110. Chiu W. K. S., Richards C. J., Jaluria Y. Flow structure and heat transfer in a horizontal converging channel heated from below // *Physics of Fluids*. — 2000. — Aug. — Vol. 12. — P. 2128–2136.
111. Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in horizontal channel mixed convection / A Benderradji, A Haddad, R Taher et al. // *Heat and Mass Transfer*. — 2008. — Vol. 44, no. 12. — P. 1465.
112. Lin T.-F. Buoyancy driven vortex flow and thermal structures in a very low reynolds number mixed convective gas flow through a horizontal channel // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2003. — Vol. 24, no. 3. — P. 299 – 309.
113. Schroder E., Buhler K. Three-dimensional convection in rectangular domains with horizontal throughflow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1995. — Vol. 38, no. 7. — P. 1249 – 1259.

114. *Nicolas X., Mojtabi A., Platten J. K.* Two-dimensional numerical analysis of the Poiseuille-Bénard flow in a rectangular channel heated from below // *Physics of Fluids*. — 1997. — Feb. — Vol. 9. — P. 337–348.
115. *Luijckx J. M., Platten J. K.* On the Onset of Free Convection in a Rectangular Channel // *Journal of Non Equilibrium Thermodynamics*. — 1981. — Jan. — Vol. 6. — P. 141–158.
116. *Luijckx J. M., Platten J. K., Legros C. L.* On the existence of thermoconvective rolls, transverse to a superimposed mean poiseuille flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1981. — Vol. 24, no. 7. — P. 1287–1291.
117. *Maughan J. R., Incropera F. P.* Secondary flow in horizontal channels heated from below // *Experiments in Fluids*. — 1987. — Sep. — Vol. 5, no. 5. — P. 334 – 343.
118. *Etling D., Brown R.* Roll vortices in the planetary boundary layer: A review // *Boundary-Layer Meteorology*. — 1993. — Aug. — Vol. 65. — P. 215–248.
119. *Wurman J., Winslow J.* Intense Sub-Kilometer-Scale Boundary Layer Rolls Observed in Hurricane Fran // *Science*. — 1998. — Apr. — Vol. 280. — P. 555–557.
120. An Observational Case for the Prevalence of Roll Vortices in the Hurricane Boundary Layer / I. Morrison, S. Businger, F. Marks et al. // *Journal of Atmospheric Sciences*. — 2005. — Aug. — Vol. 62. — P. 2662–2673.
121. Effects of Roll Vortices on Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer / J. A. Zhang, K. B. Katsaros, P. G. Black et al. // *Boundary-Layer Meteorology*. — 2008. — Aug. — Vol. 128. — P. 173–189.
122. *Foster R. C.* Why Rolls are Prevalent in the Hurricane Boundary Layer // *Journal of Atmospheric Sciences*. — 2005. — Aug. — Vol. 62. — P. 2647–2661.
123. *Ginis I., Khain A. P., Morozovsky E.* Effects of Large Eddies on the Structure of the Marine Boundary Layer under Strong Wind Conditions // *Journal of Atmospheric Sciences*. — 2004. — Dec. — Vol. 61. — P. 3049–3064.

124. *Hughes G. O., Griffiths R. W.* Horizontal Convection // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2008. — Jan. — Vol. 40. — P. 185–208.
125. *Богатырев Г.* Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // *Письма в ЖЭТФ*. — 1990. — Т. 51, № 11. — С. 557–559.
126. *Navarro M. C., Mancho A. M., Herrero H.* Instabilities in buoyant flows under localized heating // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. — 2007. — Vol. 17, no. 2. — P. 023105.
127. *Navarro M., Herrero H.* Vortex generation by a convective instability in a cylindrical annulus non-homogeneously heated // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2011. — Vol. 240, no. 14–15. — P. 1181 – 1188.
128. *Ciliberto S., Pampaloni E., Perez-Garcia C.* Competition between different symmetries in convective patterns // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Sep. — Vol. 61. — P. 1198–1201.
129. Experiments on three systems with non-variational aspects / E. Bodenschatz, D. S. Cannell, J. R. de Bruyn et al. // *Physica D Nonlinear Phenomena*. — 1992. — Dec. — Vol. 61. — P. 77–93.
130. Spiral Defect Chaos in Large Aspect Ratio Rayleigh-Benard Convection / Stephen W. Morris, Eberhard Bodenschatz, David S. Cannell, Guenter Ahlers // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Vol. 71. — P. 2026–2029.
131. Large-scale flow and spiral core instability in Rayleigh-Bénard convection / I. Aranson, M. Assenheimer, V. Steinberg, L. S. Tsimring // *Phys.Rev.E*. — 1997. — May. — Vol. 55. — P. 4877.
132. Mechanisms of extensive spatiotemporal chaos in Rayleigh-Bénard convection / D. A. Egolf, I. V. Melnikov, W. Pesch, R. E. Ecke // *Nature*. — 2000. — Apr. — Vol. 404. — P. 733–736.
133. *Bodenschatz E., Pesch W., Ahlers G.* Recent Developments in Rayleigh-Bénard Convection // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2000. — Vol. 32. — P. 709–778.

134. Hof B., Lucas P. G. J., Mullin T. Flow state multiplicity in convection // *Physics of Fluids*. — 1999. — Oct. — Vol. 11. — P. 2815–2817.
135. Large-scale flow characterization in a Rayleigh-Bénard convective pattern / V. Croquette, P. Le Gal, A. Pocheau, R. Guglielmetti // *EPL (Europhysics Letters)*. — 1986. — Apr. — Vol. 1. — P. 393.
136. Hydrothermal waves in Marangoni convection in a cylindrical container / A. B. Ezersky, A. Garcimartin, J. Burguete et al. // *Phys.Rev.E*. — 1993. — Feb. — Vol. 47. — P. 1126–1131.
137. Mizev A. Experimental investigation of thermocapillary convection induced by a local temperature inhomogeneity near the liquid surface. 1. solid source of heat // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. — 2004. — Vol. 45, no. 4. — P. 486–497.
138. Burguete J., Mancini H. Localized structures in convective experiments // *European Physical Journal Special Topics*. — 2014. — Jan. — Vol. 223. — P. 9–20.
139. Mullarney J. C., Griffiths R. W., Hughes G. O. Convection driven by differential heating at a horizontal boundary // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2004. — Oct. — Vol. 516. — P. 181–209.
140. Buoyancy-driven convection in plane poiseuille flow / M. C. Kim, J. S. Baik, I. G. Hwang et al. // *Chemical Engineering Science*. — 1999. — Vol. 54, no. 5. — P. 619 – 632.
141. Tuh J., Lin T. Structure of mixed convective longitudinal vortex air flow driven by a heated circular plate embedded in the bottom of a horizontal flat duct // *International journal of heat and mass transfer*. — 2003. — Vol. 46, no. 8. — P. 1341–1357.
142. Torrance K. E., Orloff L., Rockett J. A. Experiments on natural convection in enclosures with localized heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1969. — Vol. 36. — P. 21–31.
143. Boubnov B., Van Heijst G. Experiments on convection from a horizontal

