

ОШСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

УДК 519.63

условия —

Калбекова Махбурат Жамшитбековна

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ
С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ПЛАВУЧЕСТИ**

Специальность 01.02.05.—Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель,
доктор физико-математических
наук, доцент

**Курбаналиев Абдикерим
Ырысбаевич**

Ош – 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	11
1.1 Исследования.....	11
1.2 Цилиндрические и прямоугольные каналы	16
1.3. Полости и корпуса	28
1.4. Числовые показатели.....	36
Выводы к главе 1	43
ГЛАВА 2. МЕТОДОЛОГИЯ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ	44
2.1. Плаवучесть потоков	44
2.2 Турбулентный поток.....	45
2.3. Моделирование турбулентности	47
2.4. Простая гидравлическая функция стены.....	49
2.5. Стандартная пристеночная функция.....	51
2.6. Дополнительные модификации гидродинамических функций стенки.....	52
2.7. Аналитические пристеночные функции.....	56
2.8. Краткий обзор пакетов прикладных программ.....	57
Выводы к главе 2.....	61
ГЛАВА 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ПЛАВУЧЕСТИ.....	62
3.1. Модернизация решателя buoyantSimpleFoam	62
3.2. Моделирование естественной стационарной конвекции в воздушных полостях	77
3.3. Моделирование конвективных вихрей Рэлея-Бенарда	85

3.4. Моделирование естественной конвекции в прямоугольной полости с учетом теплового излучения.....	91
3.5. Расчет условия комфорта в помещении кафедры общей физики и методики преподавания физики	102
Выводы к главе 3.....	111
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	112
ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ	114
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	115
ПРИЛОЖЕНИЯ	124

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

AWF – Analytical Wall Function - Аналитическая функция стены

CFD – Computational Fluid Dynamics - Вычислительная гидродинамика

CV – Control Volume - Громкость управления

DNS – Direct Numerical Simulation – прямое численное моделирование

EVM – Eddy-Viscosity Model - Модель вихревой вязкости

GGDH – Generalized Gradient Diffusion Hypothesis - Гипотеза обобщенной градиентной диффузии

HRN – High Reynolds Number - Высокое число Рейнольдса

LES – Large-Eddy Simulation - Моделирование крупных вихрей

LHS – Left-Hand Side – Левая сторона

LRN – Low Reynolds Number - Низкое число Рейнольдса

NLEVM – Non-Linear Eddy-Viscosity Model - Нелинейная модель вихревой вязкости

PDE – Partial Differential Equation - Уравнение в частных производных

PLDS – Power Law Differencing Scheme - Схема разности степенного закона

RANS Reynolds Averaged Navier-Stokes – осреднённые по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса

URANS – Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes - осреднённые по Рейнольдсу нестационарные уравнения Навье-Стокса

RNG – Random Number Generators – генераторы случайных чисел

RHS – Right-Hand Side – Правая сторона

RSM Reynolds-Stress Model - Модель напряжения Рейнольдса

SIMPLE - Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations – Полунявный метод для уравнений, связанных с давлением

TCL – Two-Component-Limit – Двухкомпонентный предел

Age – Возраст воздуха, время достижения частиц воздуха от входной границы до рассматриваемой точки расчетной области, измеряется в секундах.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации. Вследствие растущего интереса к современным проблемам экологии повышенное внимание уделяется исследованию механизмов тепло - и массопереноса в окружающей среде.

Течения в водных средах и пограничном слое атмосферы часто стратифицированы по плотности (температуре), и естественной конвекции (плавучести) оказывает существенное воздействие на распространение тепла и массы. Кроме проблем окружающей среды, при решении практических задач конструирования индустриального тепло - и массообменного оборудования, где значительными являются эффекты плавучести, оказывается необходимым понимание и объяснение влияния этих эффектов.

Проблемы распространения тепло - и массопереноса в окружающей среде рассмотрены в работах Патанкар С.В. (1984), Кутателадзе С.С. (1962), Белов И.А., Исаев С.А. (2001), Патанкар С. В. (2003), Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. (2005), Горбунов А. А., Никитин С. А., Полежаев В. И. (2007).

Естественный конвекционный поток внутри замкнутых помещений привлек внимание многих исследователей из-за его потенциала для моделирования многочисленных приложений, представляющих интерес для инженеров, таких как охлаждение электронных устройств, поток воздуха в зданиях, теплопередача в солнечных коллекторах и другие.

Связь темы диссертации с научными программами или научно-исследовательскими работами. Работа выполнена на основе личной инициативы соискателя.

Цель исследования заключается в усовершенствовании модели, способной моделировать турбулентные течения газа с учётом эффектов естественной конвекции (плавучести) и теплового излучения в рамках пакета OpenFOAM.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- Моделирование процессов естественной конвекции (плавучести), вентиляции и теплового излучения путем проверки возможностей используемого пакета.
- Моделирование турбулентных течений в кавернах с разным аспектным отношением с учетом эффекта естественной конвекции (плавучести).
- Изучение влияния различных граничных условий для средней температуры на поля средней температуры и средней скорости в нестационарной постановке.
- Моделирование турбулентных течений в модели комнаты с учетом теплового излучения.
- Изучение влияния различных схем вентиляции на условия комфорта в помещении кафедры Общей физики и Методики преподавания физики и Лекционного зала ОшГУ с учетом естественной конвекции (плавучести).

Научная новизна полученных результатов работы.

- Установлены удовлетворительные согласия расчетных данных профилей температуры и вертикальной составляющей скорости с экспериментом при моделировании каверны с аспектным отношением 28.6:1. Показано, что увеличение числа Рэлея от $Ra=8.6 \times 10^5$ до $Ra=1.43 \times 10^6$ приводит к увеличению разницы численных данных с экспериментом на 0.6%.
- Показано, что моделирование конвекции в каверне с аспектным отношением 5:1 сравнение профилей средних характеристик течения с экспериментом около холодной и горячей стенках дает максимальные погрешности в пределах 1.9 %, 3.5 %, 2.6 % и 1.3 %, 2.2 %, 1.7 % соответственно.
- Численно обосновано практическое применение обогрева модели помещения через пол. Показано образование двух симметричных вихрей относительно средней длины модели, вращающихся в противоположных

направлениях с центрами, расположениях в точках с координатами ($x = 3.69\text{м}, y = 3\text{м}, z = 1\text{м}$) и ($x = 6.31\text{м}, y = 3\text{м}, z = 1\text{м}$).

- Впервые проведен численный расчет условий комфорта в помещении кафедры Общей физики и МПФ ОшГУ. Обнаружено, что уменьшение вертикальной координаты входной границы до $z=0.5\text{м}$ приводит к увеличению времени достижения частиц воздуха к точке ($x=2\text{м}, y=1.5\text{м}, z=1\text{м}$) более чем в два раза по сравнению с $z=2.0\text{м}$.

- Показано, что среди рассмотренных 9ти схем вентиляции схема9 дает оптимальный результат до высоты $z=1.5\text{м}$ и по длине комнаты 2.2м согласно нормативам КР.

- Обнаружено, что при организации естественной конвекции Лекционного зала через боковые стенки дает улучшение обмена свежим воздухом на 3.7% (на высоте 1м) по сравнению со схемой вентиляции через потолок Лекционного зала ОшГУ.

Практическая значимость полученных результатов. Полученные результаты данной диссертационной работы вносят определенный вклад в метод математического моделирования турбулентных внутренних течений с учетом эффектов естественной конвекции (плавучести), вентиляции и теплового излучения. Особо следует подчеркнуть подробное документирование всего алгоритма моделирования использованного открытого пакета OpenFOAM на различных задачах тепломассообмена и теплового излучения.

Также можно их использовать в учебном процессе в качестве специального курса для студентов старших курсов, магистрантов и аспирантов соответствующих специальностей.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту.

- Результаты моделирования с улучшенным вариантом стандартного решателя buoyantSimpleFoam для моделирования стационарных турбулентных

течений сжимаемой жидкости и газа с учетом процессов вентиляции и теплового излучения.

- Разработанный метод оценки параметров теплового режима помещения на основе распределенных параметров теплового состояния помещения – полей скорости и температуры.

Достоверность научных положений, выводов и рекомендаций обеспечивается: корректной постановкой задачи, обоснованным использованием методов математического моделирования и программирования, численных методов, достижений современной вычислительной системы, достаточным объемом проведенных вычислительных экспериментов и сравнением полученных численных результатов с соответствующими экспериментальными и расчетными данными.

Личный вклад соискателя. Диссертация является результатом самостоятельных исследований, выполненных автором. Личный вклад автора состоит в постановке и определении цели работы, выборе методов достижения поставленной цели, проведении исследований, анализе полученных результатов и формулировке выводов, публикации статей. В обсуждении результатов принимали участие научный руководитель д.ф.–м.н., доцент Курбаналиев А. Ы., д.ф.–м.н., профессор Ташполотов И., д.ф.–м.н., профессор Сопуев А.

Апробация результатов исследования.

Полученные в ходе выполнения данной диссертационной работы результаты докладывались на следующих международных, республиканских конференциях и семинарах:

- Международная научная конференция «Прикладная механика и инновационные технологии», посвященная 80-летию профессора Абдрахманова С.А., 12 января 2023г, КГТУ им. И. Раззакова, Бишкек, Кыргызская Республика.

- III International Scientific Conference MIP: Engineering-III 2021: Modernization, Innovation, Progress: Advanced Technologies in Materials Science, Mechanical and Automation Engineering. 29-30 April 2021, Krasnoyarsk, Russia.
- Международная научная конференция «Информационные технологии и математическое моделирование в науке и горно-техническом образовании», посвященной 80-летию академика Национальной академии наук Кыргызской Республики, лауреата Государственной премии Кыргызской Республики в области науки и техники, Заслуженного деятеля науки Кыргызской Республики, Народного учителя Кыргызской Республики, лауреата Академической премии имени И. К. Ахунбаева, профессора, доктора физико-математических наук Жайнакова Аманбека и 25-летию кафедры «Информационные технологии и математическое моделирование имени академика Жайнакова Аманбека». Кыргызский государственный университет геологии, горного дела и освоения природных ресурсов имени академика У. Асаналиева, Кыргызстан, Бишкек, 06-08 октября 2021г.
- XV Международная Азиатская Школа-семинар «Проблемы оптимизации сложных систем». Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН (Россия, г. Новосибирск), Новосибирский государственный университет (Россия, г. Новосибирск), Институт информационных и вычислительных технологий МОН РК (Республика Казахстан, г. Алматы) при поддержке Сибирской Российской секции R8 IEEE (Россия, г. Новосибирск), Институт математики НАН КР (Киргизия, г. Бишкек). Академгородок, Новосибирск, Россия, 26-30 августа 2019.
- XIV Международная Азиатская Школа-семинар «Проблемы оптимизации сложных систем». Институт информационных и вычислительных технологий МОН РК (Республика Казахстан, г. Алматы), Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН (Россия, г. Новосибирск), Новосибирский государственный университет (Россия, г. Новосибирск), Институт математики НАН КР (Кыргызская Республика, г. Бишкек), Институт

автоматики и информационных технологий НАН КР (Кыргызская Республика, г. Бишкек). пансионат «Отель Евразия», Иссык-Куль, Кыргызская Республика, 20 июля - 31 июля 2018 г.

- «Актуальные проблемы и перспективы геологии, горного дела и образования» посвященной 80-летию Геологической службы Кыргызской Республики (Бишкек, 2018).
- Республиканская научно-практическая конференция «Физико-технические проблемы в образовании и науке», Ошский технологический университет имени М. М. Адышева, Ош, Кыргызстан, 18-19 мая 2018 года.

Полнота отражения результатов диссертации в публикациях.

Основные результаты исследований опубликованы в 11 научных статьях и 3 авторских свидетельствах, в том числе в научных журналах за пределами Кыргызской Республики, которые входят в базы данных Scopus (2), РИНЦ (3).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, практических рекомендаций, библиографии и приложений. Работа содержит 135 страниц текста, 61 рисунок, 23 таблиц, 88 библиографических ссылок и 4 приложений.

Работа выполнена в Ошском государственном университете. Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность руководителю, д.ф.–м.н., доценту А.Ы. Курбаналиеву, заведующей кафедрой Общей физики и Методики преподавания физики, к.п.н., доценту М.М. Жумановой и ректору Ошского государственного университета, д.ф.-м.н., профессору К.Г.Кожобекову за создание благоприятных условий для выполнения данной работы и всестороннюю поддержку. На различных конференциях и семинарах автор имел возможность общаться с докторами физико-математических наук, профессорами М. Дж. Джаманбаевым и благодарна им за ряд замечаний и многочисленные и полезные обсуждения.

Автор с благодарностью примет любые пожелания и замечания по электронному адресу mkalbekova@list.ru.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

В этой главе будут рассмотрены основные исследовательские работы, которые были проведены до сих пор в случаях естественной или смешанной конвекции. В разделе 1.1 обсуждаются экспериментальные исследования и их результаты, относящиеся к физике естественной или смешанной конвекции. В разделе 1.2 рассматриваются основные достижения в области численного моделирования течений, вызванных плавучестью, и объясняется предполагаемый вклад этой работы в развитие численного моделирования естественной конвекции.

1.1 Исследования Плоская пластина

Уорнер и Арпачи [1] провели экспериментальное исследование турбулентной естественной конвекции в воздухе над вертикальной нагретой плоской пластиной. Их результаты показали хорошее согласие с аналитической корреляцией Бей-Лея ($Nu = 0.1Ra^{1/3}$) для чисел Рэлея до 10^{12} . Эти измерения и корреляции сравниваются на рисунке 1.1. Измерения температуры показали, что тепловой пограничный слой становится толще с увеличением x (x -расстояние от дна вертикальной стенки). Кроме того, он показал, что температурные профили сохраняют ту же основную форму над вертикальной пластиной.

