

На правах рукописи



Полудницин Анатолий Николаевич

**НАДКРИТИЧЕСКИЕ КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА В
НАКЛОНЯЕМОЙ ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ**

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Пермь – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Пермский национальный исследовательский политехнический университет» (ПНИПУ).

Научный руководитель: **Шарифулин Альберт Нургалиевич**, кандидат физико-математических наук.

Официальные оппоненты: **Просвиряков Евгений Юрьевич**, доктор физико-математических наук, ФГБУН "Институт машиноведения Уральского отделения Российской академии наук", заведующий сектором нелинейной вихревой гидродинамики (г. Екатеринбург).

Сухановский Андрей Николаевич, кандидат физико-математических наук, ФГБУН "Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук" (филиал – "Институт механики сплошных сред УрО РАН"), старший научный сотрудник лаборатории физической гидродинамики (г. Пермь).

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (ИТ СО РАН), г. Новосибирск.

Защита состоится **14 июня 2018 г.** в 10:00 часов на заседании диссертационного совета Д 004.036.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук (филиал – Институт механики сплошных сред УрО РАН) по адресу: 614013, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1; тел: (342) 237-84-61; факс: (342) 237-84-87; сайт: www.icmm.ru.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан « ____ » мая 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, доцент

 / А.Л. Зуев

Общая характеристика работы

Актуальность и степень разработанности темы исследования. Процессы теплообмена в замкнутых полостях, заполненных воздухом, представляют как теоретический, так и практический интерес. В таких полостях, как правило, присутствует либо нагрев, либо охлаждение извне. Неравномерное распределение температуры воздуха приводит к перепадам плотности, которые при наличии гравитации вызывают течения, называемые свободной тепловой конвекцией. Естественную конвекцию важно учитывать при проектировании и эксплуатации жилых и производственных помещений, корпусов электронных и технических устройств, шахтных выработок, салонов и контейнеров транспортных средств. Естественная конвекция в замкнутых полостях интенсивно изучается в течение последних десятилетий. В отечественной и зарубежной литературе имеется более сотни статей относящихся к различным аспектам конвективного теплопереноса в замкнутых прямоугольных полостях. Детально рассмотрены два предельных случая подогрева (снизу и сбоку) для полостей с теплоизолированными и теплопроводными гранями. Выяснено, что на характер конвективных течений и интенсивность теплопереноса оказывает существенное влияние отклонение от условий подогрева строго снизу. Большая часть этих исследований проводилась для полостей с теплоизолированными боковыми гранями. Обнаружено, что структура конвективного валового течения, полученная для некоторого угла наклона полости, сохраняется при плавном уменьшении угла наклона до нулевого значения и переходе через нулевое значение. Это течение называют аномальным (Clife, Winters, 1984), оно существует до некоторого критического угла в области существования нормального течения. Зависимость критического угла от интенсивности надкритического конвективного течения в полостях с теплопроводными гранями не изучена. В случае теплоизолированных граней эта зависимость получена в численных расчетах двумерной конвекции в квадрате. Экспериментальное определение этой зависимости для куба не проводилось, но имеются работы, подтверждающие существование аномального течения при небольших углах наклона.

Цели и задачи исследования:

Целью работы является определение величины гистерезиса ламинарного конвективного течения возле горизонтального положения полости, влияния на гистерезис интенсивности конвективного течения, а также выявление механизма смены направления течения и влияния на него интенсивности конвективного валового течения. Поставлены следующие задачи:

1. Экспериментально определить область существования аномального конвективного течения воздуха в наклоняемой кубической полости для ламинарных валовых течений различной интенсивности;

2. Экспериментально проанализировать переходной процесс от аномального к нормальному течению воздуха и определить влияние на него интенсивности конвективного течения;
3. Численно определить области существования двумерного аномального конвективного течения воздуха в наклоняемом цилиндре квадратного сечения с теплопроводными гранями.

Научная новизна диссертационной работы заключается в том, что в ней впервые:

1. Экспериментально получена бифуркационная кривая, определяющая пределы существования аномального конвективного течения воздуха в наклоняемой кубической полости с теплопроводными стенками для интервала чисел Релея до $1,8 \cdot 10^5$;

2. Экспериментально исследованы гистерезисные переходы от аномального к нормальному течению воздуха в кубической полости с теплопроводными стенками, максимальная глубина гистерезиса достигается при двадцатикратной надкритичности;

3. Численно получена бифуркационная кривая, определяющая пределы существования аномального конвективного течения воздуха в наклоняемом горизонтальном цилиндре квадратного сечения с теплопроводными стенками для интервала до двадцати надкритичностей;

4. Численно исследована динамика перехода аномального конвективного течения воздуха к нормальной конвекции в цилиндре квадратного сечения с теплопроводными стенками.

Теоретическая и практическая значимость работы. Результаты работы позволяют лучше понять механизм влияния наклона полости на формирование конвективных течений и их устойчивость в технологических и природных процессах и могут быть использованы при проектировании устройств с управлением конвективным теплопереносом.

Методология и методы исследования. Экспериментальное исследование осуществляется термопарным методом. Теоретическое исследование проводится методом математического моделирования с использованием для решения системы дифференциальных уравнений в частных производных конечно-разностного метода.

Положения, выносимые на защиту:

1. Границы области, существования аномального конвективного течения воздуха в наклоняемом кубе с теплопроводными стенками;
2. Гистерезисные переходы в кубической полости между аномальным и нормальным валовыми конвективными течениями;
3. Границы, существования аномального двумерного конвективного течения воздуха в наклоняемом цилиндре квадратного сечения с теплопроводными стенками.

Достоверность результатов обеспечивается тщательной разработкой экспериментальных методик, использованием современных методов

измерения и обработки данных, проведением контрольных опытов, апробированных методов расчета, а также согласием полученных при тестировании результатов с данными теоретических и экспериментальных работ других авторов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на Всероссийской конференции по физике горения и механике сплошной среды (Новосибирск, 2007), 62st Annual Meeting of the American Physical Society's Division of Fluid Dynamics (Minneapolis, USA, 2009), XIX Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь, 2015), XX Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь, 2017), Международном симпозиуме «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 2017). Часть исследований выполнена в рамках проекта РФФИ 07-01-96070.

Публикации. Основные результаты исследований опубликованы в 13 печатных работах, включая 3 статьи в журналах, из списка ВАК, переводные варианты двух из них включены в список Web of Science.

Личный вклад автора. В данных работах экспериментальные исследования, численные расчеты и обработка результатов выполнены диссертантом, постановка задач, обсуждение и анализ результатов осуществлен совместно с научным руководителем диссертационной работы и соавторами.