- plate with and without background rotation // *Experiments in fluids*. — 1994. — Vol. 16, no. 3-4. — P. 155–164.
144. *Torrance K. E.* Natural convection in thermally stratified enclosures with localized heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1979. — Vol. 95. — P. 477–495.
145. A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part I: Temperature Field. / J. Lu, S. Pal Arya, W. H. Snyder, R. E. Lawson, Jr. // *Journal of Applied Meteorology*. — 1997. — Oct. — Vol. 36. — P. 1377–1391.
146. *Kurbatskii A. F.* Computational Modeling of the Turbulent Penetrative Convection above the Urban Heat Island in a Stably Stratified Environment. // *Journal of Applied Meteorology*. — 2001. — Oct. — Vol. 40. — P. 1748–1761.
147. *Falasca S., Moroni M., Cenedese A.* Laboratory simulations of an urban heat island in a stratified atmospheric boundary layer // *Journal of Visualization*. — 2013. — Vol. 16, no. 1. — P. 39–45.
148. Поля скорости в крупномасштабном вихре над локализованным источником тепла во вращающемся слое жидкости / ВГ. Баталов, ГВ. Левина, АН. Сухановский, ПГ. Фрик // *Гидродинамика: Межвуз. сб. науч. трудов, Пермский университет – Пермь*. — 2004. — Апр. — Т. 14. — С. 9–20.
149. Laboratory model of generation of a large-scale spiral vortex in a convectively unstable rotating fluid / G.P. Bogatyrev, I.V. Kolesnichenko, G.V. Levina, A.N. Sukhanovsky // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. — 2006. — Vol. 42, no. 4. — P. 423–429.
150. *Von Larcher T., Williams P. D.* *Modeling Atmospheric and Oceanic Flows: Insights from Laboratory Experiments and Numerical Simulations*. — John Wiley & Sons, 2014. — Vol. 205.
151. *Mohammad S. Emran J. S.* Large-scale mean patterns in turbulent convection // *arXiv:1506.01560 [physics.flu-dyn]*. — 2015. — P. 1–13.
152. *Goldstein R., Chiang H., See D.* High-Rayleigh-number convection in a hor-

- horizontal enclosure // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1990. — Vol. 213. — P. 111–126.
153. *Siggia E. D.* High Rayleigh number convection // *Annual review of fluid mechanics*. — 1994. — Vol. 26, no. 1. — P. 137–168.
154. *Ahlers G., Grossmann S., Lohse D.* Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Reviews of modern physics*. — 2009. — Vol. 81, no. 2. — P. 503.
155. *Chillà F., Schumacher J.* New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *The European Physical Journal E*. — 2012. — Vol. 35, no. 7. — P. 58.
156. *Shishkina O., Grossmann S., Lohse D.* Heat and momentum transport scalings in horizontal convection // *Geophysical research letters*. — 2016. — Vol. 43, no. 3. — P. 1219–1225.
157. A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids / Hakan F Öztop, Patrice Estellé, Wei-Mon Yan et al. // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. — 2015. — Vol. 60. — P. 37–44.
158. *Miroshnichenko I., Sheremet M.* Turbulent natural convection heat transfer in rectangular enclosures using experimental and numerical approaches: A review // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. — 2018. — Vol. 82. — P. 40–59.
159. *Torrance K. E., Orloff L., Rockett J. A.* Experiments on natural convection in enclosures with localized heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1969. — Vol. 36. — P. 21–31.
160. *Torrance K. E.* Natural convection in thermally stratified enclosures with localized heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1979. — Dec. — Vol. 95. — P. 477–495.
161. *Sezai I., Mohamad A.* Natural convection from a discrete heat source on the bottom of a horizontal enclosure // *International Journal of Heat and Mass*

- Transfer*. — 2000. — Vol. 43, no. 13. — P. 2257–2266.
162. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Laboratory study of a steady-state convective cyclonic vortex // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2016. — Vol. 142, no. 698. — P. 2214–2223.
163. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Non-axisymmetric structure of the boundary layer of intensive cyclonic vortex // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. — 2017. — Vol. 80. — P. 12–28.
164. Regimes of axisymmetric flow and scaling laws in a rotating annulus with local convective forcing / Susie Wright, Sylvie Su, H el ene Scolan et al. // *Fluids*. — 2017. — Vol. 2, no. 3. — P. 41.
165. Scolan H., Read P. L. A rotating annulus driven by localized convective forcing: a new atmosphere-like experiment // *Experiments in Fluids*. — 2017. — Vol. 58, no. 6. — P. 75.
166. Aydin O., Yang W.-J. Natural convection in enclosures with localized heating from below and symmetrical cooling from sides // *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*. — 2000. — Vol. 10, no. 5. — P. 518–529.
167. Sharma A. K., Velusamy K., Balaji C. Turbulent natural convection in an enclosure with localized heating from below // *International Journal of Thermal Sciences*. — 2007. — Vol. 46, no. 12. — P. 1232–1241.
168. Corvaro F., Paroncini M. Experimental analysis of natural convection in square cavities heated from below with 2D-PIV and holographic interferometry techniques // *Experimental thermal and fluid science*. — 2007. — Vol. 31, no. 7. — P. 721–739.
169. Saravanan S., Sivaraj C. Natural convection in an enclosure with a localized nonuniform heat source on the bottom wall // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2011. — Vol. 54, no. 13-14. — P. 2820–2828.
170. Sourtiji E., Hosseinzadeh S., Gorji-Bandpy M. Numerical simulation of compressible high gradient thermobuoyant flow in square enclosures with

- localized heating from below // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. — 2012. — Vol. 39, no. 7. — P. 987–994.
171. *Hasnaoui M., Bilgen E., Vasseur P.* Natural convection heat transfer in rectangular cavities partially heated from below // *Journal of Thermophysics and Heat transfer*. — 1992. — Vol. 6, no. 2. — P. 255–264.
172. *Sarris I., Lekakis I., Vlachos N.* Natural convection in rectangular tanks heated locally from below // *International journal of heat and mass Transfer*. — 2004. — Vol. 47, no. 14-16. — P. 3549–3563.
173. *Fujii T., Imura H.* Natural-convection heat transfer from a plate with arbitrary inclination // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1972. — Vol. 15, no. 4. — P. 755–767.
174. *Lloyd J., Moran W.* Natural convection adjacent to horizontal surface of various planforms // *Journal of Heat Transfer*. — 1974. — Vol. 96, no. 4. — P. 443–447.
175. *Chu T., Hickox C.* Thermal convection with large viscosity variation in an enclosure with localized heating // *Journal of heat transfer*. — 1990. — Vol. 112, no. 2. — P. 388–395.
176. *Lewandowski W. M.* Natural convection heat transfer from plates of finite dimensions // *International journal of heat and mass transfer*. — 1991. — Vol. 34, no. 3. — P. 875–885.
177. *Wang F., Huang S.-D., Xia K.-Q.* Thermal convection with mixed thermal boundary conditions: effects of insulating lids at the top // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2017. — Vol. 817.
178. *Mullarney J. C., Griffiths R. W., Hughes G. O.* Convection driven by differential heating at a horizontal boundary // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2004. — Vol. 516. — P. 181–209.
179. *Toppaladoddi S., Succi S., Wettlaufer J. S.* Roughness as a route to the ultimate regime of thermal convection // *Physical review letters*. — 2017. — Vol. 118, no. 7. — P. 074503.

180. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low-and high-Rayleigh-number regimes / P Ripesi, L Biferale, M Sbragaglia, Achim Wirth // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2014. — Vol. 742. — P. 636–663.
181. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh–Bénard convection / Dennis Bakhuis, Rodolfo Ostilla-Mónico, Erwin P Van Der Poel et al. // *Journal of fluid mechanics*. — 2018. — Vol. 835. — P. 491–511.
182. Богатырев Г., Попова Э. Исследование поля скорости в лабораторной модели тропического циклона // *Вестник Перм. ун-та. Сер. Физика*. — 1994. — № 2. — С. 141–149.
183. Golitsyn G. Simple theoretical and experimental study of convection with some geophysical applications and analogies // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1979. — Vol. 95, no. 3. — P. 567–608.
184. Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh–Bénard convection / Bernard Castaing, Gemunu Gunaratne, François Heslot et al. // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1989. — Vol. 204. — P. 1–30.
185. Zeldovich I. B., Ruzmaikin A. A., Sokolov D. D. Magnetic fields in astrophysics // *ftma*. — 1983. — Vol. 3.
186. Kleorin N., Rogachevskii I. Effect of heat flux on differential rotation in turbulent convection // *Physical Review E*. — 2006. — Vol. 73, no. 4. — P. 046303.
187. Kitchatinov L., Rüdiger G. Stability of toroidal magnetic fields in the solar tachocline and beneath // *Astronomische Nachrichten: Astronomical Notes*. — 2007. — Vol. 328, no. 10. — P. 1150–1154.
188. Williams G. P. Thermal convection in a rotating fluid annulus: Part 2. Classes of axisymmetric flow // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1967. — Vol. 24, no. 2. — P. 162–174.
189. Алексеев В. В., Киселева С. В., Лаппо С. С. Лабораторные модели физи-

- ческих процессов. — Наука, 2005.
190. Белоцерковский О., Андрущенко В., Шевелев Ю. Динамика вихреобразных течений в атмосфере, обусловленных природными факторами. — М.: Издательство « Полет Джонатана», 2013.
191. Белоцерковский О., Андрущенко В., Шевелев Ю. Динамика интенсивных вихрей и лабораторные модели атмосферного вихрегенеза. — М.: Ленанд, 2019.
192. Курганский М., Крупчатников В. Российские исследования в области динамической метеорологии в 2011–2014 гг. // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана.* — 2016. — Т. 52, № 2. — С. 132–132.
193. Курганский М., Крупчатников В. Российские исследования в области динамической метеорологии в 2015–2018 гг. // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана.* — 2019. — Т. 55, № 6. — С. 6–47.
194. Математическое моделирование земной системы / ЕМ Володин, ВЯ Галин, АС Грицун и др. // *Москва: МАКС Пресс.* — 2016.
195. Мохов О., Курганский М., Чхетиани О. Интенсивные атмосферные вихри и их динамика. — М.: ГЕОС, 2019.
196. General circulation of planetary atmospheres: insights from rotating annulus and related experiments / Peter L Read, Edgar P Pérez, Irene M Moroz et al. // *Modeling Atmospheric and Oceanic Flows.* — 2015. — P. 9–44.
197. Fultz D. Experimental analogies to atmospheric motions // *Compendium of meteorology.* — Springer, 1951. — P. 1235–1248.
198. Hide R. An experimental study of thermal convection in a rotating liquid // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences.* — 1958. — Vol. 250, no. 983. — P. 441–478.
199. Hide R., Mason P. J. Baroclinic waves in a rotating fluid subject to internal heating // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences.* — 1970. — Vol. 268, no. 1186. — P. 201–232.

200. *Spence T., Fultz D.* Experiments on wave-transition spectra and vacillation in an open rotating cylinder // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1977. — Vol. 34, no. 8. — P. 1261–1285.
201. *Hide R., Mason P., Plumb R.* Thermal convection in a rotating fluid subject to a horizontal temperature gradient: spatial and temporal characteristics of fully developed baroclinic waves // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1977. — Vol. 34, no. 6. — P. 930–950.
202. A comparison of laboratory measurements and numerical simulations of baroclinic wave flows in a rotating cylindrical annulus / BP Hignett, AA White, RD Carter et al. // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 1985. — Vol. 111, no. 467. — P. 131–154.
203. *Früh W.-G., Read P.* Wave interactions and the transition to chaos of baroclinic waves in a thermally driven rotating annulus // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. — 1997. — Vol. 355, no. 1722. — P. 101–153.
204. *Bastin M. E., Read P. L.* A laboratory study of baroclinic waves and turbulence in an internally heated rotating fluid annulus with sloping endwalls // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1997. — Vol. 339. — P. 173–198.
205. *Read P. L.* A combined laboratory and numerical study of heat transport by baroclinic eddies and axisymmetric flows // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2003. — Vol. 489. — P. 301–323.
206. *Von Larcher T., Egbers C.* Experiments on transitions of baroclinic waves in a differentially heated rotating annulus. — 2005.
207. *Wordsworth R., Read P., Yamazaki Y.* Turbulence, waves, and jets in a differentially heated rotating annulus experiment // *Physics of Fluids*. — 2008. — Vol. 20, no. 12. — P. 126602.
208. PIV-and LDV-measurements of baroclinic wave interactions in a thermally driven rotating annulus / Uwe Harlander, Thomas von Larcher, Yongtai Wang, Christoph Egbers // *Experiments in fluids*. — 2011. — Vol. 51,

- no. 1. — P. 37–49.
209. Benchmarking in a rotating annulus: a comparative experimental and numerical study of baroclinic wave dynamics / M Vincze, S Borchert, U Achatz et al. // *Meteorologische Zeitschrift*. — 2014.
210. Young R., Read P. Data assimilation in the laboratory using a rotating annulus experiment // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2013. — Vol. 139, no. 675. — P. 1488–1504.
211. An experimental study of multiple zonal jet formation in rotating, thermally driven convective flows on a topographic beta-plane / Peter L Read, TNL Jacoby, PHT Rogberg et al. // *Physics of Fluids*. — 2015. — Vol. 27, no. 8. — P. 085111.
212. Double-diffusive convection and baroclinic instability in a differentially heated and initially stratified rotating system: the barostrat instability / Miklos Vincze, Ion Borcia, Uwe Harlander, Patrice Le Gal // *Fluid Dynamics Research*. — 2016. — Vol. 48, no. 6. — P. 061414.
213. Baroclinic, Kelvin and inertia-gravity waves in the barostrat instability experiment / Costanza Rodda, Ion-Dan Borcia, Patrice Le Gal et al. // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. — 2018. — Vol. 112, no. 3. — P. 175–206.
214. Miller T. L., Fowles W. W. Laboratory experiments in a baroclinic annulus with heating and cooling on the horizontal boundaries // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. — 1985. — Vol. 34, no. 1-4. — P. 283–300.
215. A new atmospheric-like differentially heated rotating annulus configuration to study gravity wave emission from jets and fronts / Costanza Rodda, Steffen Hien, Ulrich Achatz, Uwe Harlander // *Experiments in Fluids*. — 2020. — Vol. 61, no. 1. — P. 2.
216. Wave number selection in the presence of noise: Experimental results / Dmitry Zhilenko, Olga Krivonosova, Maria Gritsevich, Peter Read // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. — 2018. — Vol. 28,