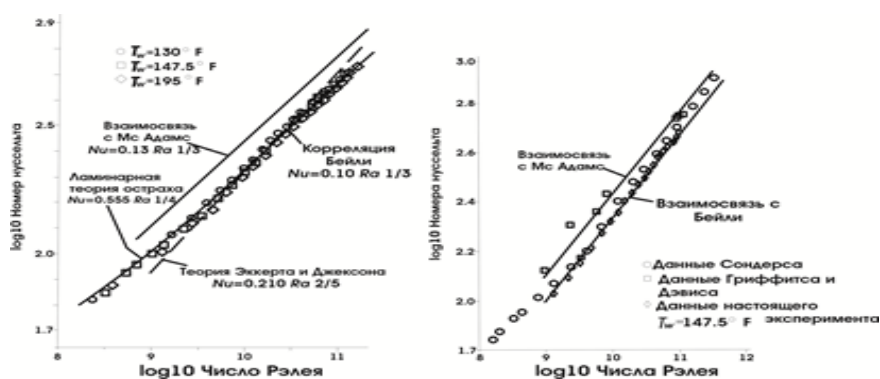


Рисунок 1.1 - Сравнение экспериментальных измерений и корреляций

В работе [2] проведено экспериментальное исследование гидродинамики турбулентного пограничного слоя свободной конвекции на вертикальной пластине при покрытии горячей пластины пленкой этилового спирта с постоянной температурой. В этом эксперименте использовалась электронная стробоскопическая визуализация потока. Основываясь на своих измерениях, они обнаружили, что вдоль середины вертикального поперечного сечения турбулентного пограничного слоя градиент температуры вдоль вертикальной пластины равен нулю ($\frac{dT}{dx} = const.$, x находится в вертикальном направлении). Поэтому они сообщили о существовании квазистационарного слоя стенки. В области квазистационарного слоя стенки максимальная скорость и расстояние до стенки, на котором возникает максимальная скорость, удовлетворяют условия:

$$RePr = \frac{U_{max}\delta}{(\nu\alpha)^{1/2}} = const$$

Фуджи и Имура [3] исследовали естественный конвективный теплообмен от пластины с произвольным наклоном. Они объяснили, почему коэффициент теплопередачи изменяется с наклоном. Эксперимент был ограничен двумерными и квазистационарными условиями. Для измерения температуры использовались термопары. Они пришли к выводу, что для наклонной нагреваемой пластины, обращенной вверх, чем больше становится угол наклона, тем меньше становится число Ra перехода. Кроме того, они предложили следующую корреляцию для среднего числа Нуссельта над наклонной пластиной.

$$Nu = K(GrPr\cos\theta)^{1/2}$$

где коэффициент K может быть отнесен к теоретическому решению для вертикальной пластины.

Годо и Гебхарт [4] исследовали переход естественной конвекции в воде, прилегающей к вертикальной поверхности. Измерения проводились для средней и флуктуирующей температуры, толщины термической области и

коэффициента теплового перехода. Он определяется как доля времени наблюдения, в течение которого происходят турбулентные колебания температуры. Кроме того, они сделали измерения анемометра. На основе экспериментального исследования они обнаружили, что переходная область в воде разделена на две перекрывающиеся и связанные подобласти. Сначала поле скоростей начинает переход от ламинарного к турбулентному. После этого происходит переход теплового поля. Второй вывод их измерений состоял в том, что переход не коррелируется локальным числом Грасхофа и его лучше коррелировать с числом Нуссельта.

Танака и Мията [5] экспериментально провели исследование турбулентной естественной конвекции в слое воды, ограниченном двумя горизонтальными пластинами, нагретыми снизу и охлажденными сверху. Диапазон охватываемых чисел Рэлея составлял до 4×10^9 . Для измерения температуры использовались термопары, а для измерения поля скоростей – различные методы визуализации, такие как пузырьки водорода, вольфрамовая проволока, опилки, электрохимическая техника. На основании экспериментальных данных они пришли к выводу, что основная область жидкости почти изотермична. Тепло передается вверх конвекцией. Измерения Нуссельта по отношению к числу Рэлея, полученные в результате эксперимента, показаны на рисунке 1.2.

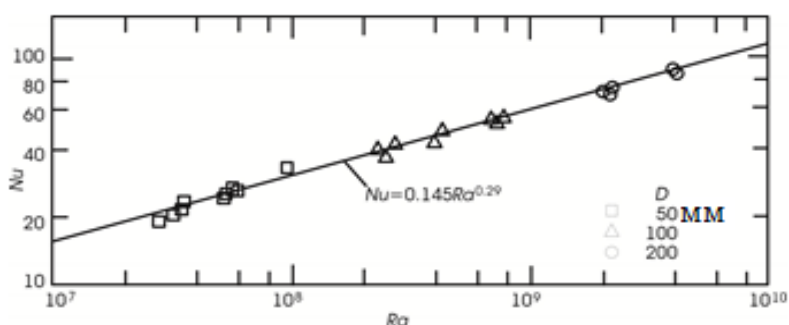


Рисунок 1.2 - Экспериментальные результаты сравнения числа Нуссельта с числом Рэлея (D -расстояние между верхней и нижней пластинами) [5]

Абу-Мулавех [6] провел экспериментальное исследование влияния обращенных назад и вперед ступеней на турбулентное естественное конвективное течение вдоль вертикальной плоской пластины. Лазерно-доплеровская велосимметрия и холодная проволоочная анемометрия использовались для одновременного измерения средних распределений скорости и температуры, а также интенсивности их турбулентных флуктуаций. Высота ступеней назад и вперед составляла 22мм. Разница температур между горячей стеной и окружающим воздухом составляла $T = 30^{\circ}\text{C}$. Число Грасгофа составляло $Gr=6.45 \times 10^{10}$. Исходя из экспериментальных данных, максимальное локальное число Нуссельта приходится на область повторного присоединения. Для шага, обращенного назад, максимальное локальное число Нуссельта в 2 раза больше максимального числа Нуссельта на плоской пластине (рисунок 1.3). Для ступени, обращенной вперед, максимальное локальное число Нуссельта было в 2.5 раза больше, чем для плоской пластины.

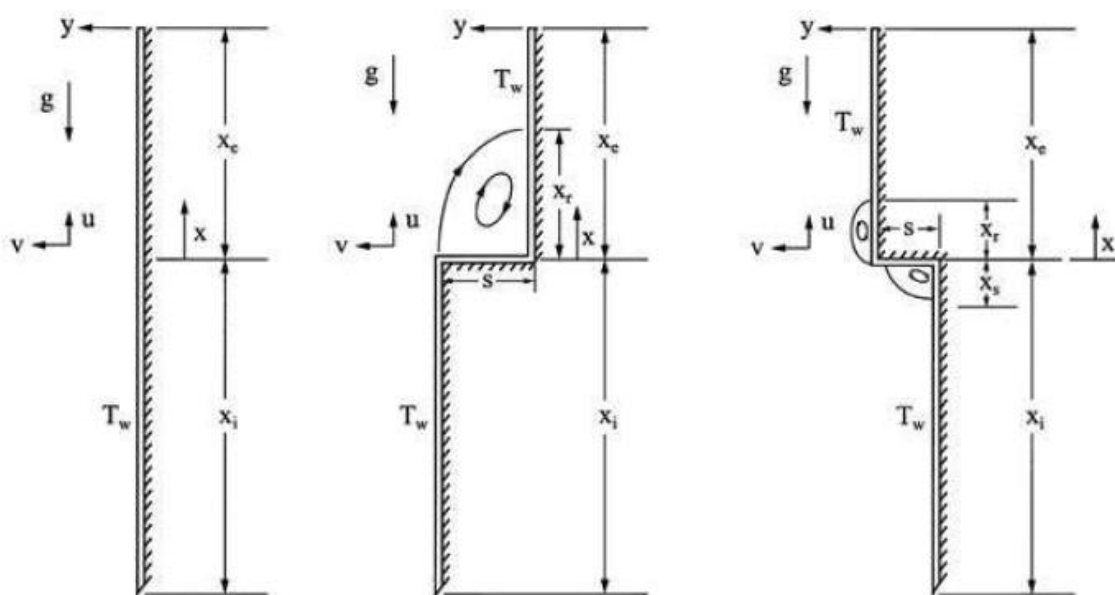


Рисунок 1.3 - Схема геометрии потока, а) плоская пластина, б) шаг назад, в) шаг вперед [6]

Полидори и Падет [7] экспериментально исследовали переходную естественную конвекцию на вертикальной ребристой стенке, когда граничным условием стенки является равномерный тепловой поток. Для исследования влияния шероховатости на теплопередачу было исследовано несколько ребристых форм. Экспериментальный анализ проводился на основе визуализации потока и тепловых измерений. Температура измерялась термопарами, а равномерный тепловой поток стенки генерировался вертикальной плоской термофольгой. Они наблюдали, что в ребристой области происходит разделение потока, а затем там возникают сложные вихри. Затем вихрь изменился со временем. Два противоположно вращающихся вихря сначала заняли открытую полость между ребрами. Затем они исчезли и превратились в турбулентный трехмерный поток. В целом теплопередача была снижена под ребристой областью. Но выше последнего ребра наблюдалось увеличение локальной теплоотдачи. Внутри открытых полостей из-за сложности течения теплопередача зависит от времени. На ранних стадиях теплопередача увеличивалась на тыльной стороне ребер, на которые обрушивается поток, и уменьшалась на другой стороне ребер (рисунок 1.4).

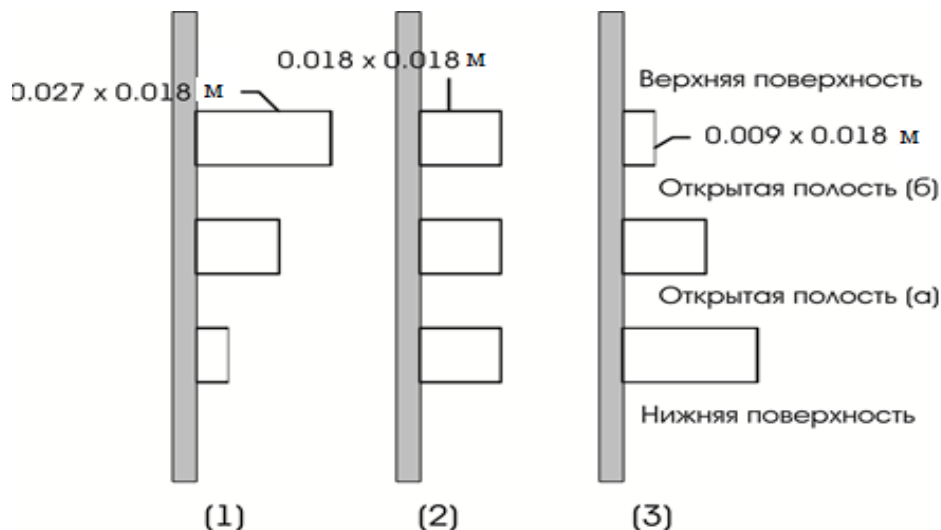


Рисунок 1.4 - Диапазон испытанных устройств [7]

Абу-Мулавех [8] исследовал влияние высоты ступени, обращенной вперед, при турбулентной смешанной конвекции вдоль вертикальной горячей плиты. Были получены измерения для переменных полей теплопередачи и потока жидкости. Тепловые граничные условия горячей вертикальной стенки были равномерными и постоянными по температуре. Для одновременного измерения средней скорости и распределения температуры воздуха, а также турбулентных флуктуаций использовались двухкомпонентная лазерно-доплеровская велосимметрическая система (ЛДВ) и холодный проволочный анемометр. В Грасхоф номер $Gr=6.45 \times 10^{10}$. Основываясь на экспериментальных наблюдениях, они сообщили, что флуктуации скорости потока и поперечные флуктуации температуры увеличиваются с увеличением высоты ступени. Также они пришли к выводу, что длина повторного присоединения и теплопередача из области повторного присоединения увеличиваются за счет увеличения высоты ступени. Поэтому шаг вперед работает как триггер, который увеличивает турбулентность вниз по потоку.

1.2 Цилиндрические и прямоугольные каналы

Фуджи и другие [9] экспериментально исследовали естественную конвективную передачу тепла от наружной поверхности вертикального цилиндра к жидкостям. Вертикальный цилиндр высотой 1 метр находился внутри воды, шпиндельного масла и масла Mobiltherm. Была объяснена связь между локальным коэффициентом теплопередачи и характером течения. Наблюдения за картинами течения проводились по "методу Миража". Также было исследовано влияние числа Парндтля на теплопередачу в диапазоне чисел Парндтля от 2 до 2600. На основании их наблюдений можно выделить четыре режима ламинарного, вихревого-уличного, переходно-турбулентного и турбулентного течения. Каждый из них обладает своими характеристиками теплопередачи. Вихрево-уличная картина является частью переходного

режима течения. В переходном режиме возникали вихревые пары, которые затем разрушались. Это вызвало резкое увеличение коэффициентов теплопередачи. После коллапса вихревых пар картина течения вошла в переходно-турбулентную область. В этой области толщина пограничного слоя увеличивается и приводит к образованию вязкого подслоя. Они наблюдали, что колебания температуры высоки в местах, очень близких к горячей стенке в вязком подслое.

Фуджи с соавтором [10] провели эксперименты по влиянию различных типов шероховатости поверхности на естественную конвекцию. Экспериментально исследовано влияние различных типов шероховатости поверхности на естественную конвективную передачу тепла воде и веретенообразному маслу вдоль вертикального цилиндра. В эксперименте использовали шероховатость повторных ребер высотой 0.5 мм и соотношение высот интервалов 6,4,12,8, 25,6, дисперсных выступов высотой 0.5 мм и плотных пирамид высотой 1.0 мм. Исследование проводилось в диапазоне ламинарных и турбулентных течений. Экспериментальные данные показали, что коэффициенты теплопередачи незначительно возрастают в турбулентной области в воде и незначительно снижаются в нефти в турбулентной области. Эти изменения рассматриваются только как 10 процентов от значения относительно гладкой поверхности. Также они сообщили, что шероховатость не влияет на коэффициенты теплопередачи в ламинарной области.

В работе [11] проведены экспериментальные исследования нестационарной турбулентной естественной конвекции в цилиндре большого диаметра. Эксперимент проводился в обеих ситуациях нагрева и охлаждения цилиндра. Горизонтальный цилиндр диаметром 30 см заполняли водой или водно-глицериновыми растворами. Числа Рэлея в этих экспериментах варьировались от 7×10^7 до 3×10^9 . Режим течения был турбулентным. Термопары использовались для измерения распределения температуры в цилиндре при квазистационарном режиме и трехмерной картине течения. Из

экспериментальных данных они сделали вывод, что шкала вертикальной скорости вблизи поверхности цилиндра равна:

$$v \approx \left(\frac{\alpha}{D}\right) R \alpha^{1/2}$$

когда число Прандтля больше 1 и α - коэффициент температуропроводности ($\text{м}^2/\text{с}$). Также они сообщили, что поскольку пограничные слои над горизонтальными концевыми дисками очень тонкие, по сравнению с отношением $\wedge$ цилиндра, поток внутри цилиндра можно рассматривать как 2-мерный поток. Поток становится трехмерным, когда поток в ядре полости взаимодействует с пограничным слоем на торцевых дисках.