Содержание и структура работы. Диссертация состоит из введения, главы с обзором литературы, двух глав с описанием результатов исследования, заключения и списка литературы (116 наименований). Работа содержит 42 рисунка. Общий объем диссертации 114 страниц.

Во **введении** раскрывается актуальность выбранной темы научной работы, сформулированы цели исследования, приведены результаты, выносимые на защиту, указана их научная новизна и практическая значимость.

В первой главе представлен обзор публикаций по свободным надкритическим ламинарным конвективным течениям в замкнутых прямоугольных полостях. Приводятся сведения о влиянии наклона полости на теплоперенос и структуру конвективных течений в бесконечных горизонтальных цилиндрах и кубической полости с различными граничными условиями.

Из обзора следует, что основное внимание при исследовании конвекции в подогреваемом снизу цилиндре квадратного сечения уделялось наклоняемому квадратному цилиндру с теплоизолированными боковыми стенками, аномальное течение в наклоняемом квадратном цилиндре с идеально теплопроводными стенками до работ автора не исследовалось.

Влияние наклона куба с теплопроводными стенками на ламинарное валовое конвективное течение экспериментально исследовано недостаточно. Не определены критические углы существования аномального конвективного течения, не исследованы характеристики переходов от аномального течения

к нормальному течению, как в численных расчетах для наклоняемого квадратного цилиндра, так и экспериментально в кубической полости.

Вторая глава посвящена экспериментальному исследованию аномальной конвекции воздуха в наклоняемой, подогреваемой снизу кубической полости. Используется кубическая полость, все боковые грани которой идеально теплопроводны, а нижняя и верхняя грани изотермические (см. Рис.1). Перепад температуры между более нагретой нижней гранью ($z = -d/2$) и верхней ($z = d/2$) равен ΔT , где d – длина ребра куба. Наклоны полости осуществляются посредством поворота на заданный угол α вокруг горизонтальной оси y , проходящей через центры двух противоположных боковых граней. Значение $\alpha = 0$ соответствует горизонтальной ориентации изотермических граней, т.е. подогреву строго снизу. Кубическая полость выполнена из меди со стенками 0.3см толщины и длиной ребра равной 4см. Куб зажат между двух медных пластин теплообменников толщиной 2см, которые имеют внутренние каналы для прокачиваемой, термостатирующей жидкости. Термостатирующая жидкость подается от двух термостатов марки

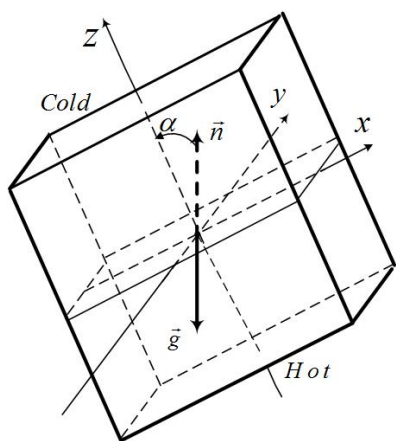


Рис.1 Кубическая полость.

VT-12 обеспечивающих постоянство температуры рабочей жидкости с точностью до 0.05 градуса. Изотермические грани, поддерживаются при постоянных температурах. На четырех боковых гранях температура изменяется линейно вдоль оси z . Конвектор (куб вместе с теплообменниками) закреплен на подставке с поворотным механизмом так, что возможны повороты (наклоны) куба на угол α вокруг оси y проходящей через центры двух противоположных граней с сохранением горизонтальности четырех его ребер. Угол α

меняется ступенчато с выбираемым шагом от минимального значения 0.5° . В плоскости среднего по высоте сечения в центрах квадрантов размещены спаи четырех дифференциальных термопар (рис.2), позволяющие по распределению разностей температур судить о виде конвективного течения. Сигналы с термопар поступают на входы восьмиканального усилителя-коммутатора “Термодат 38В1”, а затем на USB-порт персонального компьютера, где преобразуются в цифровой вид, удобный для обработки и записываются в устройства памяти. Система позволяет отслеживать сигналы в реальном времени.

Интенсивность конвекции оценивалась числом Релея $Ra = \frac{g\beta d^3 \Delta T}{\nu\chi}$,

где ν – коэффициент кинематической вязкости, β – коэффициент объемного расширения, χ – коэффициент температуропроводности, ΔT – перепад температур между изотермическими гранями и g – гравитационное

ускорение. При подогреве снизу, механическое равновесие теряет устойчивость при превышении числом Рэлея критического значения $Ra_c = 6799$ (Puigjaner et al., 2008). Параметры кубической полости подобраны так, что критическое значение числа Релея достигается при перепаде температур между теплообменниками $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ с точностью не менее процента. Введение нормированного числа Релея, т.е. надкритичности, $r = Ra/Ra_c$ позволяет использовать эмпирическое соотношение, выражающее равенство величины перепада температуры между теплообменниками значению надкритичности: $\Delta T \approx r$.

Для выявления структуры конвективных течений в кубе с теплопроводными непрозрачными стенками применен косвенный метод,

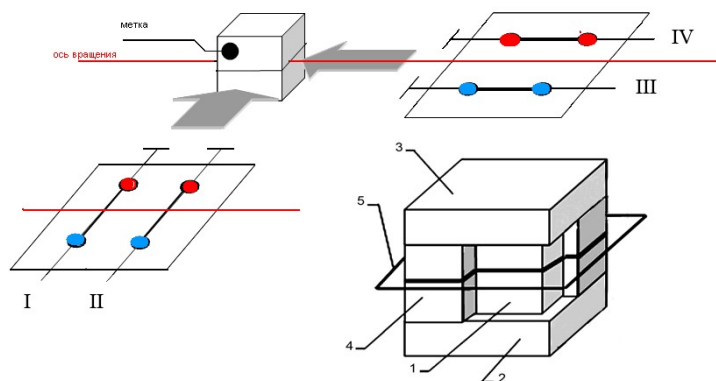


Рис. 2 Схема расположения термопар в плоскости среднего по высоте сечения кубической полости, ось вращения параллельна линиям термопар III и IV и перпендикулярна линиям термопар I и II.