- по. 5. — P. 053110.
217. *Незлин М. В.* Вихри Россби и спиральные структуры: Астрофизика и физика плазмы в опытах на мелкой воде. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990.
218. *Rotunno R.* The fluid dynamics of tornadoes // *Annual review of fluid mechanics*. — 2013. — Vol. 45. — P. 59–84.
219. *Davies-Jones R.* A review of supercell and tornado dynamics // *Atmospheric Research*. — 2015. — Vol. 158. — P. 274–291.
220. *Varaksin A., Romash M. E., Kopeitsev V.* Tornado. — Begell House, 2014.
221. *Владимиров В., Тарасов В.* Образование системы вихревых шнуров во вращающейся жидкости // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газов*. — 1980. — № 1. — С. 44–51.
222. *Луговцов Б.* Лабораторные модели торнадоподобных вихрей // В сб. Интенсивные атмосферные вихри. М.: Мир. — 1985. — С. 341.
223. *Тарасов В. Ф., Макаренко В. Г.* Экспериментальная модель смерча // Доклады Академии наук / Российская академия наук. — Т. 305. — 1989. — С. 297–301.
224. *Бубнов Б.* Термическая структура и турбулизация торнадоподобных вихрей от локализованных источников тепла над вращающимся диском // *Изв. АН. Физика атмосферы и океана*. — 1997. — Т. 33, № 5. — С. 535–552.
225. Экспериментальное исследование тепловых и огненных смерчей / АМ Гришин, АН Голованов, АА Колесников и др. // Доклады Академии наук / Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук". — Т. 400. — 2005. — С. 618–620.
226. *Вараксин А. Ю.* Воздушные и огненные концентрированные вихри: физическое моделирование (обзор) // *Теплофизика высоких температур*. — 2016. — Т. 54, № 3. — С. 430–452.
227. *Johnson R.* A Half Century of Progress in Meteorology: A Tribute to Richard Reed. — Springer, 2015.

228. *Hignett P., Ibbetson A., Killworth P. D.* On rotating thermal convection driven by non-uniform heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1981. — Vol. 109. — P. 161–187.
229. *Boubnov B., Golitsyn G. S.* Convection in rotating fluids. — Springer Science & Business Media, 2012. — Vol. 29.
230. *Riehl H., Fultz D.* Jet stream and long waves in a steady rotating-dishpan experiment: Structure of the circulation // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 1957. — Vol. 83, no. 356. — P. 215–231.
231. *Riehl H., Fultz D.* The general circulation in a steady rotating-dishpan experiment // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 1958. — Vol. 84, no. 362. — P. 389–417.
232. *Koschmieder E., Lewis E.* Hadley circulations on a nonuniformly heated rotating plate // *Journal of the atmospheric sciences*. — 1986. — Vol. 43, no. 21. — P. 2514–2526.
233. Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere / Michael JS Belton, Gerald R Smith, Gerald Schubert, Anthony D Del Genio // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1976. — Vol. 33, no. 8. — P. 1394–1417.
234. *Gierasch P. J.* Meridional circulation and the maintenance of the venus atmospheric rotation // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1975. — Vol. 32, no. 6. — P. 1038–1044.
235. *Schubert G., Young R. E.* The 4-day venus circulation driven by periodic thermal forcing // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1970. — Vol. 27, no. 4. — P. 523–528.
236. *Rossow W. B.* A general circulation model of a Venus-like atmosphere // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1983. — Vol. 40, no. 2. — P. 273–302.
237. Experimental and numerical studies of convection in a rapidly rotating spherical shell / N Gillet, D Brito, D Jault, HC Nataf // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2007. — Vol. 580. — P. 83–121.

238. *Read P.* Super-rotation and diffusion of axial angular momentum: Ii. a review of quasi-axisymmetric models of planetary atmospheres // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.* — 1986. — Vol. 112, no. 471. — P. 253–272.
239. *Yamamoto M., Takahashi M.* The fully developed superrotation simulated by a general circulation model of a venus-like atmosphere // *Journal of the atmospheric sciences.* — 2003. — Vol. 60, no. 3. — P. 561–574.
240. *M Y., H T.* Are geostrophic and quasi-geostrophic approximations valid in Venus' differential super-rotation? // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics.* — 2006. — Vol. 100, no. 3. — P. 185–195.
241. *Lee C., Lewis S. R., Read P. L.* Superrotation in a Venus general circulation model // *Journal of Geophysical Research: Planets.* — 2007. — Vol. 112, no. E4.
242. *Williams G. P.* Thermal convection in a rotating fluid annulus: part 3. suppression of the frictional constraint on lateral boundaries // *Journal of the Atmospheric Sciences.* — 1968. — Vol. 25, no. 6. — P. 1034–1045.
243. *Miller T. L., Gall R. L.* Thermally driven flow in a rotating spherical shell: axisymmetric states // *Journal of the Atmospheric Sciences.* — 1983. — Vol. 40, no. 4. — P. 856–868.
244. *Read P.* Super-rotation and diffusion of axial angular momentum: I. 'speed limits' for axisymmetric flow in a rotating cylindrical fluid annulus // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.* — 1986. — Vol. 112, no. 471. — P. 231–251.
245. Particle image velocimetry: a practical guide / Markus Raffel, Christian E Willert, Fulvio Scarano et al. — Springer, 2018.
246. Dynamics of convectively driven banded jets in the laboratory / Peter L Read, Yasuhiro H Yamazaki, Stephen R Lewis et al. // *Journal of the Atmospheric Sciences.* — 2007. — Vol. 64, no. 11. — P. 4031–4052.
247. *Brickman D., Kelley D. E.* Development of convection in a rotating fluid:

- Scales and patterns of motion // *Dynamics of atmospheres and oceans*. — 1993. — Vol. 19. — P. 389–405.
248. *Maxworthy T., Narimousa S.* Unsteady, turbulent convection into a homogeneous, rotating fluid, with oceanographic applications // *Journal of Physical Oceanography*. — 1994. — Vol. 24, no. 5. — P. 865–887.
249. *Brickman D.* Heat flux partitioning in open-ocean convection // *Journal of physical oceanography*. — 1995. — Vol. 25, no. 11. — P. 2609–2623.
250. *Montgomery M. T., Smith R. K.* Recent developments in the fluid dynamics of tropical cyclones // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2017. — Vol. 49. — P. 541–574.
251. *Emanuel K.* 100 years of progress in tropical cyclone research // *Meteorological Monographs*. — 2018. — Vol. 59. — P. 15–1.
252. The hurricane forecast improvement project / Robert Gall, James Franklin, Frank Marks et al. // *Bulletin of the American Meteorological Society*. — 2013. — Vol. 94, no. 3. — P. 329–343.
253. *Vigh J. L.* Tropical cyclone intensity change: Internal influences - rapporteur report, topic 3.1 // *Conference Paper IWTC-9*. — 2018. — P. 1–72.
254. *Kilroy G., Smith R. K.* A numerical study of rotating convection during tropical cyclogenesis // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2013. — Vol. 139, no. 674. — P. 1255–1269.
255. *Kilroy G., Smith R. K., Wissmeier U.* Tropical convection: the effects of ambient vertical and horizontal vorticity // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2014. — Vol. 140, no. 682. — P. 1756–1770.
256. *Kilroy G., Smith R. K.* Tropical cyclone convection: the effects of a vortex boundary-layer wind profile on deep convection // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2015. — Vol. 141, no. 688. — P. 714–726.
257. *Morton B.* Model experiments for vortex columns in the atmosphere. — 1963.
258. *Turner J., Lilly D.* The carbonated-water tornado vortex // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1963. — Vol. 20, no. 5. — P. 468–471.