Авторы [12] провели экспериментальное и численное исследование переходного течения свободной конвекции между горизонтальными концентрическими цилиндрами. Наложённые тепловые граничные условия включают в себя внезапное нагревание внутренней поверхности затрубного пространства. В ходе эксперимента были сделаны фотографии шлейфов, которые были созданы в разное время. Затем для численного моделирования этих явлений был использован метод конечных объемов. Для сравнения численных и экспериментальных данных был использован метод отслеживания интерфейса, облегчающий проведение сравнений. Эксперимент прикрывал переход к турбулентности и не продолжал турбулентного течения. Когда начинается нагрев внутренней поверхности, жидкость внутри пограничного слоя по горячей поверхности движется вверх и приводит к увеличению толщины пограничного слоя. Поток набирает больший импульс от силы плавучести до отрыва потока от горячей стенки. Жидкость движется вверх и вниз по внешней поверхности цилиндра. Это создаст грибовидный шлейф. По мере продолжения нисходящего движения жидкости вдоль внешней поверхности цилиндра толщина пограничного слоя над внешней поверхностью увеличивается. На этой стадии появляются первые признаки перехода к турбулентности. Турбулентный поток быстро развивается и разрушает симметричную структуру потока.

В работе [13] аналитически и экспериментально исследована турбулентная естественная конвекция в горизонтальном кольцевом пространстве. Тепловыми граничными условиями являются фиксированные периодические температуры стенок. Проведено прямое численное моделирование турбулентной естественной конвекции в горизонтальном кольце с использованием явной схемы скачка-лягушки. Полученные результаты показали колебательное и турбулентное течение в диапазоне чисел Рэлея до 6×10^5 . Для измерения скоростных и температурных профилей соответственно использовались термоанемометр и термопары. На основе спектрального анализа этих экспериментальных данных сделан вывод о переходе от ламинарной к турбулентной естественной конвекции. Исследование проводилось в 3-х измерениях в стационарных и нестационарных условиях. Для проведения измерений использовались термопары, вольфрамовая горячая проволока I-го типа и системы сбора данных. По мере увеличения числа Рэлея в области появляется колебательный и неустойчивый Паттен. Экспериментальные наблюдения показали, что на стенках кольцевого пространства существует флуктуация среднего числа Нуссельта. Средняя флуктуация числа Нуссельта обладает большей амплитудой по внешнему цилиндру. Они сообщили о колеблющемся шлейфе, который движется вправо и влево, появляясь над кольцом. Поскольку этот шлейф является трехмерным, осевое распределение температуры также неустойчиво и колеблется. Поскольку число Рэлея продолжает увеличиваться, поток превращается в турбулентный, и эти колебательные плюмы исчезают.

Янь и Линь [14] теоретически и экспериментально исследовали естественную конвекцию в трубчатых потоках при высоких числах Рэлея. Для расчета переходных и турбулентных режимов течения, включая эффекты плавучести, использовалась модель турбулентности $k-\varepsilon$ с малым числом Рейнольдса. Анализ проводился в установившемся режиме, переходном и турбулентном режимах. Для измерения распределения температуры в домене

использовались термопары Т-типа. Они сообщили, что температура стенки увеличивается в осевом направлении в случае равномерного граничного условия теплового потока стенки. Когда нет перепада температур, это означает, что переход не был задействован. Они заметили, что при $x = 0$ (координата в направлении потока) температура стенки трубы выше температуры окружающей среды. Это происходит из-за осевой теплопроводности в стенке трубы. Сообщается, что распределение локального числа Нуссельта уменьшается в осевом направлении трубы.

Проведены экспериментальные исследования естественной конвективной теплоотдачи от вертикальных спиральных труб. Измерены средние коэффициенты теплопередачи для турбулентной естественной конвекции к воде. На основе экспериментальных данных для двух различных наборов катушек были предложены корреляции числа Нуссельта с числом Рэлея. Основываясь на экспериментальных данных, он заметил, что увеличение диаметра трубы приведет к увеличению коэффициента теплопередачи при фиксированной высоте катушки и числе Рэлея. Диапазон перехода к турбулентности составляет $10^8 < Ra < 10^{10}$, что свидетельствует о внезапном и резком увеличении коэффициента теплоотдачи.

Ширина и другие [15] экспериментально исследовали естественную конвекцию в полусферической оболочке, нагреваемой снизу. Корреляция между скоростью теплопередачи и числом Рэлея получена из экспериментальных данных в диапазоне $10^6 < Ra < 6 \times 10^{10}$ и $6 < Pr < 13000$. Были проведены наблюдения за картинами течения в диапазоне $2 \times 10^5 < Ra < 2 \times 10^9$ и $6 < Pr < 13000$. Затем модели течения классифицируются по различным категориям, таким как устойчивый циркуляционный поток, поток с периодическими тепловыми шлейфами, поток с нерегулярными тепловыми шлейфами и турбулентный режим течения. Сделан вывод, что полностью турбулентный режим течения имеет место при $Ra \geq 10^9$. Основываясь на экспериментальных данных, они пришли к выводу, что показатель изменения

Нуссельта по отношению к Ra изменяется от $1/4$ до $1/3$ при $Ra \leq 10^9$. Они сообщили, что теплопередача в верхней части корпуса, в которой твердые стенки окружают поток, находится ближе, выше, чем в нижней части корпуса. Они заметили, что число Прандтля влияет на переходное число Рэлея. Нерегулярное течение наблюдалось для $Pr=7$ при $Ra \approx 2 \times 10^7$, но для $Pr=280$ нерегулярное течение не наблюдалось при $Ra \leq 4 \times 10^7$. Экспериментальные результаты показали, что положение горячих тепловых шлейфов от горячей плоской поверхности дна смещается к краю стенки при увеличении числа Рэлея. Неосесимметричность появляется на осесимметричном тепловом плюме в центральной области нижней пластины, в то время как число Рэлея увеличивается.

Айхер и Мартин [16] экспериментально исследовали смешанную турбулентную естественную конвекцию и вынужденный конвективный теплообмен в вертикальных трубах. Они суммировали экспериментальные данные, имеющиеся в литературе как для вспомогательных, так и для противоположных условий течения. Вспомогательный плавучий поток означает, что сила плавучести находится в направлении силовой конвекции, а противоположный плавучий поток означает, что сила плавучести находится в противоположном направлении принудительной конвекции. На рисунке 1.5 и 1.6 показано влияние силы плавучести на профиль скорости в смешанных конвективных потоках. Турбулентный теплообмен зависит от двух механизмов. Одним из них является теплопроводность в вязком подслое, а другим-диффузия энергии от края вязкого подслоя к ядру турбулентного потока. Диффузионная энергия пропорциональна образованию турбулентной энергии вблизи вязкого подслоя. Выработка турбулентной энергии пропорциональна разности скоростей на краю вязкого подслоя и средней скорости в ядре. На рисунке 1.5 показан профиль скорости для ситуации оказания помощи. Исходя из вышеизложенного, теплопередача снижается. В

ситуации, противоположной плавучести, эффект плавучей силы увеличивает теплопередачу (рисунки 1.5, 1.6).

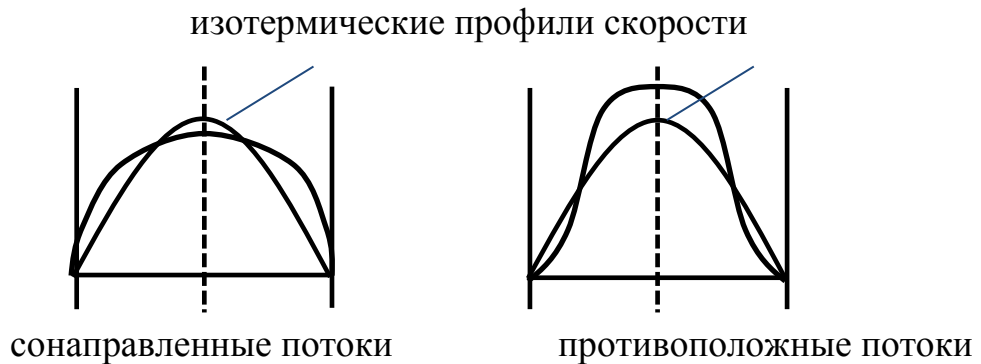


Рисунок 1.5 - Профили скоростей под действием вспомогательной и противодействующей силы плавучести [16].

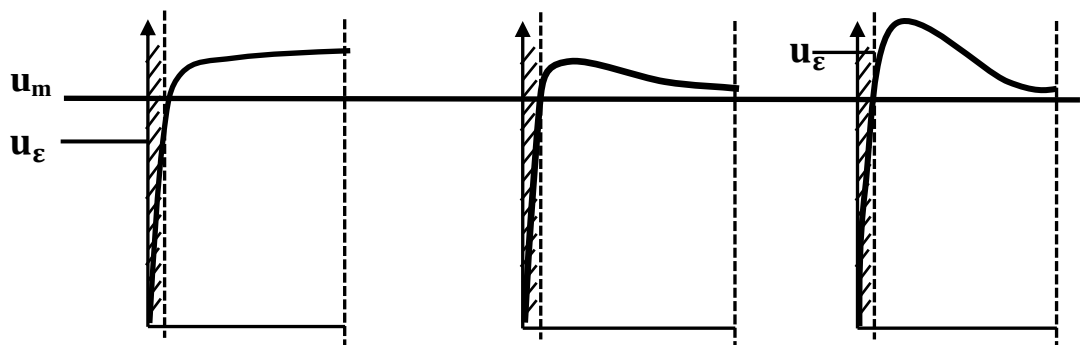


Рисунок 1.6 - Влияние содействия естественной конвекции на турбулентное течение в вертикальной трубе. u_ϵ -скорость на границе вязкого слоя, u_m -средняя скорость в ядре потока [16]

Далее, они предложили свой собственный набор экспериментальных данных, которые были сосредоточены на влиянии отношения длины к диаметру и направления теплового и массового потоков на теплообмен в вертикальных трубах. Основываясь на своих измерениях, они показали, что в случае вспомогательного потока теплопередача будет уменьшаться с увеличением отношения длины к диаметру. Для противоположной смешанной конвекции изменение отношения длины к диаметру оказывает почти незначительное влияние на теплопередачу.

Ченг и Мюллер [17] провели экспериментальные и численные исследования турбулентной естественной конвекции в сочетании с тепловым излучением в больших вертикальных каналах с асимметричным нагревом. Эти численные и экспериментальные исследования проводились на турбулентной естественной конвекции воздуха в сочетании с тепловым излучением в вертикальном прямоугольном канале с одной нагретой стенкой. Они привели к тому, что средние и высокие коэффициенты излучения теплового излучения существенно влияют на теплопередачу естественной конвекции в воздухе. В ближней входной области доминирует эффект конвективного теплообмена. В других регионах этот эффект не действует. Он быстро уменьшается дальше от входа. Радиационные теплотери в окружающую среду вблизи входа и выхода максимальны и минимальны в середине. Они предложили полуэмпирическую корреляцию для числа Нуссельта для естественной конвекции в вертикальном канале с учетом радиационного переноса энергии (рисунок 1.7).

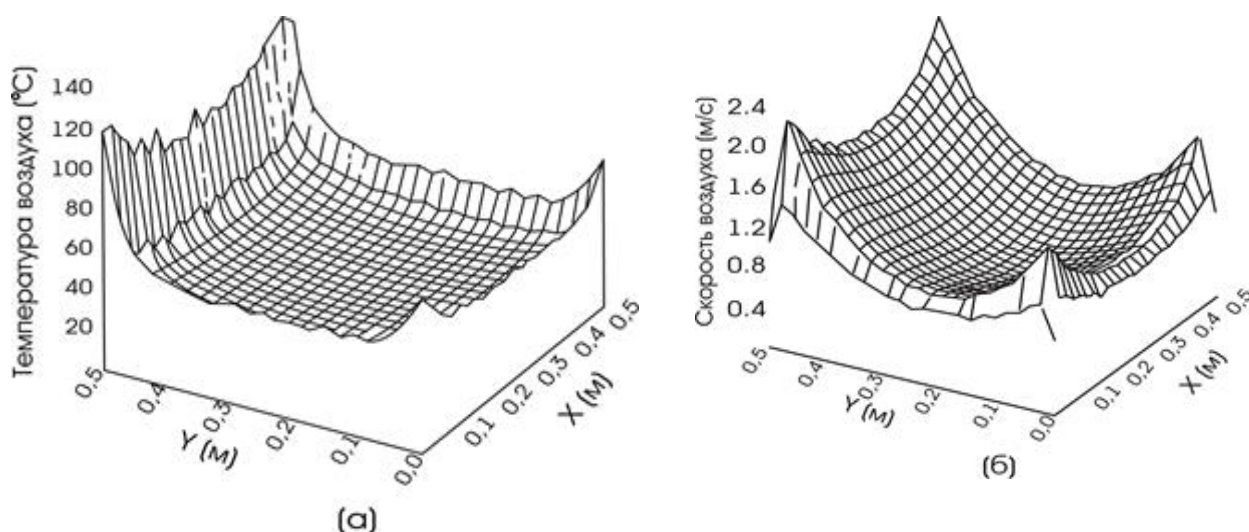


Рисунок 1.7 - Профили температуры воздуха (а) и скорости воздуха (б).

Бухлин [18] провел экспериментальное исследование естественного и вынужденного конвективного теплообмена на вертикальных тонких цилиндрах. Локальный коэффициент теплопередачи рассчитывался по измерениям распределения температуры, полученным с помощью

количественной инфракрасной термографии. Он пришел к выводу, что конвективная теплопередача существенно связана с радиусом цилиндра и рассогласованием цилиндров и потока. Он обнаружил, что сила теплопередачи в турбулентной естественной конвекции имеет тот же порядок величины, что и ламинарная вынужденная конвекция. Он измерил температуру стенки и понял, что происходит внезапное падение температуры на поверхности цилиндра, когда тепловое граничное условие является равномерным тепловым потоком. Это точка перехода к турбулентности. Но визуализации не показали нерегулярного течения на этой стадии, что означает, что тепловой переход к турбулентности происходит раньше, чем для гидродинамического пограничного слоя.

Али [19] экспериментально исследовал стационарную естественную конвекцию из равномерно нагретых спиральных трубок, ориентированных горизонтально в воздухе. Эксперимент проводился с четырьмя различными катушками, и для тепловых потоков в диапазоне от 500 до 5000 была предложена корреляция числа Нуссельта с числом Рэлея по экспериментальным данным, используя диаметр трубки катушки в качестве характеристической длины. На рисунке 1.8 показано распределение числа Нуссельта от числа катушки. Откуда следует, что вокруг катушки 2 ламинарный режим переходит в переходный режим (рисунок 1.9).