основанный на использовании дифференциальных термопар в конвективном потоке. Так в отсутствие конвекции воздух в полости неподвижен и температура в плоскости среднего сечения куба, где расположены термопары, постоянна, следовательно показания всех термопар будут нулевыми (равновесная температура). Конвективное течение приводит к появлению в

этой плоскости зон с повышенной и пониженной температурой. В литературе (Гершуни, Жуховицкий, 1972) на рисунках принято помечать эти зоны знаком '+' ('-'), если температура зоны выше (ниже) равновесной. Расположение и форма этих зон позволяет судить о типе крупномасштабного движения воздуха в полости. Для распознавания также использованы результаты аналитических и численных расчетов для подобных условий. Известно, что в горизонтальном кубе с теплопроводными стенками, наполненном воздухом течение в широком интервале чисел Рэлея $Ra \leq 10^6$ может принимать лишь валовые структуры (Pallares et al., 2002; Puigjaner et al., 2008). В экспериментах зафиксированы валы с осью, проходящей через центры вертикальных противоположных граней, и валы с осью, проходящей через середину противоположных ребер. Методика получения аномальных режимов конвекции и бифуркационных переходов отличалась от общепринятых. В экспериментах изменялся угол наклона полости, при неизменном значении числа Релея. Постоянство заданного числа Релея обеспечивалось постоянным значением перепада температуры между теплообменниками ΔT . Угол наклона α менялся пошагово в диапазоне от -30° до 30° . Размер шага варьировался в интервале углов от 0.5° до 5° и

уменьшался по мере приближения к критическому значению угла. Каждый опыт начинался с установки предельного угла наклона 30° , а затем одновременного включения термостатов и записи сигналов с термопар. Установление стационарного состояния оценивалось по сигналам термопар в реальном времени. Далее производилось изменение угла наклона на величину шага и получение нового стационарного состояния. Процесс перехода между стационарными состояниями занимал 30 – 40 секунд. Общая длительность записи сигналов составляла в среднем 10 минут. Изменение угла повторялось до установления конечного значения угла с другим знаком, т.е. -30° . По распределению перепадов температур на четырех термопарах $dT_i(t, \alpha, Ra)$ распознавалась структура течения, которая обычно в начале эксперимента представляла одиночный вал с угловой скоростью, совпадающей по направлению с углом наклона и горизонтальной осью перпендикулярной к граням. Проведены эксперименты для шести надкритичностей соответствующих $\Delta T = 2.5^\circ C, 5^\circ C, 10^\circ C, 15^\circ C, 20^\circ C, 25^\circ C$. Для каждого значения надкритичности, получено по восемь бифуркационных диаграмм. Точки на бифуркационных диаграммах представляют средние значения сигналов термопар $dT_i(\alpha)$ стационарного состояния. Из анализа диаграмм следует, что при надкритичности, $r < 3$, и достаточно больших углах наклона $|\alpha| > 2.5^\circ$, по показаниям термопар удается уверенно распознать структуру течения, как одноваловую с горизонтальной осью перпендикулярной к граням. При последовательном изменении угла наклона сигналы термопар $dT_i(\alpha)$ меняются монотонно. Они отображают уменьшение интенсивности конвективного валового течения практически до нуля при угле наклона $\alpha = 0$. Продолжение изменения угла наклона приводит к возникновению валового течения с противоположным направлением циркуляции и дальнейшему увеличению его интенсивности (см. рис.3а, 3б). На указанных и приведенных ниже бифуркационных диаграммах стрелкой показано направление изменения угла наклона полости в эксперименте. В верхней части рисунков представлены распознанные схемы течения. Им соответствуют показания термопар для углов наклона, расположенных под ними. Вид бифуркационных диаграмм существенно изменяется при увеличении надкритичности. При поступательном изменении угла наклона до $\alpha = 0$ в показаниях термопар происходят плавные изменения, которые можно объяснить поворотом вращающегося конвективного вала вокруг вертикальной оси на небольшой угол. Этот процесс продолжается и после прохода углом наклона нулевого значения с сохранением заданного направления циркуляции вала.