259. *Smith R. K., Schmidt C. W., Montgomery M. T.* An investigation of rotational influences on tropical-cyclone size and intensity // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2011. — Vol. 137, no. 660. — P. 1841–1855.
260. *Smith R. K., Montgomery M. T., Persing J.* On steady-state tropical cyclones // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2014. — Vol. 140, no. 685. — P. 2638–2649.
261. *Шулейкин В. В.* Расчет развития, движения и затухания тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. — Гидрометеиздат, 1978.
262. *Пермяков М.* Полуэмпирическая интегральная модель эволюции тропического циклона // *Метеорология и гидрология*. — 1999. — № 4. — С. 16.
263. *Пермяков М. С.* Тропические циклоны: формирование и развитие, взаимодействие с океаном : дис. . . . канд. наук / Михаил Степанович Пермяков ; Автореф. дис. на соискание учен. степени докт. физ. мат. н. Владивосток, ТОИ . . . . — 2007.
264. Мелкая конвекция и формирование тропических циклонов / Михаил Степанович Пермяков, ЕЮ Поталова, НП Маликова, ВИ Семькин // Тез. Докл. Шестая Всероссийская открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». М.: ИКИ РАН.-10-14 ноября. — 2008. — С. 144.
265. *Schönemann D., Frisius T.* Dynamical system analysis of a low-order tropical cyclone model // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. — 2012. — Vol. 64, no. 1. — P. 15817.
266. *Frisius T.* What controls the size of a tropical cyclone? investigations with an axisymmetric model // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2015. — Vol. 141, no. 691. — P. 2457–2470.
267. *Kieu C.* Hurricane maximum potential intensity equilibrium // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2015. — Vol. 141, no. 692. — P. 2471–2480.

268. Kieu C., Wang Q. Stability of the tropical cyclone intensity equilibrium // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2017. — Vol. 74, no. 11. — P. 3591–3608.
269. Hadlock R. K., Hess S. L. A laboratory hurricane model incorporating an analog to release of latent heat // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1968. — Vol. 25, no. 2. — P. 161–177.
270. Montgomery M. T., Vladimirov V. A., Denissenko P. V. An experimental study on hurricane mesovortices // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2002. — Vol. 471. — P. 1–32.
271. Алексеев В. Лабораторное моделирование воздействия атмосферного вихря на океан // *Природа*. — 1999. — № 4. — С. 77–84.
272. О физическом моделировании атмосферных вихрей / Е П. Анисимова, А М. Гусев, А А. Сперанская, В С. Шандин // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* — 1981. — № 3. — С. 98.
273. Физическая модель атмосферного вихря / ЕП Анисимова, ЮН Белов, АА Сперанская, ВС Шандин // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океанов*. — 1982. — Т. 18, № 7. — С. 7.
274. Бобошина С. Б., Соловьев А. А. Исследование лабораторной модели развивающегося конвективного вихря // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* — 1983. — № 2. — С. 81.
275. Турбулентная структура интенсивного конвективного вихря влажного типа (лабораторное моделирование) / Е П. Анисимова, С С. Матхеев, Л И. Милехин, А А. Сперанская // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* — 1995. — № 5. — С. 57.
276. Структура интенсивных конвективных воздушных вихрей влажного типа / Е П. Анисимова, А М. Николаев, А А. Сперанская, О Н. Чернышев // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* — 1997. — № 4. — С. 38.
277. Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Чернышев О. Н. О влиянии поля температуры подстилающей поверхности на характеристики воздушного

- интенсивного конвективного вихря // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* — 2000. — № 6. — С. 70.
278. On the mechanisms of the origin and development of free convective motions in water cooled from the surface / EP Anisimova, IV Petrenko, AA Speranskaya et al. // *Oceanology.* — 2001. — Vol. 41, no. 2. — P. 176–183.
279. Богатырев Г., Смородин Б. Физическая модель вращения тропического циклона // *Письма в ЖЭТФ.* — 1996. — Т. 63, № 1. — С. 25–28.
280. About another physical mechanism of large-scale structures generation at turbulent convection in the horizontal fluid layer / GV Levina, SE Startsev, VD Zimin, SS Moiseev // *Physics and Chemistry of the Earth.* — 1996. — Vol. 21, no. 5-6. — P. 563–565.
281. Иванов М., Поварницын М. Численное моделирование эволюции интенсивных конвективных вихрей тайфунного типа во вращающейся жидкости // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа.* — 2003. — № 3. — С. 69–77.
282. Scarano F., Riethmuller M. L. Advances in iterative multigrid piv image processing // *Experiments in Fluids.* — 2000. — Vol. 29, no. 1. — P. S051–S060.
283. On the characteristic height scales of the hurricane boundary layer / Jun A Zhang, Robert F Rogers, David S Nolan, Frank D Marks Jr // *Monthly Weather Review.* — 2011. — Vol. 139, no. 8. — P. 2523–2535.
284. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. — Гидрометеиздат, 1975.
285. Gall R., Tuttle J., Hildebrand P. Small-scale spiral bands observed in Hurricanes Andrew, Hugo, and Erin // *Monthly weather review.* — 1998. — Vol. 126, no. 7. — P. 1749–1766.
286. Wind fields from SAR: Could they improve our understanding of storm dynamics? / KB Katsaros, PW Vachon, PG Black et al. // *Johns Hopkins APL Tech Dig.* — 2002. — Vol. 21. — P. 86–93.
287. Microwave remote sensing of tropical cyclones from space / Kristina B Kat-

- saros, Paris W Vachon, W Timothy Liu, Peter G Black // *Journal of Oceanography*. — 2002. — Vol. 58, no. 1. — P. 137–151.
288. Nolan D. S. Instabilities in hurricane-like boundary layers // *Dynamics of atmospheres and oceans*. — 2005. — Vol. 40, no. 3. — P. 209–236.
289. Faller A. J. Large eddies in the atmospheric boundary layer and their possible role in the formation of cloud rows // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1965. — Vol. 22, no. 2. — P. 176–184.
290. Faller A. J., Kaylor R. Instability of the Ekman spiral with applications to the planetary boundary layers // *Physics of Fluids (1958-1988)*. — 1967. — Vol. 10, no. 9. — P. S212–S219.
291. Savaş Ö. Stability of Bödewadt flow // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1987. — Vol. 183. — P. 77–94.
292. Foster R. Signature of large aspect ratio roll vortices in synthetic aperture radar images of tropical cyclones // *Oceanography*. — 2013. — Vol. 26, no. 2. — P. 58–67.
293. Zhu P. Simulation and parameterization of the turbulent transport in the hurricane boundary layer by large eddies // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2008. — Vol. 113, no. D17.
294. Zhu P. A multiple scale modeling system for coastal hurricane wind damage mitigation // *Natural hazards*. — 2008. — Vol. 47, no. 3. — P. 577–591.
295. Impact of storm-induced cooling of sea surface temperature on large turbulent eddies and vertical turbulent transport in the atmospheric boundary layer of hurricane isaac / Ping Zhu, Yuting Wang, Shuyi S Chen et al. // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. — 2016. — Vol. 121, no. 1. — P. 861–876.
296. Wexler H. Structure of hurricanes as determined by radar // *Annals of the New York Academy of Sciences*. — 1947. — Vol. 48, no. 8. — P. 821–845.
297. Mesoscale and convective structure of a hurricane rainband / GM Barnes, Edward J Zipser, D Jorgensen, F Marks Jr // *Journal of the Atmospheric*