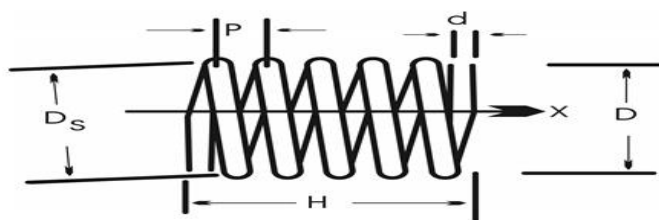


Рисунок 1.8 - Схема катушек

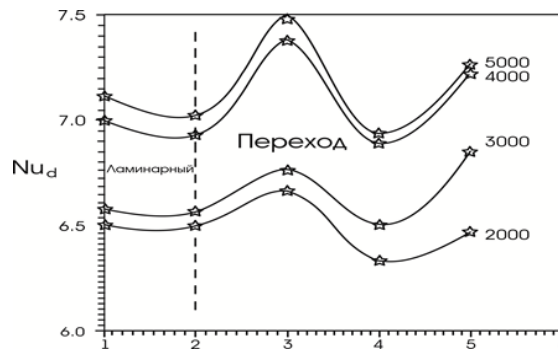


Рисунок 1.9 - Среднее число Нуссельта по сравнению с числом змеевиков для различных тепловых потоков

Ся и другие [20] провели численное и экспериментальное исследование нестационарной турбулентной естественной конвекции в горизонтальном цилиндрическом контейнере. Алюминиевый контейнер был заполнен водой, и на внешнюю стенку был наложен кусочно-постоянный тепловой поток. При увеличении подвода тепла к цилиндру сначала наблюдались два вихря, затем они превратились в четыре вихря, которые были довольно неустойчивыми и, наконец, вернулись к двум. Они также изучали влияние проводимости в стенке контейнера на теплопередачу и структуру потока жидкости. В начале перехода температурные профили имеют концентрическую структуру, которая объясняет теплопередачу, контролируруемую проводимостью. Затем конвекция, управляемая плавучестью, изменяет скорость и температуру профилей. Поток, наконец, достигает квазистационарного состояния, в котором теплопередача от стенки к жидкости постоянна.

Мошфег и Сандберг [21] экспериментально и численно изучили поведение потока и теплопередачи плавучести, обусловленной конвекцией воздуха за фотоэлектрическими панелями. В исследовании рассматривались как конвективные, так и радиационные механизмы теплопередачи, с помощью которых тепловая энергия передавалась в воздух. Приведены численные и экспериментальные результаты для канала с высотой стенки 6.9 м и расстоянием между стенками канала 9.12 м. исследован случай различных равномерных входных тепловых потоков и различной излучательной способности поверхностей. Исходя из экспериментальных данных, скорость

потока через зазор уменьшается, а излучательная способность стенки уменьшается. Это уменьшение излучательной способности также приводит к повышению температуры на выходе. Поэтому эффективность панели снижается. Также излучательная способность поверхностей существенно влияет на температуру стенок (рисунок 1.10).

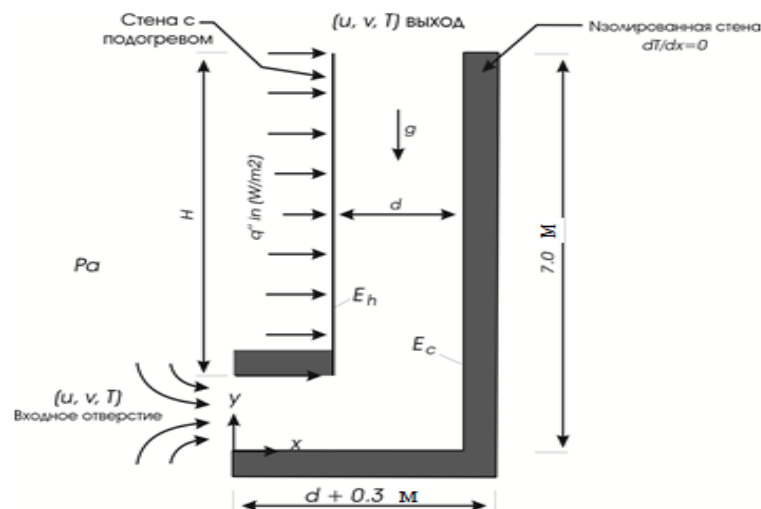


Рисунок 1.10 - Геометрия и граничные условия [21]

Хабиб и другие [22] экспериментально исследовали картину поля скоростей турбулентной естественной конвекции в симметрично и асимметрично нагретых вертикальных каналах. В первом случае симметричного течения стенки двух каналов были установлены на постоянную температуру выше температуры окружающей среды. Во втором случае асимметричного течения одна стенка была установлена на температуру выше температуры окружающей среды, в то время как другая стенка была установлена на температуру ниже температуры окружающей среды. Измерения скорости проводились с помощью лазерного доплеровского анемометра. В случае, когда одна стена горячая, а другая холодная, поток движется вверх около горячей стены и опускается около холодной стены. Они наблюдали, что точки нулевой скорости в каждом поперечном сечении движутся к горячей стенке, а поперечное сечение движется к вершине канала. Измерялись также флуктуации скорости. Эти измерения показывают, что

максимальные флуктуации скорости происходят в месте максимальной средней скорости, а также объясняют, что турбулентность генерируется вблизи стенок и диффундирует к ядру канала. В другом случае, когда обе стенки являются горячими стенками, профиль средней скорости вокруг входа в канал таков, что нулевая скорость не находится на осевой линии. На выходе нулевая скорость находится на осевой линии. На выходном участке наблюдается обратный поток, который обусловлен близкой к нулю скоростью вокруг осевой линии и увлекаемым воздухом в область высоких скоростей нагретых стенок.

Висенте и другие [23] провели экспериментальное исследование смешанной конвекции в горизонтальных ямочных трубах для ламинарных и переходных течений и завершили предыдущую работу авторов, посвященную турбулентной области. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и этиленгликоль. Диапазон чисел Рэлея и Рейнольдса охватываемое число составляло $10^6 < Ra < 10^8$ и $100 < Re < 100000$ соответственно. Они произвели корреляции для местного и среднего числа Нуссельта. Они пришли к выводу, что на низком уровне числа Рэлея, теплопередача аналогична теплопередаче гладкой трубы (рисунок 1.11). Но при высоких числах Рэлея ямки увеличивают теплопередачу до 30%.

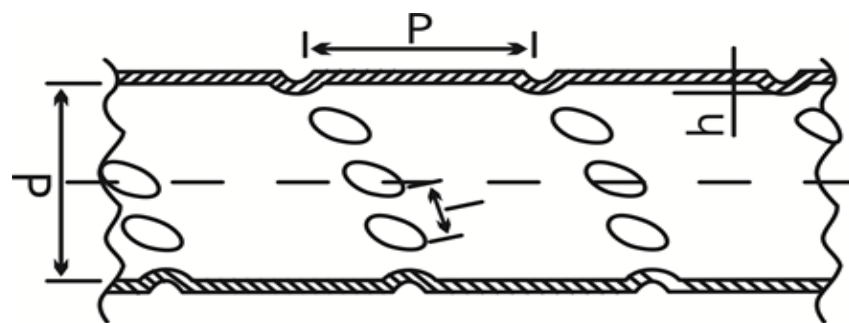


Рисунок 1.11- Эскиз ямочной трубки [23]

Хоссейни и другие [24] провели экспериментальные исследования Свободно конвекционного теплообмена в открытом вертикальном эксцентрическом кольце с различными эксцентрическими соотношениями. В этом эксперименте для теплового граничного условия использовались

адиабатическая стенка и постоянный тепловой поток. Наружная поверхность кольца нагревалась электрическим сопротивлением и тщательно изолировалась от окружающей среды. Внутренняя поверхность была изолирована путем заполнения внутренней трубы керамической ватой для создания адиабатического граничного условия. Измерения проводились в стационарном режиме, а для измерения температурных профилей использовались термопары. Эксцентрикковый коэффициент равен:

$$E = \frac{e}{R_o - R_i}$$

когда e -расстояние между центрами труб, а R_o и R_i -внешний и внутренний радиусы труб соответственно.

Из экспериментальных данных они сделали вывод, что коэффициент теплопередачи увеличивается с увеличением эксцентриккового отношения до 0.5, а коэффициент теплопередачи остается постоянным при эксцентрикковом отношении в пределах 0.5-0.7. Затем он начинает уменьшаться до минимума при эксцентрикковом соотношении 1. Они заметили, что скорость теплопередачи для эксцентрикковых труб больше, чем для концентрикковых труб.

1.3. Полости и корпуса

Киркпатрик и Бон [25] экспериментально исследовали естественную конвекцию при высоком числе Рэлея в кубической оболочке с различными тепловыми граничными условиями. Они провели эксперименты с использованием четырех различных конфигураций дифференциально нагретых и охлажденных вертикальных и горизонтальных стенок. Во всех проверенных случаях нижняя стенка была нагретой стенкой. Они проводили измерения средних и флуктуирующих значений температуры и наблюдали характер течения жидкости в корпусе. Был сделан вывод, что нагрев снизу приведет к большему перемешиванию в корпусе и, следовательно, к снижению температурной стратификации. По мере увеличения числа Рэлея тепловая

стратификация в ядре полости уменьшалась. Они заметили, что тепловая стратификация внезапно меняется при $Ra = 0.65 \times 10^{10}$. Кроме того, тепловая стратификация не симметрична вокруг центральной линии. Именно поэтому повышение температуры нижней стенки приводит к увеличению разности температур между нижней стенкой и сердечником и образованию тепловых шлейфов, которые, в свою очередь, вызывают перемешивание сердечника. Диапазон чисел Рэлея, охватываемых экспериментом, составлял от 0.1×10^{10} до 3×10^{10} . Рабочей жидкостью была вода. Были проведены сравнения между средними числами Нуссельта различных конфигураций из эксперимента и некоторыми доступными корреляциями чисел Нуссельта и Рэлея.

Сыррайт [26], Чизрайт и Зияй[27], Боулз и Чизрайт[28] и Чизрайт и Кинг[29] провели экспериментальные исследования двумерных течений в полости с учетом эффекта плавучести. Они изучали прямоугольные полости, чтобы получить экспериментальные данные для проверки правильности двумерных компьютерных программ. Рабочей жидкостью был воздух, а число Рэлея, полученное на основе высоты полости, равнялось 10^{10} . Они произвели большое количество измерений средних и флуктуационных значений скорости и температуры в полости. Для проведения измерений скорости и температуры соответственно использовались LDA и термопары. Они заметили, что потоки на горячей и холодной стенках не симметричны друг другу. Кроме того, они сообщили о повторной ламинаризации на стенке пола, а затем о переходе к турбулентности на 20% пути вверх по горячей стене. Измерения флуктуаций скорости показали уменьшение на дне полости, что подтверждает упомянутый ранее феномен повторной ламинаризации.

Ланкхорст и другие[30] провели экспериментальное исследование индуцированных плавучестью течений в оболочке при высоких числах Рэлея, используя дифференциально нагретый воздух, заполненный квадратной

оболочкой. Диапазон чисел Рэлея, охватываемых экспериментом, составлял от 1×10^9 до 4×10^9 . Для получения профилей скоростей использовалась лазерно-доплеровская велосимметрия. Для измерения вертикального распределения температуры в сердечнике применяли перемещение зонда термопары. Вертикальное распределение температуры было слегка асимметричным. Они предположили, что вероятной причиной этого явления является средняя разница температур между ограждением и помещением. Они заметили, что вблизи верхней и нижней стенок нет устойчивой тепловой стратификации из-за существования горизонтального потока. Исходя из измерений скорости, максимальная скорость вниз по течению от вертикальных стенок удаляется от стенок дает силу сигнала. Эта функция может быть использована для изучения перехода к турбулентности. Интенсивность турбулентности возрастает вниз по течению вдоль горячих и холодных стенок. Поэтому спектральные плотности мощности перемещаются на более высокую частоту ниже по потоку. Экспериментальные результаты показали, что флуктуации температуры и скорости были ограничены пограничными слоями вдоль твердых стенок и не имели гауссовского распределения. Был сделан вывод, что компоненты температуры и скорости колеблются независимо друг от друга. Измерения проводились в нестационарном состоянии. Для проведения измерений использовались термопары и 2-D LDA.

Ампофо и Караяннис [31] экспериментально исследовали турбулентную естественную конвекцию в заполненной воздухом квадратной полости. В эксперименте перепад температур вызвал низкоуровневую турбулентную естественную конвекцию в воздухе, заполненном вертикальной квадратной полостью. Он создавал двумерный поток внутри полости. Размеры полости составляли 0.75 м в высоту, 0.75 м в ширину, 1.5 м в глубину. Горячая и холодная стенки полости были изотермическими при 50°C и 10°C соответственно, что давало число Рэлея 1.58×10^9 . Показано, что распределение температуры внутри вязкого подслоя, в котором теплопередача носит вид

проводимости, является линейным. Они наблюдали, что толщина пограничного слоя вдоль горячей и холодной стенки составляет 7% от толщины внешнего пограничного слоя. Сообщается, что толщина вязкого подслоя составляет 3 мм, а толщина области проводимости-2 мм. В этом случае максимальное число Нуссельта приходится на дно горячей стенки и вершину холодной стенки. Это происходит из-за более тонкого пограничного слоя в этих местах. Судя по измерениям, турбулентный тепловой поток почти равен нулю в нижней части горячей стенки и в верхней части холодной стенки. Это показывает, что поток в этих областях почти ламинарный.

Чэнь и Лю[32] провели экспериментальный и численный анализ конвективного теплообмена в помещении пассивного солнечного отопления с теплицей и накопителем тепла (рисунок 1.12).

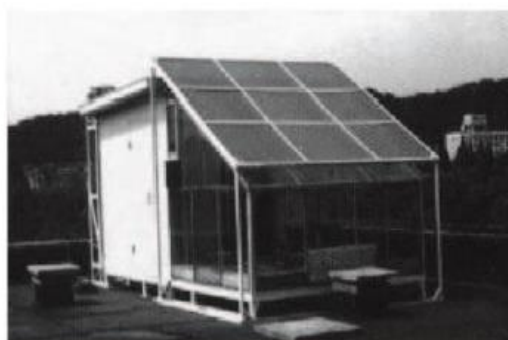


Рисунок 1.12 - фотография экспериментальной установки пассивной солнечной системы отопления с теплицей и теплоаккумулирующим слоем

Они исследовали теплообмен и воздушный поток в помещениях пассивного солнечного отопления с теплицей и накопителем тепла. Они также изучали теплообмен и воздушный поток на скальном ложе. Скальное ложе служило солнечным поглотителем и накопителем энергии(рисунок 1.13).