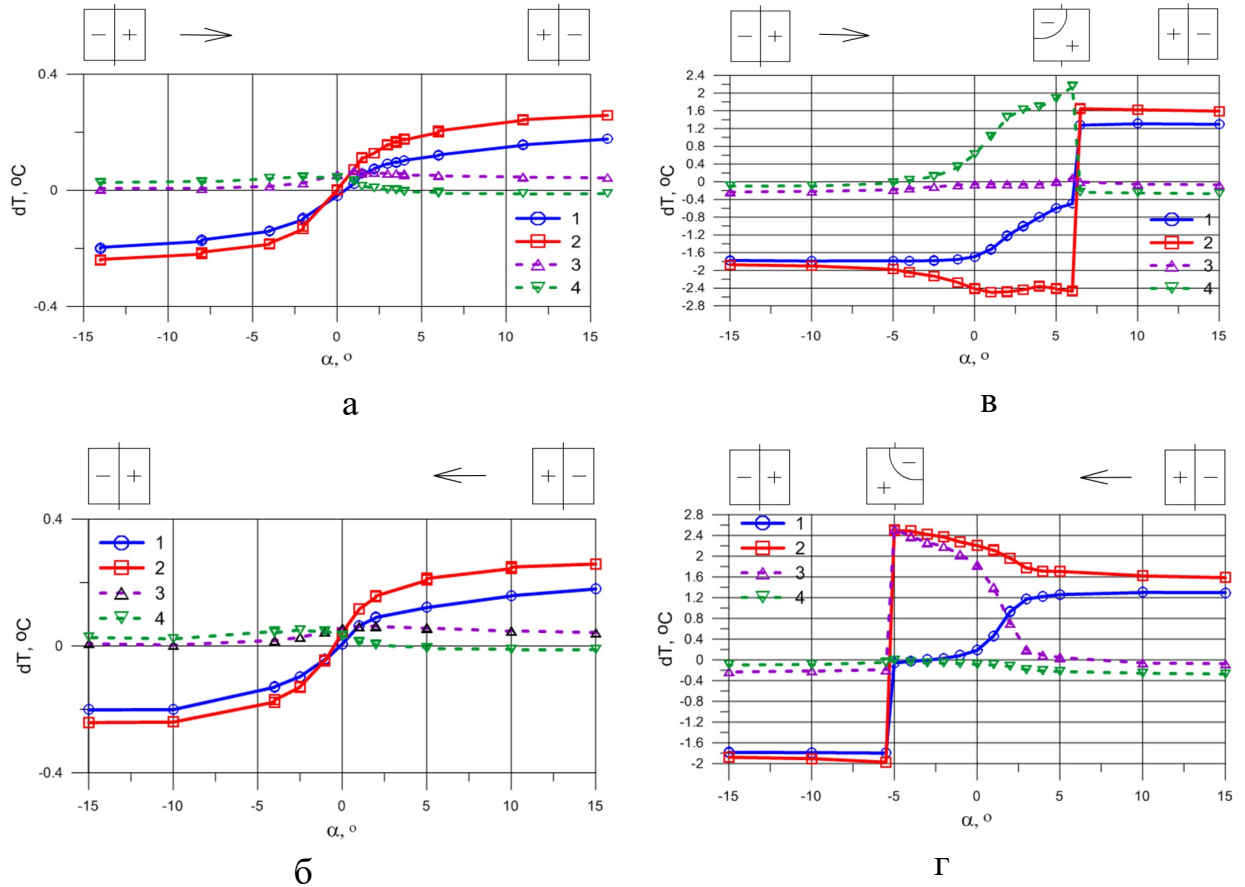


Рис.3 Зависимость стационарных показаний термопар в центральном сечении куба при медленном пошаговом наклоне от отрицательных углов к положительным (а,в) и от положительных углов (б,г) для надкритичностей 2,5(а,б), 15(в,г). Кривые 1, 2, 3 и 4 соответствует показаниям термопар с номерами I, II, III и IV на рисунке 2 соответственно. Над диаграммами изображена схема течения в соответствующей области диаграммы, стрелки указывают направление изменения угла наклона.

Вектор направления циркуляции теперь не совпадает с направлением вектора угла наклона, если под ним понимать вектор вращения полости от начального направления соответствующего $\alpha = 0$ к конечному соответствующему углу наклона. Когда направления этих векторов совпадают, валовую циркуляцию называют нормальной, если же их направления противоположны, такое валовое вращение называют аномальным (Cliffe, Winters 1984). Аномальное конвективное течение существует до наступления критического угла наклона, где происходит скачок в термопарных сигналах к значениям соответствующим нормальному конвективному валу. Максимальный угол, на который плавно поворачивается ось вала до скачка, равен сорока пяти градусам, что соответствует линии связывающей середины противоположных ребер. Поворот на этот угол достигается при надкритичности $r = 15$ (см. рис.3в, 3г). При больших надкритичностях вал разворачивается на этот угол в меньшем диапазоне углов наклона полости и сохраняет измененную ориентацию оси до скачка в показаниях термопар. При увеличении над-критичности до

$r = 20$ увеличивается интенсивность циркуляции вала и область существования аномального конвективного течения. Для надкритичностей больших $r = 20$ область существования аномального конвективного течения уменьшается. Изменяя, наклон полости в обратном направлении наблюдаем

аналогичное поведение системы. Таким образом, в области углов наклона $|\alpha| < \alpha_{кр}$ могут реализовываться различные одноваловые состояния, которые определяются предысторией изменения угла наклона и имеет место гистерезис. Бифуркационная кривая, полученная обработкой бифуркационных диаграмм, представлена на рис. 4. При надкритичности $r = 20$ на ней наблюдается слабо выраженный максимум с величиной угла наклона полости в $(7.0 \pm 0.5)^\circ$.

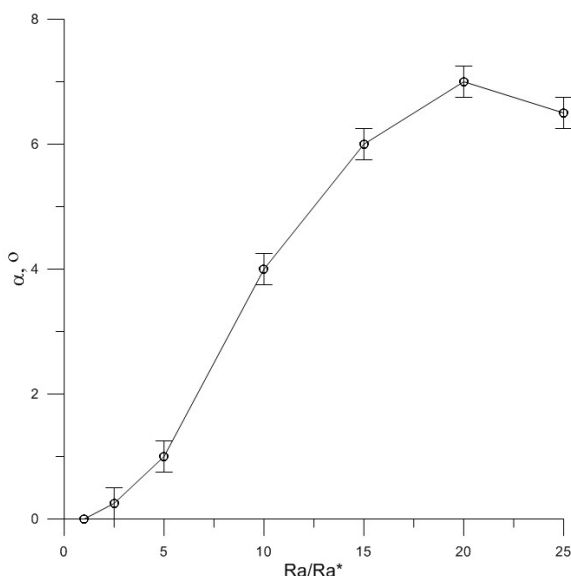


Рис.4 Бифуркационная кривая.

Процесс перехода от аномального к нормальному течению при достижении критического угла наклона для надкритичности $r = 10$ представлен на временной диаграмме рис.5. В начальный момент времени наблюдается

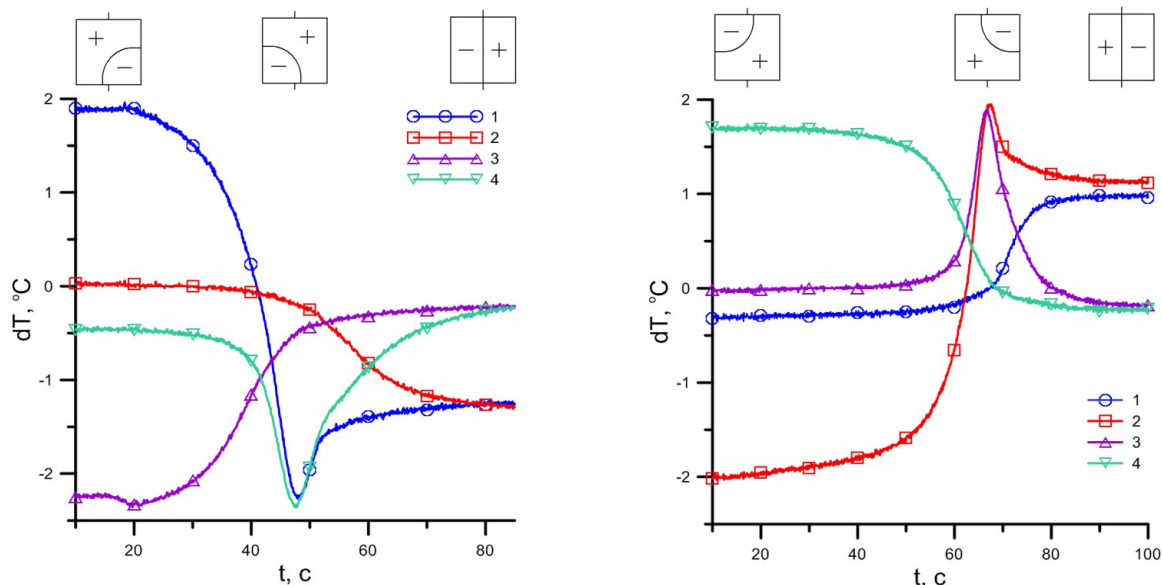


Рис.5 Временные диаграммы перехода от аномального течения к нормальному при $r = 10$.