- Sciences.* — 1983. — Vol. 40, no. 9. — P. 2125–2137.
298. Houze Jr R. A. Clouds in tropical cyclones // *Monthly Weather Review.* — 2010. — Vol. 138, no. 2. — P. 293–344.
299. Moon Y., Nolan D. S. Spiral rainbands in a numerical simulation of Hurricane Bill (2009). Part I: Structures and comparisons to observations // *Journal of the Atmospheric Sciences.* — 2015. — Vol. 72, no. 1. — P. 164–190.
300. Moon Y., Nolan D. S. Spiral rainbands in a numerical simulation of Hurricane Bill (2009). Part II: Propagation of inner rainbands // *Journal of the Atmospheric Sciences.* — 2015. — Vol. 72, no. 1. — P. 191–215.
301. Nolan D. S., Zhang J. A., Stern D. P. Evaluation of planetary boundary layer parameterizations in tropical cyclones by comparison of in situ observations and high-resolution simulations of hurricane isabel (2003). part i: Initialization, maximum winds, and the outer-core boundary layer // *Monthly weather review.* — 2009. — Vol. 137, no. 11. — P. 3651–3674.
302. Nolan D. S., Stern D. P., Zhang J. A. Evaluation of planetary boundary layer parameterizations in tropical cyclones by comparison of in situ observations and high-resolution simulations of hurricane isabel (2003). part ii: Inner-core boundary layer and eyewall structure // *Monthly weather review.* — Vol. 137, no. 11. — P. 3675–3698.
303. Zhu P., Menelaou K., Zhu Z. Impact of subgrid-scale vertical turbulent mixing on eyewall asymmetric structures and mesovortices of hurricanes // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.* — 2014. — Vol. 140, no. 679. — P. 416–438.
304. Богатырев Г. П. Лабораторная модель тропического циклона. — 2009.
305. Zhang J. A., Uhlhorn E. W. Hurricane sea surface inflow angle and an observation-based parametric model // *Monthly Weather Review.* — 2012. — Vol. 140, no. 11. — P. 3587–3605.
306. Evaluating the Impact of Improvements in the Boundary Layer Parameterization on Hurricane Intensity and Structure Forecasts in HWRF /

- Jun A. Zhang, David S. Nolan, Robert F. Rogers, Vijay Tallapragada // *Monthly Weather Review*. — 2015. — Vol. 143, no. 8. — P. 3136–3155.
307. Multiplatform observations of boundary layer structure in the outer rainbands of landfalling typhoons / Jie Ming, Jun A Zhang, Robert F Rogers et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2014. — Vol. 119, no. 13. — P. 7799–7814.
308. Wang H., Wang Y. A numerical study of Typhoon Megi (2010). Part I: Rapid intensification // *Monthly Weather Review*. — 2014. — Vol. 142, no. 1. — P. 29–48.
309. Zhang Y., Perrie W. Feedback mechanisms for the atmosphere and ocean surface // *Boundary-layer meteorology*. — 2001. — Vol. 100, no. 2. — P. 321–348.
310. Foster R. C. Boundary-layer similarity under an axisymmetric, gradient wind vortex // *Boundary-layer meteorology*. — 2009. — Vol. 131, no. 3. — P. 321–344.
311. Rastigejev Y., Suslov S. A., Lin Y.-L. Effect of ocean spray on vertical momentum transport under high-wind conditions // *Boundary-layer meteorology*. — 2011. — Vol. 141, no. 1. — P. 1–20.
312. Kudryavtsev V. N., Makin V. K. Impact of ocean spray on the dynamics of the marine atmospheric boundary layer // *Boundary-layer meteorology*. — 2011. — Vol. 140, no. 3. — P. 383–410.
313. Impact of sea-spray on the atmospheric surface layer / L Bianco, J-W Bao, CW Fairall, SA Michelson // *Boundary-layer meteorology*. — 2011. — Vol. 140, no. 3. — P. 361.
314. Kepert J. D. Choosing a boundary layer parameterization for tropical cyclone modeling // *Monthly Weather Review*. — 2012. — Vol. 140, no. 5. — P. 1427–1445.
315. Ma L.-M., Bao X.-W. Parametrization of planetary boundary-layer height with helicity and verification with tropical cyclone prediction // *Boundary-*

- layer meteorology*. — 2016. — Vol. 160, no. 3. — P. 569–593.
316. A simple method for simulating wind profiles in the boundary layer of tropical cyclones / George H Bryan, Rochelle P Worsnop, Julie K Lundquist, Jun A Zhang // *Boundary-Layer Meteorology*. — 2017. — Vol. 162, no. 3. — P. 475–502.
317. *Mrowiec A. A., Garner S. T., Pauluis O. M.* Axisymmetric hurricane in a dry atmosphere: Theoretical framework and numerical experiments // *Journal of the atmospheric sciences*. — 2011. — Vol. 68, no. 8. — P. 1607–1619.
318. *Hakim G. J.* The mean state of axisymmetric hurricanes in statistical equilibrium // *Journal of the atmospheric sciences*. — 2011. — Vol. 68, no. 6. — P. 1364–1376.
319. *Van Sang N., Smith R. K., Montgomery M. T.* Tropical-cyclone intensification and predictability in three dimensions // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society: A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*. — 2008. — Vol. 134, no. 632. — P. 563–582.
320. *Wang Y., Xu J.* Energy production, frictional dissipation, and maximum intensity of a numerically simulated tropical cyclone // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2010. — Vol. 67, no. 1. — P. 97–116.
321. *Bryan G. H.* Comments on ‘Sensitivity of tropical-cyclone models to the surface drag coefficient’ // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2013. — Vol. 139, no. 676. — P. 1957–1960.
322. *Kilroy G., Smith R. K., Montgomery M. T.* Why do model tropical cyclones grow progressively in size and decay in intensity after reaching maturity? // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2016. — Vol. 73, no. 2. — P. 487–503.
323. *Črnivec N., Smith R. K., Kilroy G.* Dependence of tropical cyclone intensification rate on sea-surface temperature // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2016. — Vol. 142, no. 697. — P. 1618–1627.
324. *Zhang F., Emanuel K.* On the role of surface fluxes and wishe in tropical