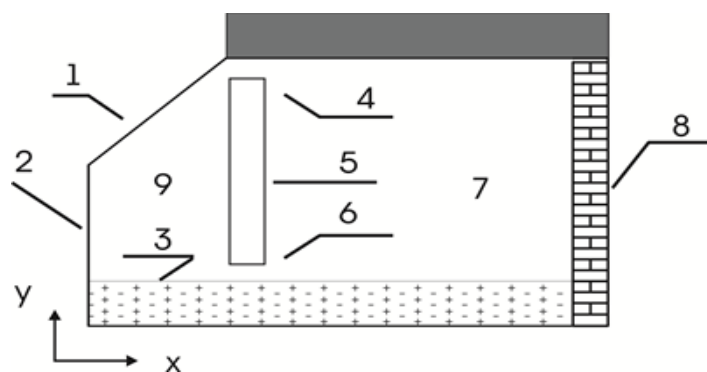


Рисунок 1.13 - схема пассивной солнечной системы отопления с теплицей и слоем аккумуляции тепла. 1-крыша теплицы; 2-стеклянная стенка теплицы; 3 - слой аккумуляции тепла; 4 - верхнее вентиляционное отверстие; 5 - разделительная стенка; 6 - нижнее вентиляционное отверстие; 7 - отопительное помещение; 8 - северная стена; 9-теплица [32].

Воздух в теплице нагревался, поднимался вверх и шел в помещение через верхнюю вентиляцию. Тем временем холодный воздух проникал в теплицу через нижнюю вентиляцию. Это формирует цикл потока в пассивной системе отопления здания. Экспериментальные данные показали, что температура внутри помещения на 10°C выше температуры окружающей среды. Температура перегородки оказывает существенное влияние на распределение температуры в помещении и циркуляцию воздушного потока. Поэтому поглощение излучения перегородкой должно быть увеличено.

Кальканыи и соавторы [33] численно и экспериментально исследовали естественный конвективный теплообмен в квадратной полости, характеризующийся дискретным нагревателем, расположенным над нижней стенкой, и охлаждением, происходящим от вертикальных стенок полости. Исследовано влияние длины источников тепла на теплопередачу и распределение температуры внутри полости. Для сбора экспериментальных данных измерения распределения температуры в воздухе проводились голографическим интерферометром реального времени и двойной экспозиции. Коммерческий конечный объемный код FLUENT также использовался для

численного исследования. Диапазон чисел Рэлея, охватываемых этим экспериментом, составлял от 10^3 до 10^6 . Локальное число Нуссельта было получено на позициях источников тепла и показывает симметричную форму, увеличивающуюся вблизи границ источников тепла. Наконец, они представили графики локального числа Нуссельта на источниках тепла и среднего числа Нуссельта при нескольких числах Рэлея. Для проведения измерений использовались термопары и блок сбора данных. Для чисел Рэлея ниже 10^4 теплопроводность является наиболее важным механизмом теплопередачи. Вблизи числа Рэлея 10^5 конвекция становится основным механизмом теплопередачи.

Сюй и Ли [34] экспериментально исследовали температурный градиент, индуцированный естественной конвекцией поэтому они предложили размещать продукты внутри холодильника на расстоянии более 2 см от стенок.

Ампофо[35] провел экспериментальное исследование турбулентного естественного течения воздуха в неразрезных и секционированных полостях с дифференциально нагретыми вертикальными и проводящими горизонтальными стенками. В результате экспериментов было получено двумерное течение в средней плоскости полости с размерами 0.75 м в высоту, 0.75 м в ширину, 1.5 м в глубину. Тепловыми граничными условиями эксперимента были изотермические вертикальные стенки при 50°C и 10°C . Эта разница температур создавала число Рэлея 1.58×10^9 . Он установил пять перегородок с более высокой теплопроводностью материала, чем у материала полости на горячей стенке. Размеры перегородок составляли 150 мм в длину, 3 мм в толщину и такую же глубину, как и глубина полости. Локальная скорость и температура измерялись одновременно в различных местах полостей. Для проведения измерений использовались лазерный доплеровский анемометр и микродиаметрическая термопара. Были измерены и представлены в экспериментальных результатах как средние значения, так и значения флуктуаций. В этом эксперименте также регистрировались локальные и

средние числа Нуссельта, напряжение сдвига стенки и турбулентная кинетическая энергия. Эксперименты проводились с очень высокоточными приборами, и полученные результаты могут быть использованы в качестве экспериментальных эталонных данных и полезны для валидации вычислительных гидродинамических кодов. Измерения проводились в установившемся режиме. На основании экспериментальных измерений сделан вывод о том, что среднее и локальное число Нуссельта уменьшается из-за существования перегородок над горячей стенкой. Наличие перегородок существенно изменяет динамические и тепловые поля по сравнению с теми, что находятся в пустой полости с теми же размерами и граничными условиями. Кроме того, перегородки на горячей стенке влияют на холодную стенку и делают пограничный слой толще и дают более высокие пиковые значения (рисунок 1.14).

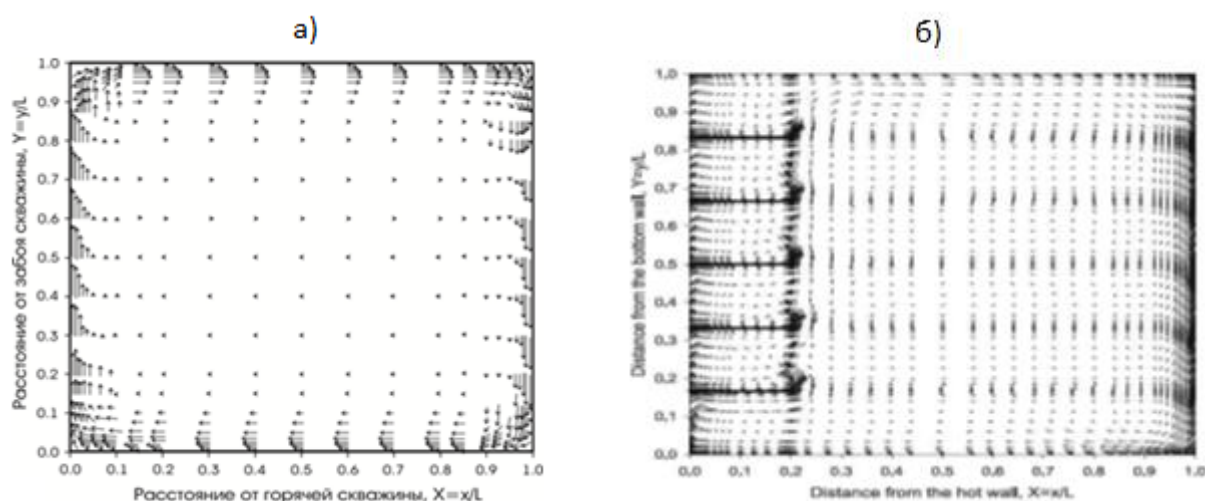


Рисунок 1.14 - Векторный график профилей средних скоростей (а) несекционированной полости (б) секционированной полости [35].

Шу и другие [36] численно и экспериментально исследовали естественную конвекцию в полости с наложенными модулированными тепловыми градиентами или модулированными гравитационными силами. Модулированные тепловые градиенты означают, что наложенное граничное условие стенки периодически изменяется и, следовательно, приводит к

периодическому изменению сил плавучести. Они представили численные расчеты, которые были выполнены с помощью конечно-элементного решения переходных уравнений Навье-Стокса и энергетического баланса, а также соответствующих тепловых граничных условий или изменяющихся во времени гравитационных сил. Тем временем была установлена экспериментальная установка, на которой были установлены осциллирующие температуры стенок для получения модулированных температурных градиентов. Для измерения полей скоростей использовалась лазерная система велосимметрии изображений частиц (PIV). Было проведено сравнение расчетных результатов с экспериментальными измерениями, и они показали хорошее согласие при различных условиях. После валидации численной модели она была использована для исследования влияния частоты модуляции и числа Прандтля на течение жидкости. Измерения проводились в установившемся режиме. Численные 2D-вычисления были выполнены в стационарном режиме. Они заметили, что поток, управляемый плавучестью, следует той же схеме, что и колебательная температура движения. Скорость, индуцированная в результате естественной конвекции, имеет разность фаз с колебательной температурой движения. Этот вывод справедлив как для вертикальной полости, так и для наклонной полости. Сообщается, что более высокая частота движущей температуры создает более слабое поле скоростей.

Буслими и Дехмани [37] провели экспериментальное исследование теплового поля турбулентного шлейфа, управляемого цилиндром. Они проанализировали турбулентную структуру теплового шлейфа, образованного нагретым диском. Затем он эволюционировал в нейтральной среде и управлялся вертикальным цилиндром. Расстояние между вертикальным цилиндром и диском составляло 1 см. Для измерения распределения температуры в шлейфе использовались термопара и блок сбора данных. Повторное количество и FR количество соответственно 52.7 и 5.1. Их результаты в целом сходны с результатами, сообщенными Zinoubi et al.[38].

Они наблюдали одиночный тороидальный вихрь над нагретым диском и снижение температуры вдоль оси цилиндра (рисунок 1.15).

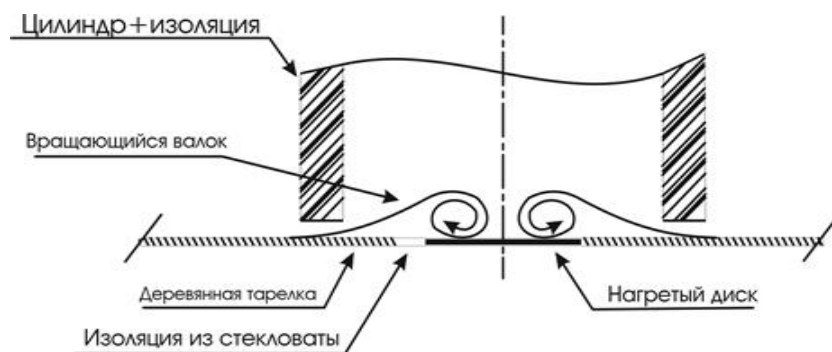


Рисунок 1.15 - Схема вращающихся валков[37]

1.4. Числовые показатели

Другим важным аспектом изучения турбулентных течений, обусловленных плавучестью, является численное исследование. Численное предсказание естественной или смешанной конвекции может быть экономичным методом для использования в целях проектирования в промышленных приложениях. Из-за сложной природы свободных конвективных потоков их численное моделирование по-прежнему является сложной задачей для исследователей.

Инсе и Лаундер [39] провели численное исследование плавучести управляемых потоков в прямоугольных корпусах. В численном исследовании воздух был рабочим телом. Они исследовали два различных соотношения сторон, 30:1 и 5: 1, которые показали различную структуру потока в обоих случаях. Был сделан вывод, что версия модели Джонса-Лонд с низким числом Рейнольдса $k-\epsilon$ удовлетворительно работает в этих случаях. Это хорошо согласуется с перенесенными экспериментальными данными. Обобщенная градиентная диффузионная гипотеза (GGDH) была использована для вычисления турбулентных тепловых потоков и в конечном итоге расчета плавучести турбулентности слагаемого генерации. В GGDH учитываются градиенты поперечного течения, которые могут быть важны в потоках,

управляемых плавучестью. Другим важным моментом в их исследовании было применение термина источника вблизи стенки в уравнении ε . Стандартная форма k - ε предсказывает слишком большие масштабы длины в местах, близких к точкам разделения, и, следовательно, дает неправильное предсказание теплопередачи стенки.

Хенкес и другие [40] провели численные исследования естественного конвективного течения в квадратной полости с использованием моделей турбулентности с малым числом Рейнольдса. Они проводили двумерные расчеты в квадратной полости, которая нагревалась от вертикальных стенок. Расчеты охватывали как ламинарное, так и турбулентное течение, числа Рэлея, варьирующиеся до 10^{14} для воздуха и 10^{15} для воды. В расчетах использовались три модели турбулентности. Эти модели турбулентности были стандартной моделью k - ε с логарифмической функцией стенки, низким числом Рейнольдса Чейна, а также Джонса и Лаундера. Показано положение перехода от ламинарного течения к турбулентному, связанное с моделью турбулентности при фиксированном числе Рэлея. Из сравнения численных результатов с экспериментальными данными было установлено, что стандартная стеновая функция дает слишком высокие предсказания относительно среднего числа Нуссельта по горячей вертикальной стенке. Модели с низким числом Рейнольдса дали результаты числа Нуссельта в лучшем согласии с экспериментальными данными. Они пришли к выводу, что предсказанный $R_{s,cr}$, который является точкой, в которой поток превращается в турбулентный поток, зависит от используемой модели турбулентности. Это $Ra_{cr} \approx 10^{10}$ - это точка перехода для модели Чейна, когда воздух является рабочей жидкостью. $Ra_{cr} \approx 10^{11}$ - это точка перехода для модели Jones and Launder снова, когда воздух является рабочей жидкостью. Когда вода является рабочей жидкостью, было проверено в их исследовании. Эти многочисленные решения были получены из различных версий моделей k - ε с низким числом Рейнольдса.

Ханджалик [41] провел численное исследование плавучих турбулентных течений и теплообмена. Было обнаружено, что в прогнозах были большие потоки. Хотя сообщалось о многих успешных результатах, расхождения между прогнозами и измерениями также наблюдались в некоторых типах потоков. Был сделан вывод, что управляемые плавучестью потоки являются одним из типов потоков, которые не поддаются обработке большинством одноточечных моделей турбулентности.