стационарное валовое течение с осью расположенной диагонально в среднем по вертикали горизонтальном сечении полости. Далее происходит разворот оси вращения вала. До экстремума показаний двух термопар ось разворачивается на 90 градусов и далее на 45 градусов, завершая перестройку нормальным стационарным валовым течением. Время перестройки оценено по всплеску одной из термопар, используя правило трех сигм. Время

перестройки с увеличением надкритичности плавно уменьшается от 95с при $r = 5$ до 18с при $r = 25$.

В **третьей** главе представлено численное исследование конечно-разностным методом аномального конвективного течения воздуха в квадратных цилиндрах с теплоизолированными и теплопроводными боковыми стенками при подогреве снизу в двумерной постановке, см.рис.6. Предполагается, что воздух несжимаем и используется приближение Буссинеска, подогреву снизу соответствует значение угла наклона $\alpha = 0^\circ$. В среднем по высоте сечении

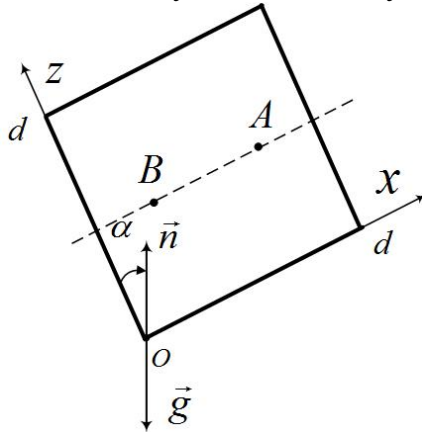


Рис.6 Квадратная полость, A и B спаи виртуальной дифференциальной термопары.

квадрата отмечены точки A и B, между которыми рассчитывается перепад температуры для сопоставления расчетов с термопарными измерениями в кубической полости. Скорость \vec{v} , давление p и температура T определяются уравнениями непрерывности, Навье-Стокса и переноса тепла (Гершуни и Жуховицкий, 1972; Тарунин, 1990). В качестве единиц измерения расстояния, температуры, функции тока и времени приняты, соответственно, величины: сторона квадрата d , перепад температуры между изотермическими гранями Θ ,

коэффициент кинематической вязкости ν и d^2/ν . Для плоских решений задачи векторные поля завихренности и функции тока имеют только y компоненты: $\vec{\varphi} = (0, \varphi, 0)$, $\vec{\psi} = (0, \psi, 0)$. Уравнения тепловой конвекции в безразмерной форме записаны в виде

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \text{Gr} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \sin \alpha - \frac{\partial T}{\partial x} \cos \alpha \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \varphi = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (3)$$

Где $\text{Gr} = \frac{g\beta\Theta d^3}{\nu^2}$, $\text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}$, $\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}$. числа Грасгофа, Прандля и

Релея соответственно. Скорость течения \vec{v} связана с полем функции тока $\psi(x, z)$ соотношением: $\vec{v} = \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z}, 0, \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)$.

Граничные условия для функции тока ψ соответствуют твердым непроницаемым границам:

$$z = 0, 1: \psi = \partial \psi / \partial z = 0; \quad x = 0, 1: \psi = \partial \psi / \partial x = 0; \quad (4)$$

Граничные условия для температуры на изотермических стенках

$$\text{при } z=0: T=1; \text{ и } z=1: T=0; \quad (5)$$

На боковых стенках задавалось либо линейное распределение температуры при $x=0$ и $x=1: T=1-z$ (6)

либо условие теплоизолированности

$$\text{при } x=0 \text{ и } x=1: \partial T / \partial x = 0 \quad (7)$$

На всех гранях вычислялись числа Нуссельта:

$$Nu_U = - \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=1} dx, \quad Nu_B = - \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} dx, \quad Nu_R = - \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=1} dz, \quad Nu_L = - \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} dz.$$

где индекс “U” означает верхнюю грань полости, “B” нижнюю, “R” правую, а – “L” левую. Расчеты проводились по конечно-разностной методике на равномерной квадратной сетке 40x40: Использовалась явная схема с центральными разностями для пространственных производных (Тарунин, 1990). Угол наклона изменялся последовательно с переменным шагом $\Delta\alpha = 0.1^\circ \div 10^\circ$ от начального значения $\alpha = -30^\circ$ до $\alpha = +30^\circ$ и обратно. После каждого изменения угла наклона расчет проводился до установления стационарного состояния. Полученные в тестовых расчетах критические числа Грасгофа Gr_c отличаются от значений, определенных методами линейной теории устойчивости менее чем на 1.5%.

Результаты представлены в виде бифуркационных диаграмм отражающих зависимость функции тока, перепада температуры между выбранными точками в потоке и среднего числа Нуссельта на стенках полости от угла наклона. Поскольку разным граничным условиям соответствуют различные критические числа Грасгофа Gr_c , использовалось понятие надкритичности $r = Gr / Gr_c$, которое удобно для сопоставления результатов.

Поведение бифуркационной диаграммы $\psi_c(\alpha)$ при увеличении надкритичности для случая теплоизолированных боковых стенок представлено на рис.7а. Если надкритичность r меньше или равна 1, то валовое конвективное течение, возникшее при угле наклона полости α отличном от нуля меняет свое направление на обратное при переходе угла наклона полости α через нулевое значение. Для $r > 1$ направления вращения вала при аналогичном изменении угла наклона сохраняется при переходе углом наклона нулевого значения. Изменение направления вращения конвективного вала происходит кризисным образом при достижении углом наклона критического значения зависящего от надкритичности. При изменении угла наклона в обратном направлении поведение системы аналогичное. Таким образом, переходы между имеющимися стационарными состояниями, отличающимися направлением вращения вала, происходят гистерезисным образом. Глубина гистерезиса определяется величиной критического угла наклона. С увеличением надкритичности r глубина гистерезиса увеличивается, достигая максимального значения, и дальнейшее

увеличение надкритичности r приводит к уменьшению критического угла наклона α_{cr} .