- cyclone intensification // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2016. — Vol. 73, no. 5. — P. 2011–2019.
325. Evaluating the impact of improvement in the horizontal diffusion parameterization on hurricane prediction in the operational hurricane weather research and forecast (hwrf) model / Jun A Zhang, Frank D Marks, Jason A Sippel et al. // *Weather and Forecasting*. — 2018. — Vol. 33, no. 1. — P. 317–329.
326. Powell M. D., Uhlhorn E. W., Kepert J. D. Estimating maximum surface winds from hurricane reconnaissance measurements // *Weather and forecasting*. — 2009. — Vol. 24, no. 3. — P. 868–883.
327. Fundamentals of heat and mass transfer / Theodore L Bergman, Frank P Incropera, David P DeWitt, Adrienne S Lavine. — John Wiley & Sons, 2011.
328. Emanuel K. Self-stratification of tropical cyclone outflow. part ii: Implications for storm intensification // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2012. — Vol. 69, no. 3. — P. 988–996.
329. Kreizer M., Ratner D., Liberzon A. Real-time image processing for particle tracking velocimetry // *Experiments in fluids*. — 2010. — Vol. 48, no. 1. — P. 105–110.
330. Willert C., Munson M., Gharib M. Real-time particle image velocimetry for closed-loop flow control applications // Conference proceedings. — 2010.
331. Real-time particle image velocimetry for feedback loops using fpga implementation / Haiqian Yu, Miriam Leeser, Gilead Tadmor, Stefan Siegel // *Journal of Aerospace Computing, Information, and Communication*. — 2006. — Vol. 3, no. 2. — P. 52–62.
332. Gautier N., Aider J. Real-time planar flow velocity measurements using an optical flow algorithm implemented on gpu // *Journal of Visualization*. — 2015. — Vol. 18, no. 2. — P. 277–286.
333. Shchapov V. A., Masich A. G., Masich G. F. The technology of processing intensive structured dataflow on a supercomputer // *Journal of Systems and Software*. — 2017. — Vol. 127. — P. 258–265.

334. Masich G., Shchapov V. The software platform of transmission of intense data streams on remote supercomputers // CEUR Workshop Proceedings. — 2015. — P. 720–731.
335. Shchapov V., Masich G., Masich A. Platform for parallel processing of intense experimental data flow on remote supercomputers // *Procedia Computer Science*. — 2015. — Vol. 66. — P. 515–524.
336. Thielicke W., Stamhuis E. Pivlab—towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in matlab // *Journal of open research software*. — 2014. — Vol. 2, no. 1.
337. Experimental phase synchronization of a chaotic convective flow / Diego Maza, A Vallone, H Mancini, S Boccaletti // *Physical review letters*. — 2000. — Vol. 85, no. 26. — P. 5567.
338. An estimation of turbulent characteristics in the low-level region of intense Hurricanes Allen (1980) and Hugo (1989) / Jun A Zhang, Frank D Marks, Michael T Montgomery, Sylvie Lorsolo // *Monthly Weather Review*. — 2010. — Vol. 139, no. 5. — P. 1447–1462.
339. Zhang J. A., Drennan W. M. An observational study of vertical eddy diffusivity in the hurricane boundary layer // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2012. — Vol. 69, no. 11. — P. 3223–3236.
340. Heng J., Wang Y. Nonlinear response of a tropical cyclone vortex to prescribed eyewall heating with and without surface friction in TCM4: Implications for tropical cyclone intensification // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2016. — Vol. 73, no. 3. — P. 1315–1333.
341. Aircraft observations of turbulence characteristics in the tropical cyclone boundary layer / Zhongkuo Zhao, PW Chan, Naigeng Wu et al. // *Boundary-Layer Meteorology*. — 2020. — Vol. 174, no. 3. — P. 493–511.
342. Do tropical cyclones intensify by wishe? / Michael T Montgomery, Nguyen Van Sang, Roger K Smith, John Persing // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society: A journal of the atmospheric sciences, ap-*

- plied meteorology and physical oceanography*. — 2009. — Vol. 135, no. 644. — P. 1697–1714.
343. *Montgomery M. T., Persing J., Smith R. K.* Putting to rest wishful misconceptions for tropical cyclone intensification // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. — 2015. — Vol. 7, no. 1. — P. 92–109.
344. *Moffatt H. K.* The degree of knottedness of tangled vortex lines // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1969. — Vol. 35, no. 1. — P. 117–129.
345. *Waleffe F.* The nature of triad interactions in homogeneous turbulence // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. — 1992. — Vol. 4, no. 2. — P. 350–363.
346. *Biferale L., Musacchio S., Toschi F.* Inverse energy cascade in three-dimensional isotropic turbulence // *Physical review letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 16. — P. 164501.
347. Hindered energy cascade in highly helical isotropic turbulence / *Rodion Stepanov, Ephim Golbraikh, Peter Frick, Alexander Shestakov* // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 115, no. 23. — P. 234501.
348. *Курганский М.* Спиральность в атмосферных динамических процессах // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана*. — 2017. — Т. 53, № 2. — С. 147–163.
349. *Alexakis A., Biferale L.* Cascades and transitions in turbulent flows // *Physics Reports*. — 2018. — Vol. 767. — P. 1–101.
350. *Соколов Д. Д., Степанов Р. А., Фрик П. Г.* Динамо: на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту // *Успехи физических наук*. — 2014. — Т. 184, № 3. — С. 313–335.
351. *Etling D.* Some aspects of helicity in atmospheric flows // *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*. — 1985. — Vol. 58, no. 1. — P. 88–100.
352. *Lilly D. K.* The structure, energetics and propagation of rotating convective storms. Part II: Helicity and storm stabilization // *Journal of the atmospheric sciences*. — 1986. — Vol. 43, no. 2. — P. 126–140.
353. *Yokoi N., Yoshizawa A.* Statistical analysis of the effects of helicity in in-

- homogeneous turbulence // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. — 1993. — Vol. 5, no. 2. — P. 464–477.
354. *Chakraborty S.* Signatures of two-dimensionalisation of 3d turbulence in the presence of rotation // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2007. — Vol. 79, no. 1. — P. 14002.
355. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности / СС Моисеев, РЗ Сагдеев, АВ Тур и др. // *ЖЭТФ*. — 1983. — Т. 85, № 6. — С. 1979.
356. Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью / СС Моисеев, ПБ Руткевич, АВ Тур, ВВ Яновский // *ЖЭТФ*. — 1988. — Т. 94, № 2. — С. 144.
357. *Speziale C. G.* On helicity fluctuations and the energy cascade in turbulence. — 1987.
358. *André J., Lesieur M.* Influence of helicity on the evolution of isotropic turbulence at high reynolds number // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1977. — Vol. 81, no. 1. — P. 187–207.
359. *López-Caballero M., Burguete J.* Inverse cascades sustained by the transfer rate of angular momentum in a 3D turbulent flow // *Physical review letters*. — 2013. — Vol. 110, no. 12. — P. 124501.
360. *Molinari J., Vollaro D.* Distribution of helicity, CAPE, and shear in tropical cyclones // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2010. — Vol. 67, no. 1. — P. 274–284.
361. Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы / БМ Копров, ВМ Копров, ВМ Пономарев, ОГ Чхетиани // Доклады Академии наук / Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук". — Т. 403. — 2005. — С. 627–630.
362. *Курганский М.* Вертикальный поток спиральности в атмосферных вихрях как мера их интенсивности // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана*. — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 67–74.