Ханджалик и соавторы [42] провели численные исследования естественной конвекции в секционированных двумерных оболочках при более высоких числах Рэлея. Они изучали двумерное пустое и разделенное прямоугольное ограждение. Диапазон чисел Рэлея, рассмотренных в этом исследовании, составлял от 10^{10} до 10^{12} . Для расчета потока теплоносителя были применены модели с тремя и четырьмя уравнениями, k - ε - $\overline{t^2}$ и k - ε - $\overline{t^2}$ - ε_t . Расчеты были выполнены с использованием пристенной обработки с низким числом повторений для устранения изменений в буферном слое. Они сообщили об улучшении результатов в области турбулентности за счет использования алгебраической модели турбулентного переноса тепла $\overline{u_i t}$ по сравнению с гипотезой вихревой диффузии. Они представили некоторые результаты относительно средних значений турбулентного поля и числа Нуссельта. Они пришли к выводу, что в отличие от модели вихревой диффузии, такой как k - ε модель с низким числом Re , которая предсказывает турбулентный режим хаотично и недооценивает турбулентную кинетическую энергию, алгебраическая модель потока способна предсказывать турбулентность при числах Ra , согласующихся с экспериментальными данными. Они сравнили вычислительные результаты числа Нуссельта с экспериментальными корреляциями и корреляциями теплопередачи. Эти сравнения показали, что результаты трех-и четырехкомпонентной модели хорошо согласуются с экспериментальными данными и корреляциями, всегда в пределах 15%.

Дол с соавторами [43] провели численное исследование турбулентной естественной конвекции. Они представили сравнение дифференциальных и алгебраических замыканий второго момента в случае естественной конвекции. DNS-данные турбулентной естественной конвекции между двумя дифференциально нагретыми бесконечными вертикальными пластинами при числе Рэлея $Ra = 5.4 \times 10^5$ (Versteegh and Nieuwstadt 1996, Boudjemadi et al. 1996) были использованы для проведения сравнений. Они преобразовали дифференциальные уравнения в алгебраические формы, используя соответствующие гипотезы. Затем они провели вычисления с использованием полного дифференциала и четырех уравнений $k-\varepsilon-\overline{t^2}-\varepsilon_{tt}$ алгебраической модели. Они сообщили о разумном согласии между алгебраической моделью и имеющимися экспериментальными и DNS-данными. Показано, что алгебраические модели хорошо предсказывают средние свойства течения и турбулентности в случае талловой полости. Алгебраическая модель была протестирована на разных уровнях усечения. Не было найдено необходимости использовать полное алгебраическое выражение для турбулентных тепловых потоков, которое вычислительно трудно использовать. Приведенное выражение также отражает основные явления турбулентного течения.

Кенжерес и Ханджалик [44] провели численное исследование переходных процессов конвекции Рэлея-Бенара с моделью PANS. Они исследовали конвекцию Рэлея-Бенара (RB) с переходными процессами Рейнольдса-среднего-Навье-Стокса (TRANS) над высокими числами Рэлея. Их целью было проверить метод RANS в прогнозировании структуры и крупномасштабной неустойчивости в плавучих турбулентных потоках. В качестве численной модели была использована алгебраическая модель напряжения потока с низким числом Re $k-\varepsilon-\overline{t^2}$. Он показал хорошие характеристики в отношении пристенного турбулентного теплового потока и пристенной теплопередачи. Средние значения потока и турбулентных

флуктуаций, а также теплоотдача стенок хорошо согласуются с экспериментальными данными и данными DNS для различных случаев.

Лю и Вэнь [45] провели численное исследование плавучести гонят потоки в вольерах. Они разработали и утвердили усовершенствованную модель турбулентности для естественных конвективных потоков в полостях. Модифицированная модель уравнения низкого Re-числа четыре $k-\varepsilon-\bar{t}^2$ - ε_t была использована для повторного решения потока жидкости и теплопередачи в полостях плавучего потока. В потоках, управляемых плавучестью, существует сильная анизотропия в напряжениях Рейнольдса. Именно поэтому была рассмотрена модификация в термине "возврат к изотропии" корреляции деформаций давления в замыканиях второго момента. Затем они сравнили результаты модифицированной модели турбулентности с экспериментальными данными и результатами другой численной модели. Они сообщили, что модификация приводит к улучшению результатов как в высоких, так и в квадратных полостях. Особенно значительное улучшение наблюдалось при вертикальных флуктуациях скорости вблизи горячих и холодных стенок. Для напряжения сдвига Рейнольдса наблюдалось улучшение в случае квадратной полости, но не было улучшения для случая высокой полости.

Ханджалик [46] численно исследовал одноточечные модели замыкания для турбулентных течений, управляемых плавучестью. Он исследовал некоторые конкретные вопросы, касающиеся плавучих потоков в области одноточечных замыканий. Тепловые потоки, управляемые плавучестью, рассматриваются как проблема для моделей с одной точкой замыкания. Потоки, управляемые плавучестью, трудно моделировать из-за присущей им неустойчивости, энергетической неравновесности, градиента встречной диффузии и высоких флуктуаций давления. В работе рассмотрены недостатки вихреводиффузионных моделей. Затем было показано, что моделирование второго момента с использованием алгебраических уравнений переноса

турбулентного теплового потока является минимальным уровнем замыкания для сложных течений. Было обнаружено, что замыкание второго момента не является адекватным для захвата вихревой структуры потоков, управляемых плавучестью, но оно способно предсказывать больше явлений, чем модели вихревой диффузии. Он представил результаты, касающиеся двух общих течений боковых нагретых вертикальных каналов и конвекции Рэлея-Бенара. Сделан вывод, что в этих случаях изотропная вихреводиффузионная модель приводит к неверным результатам. Было обнаружено, что закрытие второго момента в некоторой степени улучшает результаты, но все же существует огромное расхождение с данными DNS. Можно было бы модифицировать термин закрытия второго момента за термином, чтобы воссоздать данные DNS, но из-за присущей нелинейности обобщение на сложные потоки было бы сомнительным. Наконец, он предложил использовать алгебраическое усечение замыкания второго момента для определения алгебраического уравнения для турбулентных тепловых потоков. Было показано, что это позволит охватить ряд внутренних потоков в потоках, управляемых плавучестью.

Хис и Лиен [47] численно исследовали численное моделирование турбулентных течений, обусловленных плавучестью, в ограждающих конструкциях. Они проводили расчеты над корпусами с нагретыми вертикальными стенами. Они поняли, что поток с низкой турбулентностью, управляемый плавучестью, является численно сложным, особенно когда используются модели с низким числом Рейнольдса. В тех случаях, когда уровень турбулентности в ядре полости низок, модели с низким числом повторений имели тенденцию к реламинаризации потока вблизи нагретых стенок. Еще одна трудность, возникающая в потоках с низкой турбулентностью, обусловленной плавучестью, - это присущая им неустойчивость. Эта трудность помешала бы сходиться усредненным по Рейнольдсу уравнениям Навье-Стокса (RANS). Они использовали модель Lien и Leschziner с низким числом Рейнольдса $k-\epsilon$, которая явно включала

расстояние до стены. Чтобы преодолеть проблему реламинаризации, был использован двухслойный подход для функций низкого Re в уравнении ϵ . Они исследовали высокую полость Беттса и Бухари [48] при $Ra=1.43 \times 10^6$ и квадратную полость Тиана и Караянниса [49] при $Ra=1.58 \times 10^9$.

Крафт и другие [50], Герасимов [51], Крафт и др.[52], Craft et al.[53] разработали новые методы обработки стеновых функций для турбулентных вынужденных и смешанных конвективных потоков. Существует два основных метода разрешения очень сложной пристенной вязкости, затронутой подслоем. Один из методов заключается в создании очень тонкой пристенной сетки для улавливания резких изменений вблизи стены. Другой метод-стратегия функции стены, которая принимает уравнения для учета градиентов вблизи стен. Метод функции стены популярен в промышленных вычислениях, потому что это экономичный метод. Из-за предельного предположения о логарифмических вариациях скорости и температуры, связанных со стандартной стеновой функцией, они разработали две новые стратегии стеновых функций, основанные либо на аналитическом, либо на численном решении упрощенных уравнений переноса для близости стенки, импульса и энтальпии через пристенные контрольные объемы. В аналитическом подходе AWF уравнения не основаны на локальном равновесии, а также учитывается влияние силы плавучести. AWF успешно используется при вычислении внутренних смешанных конвективных потоков, а также для простых внешних естественных конвективных потоков. Численная стеновая функция основана на численном интегрировании одномерной упрощенной модели с низким числом Рейнольдса по пристенному управляющему объему. Этот метод дал точные результаты относительно случаев течения канала Уке, соударяющихся струй, вращающихся дисков, обратных шагов и т. д.

Выводы к главе 1

Показано, что численное моделирование естественных конвективных течений широко изучалось в последние десятилетия. Даже простая 2D естественная конвекция в полости, которая кажется простым случаем, является большой численной проблемой. Как описано в численном разделе обзора литературы, к настоящему времени достигнут значительный прогресс. Однако этот прогресс был основан на использовании моделей с низким числом Рейнольдса, которые в случае трехмерных потоков могут быть непомерно дорогими. В данном исследовании основными задачами являются разработка более экономичного подхода к моделированию турбулентности для естественной конвекции, основанного на использовании недавно разработанной аналитической функции стенки AWF в сочетании с введением замыканий второго момента для напряжений Рейнольдса и алгебраических моделей турбулентных тепловых потоков.

ГЛАВА 2. МЕТОДОЛОГИЯ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Во второй главе отражены методология и методы исследования, различные стратегии моделирования турбулентности RANS используются для прогнозирования плавучих потоков в закрытых полостях. Рассмотрены следующие аспекты моделирования турбулентности: моделирование турбулентных напряжений в полностью турбулентных областях, моделирование турбулентных тепловых потоков в полностью турбулентной области и моделирование при стенной турбулентности.

Объект исследования: пространственные турбулентные нестационарные внутренние течения с зонами рециркуляции с учетом эффектов плавучести и радиационного переноса тепла.

Предметом исследования является численное исследование влияния эффекта плавучести на эргономику термальной среды помещения.

2.1. Плавучесть потоков

Большинство потоков, которые происходят в нашем окружении, вызваны плавучестью. Плавучие потоки можно рассматривать как циркуляцию воздуха вокруг наших тел, в атмосфере, океаническую циркуляцию и т. д. Плавучие потоки возникают из-за разницы плотностей, возникающей в результате градиента температуры. Плавучие потоки можно разделить на две основные категории. Один из них-это плавучие потоки, вызванные разницей температур или теплопередачей по поверхности, которые называются внешними потоками, вызванными плавучестью. Другая категория-это плавучее течение, возникающее внутри полостей, ограниченных поверхностями, которые называются внутренними потоками.

За последние 30 лет были проведены интенсивные исследования плавучих потоков. Эти исследования были проведены из-за растущего спроса

на детальные количественные знания о потоках, вызванных плавучестью в атмосфере, водоемах, корпусах, электронных устройствах, технологическом оборудовании. Ядерное охлаждение дает сильный стимул. Их численное предсказание может быть очень сложным. Это связано с возникновением турбулентности при достаточно высоких перепадах температур.

2.2 Турбулентный поток

2.2.1 Характеристики

Большинство потоков, используемых в промышленности, представляют собой турбулентные потоки. Среди этих промышленных применений мы можем выделить пограничные слои, растущие на крыльях самолетов, процессы горения, поток природного газа и нефти в трубопроводах и следах кораблей, автомобилей, подводных лодок и самолетов.

Трудно дать определение турбулентному течению. Лучше всего объяснить различные характеристики турбулентности. Первая особенность турбулентного течения-неравномерность. Именно поэтому аналитические методы не подходят для турбулентного течения, а для его разрешения используются статистические и численные методы. Еще одной характеристикой турбулентности является ее диффузионность. Коэффициент диффузии турбулентности используется для обозначения смешения импульса, массы и тепловой энергии вихрями турбулентности. Диффузионность турбулентности является наиболее важным эффектом турбулентности в промышленном применении. Например, это задержит разделение потока на аэродинамических профилях при больших углах атаки или увеличит скорость теплопередачи и т. д.

Два главных безразмерных числа в принудительной и смешанной конвекции - это число Рэлея и число Рейнольдса. Они определяются как:

$$Ra = \frac{\beta g \Delta T L^3}{\nu \alpha}$$

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

Турбулентные течения возникают при большом числе Рейнольдса в случае вынужденной конвекции и при больших числах Рэлея в случае естественной конвекции. Из-за присущей турбулентным потокам случайности и нелинейности это явление практически неразрешимо. Для получения ответов на задачи турбулентного течения необходимо дальнейшее развитие как математических моделей, так и нелинейных методов.

Одной из важных характеристик турбулентности является ее диссипация. Вязкие напряжения сдвига через мелкомасштабные турбулентные флуктуации рассеивают кинетическую энергию турбулентных флуктуаций в тепловую энергию. Именно поэтому турбулентный поток нуждается в непрерывном подводе энергии для компенсации вязких потерь, иначе турбулентность очень быстро исчезает [54].

2.2.2 Шкала длины турбулентности

В гидродинамике турбулентных течений существует несколько шкал длин. Эти масштабы длины варьируются от физического измерения поля потока до диффузионного действия турбулентного движения. Более крупные шкалы длины являются репрезентативными для больших вихрей. Они содержат большую часть энергии, а также наиболее сильно взаимодействуют со средним движением, удаляя энергию из среднего движения и переходя в турбулентные вихри.

Важно найти наименьший масштаб длины в турбулентных потоках, чтобы проанализировать другой аспект их динамики. Вязкость может сглаживать флуктуации скорости в очень малых вихрях. Маломасштабные флуктуации происходят из нелинейных членов в уравнениях импульса. Вязкость распадает очень маленькие вихри и рассеивает энергию малого масштаба в тепло. Часто предполагается, что скорость подачи энергии должна

быть равна скорости диссипации. Теория универсального равновесия Колмогорова была основана на вышеупомянутом предположении.

Поэтому наиболее важным параметром, влияющим на маломасштабное движение, является скорость диссипации на единицу массы $\varepsilon \left(\frac{m^2}{c^3} \right)$ и Кинематическая вязкость $\nu \left(\frac{m^2}{c} \right)$ - используя эти переменные, можно получить следующие шкалы длины, времени и скорости:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \vartheta = (\nu \varepsilon)^{1/4} \quad (2.1)$$

2.2.3 Турбулентный поток, управляемый плавучестью

Турбулентные потоки могут сильно зависеть от сил тела. Сила тела коррелирует с флуктуациями скорости. Одним из наиболее распространенных примеров является большое влияние гравитации на потоки с флуктуациями плотности. Это может произойти в потоке, в котором градиенты средней скорости и средней плотности находятся в одном и том же направлении. Примером такого случая может служить обтекание нагретых или охлажденных горизонтальных пластин. Другой случай-это поток, который управляется средней разностью плотностей, такой как плавучие потоки полости или плавучие плюмы в неподвижном воздухе.

В ситуациях, когда плотность возрастает в вертикальном направлении, поток нестабилен и, следовательно, потенциальная энергия будет преобразована в турбулентную кинетическую энергию. Наоборот, когда плотность уменьшается вертикально таким образом, что ее градиент острее, чем у жидкости в гидростатическом равновесии, турбулентная кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию [55].