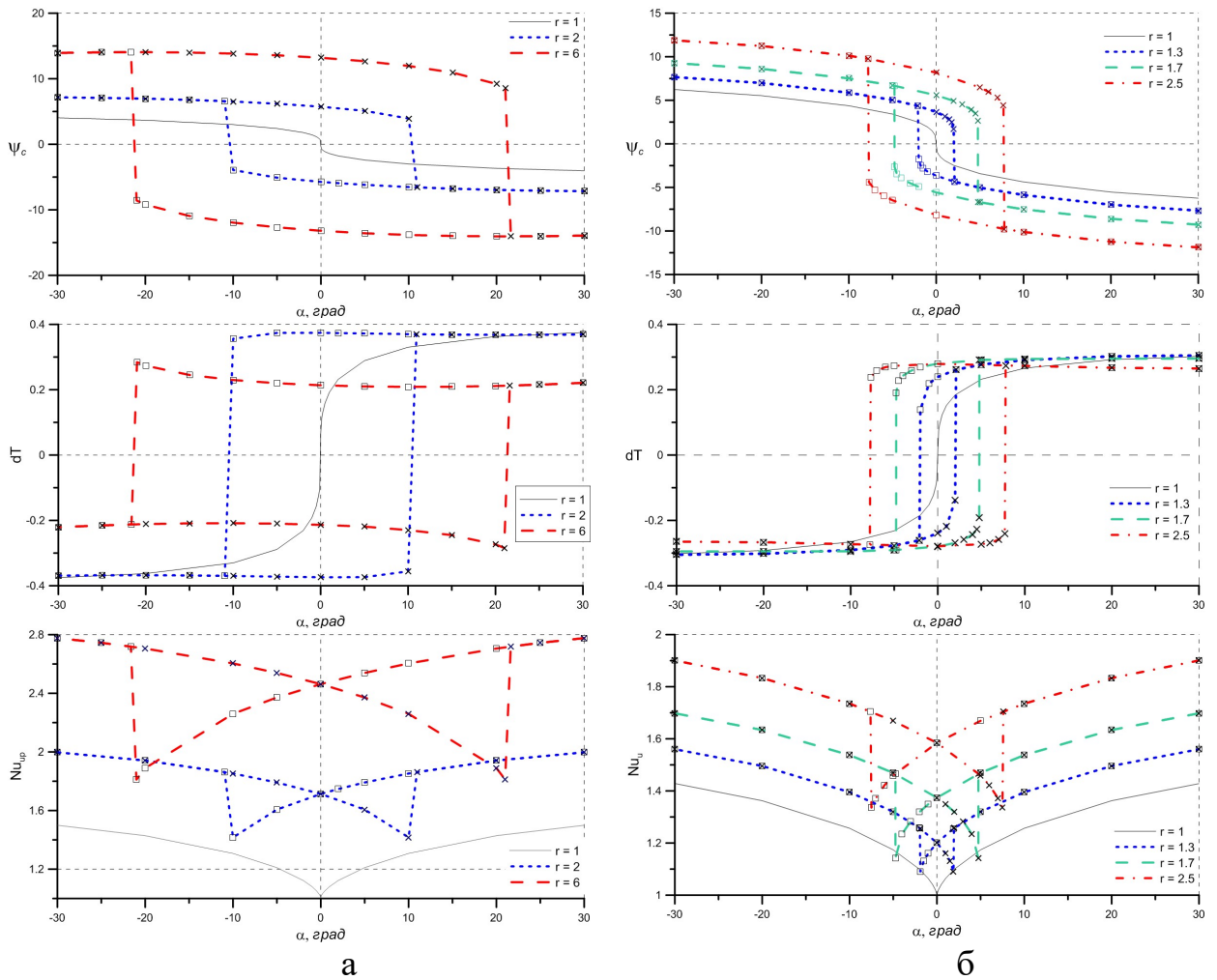


Рис.7 Зависимости функции тока ψ_c в центре полости, перепада температуры dT между точками A и B в среднем сечении полости, числа Нуссельта на верхней грани Nu_{up} от угла наклона α для случая теплоизолированных (а) и теплопроводных (б) стенок при различных значениях надкритичности r . Смена знака ψ_c означает изменение направления вращения вала. Крестиками (квадратиками) отмечены диаграммы, полученные при изменении угла α от -30° до $+30^\circ$ (от $+30^\circ$ до -30°).

В расчетах оценено влияние наклона полости α при различных надкритичностях r на перепад температуры dT между точками A и B (см. рис.б). При фиксированной надкритичности r меньшей или равной 1 и при переходе угла наклона полости α через нулевое значение перепад температуры dT плавно меняет свое направление на обратное. Для $r > 1$ зависимости $dT(\alpha)$ имеют гистерезисный характер, причем критические углы и глубина гистерезиса совпадают с соответствующими значениями критических углов и глубин гистерезиса для функции тока.

Поскольку боковые стенки теплоизолированы, то тепловой поток через них отсутствует и средние числа Нуссельта определенные на изотермических гранях, в установившихся стационарных режимах, совпадают. При фиксированной надкритичности r меньшей или равной 1 значение числа Нуссельта Nu_{up} при изменении α от -30° до 0° плавно убывает от максимального значения до минимального, равного $Nu_{up} = 1$ (что соответствует теплопроводному режиму). Дальнейшее изменение α от 0° до $+30^\circ$ приводит к увеличению значения числа Нуссельта Nu_{up} до максимальной величины, соответствующей $\alpha = -30^\circ$. При $r > 1$ зависимости $Nu_{up}(\alpha)$ имеют гистерезисный характер. Значения критических углов и глубина гистерезиса для теплового потока совпадают с соответствующими значениями критических углов и глубин гистерезиса для функции тока $\psi_c(\alpha)$ и перепада температуры $dT(\alpha)$.

Кинограмма эволюции поля температуры синхронизованного с полем линий тока при изменении угла α для надкритичности $r = 6$ представлена на рис.8а. В диапазоне изменений угла α от $+30^\circ$ до 0° происходит монотонное уменьшение интенсивности нормального течения при этом поле линий тока отражает некоторое сжатие овальных линий вдоль одной из диагоналей. Увеличение «застойной» зоны в соответствующих углах создает возможности появления там слабого обратного основному вихревого движения. После перехода через нулевое значение угла наклона α продолжается уменьшение интенсивности течения с увеличением сжатия овальных линий тока и увеличением размера «застойной» зоны. При достижении углом наклона критического значения $\alpha_c = -21.6^\circ$ возникает переходной процесс, ускоряется падение интенсивности центрального вихря и рост вихрей в диагональных «застойных» зонах. Развитие нестационарного процесса приводит к тому, что один из диагональных вихрей обгоняет в росте второй диагональный вихрь, который затем исчезает. Далее растущий нормальный вихрь вытесняет аномальный вихрь.

Случай идеально теплопроводных граней. Поведение величин $\psi_c(\alpha)$, dT и $Nu_{up}(\alpha)$ в целом такое же, как и в рассмотренном выше случае теплоизолированных стенок. При фиксированном числе Рэлея, меньшем или равном критическому значению ($r \leq 1$), валовое конвективное течение возникает при угле наклона полости отличном от нуля, но имеет несколько большую интенсивность. Направление вращения вала конвективного течения изменяется на обратное направление, при изменении знака угла наклона полости α (рис. 7б). При числах Рэлея превышающих критическое значение ($r > 1$), в эволюции валового конвективного течения так же появляется гистерезис величин $\psi_c(\alpha)$, dT и $Nu_{up}(\alpha)$, но меньшей глубины. С увеличением надкритичности глубина гистерезиса сначала возрастает, а

далее уменьшается. Для одинаковых надкритичностей скачкообразные изменения величин $\psi_c(\alpha)$, dT и $Nu_{up}(\alpha)$ происходят при одном и том же значении угла наклона.