363. Вертикальный поток спиральности как индекс общей циркуляции атмосферы / МВ Курганский, ЛО Максименков, АА Хапаев, ОГ Чхетиани // Доклады Академии наук / Федеральное государственное унитарное предприятие Академический научно . . . . — Т. 479. — 2018. — С. 447–451.
364. *Scarano F.* Tomographic PIV: principles and practice // *Measurement Science and Technology*. — 2012. — Vol. 24, no. 1. — P. 012001.
365. Helical modes in low-and high-swirl jets measured by tomographic PIV / Dmitriy M Markovich, Vladimir M Dulin, Sergey S Abdurakipov et al. // *Journal of Turbulence*. — 2016. — Vol. 17, no. 7. — P. 678–698.
366. *Фрик П. Г.* Турбулентность: подходы и модели. — 2010.
367. *Левина Г., Монтгомери М.* О первом исследовании спиральной природы тропического циклогенеза // Доклады Академии наук / Федеральное государственное унитарное предприятие Академический научно . . . . — Т. 434. — 2010. — С. 401–406.
368. *Levina G., Montgomery M.* Helical scenario of tropical cyclone genesis and intensification // *Journal of Physics: Conference Series* / IOP Publishing. — Vol. 318. — 2011. — P. 072012.
369. *Сухановский А. Н.* Формирование дифференциального вращения в цилиндрическом слое жидкости // *Вычислительная механика сплошных сред*. — 2010. — Т. 3, № 2. — С. 103–115.
370. Variational approach to a turbulent swirling pipe flow with the aid of helicity / Akira Yoshizawa, Nobumitsu Yokoi, Shoiti Nisizima et al. // *Physics of Fluids*. — 2001. — Vol. 13, no. 8. — P. 2309–2319.
371. *Kurgansky M. V.* Helicity production and maintenance in a baroclinic atmosphere // *Meteorologische Zeitschrift*. — 2006. — Vol. 15, no. 4. — P. 409–416.
372. *Vester A. K., Örlü R., Alfredsson P. H.* Turbulent flows in curved pipes: recent advances in experiments and simulations // *Applied Mechanics Reviews*. — 2016. — Vol. 68, no. 5. — P. 050802.
373. *Shimizu Y., Sugino K.* Hydraulic losses and flow patterns of a swirling flow

- in u-bends // *Bulletin of JSME*. — 1980. — Vol. 23, no. 183. — P. 1443–1450.
374. *So R., Anwer M.* Fully-developed turbulent flow through a curved pipe with and without swirl // *ASME-PUBLICATIONS-FED*. — 1993. — Vol. 146. — P. 29–29.
375. *Kalpakli A., Örlü R.* Turbulent pipe flow downstream a 90 pipe bend with and without superimposed swirl // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2013. — Vol. 41. — P. 103–111.
376. An experimental study of swirling flow in pipes / Mitsukiyo Murakami, Osami Kito, Yutaka Katayama, Yoshihiko Iida // *Bulletin of JSME*. — 1976. — Vol. 19, no. 128. — P. 118–126.
377. *Khalid A., Legrand J., Rosant J.* Turbulent flow induced by an impeller in a closed toroidal loop // *Journal of fluids engineering*. — 1996. — Vol. 118, no. 4. — P. 677–684.
378. *Pruvost J., Legrand J., Legentilhomme P.* Numerical investigation of bend and torus flows, part i: effect of swirl motion on flow structure in u-bend // *Chemical engineering science*. — 2004. — Vol. 59, no. 16. — P. 3345–3357.
379. Flow pattern, circulation velocity and pressure loss in loop reactor / Yuji Sato, Yasuhiro Murakami, Tsutomu Hirose et al. // *Journal of Chemical Engineering of Japan*. — 1979. — Vol. 12, no. 6. — P. 448–453.
380. *Madden F., Mullin T.* The spin-up from rest of a fluid-filled torus // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1994. — Vol. 265. — P. 217–244.
381. Unsteady fronts in the spin-down of a fluid-filled torus / C Del Pino, RE Hewitt, RJ Clarke et al. // *Physics of fluids*. — 2008. — Vol. 20, no. 12. — P. 124104.
382. Unsteady flow in a rotating torus after a sudden change in rotation rate / Richard E Hewitt, AL Hazel, Richard John Clarke, James Patrick Denier // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2011. — Vol. 688. — P. 88–119.
383. *Calabretto S. A., Mattner T. W., Denier J. P.* The effect of seam imperfections on the unsteady flow within a fluid-filled torus // *Journal of Fluid*

- Mechanics*. — 2015. — Vol. 767. — P. 240–253.
384. Unsteady turbulent spiral flows in a circular channel / SA Denisov, VI Noskov, AN Sukhanovskii, PG Frick // *Fluid Dynamics*. — 2001. — Vol. 36, no. 5. — P. 734–742.
385. Non-stationary screw flow in a toroidal channel: way to a laboratory dynamo experiment / P Frick, V Noskov, S Denisov et al. // *Magnetohydrodynamics*. — 2002. — Vol. 38, no. 1-2. — P. 143–162.
386. Dynamics of a turbulent spin-down flow inside a torus / Vitaly Noskov, Rodion Stepanov, Sergey Denisov et al. // *Physics of Fluids*. — 2009. — Vol. 21, no. 4. — P. 045108.
387. Turbulent spin-down flow of liquid sodium in a thick torus / P Frick, V Noskov, S Denisov, R Stepanov // *Magnetohydrodynamics*. — 2012. — Vol. 48, no. 1. — P. 31–42.
388. Ponomarenko Y. B. On the theory of the hydromagnetic dynamo // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* — 1973. — Vol. 14. — P. 775–778.
389. Gailitis A., Freiberg Y. Theory of a helical mhd dynamo // *Magnetohydrodynamics*. — 1976. — Vol. 12, no. 2. — P. 127–130.
390. Ruzmaikin A., Sokoloff D., Shukurov A. Hydromagnetic screw dynamo // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1988. — Vol. 197. — P. 39–56.
391. Gilbert A. D. Fast dynamo action in the Ponomarenko dynamo // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. — 1988. — Vol. 44, no. 1-4. — P. 241–258.
392. Lupyán E., Shukurov A. The screw dynamo in realistic flows // *Magnetohydrodynamics*. — 1992. — Vol. 28, no. 3. — P. 234–240.
393. Magnetic field rotation in the screw gallium flow / V Noskov, S Denisov, P Frick et al. // *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*. — 2004. — Vol. 41, no. 4. — P. 561–568.
394. Induction, helicity, and alpha effect in a toroidal screw flow of liquid gallium / R Stepanov, R Volk, S Denisov et al. // *Physical Review E*. — 2006. — Vol. 73,

- no. 4. — P. 046310.
395. Yokoi N., Brandenburg A. Large-scale flow generation by inhomogeneous helicity // *Physical Review E*. — 2016. — Vol. 93, no. 3. — P. 033125.
396. Experimental investigation of helicity in turbulent swirling jet using dual-plane dye laser PIV technique / Gavita S Regunath, William B Zimmerman, Václav Tesař, Buddhika N Hewakandamby // *Experiments in fluids*. — 2008. — Vol. 45, no. 6. — P. 973.
397. Helicity of mean and turbulent flow with coherent structures in Rayleigh-Bénard convective cell / A Eidelman, T Elperin, I Gluzman, E Golbraikh // *Physics of Fluids*. — 2014. — Vol. 26, no. 6. — P. 065103.