2.3. Моделирование турбулентности

Основным приоритетом в изучении турбулентности является содействие разработке математической модели, позволяющей надежно и эффективно

вычислять соответствующие величины в практических приложениях. Более чем десятилетние исследования турбулентных течений доказали, что получить простое аналитическое решение практически невозможно. Вместо этого применение компьютеров все больше растет как наилучший способ достижения вычисления турбулентных потоков.

Основные трудности решения уравнений Навье-Стокса связаны с нелинейными конвективными членами и членом градиента давления. Градиент давления обычно преобразуется в члены скорости с помощью решения уравнения Пуассона. Тогда в этом случае член градиента давления является нелинейным и нелокальным.

Математические модели приводят к набору дифференциальных уравнений в частных производных. Тогда в конкретном потоке этот набор уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями может быть решен численно. Наиболее распространенными математическими моделями являются прямое численное моделирование (DNS), моделирование больших вихрей (LES) и среднее Рейнольдса Навье-Стокса (RANS).

В DNS уравнения Навье-Стокса непосредственно решаются для получения $U(x_i, t)$. В этом методе были бы решены все временные и пространственные шкалы. Именно поэтому этот метод является вычислительно очень дорогим. Вычислительные затраты пропорциональны Re^3 . Это приведет к ограничению этого метода низким и умеренным числом Рейнольдса.

В LES уравнения решаются для получения отфильтрованного поля скоростей $U(x_i, t)$. Это отфильтрованное поле скоростей обнаруживает только турбулентные движения большего масштаба. Эффект движения меньшего масштаба косвенно включается в систему уравнений.

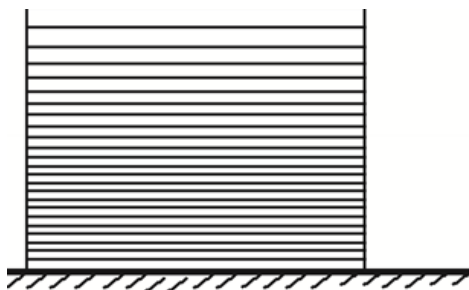
В RANS множество уравнений Рейнольдса решается для достижения поля средней скорости. Есть два способа выполнить этот метод. Первый метод использует модель турбулентной вязкости в качестве алгебраического уравнения для расчета напряжений Рейнольдса. Второй способ (модель

напряжений Рейнольдса) решает дифференциальное уравнение напряжений в частных производных и позволяет избежать использования турбулентной вязкости.

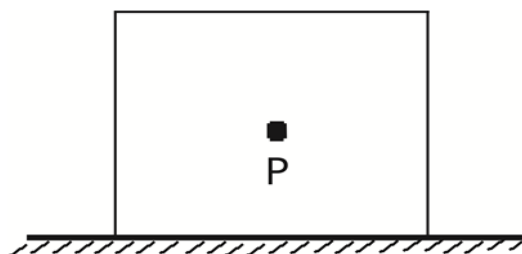
2.4. Простая гидравлическая функция стены

Когда число Рейнольдса велико, вязкая подслойная часть пограничного слоя очень тонкая. Поэтому для разрешения важных изменений в вязком подслое требуется чрезвычайно тонкое разрешение сетки (см. рисунке 2.1). В результате численный метод является вычислительно дорогостоящим.

Альтернативный метод вводится через функции стены. В стратегии пристенной функции объем управления вблизи стенки достаточно велик, чтобы пристенный узел находился в полностью турбулентной области. Знание поведения пристеночного потока затем используется для обеспечения граничных условий стенки для уравнений импульса и турбулентности из узловых значений пристеночных контрольных объемов (рисунок 2.1, 2.2).



Сетка с низким коэффициентом Рейнольдса



Настенная функциональная сетка

Рисунок 2.1- Сетки функций низкого Рейнольдса и стенок.

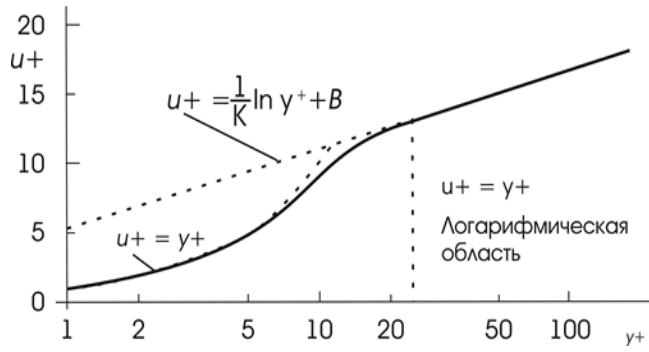


Рисунок 2.2 - Турбулентный скоростной пограничный слой

Стандартная функция стенки основана на предположении, что часть профиля скорости соответствует логарифмической функции, и она называется логарифмической областью. Профиль скорости и логарифмическая область показаны на рисунке 2.2. Уравнение для профиля скорости в логарифмической области имеет вид:

$$u^+ = \frac{\bar{u}_t}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (2.13)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (2.14)$$

В стандартной функции стенки одно из основных предположений состоит в том, что поток находится в локальном равновесии, а это означает, что производство и диссипация турбулентной энергии приблизительно равны. Исходя из этого предположения, можно показать, что:

$$u_\tau = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} \quad (2.15)$$

Из уравнения для u_τ и u^+ можно вывести уравнение, связывающее напряжение сдвига стенки и скорость в узле рядом со стенкой:

$$\tau_\omega = \rho u_\tau^2 = \rho C_\mu^{1/4} k \sqrt{k} \frac{\bar{u}_t}{\ln(y + E)} \quad (2.16)$$

Общее производство турбулентной кинетической энергии за счет сдвига в контрольном объеме рядом со стенкой, как это получается из:

$$P_{k \approx \tau_\omega} \frac{\partial \bar{u}_t}{\partial y} \quad (2.17)$$

Градиент скорости может быть получен из логарифмического профиля скорости:

$$\left(\frac{\partial \bar{u}_t}{\partial y} \right)_p = \frac{u_\tau}{k y_p} = \frac{C_\mu^{1/4} \sqrt{k p}}{k y_p} \quad (2.18)$$

где подстрочный индекс Р обозначает значение переменной в центре пристенного управляющего объема.

После применения, приведенного выше уравнения для получения турбулентной кинетической энергии над пристенным управляющим объемом уравнение для диссипации ϵ там не действует. Поэтому ϵ в центре управляющего объема предписывается через:

$$\epsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \quad (2.19)$$

Приведенное выше уравнение выводится из предположения, что шкала длины равна:

$$L = \frac{k}{C_\mu^{3/4}} y \approx 2.5 y \quad (2.20)$$

затем заменить в этом отношении $\epsilon \approx \frac{k^{3/2}}{L}$

Этот набор уравнений для пристенных контрольных объемов справедлив только тогда, когда $y^+ > 30$. Это означает, что точка сетки у стены находится в логарифмической области.

2.5. Стандартная пристеночная функция

Стандартная функция стены аналогична функции стены, введенной в предыдущей главе. В этой функции стенки предполагается, что турбулентное

напряжение сдвига и турбулентная кинетическая энергия постоянны вне вязкого подслоя. В вязком подслое турбулентное напряжение сдвига равно нулю, а кинетическая энергия изменяется квадратично с расстоянием от стенки. Уравнение для напряжения сдвига стенки такое же, как и уравнение, приведенное в предыдущем разделе, но уравнение для получения турбулентной кинетической энергии имеет вид:

$$\overline{P_k} = \frac{1}{y_n} \int_{y_v}^{y_n} \frac{\tau_\omega^2}{k C_\mu^{1/4} \rho k_p^{1/2} y} dy = \frac{\tau_\omega^2}{k C_\mu^{1/4} \rho k_p^{1/2} y_n} \ln\left(\frac{y_n}{y_v}\right) \quad (2.21)$$

Была также внесена модификация в уравнение для диссипации в пристенном управляющем объеме. Вне вязкого подслоя она равна уравнению в уравнении предыдущий раздел. В вязком подслое, е:

$$\varepsilon = \frac{2\nu k p}{y_v^2} \quad (2.22)$$

Поэтому уравнение для средней скорости диссипации по Ближнему к стенке управляющему объему имеет вид:

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= \frac{1}{y_n} \left[\int_0^{y_v} \frac{2\mu k p}{\rho y_v^2} dy + \int_{y_v}^{y_n} \frac{k_p^{3/2}}{c_l y} dy \right] \\ &= \frac{1}{y_n} \left[\frac{2\mu k p}{\rho y_v} + \frac{k_p^{3/2}}{c_l} \ln\left(\frac{y_n}{y_v}\right) \right] \\ &= \frac{1}{y_n} \left[\frac{2k_p^{3/2}}{y_v^*} + \frac{k_p^{3/2}}{c_l} \ln\left(\frac{y_n}{y_v}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.6. Дополнительные модификации гидродинамических функций стенки

2.6.1. Пристеночная функция Cieng – Launder

В этой пристенной функции было сделано предположение, что турбулентное напряжение сдвига и турбулентная кинетическая энергия

изменяются поперек пристенной ячейки. Предполагается, что они изменяются линейно от края вязкого подслоя к внешней грани ближней стенки контрольного объема. Турбулентное напряжение сдвига устанавливается равным нулю в вязком подслое и кинетическая энергия изменяется квадратично как:

$$k = k_v \left(\frac{y}{y_v} \right)^2 \quad (2.24)$$

Затем турбулентной кинетической энергии на границе вязкого подслоя кв:

$$k_v = k_N - \frac{k_N - k_p}{y_N - y_p} (y_N - y_v) \quad (2.25)$$

Уравнение для напряжения сдвига стенки имеет вид:

$$\tau_\omega = \frac{k\rho C_\mu^{1/4} k_v^{1/2} U_p}{\ln(E * k_v^{1/2} y p / \nu)} \quad (2.26)$$

Средняя скорость производства турбулентной кинетической энергии по пристенному контрольному объему может быть получена из линейного изменения напряжения сдвига следующим образом:

$$\begin{aligned} \overline{P_k} &= \frac{1}{y_n} \int_{y_v}^{y_n} \tau \frac{\partial U}{\partial y} dy \\ &= \frac{1}{y_n} \int_{y_v}^{y_n} \left[\tau_\omega + (\tau_n - \tau_\omega) \frac{y}{y_n} \right] \frac{\tau_\omega}{k\rho C_\mu^{1/4} k_v^{1/2} y} dy \\ &= \frac{\tau_\omega^2}{k\rho C_\mu^{1/4} k_v^{1/2} y_n} \ln \left(\frac{y_n}{y_v} \right) + \frac{\tau_\omega + (\tau_n - \tau_\omega)}{k\rho C_\mu^{1/4} k_v^{1/2} y_n^2} (y_n - y_v) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Средняя скорость диссипации по пристенному управляющему объему может быть получена в предположении линейного изменения турбулентной кинетической энергии:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{y_n} \left[\frac{2\mu k_v}{\rho y_v} + \int_{y_v}^{y_n} \frac{1}{c_i y} \left(k_n - \frac{k_n - k_p}{y_n - y_p} (y_n - y) \right)^{3/2} dy \right] \quad (2.28)$$

2.6.2. Пристеночные функции Johnson-Launder

В ранее упомянутых стеновых функциях значение y^* является постоянным и устанавливается равным 20. Но в ускоряющихся потоках напряжение сдвига стенки резко уменьшается вдали от стенки и, следовательно, y^* увеличивается. В потоках повторной привязки все происходит наоборот. Это означает, что величина напряжения сдвига стенки невелика в точке повторного присоединения, но она резко возрастает вдали от стенки. Поэтому в этом методе было предложено уравнение для вариации y^* , чтобы позаботиться о вышеупомянутых потоках:

$$y_v^* = \frac{y_{v0}^*}{1 + c\lambda} \quad (2.29)$$

$$\text{или } c=3.1, y_v^* = 20 \text{ и } \lambda = \frac{(k_v - k_w)}{k_v}$$

2.6.3. Стандартная пристеночная термальная функция

Аналогично гидравлическим стеновым функциям, температура стенки или тепловой поток стенки могут быть получены из заданного логарифмического температурного профиля. Логарифмический температурный профиль равен:

$$T^* = \frac{1}{x^*} \ln(E'^* y^*) \quad (2.30)$$

$$T^* = \frac{\rho c_p (T_{wall} - T) k_p^{1/2}}{q_{wall}} \quad (2.31)$$

В приведенном выше уравнении E'^* является функцией молекулярного числа Прандтля, а универсальная константа χ^* равна $\chi^* = \chi C_\mu^{1/4} \equiv 0.25$. Другая форма логарифмической температуры профиль есть:

$$T^* = Pr_t (U^* + \frac{P}{C_\mu^{1/4}}) \quad (2.32)$$

P называется ре-функцией и выводится из измерений расхода трубы.

$$P = 9.24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{0.75} - 1 \right] \left[1 + 0.28 \exp(-0.007 \frac{Pr}{Pr_t}) \right] \quad (2.33)$$

В случае заданного теплового потока стенки температура стенки может быть рассчитана по формуле:

$$T_{wall} = \frac{q_{wall} T^*}{\rho c_p k_p^{1/2}} + T_P \quad (2.34)$$

В случае заданной температуры стенки тепловой поток стенки может быть получен из

$$q_{wall} = \frac{\rho c_p (T_{wall} - T) k_p^{1/2}}{T^*} \quad (2.35)$$

В приведенных выше уравнениях T^* определяется как:

$$T^* = \frac{\rho c_p (T_{wall} - T) k_p^{1/2}}{q_{wall}} \quad (2.36)$$

Следующая форма логарифмического температурного профиля подходит для локального равновесного состояния.

$$T^+ = \frac{\rho c_p (T_{wall} - T) (\frac{\tau_w}{\rho})^{1/2}}{q_{wall}} = \frac{1}{X} \ln(E' y^+) \quad (2.37)$$

Когда условие отклоняется от локального равновесия, использование формулировки T^* лучше, чем T^+ .