Теплопоток $Nu_{up}(\alpha)$ в случае теплопроводных стенок меньше и уменьшается сильнее при критическом угле наклона. Значения чисел Нуссельта на верхней и нижней гранях совпадают. В модели с теплопроводными боковыми стенками тепловой поток через боковые грани равен нулю только в состоянии механического равновесия (т.е. при $\alpha = 0^\circ$ и $r \leq 1$), когда осуществляется теплопроводный режим передачи тепла через полость. При наличии наклона через боковые грани происходит перенос тепла. При изменении угла наклона от любого значения из рассматриваемого диапазона ($-30^\circ \leq \alpha \leq +30^\circ$) до нуля величина теплопотока уменьшается до нуля. Зависимость безразмерного потока тепла через боковые грани от угла наклона для различных надкритичностей $r > 1$ носит гистерезисный характер.

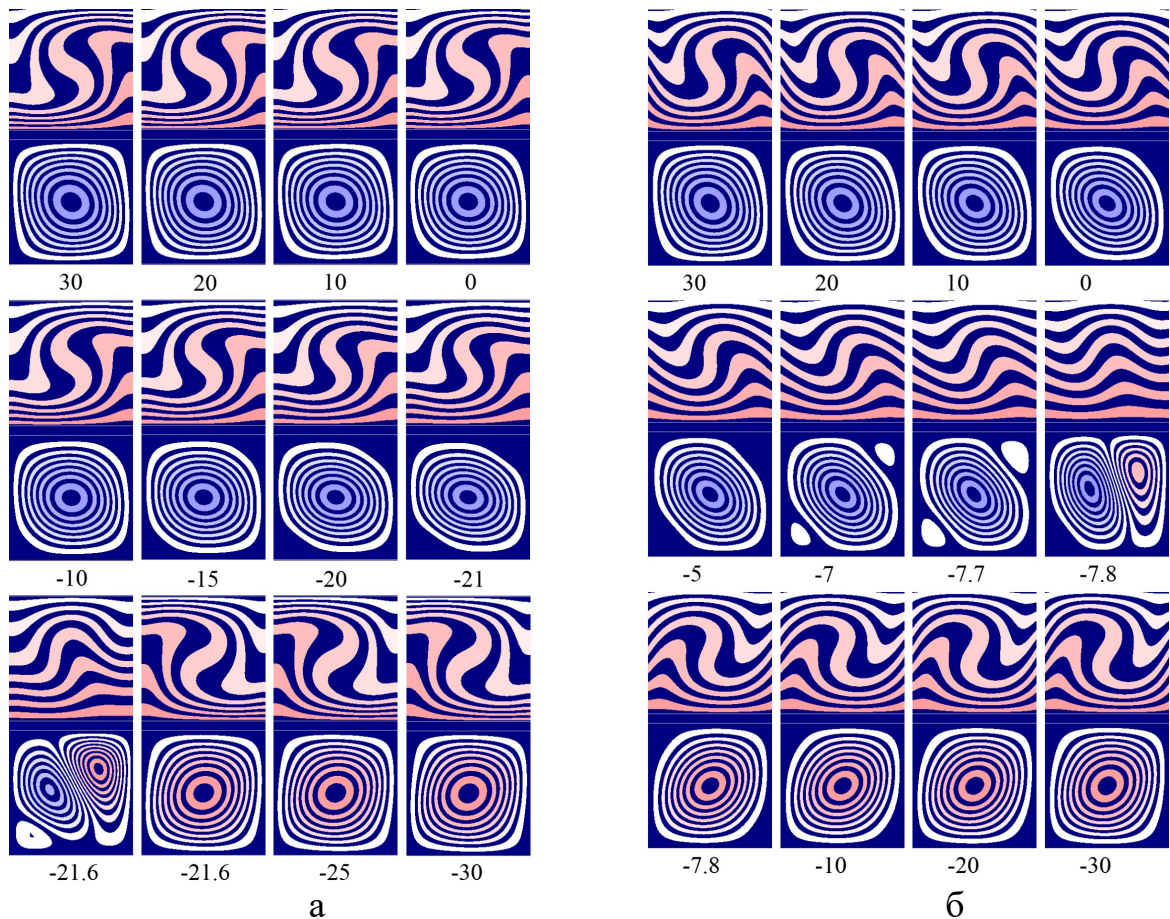


Рис.8 Эволюция поля температуры (вверху) и структуры течения (ниже): а для теплоизолированных стенок надкритичность $r = 6$, б для теплопроводных стенок надкритичность $r = 2.5$ при изменении угла наклона α от $+30^\circ$ до -30° .

Кинограмма эволюции полей температуры и линий тока при изменении угла наклона полости α от $+30^\circ$ до -30° для надкритичности $r = 2.5$

представлены на рис.8б. Из кинограммы следует, что угловые вихри с противоположной циркуляцией развиваются до большей интенсивности в стационарных режимах при изменении угла наклона. В переходном процессе растущий диагональный вихрь, который имеет нормальное направление вращения, вытесняет аномальный вихрь. Нарушение равенства тепловых потоков через изотермические стороны является признаком начала процесса смены типа течения. При этом поток через верхнюю границу возрастает, а через нижнюю уменьшается до теплопроводного. По окончании процесса перехода, значения чисел Нуссельта на верхней и нижней гранях принимают одинаковые значения. Время перехода для надкритичности $r = 2.5$ составило около 6 безразмерных единиц (для квадрата со стороной 4см время перехода 100 секунд).

Бифуркационные кривые, полученные в результате расчетов, приведены на рис.9.

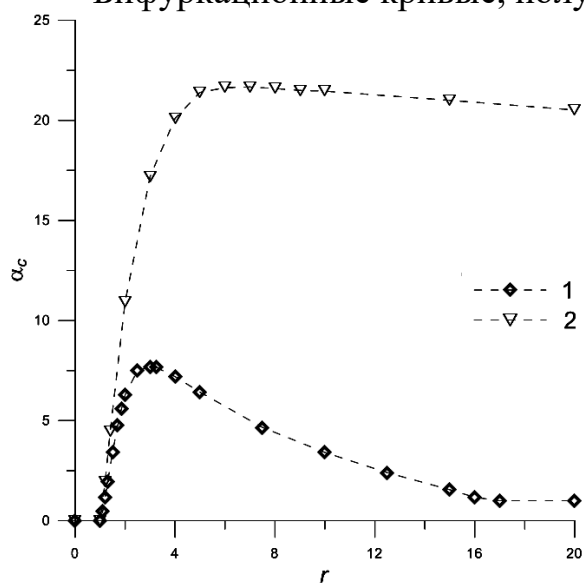


Рис.9 Зависимости критического угла наклона от надкритичности для случая теплопроводных стенок (кривая 1) и теплоизолированных (кривая 2).

Бифуркационная кривая в случае теплопроводных стенок (кривая 1) имеет явно выраженный максимум $\alpha_c = 7.7^\circ$ при $r = 3.3$ (рис.9). Значение максимального критического угла близко к величине полученной в расчетах для цилиндра кругового сечения с теплопроводными стенками (Никитин, Шарифулин, 1986). Бифуркационная кривая для теплоизолированных стенок соответствует результатам работы (Шарифулин, Сулов, 2010), где рассматриваемая задача решалась в стационарной постановке и исследована методом Галеркина с большим количеством базисных функций. Динамика

переходного процесса в указанной работе не приведена, а бифуркационная кривая находится в хорошем соответствии с полученной в представленном расчете.

В заключении сформулированы основные результаты работы:

1. Экспериментально исследовано крупномасштабное конвективное течение в наклонной кубической полости. На основе термопарных измерений получены бифуркационные диаграммы, описывающие перестройки ламинарного конвективного течения в зависимости от угла наклона полости и величины надкритичности.

2. Установлено, что при переходе угла наклона через нулевое значение реализуется конвективное замкнутое течение, направление вихря, в котором противоположно направлению поворота полости (аномальное течение). При достижении углом наклона критического значения аномальное движение

переходит скачкообразно к нормальному течению в виде одиночного вала с горизонтальной осью. В области докритических углов возможно существование обоих типов течения.

3. Установлено, что переход от аномального течения к нормальному и обратно происходит за счет поворота оси конвективного вихря в горизонтальной плоскости. На плоскости параметров число Рэлея — угол наклона построена бифуркационная кривая, при пересечении которой имеют место эти переходы.

4. Проведено численное исследование аномального течения воздуха в наклоняемом квадратном цилиндре, впервые получена бифуркационная кривая для случая теплопроводных стенок. Бифуркационная кривая имеет максимум, что согласуется с результатами эксперимента в кубе.

5. Численно установлено, что критический угол наклона полости зависит от коэффициента теплопроводности ее стенок. В случае стенок с наименьшей теплопроводностью критический угол примерно в три раза превышает критический угол для стенок с высоким коэффициентом теплопроводности в полостях с одинаковой геометрией. Таким образом, в случае теплопроводных стенок переход аномального течения к нормальному происходит при меньшем угле наклона полости и надкритичности.

6. Установлено, что в цилиндре квадратного сечения (двумерный случай) скачкообразный переход от аномального течения к нормальному происходит в результате интенсивного роста одного из угловых диагональных вихрей (вихрей Моффата) с нормальным направлением закрутки, который подавляет и вытесняет аномальный конвективный вал.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ ИЗЛОЖЕНО В СЛЕДУЮЩИХ ПУБЛИКАЦИЯХ:

(публикации из списка ВАК выделены жирным шрифтом)

- 1. Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н. Численное определение границ существования аномального конвективного течения в наклоняемом прямоугольном цилиндре // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки 2016. № 2(242). С. 116-125.**
- 2. Шарифулин А.Н. Полудницин А.Н. Экспериментальное определение пределов существования аномального конвективного течения в наклоняемом кубе // Прикладная механика и техническая физика. 2014. Т. 55. № 3(325). С. 103-112.**
- 3. Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н., Кравчук А.С. Лабораторное моделирование нелокального возникновения тропического циклона // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2008. Т. 134. № 6. С. 1269-1273.**
4. Тарунин Е.Л., Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н., Сагитов Р.В., Фоминский Д.А., Шарифулин В.А.. Экспериментальное исследование и моделирование бифуркаций конвективных течений в наклоняемой

- кубической полости // Региональный конкурс РФФИ-Урал. Результаты научных исследований, полученные за 2007-2009 гг. : сб. ст. / Рос. фонд фундамент. исслед., Адм. Перм. края, Перм. науч. центр Урал. отд-ния РАН. – Пермь ; Екатеринбург : ПНЦ УрО РАН, 2010. – Ч. 1. – С. 140-144.
5. Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н. Лабораторное и теоретическое исследование бифуркаций квазидвумерной конвекции в наклоняемой кубической полости. // Вестн. Перм. ун-та. 2012. Вып.1(19). С.16-22.
6. Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н., Кравчук А.С. Лабораторная модель нелокального возникновения тропического циклона // Всероссийская конференция по физике горения и механике сплошной среды. Сентябрь, 2007. Тезисы докладов. Институт гидродинамики СО РАН РФ. Новосибирск. 2007. С. 185-186.
7. Sharifulin A.N., Poludnitsin A.N. Laboratory scale simulation of spontaneous vertical convective vortex generation. // Program of the 62th annual meeting of the division of fluid dynamics, abstracts, Bulletin of the American Physical Society. 2009. V.54. № 19. P. 291.
8. Sharifulin A.N., Poludnitsin A.N. Generation of vertical convective vortex in the transition from anomalous to normal steady-state convection. // Program of the 63th annual meeting of the division of fluid dynamics, abstracts. Bulletin of the American Physical Society. 2010. V. 55. № 16. P. 41-42.
9. Полудницин А.Н., Шарифулин А.Н. Экспериментальное определение пределов существования аномального конвективного течения в наклоняемом кубе. // XIX Зимняя школа по механике сплошных сред. Пермь. 24–27 февраля 2015 г. Тезисы докладов. Пермь – Екатеринбург. 2015. С. 246.
10. Полудницин А.Н., Шарифулин А.Н. Численное определение границ существования аномального конвективного течения в наклоняемом квадрате. // XX Зимняя школа по механике сплошных сред. Пермь. 13–16 февраля 2017 г. Тезисы докладов. – Екатеринбург. 2017. С. 259.
11. Полудницин А.Н., Шарифулин А.Н. Влияние граничных условий на глубину гистерезиса режима конвективного вихревого течения в наклоняемой прямоугольной полости. // Международный симпозиум «Неравновесные процессы в сплошных средах». Пермь. 15 – 17 мая 2017 г. Материалы международного симпозиума «Неравновесные процессы в сплошных средах». Пермь. 2017. Т. 2, С.154 – 156.