2.6.4 Термические функции стенки для потоков плавучести около вертикальных пластин

Тепловые функции стенки, представленные в предыдущем разделе, не подходят для потоков, управляемых плавучестью. Причина в том, что в естественных конвективных потоках предположение о локальном равновесии не является справедливым. Многие исследования были проведены для того, чтобы найти лучшую тепловую функцию стенки для потоков дериватов плавучести. Следующий набор уравнений был получен в результате работы Yuan et al. [81] исследования.

$$T^{**} = \begin{cases} 1 + 1.36 \ln y^{**} - \frac{y^{**}}{4.4} & \begin{matrix} y^{**} \leq 1 \\ 1 < y^{**} \leq 100 \\ y^{**} > 100 \end{matrix} \end{cases} \quad (2.38)$$

Безразмерная температура T^{**} и безразмерное расстояние y^{**} являются:

$$T^{**} = \frac{(T_{ст} - T)(g\beta\alpha)^{1/4}(\rho c_p)^{3/4}}{q_{ст}^{3/4}} \quad (2.39)$$

$$y^{**} = \frac{y}{\alpha} \left(\frac{g\beta\alpha q_{ст}}{\rho c_p} \right)^{1/4} \quad (2.40)$$

2.7. Аналитические пристеночные функции

В сложных потоках, подвергающихся воздействию сил тела, ускорения потока или неблагоприятного градиента давления, изменения скорости и температуры больше не подчиняются логарифмическому закону, и локальное

равновесие больше не применяется. Аналитическая стеновая функция-это попытка создать более общую, но в равной степени экономичную стеновую функцию, устранив эти ограничивающие допущения [56-58].

2.8. Краткий обзор пакетов прикладных программ

OpenFOAM – это открытая интегрируемая платформа для численного моделирования процессов механики сплошных сред от гидро-и аэродинамики, включая учет процессов горения, протекания химических реакций, турбулентности и тепломассообмена, до механики деформируемого твердого тела и электромагнетизма [60, 61, 62]. Данная программа распространяется под лицензией GPL 3 (General Public License) разработанной организацией Free Software Foundation и работает под операционной системой Linux.

OpenFOAM представляет собой набор модулей для моделирования задач из различных научных областей, позволяющих решать следующие задачи [60, 61]:

1. Гидродинамика ньютоновских и неньютоновских вязких жидкостей (как несжимаемых, так и сжимаемых) с учётом конвективного теплообмена и действием сил гравитации. Для моделирования турбулентных течений возможно использование RANS-моделей, LES и DNS методов. Возможно решение дозвуковых, околоразвучовых и сверхзвуковых задач.
2. Прочностные расчеты.
3. Задачи теплопроводности в твёрдом теле.
4. Многофазные задачи, в том числе с описанием химических реакций компонент потока.
5. Задачи, связанные с деформацией расчётной сетки.
6. Сопряжённые задачи.
7. Распараллеливание расчёта, как в кластерных, так и многопроцессорных системах.

8. Некоторые другие задачи, при математической постановке которых требуется решение дифференциальных уравнений в частных производных в условиях сложной геометрии среды.

Приложения можно разделить на программы-решатели, разработанные для решения конкретных задач сплошной среды и утилиты, разработанные для манипулирования данными, например, для конвертации расчетной сетки из одного формата в другой.

Преимуществом OpenFOAM является то, что приложения могут создаваться самим пользователем при знании основных принципов строения приложений OpenFOAM.

Рабочим языком OpenFOAM является язык C++. Данный язык выбран для удобства представления математических операторов и выражения в удобной форме до компиляции в исполняемый файл.

Условно код OpenFOAM можно разделить на следующие части (какую любую другую сложную программу):

1. Ядро (core) – набор файлов, определяющих основные функциональные возможности кода;
2. Библиотеки (solvers) – содержат множество моделей механики сплошных сред;
3. Исполняемые файлы (utilities) – утилиты для решения задач механики сплошных сред, подготовки и обработки данных.

Общая схема решения состоит из подготовки исходных данных с помощью препроцессора, процесса решения, а также обработки и визуализации результатов вычислений с помощью постпроцессора.

Решение любой задачи в данном прикладном программном пакете начинается с описания геометрии расчетной области, построения сетки в ней и задания граничных условий, что является основными задачами препроцессора. Препроцессорами являются приложения blockMesh и snappyHexMesh, которые входят в состав OpenFOAM.

Утилита `blockMesh` [60, 61] наиболее подходит в случае областей простейшей формы. Она позволяет строить структурированные сетки, состоящие из гексаэдров. Принцип работы `blockMesh` заключается в делении всей расчетной области на трехмерные гексаэдральные блоки. Ребрами этих блоков могут быть отрезки прямых или дуг. Сетка получается вследствие разбиения каждого блока на определенное число ячеек в каждом направлении. Вся необходимая информация о построении сетки указывается в текстовом файле `blockMeshDict`.

Утилита `snappyHexMesh` [60, 61] является более мощным препроцессором. В отличие от `blockMesh`, `snappyHexMesh` позволяет строить сетки достаточно высокого качества в случае более сложной геометрии расчетной области. Процесс построения сетки в `snappyHexMesh` начинается с разбиения ячеек, пересекающих границы тел, находящихся в вычислительной области. Масштаб получаемой сетки определяется уровнем ее измельчения. `SnappyHexMesh` может выполняться в параллельном режиме, допуская построение сеток, состоящих из миллионов ячеек, при наличии достаточного числа вычислительных ядер и объема оперативной памяти.

Задачей решателя является подготовка системы линейных алгебраических уравнений, аппроксимирующих исходную математическую модель, и нахождение ее решения. `OpenFOAM` содержит большое количество решателей, которые разделены на группы, соответствующие группам решаемых задач. В этом случае искомые величины представляются в виде линейной комбинации базисных функций. В `OpenFOAM` все задачи решаются с помощью метода конечных объемов [58-60]. Этот метод основан на аппроксимации законов сохранения в интегральной форме. Внутри каждой группы решатели учитывают особенности конкретных математических моделей, а также выбор метода решения: различных алгоритмов решения либо поиск нестационарного или стационарного решения. Результатом работы решателя является набор файлов, в которых содержатся данные о поле

исследуемой величины в конкретный момент времени.

Пользователь может влиять на способ решения задачи. Он имеет возможность редактирования исходного кода, т.к. исходный код всех решателей открыт, может создать новый решатель либо настроить параметры решателя, т.е. задать различные схемы аппроксимации операторов дифференциальной задачи (оператора градиента, дивергенции, оператора Лапласа, первых и вторых производных по времени) и схем интерполяции. Также пользователь может выбрать метод решения системы линейных алгебраических уравнений.

Задача постпроцессора состоит в обработке, анализе и визуализации данных о поле исследуемой величины в конкретный момент времени.

Постпроцессором является программа ParaView [63] Эта программа является основным средством визуализации результатов в пакете OpenFOAM. Она разработана американской компанией Kitware inc. ParaView обладает большими возможностями для визуализации, т.е. позволяет визуализировать скалярные и векторные поля, линии тока, изоповерхности, получать информацию о нужном поле в точке или вдоль некоторой линии. Важной особенностью ParaView является поддержка параллельной обработки данных на высокопроизводительных вычислительных системах с общей или распределенной памятью.

Выводы к главе 2

Уравнения аналитической функции стенки непосредственно выводятся из усредненных по Рейнольдсу дифференциальных уравнений переноса. Чтобы вывести уравнения, сначала вводятся допущения, показанные ниже:

* Диффузия импульса параллельно стенке значительно меньше, чем диффузия импульса в направлении, нормальном к стенке. Поэтому диффузия, параллельная стенке, была удалена из дифференциального уравнения переноса импульса.

* Предполагается линейное изменение турбулентной вязкости в пределах пристенных контрольных объемов. Поэтому турбулентная вязкость равна нулю внутри тонкого подслоя и за его пределами задается формулой:

$$\mu_t = \mu_v \alpha(y^* - y_v^*) = \mu_v c_\mu c_l (y^* - y_v^*) \quad 2.41$$

Где $Q = 2,55$ и $c_M = 0,09$. Безразмерное расстояние до стены равно:

$$y^* = \frac{\rho_v y k_p^{1/2}}{\mu_v} \quad 2.42$$

* Рассмотрен краткий анализ структуры пакета OpenFOAM для моделирования турбулентных течений газа.

ГЛАВА 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ПЛАВУЧЕСТИ

В этой главе проведено численное моделирование турбулентных течений с учетом эффекта плавучести рассмотрены несколько тестовых задач позволяющих проводить верификацию выбранного пакета OpenFOAM на различных задачах вычислительной гидродинамики. В конце главы рассмотрено применение выбранной модели, методов дискретизации и решения систем.

3.1. Модернизация решателя buoyantSimpleFoam

Математическая модель рассматриваемой нестационарной задачи основана на системе уравнений Навье-Стокса [56-58, 60, 61], в которую входят уравнения неразрывности, переноса импульса и энтальпии:

$$\frac{\partial \rho_{ref}}{\partial t} + \nabla(\rho_{ref} \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_{ref} \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{ref} \mathbf{u} \mathbf{u}) = & -\nabla p + \rho_{ref} g [1 - \beta(T - T_{ref})] \\ & + \nabla \cdot (2\mu_{eff} D(\mathbf{u})) - \nabla \left(\frac{2}{3} \mu_{eff} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right) \\ \mu_{eff} = & \mu + \mu_t \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho_{ref} h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{ref} \mathbf{u} h) + \nabla \cdot (\rho_{ref} \mathbf{u} k) = \nabla \cdot (\alpha_{eff} \nabla h) + \rho_{ref} \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} + h_R \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{ref} \tau) + \nabla(\rho_{ref} \mathbf{u} \tau) - \nabla \cdot \left(\frac{\rho_{ref} \mu_{eff}}{\sigma_{eff}} \nabla \tau \right) = & 1 \\ h = & \int_{T_0}^T C_p(T) dT \end{aligned} \quad (3.4)$$

Здесь ρ — плотность, p — статическое давление, $\mathbf{g}$ — вектор гравитационного ускорения, μ_{eff} — эффективная вязкость, равная сумме молекулярной и турбулентной вязкостей, h — энтальпия, $k = 0.5|\mathbf{u}|^2$ — кинетическая энергия на единицу массы, а $D(\mathbf{u})$ — тензор скорости деформации определяется как

$$D(\mathbf{u}) = 0.5(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)$$

Коэффициент эффективной температуропроводности α_{eff} равен сумме коэффициентов ламинарной и турбулентной температуропроводностей:

$$\alpha_{eff} = \frac{\rho \nu_t}{Pr_t} + \frac{\mu}{Pr} = \frac{\rho \nu_t}{Pr_t} + \frac{\kappa}{C_p}$$

где κ – коэффициент теплопроводности, C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, μ – коэффициент молекулярной динамической вязкости, ν_t – турбулентная кинематическая вязкость, Pr – число Прандтля, Pr_t – турбулентное число Прандтля

В пакете OpenFOAM, члены в уравнении (3.2), связанные с градиентом статического давления и вектором гравитационного ускорения записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} -\nabla p + \rho \mathbf{g} &= -\nabla(p_{rgh} + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{r}) + \rho \mathbf{g} \\ &= -\nabla p_{rgh} - (\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}) \nabla \rho - \rho \mathbf{g} + \rho \mathbf{g} \\ &= -\nabla p_{rgh} - (\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}) \nabla \rho \end{aligned}$$

где $p_{rgh} = p - \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{r}$, а $\mathbf{r}$ – радиус вектор.

Стандартная k-ε -модель турбулентности

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + P_k - \rho \varepsilon; \quad \mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}$$

Для вычисления интегралов по контрольному объёму использовался метод Гаусса, а соответствующие значения величин на гранях контрольного объема вычислялись из значений в центрах соседних ячеек путем применения тех или иных интерполяционных схем.

Рассматривается численное моделирование естественной стационарной конвекции в вытянутой по высоте каверне Betts, P.L., Bokhari I.H. [48]. Высота

каверны равна $H = 2.18\text{м}$, длина $W = 0.076\text{м}$, а ширина $D = 0.52\text{м}$ (рисунок 3.1). Данная задача рассмотрена в нашей работе [64-67].

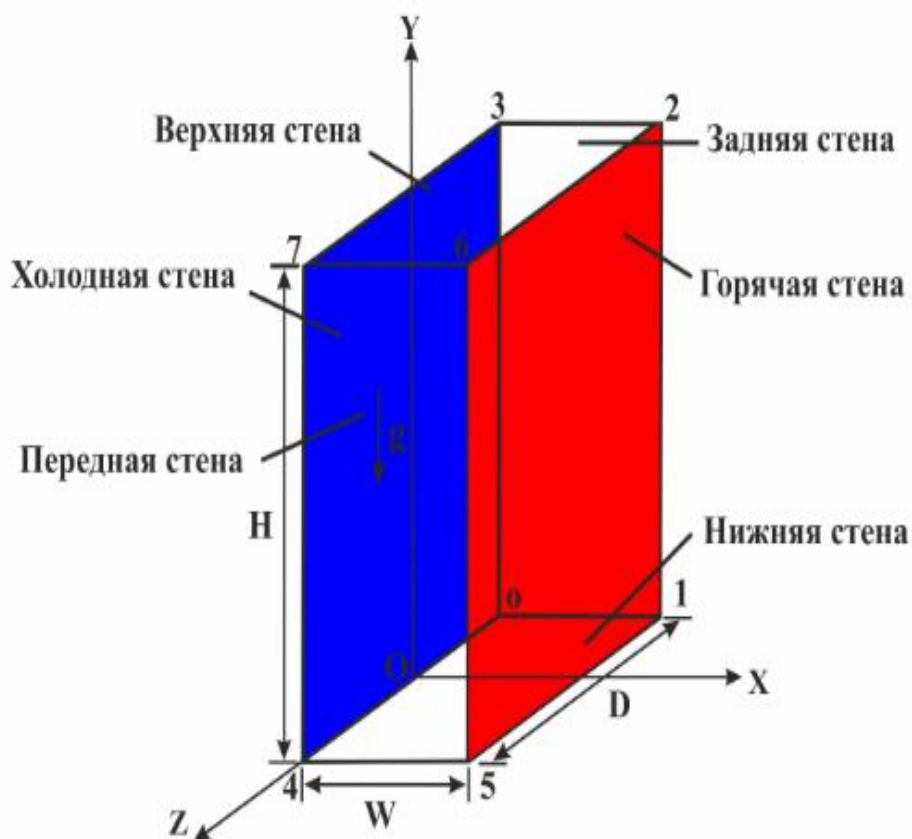


Рисунок 3.1- Схема каверны, вершины расчетной области и система координат

Внесённые в стандартный тьюториал изменения. В стандартном тьюториале, в файле `blockMeshDict`, вершины границ `frontAndBack` (столбец 2, табл. 3.1) и `topAndBottom` (столбец 3, табл. 3.1) определены неправильно – необходимо их поменять местами. Это следует из сравнения на рисунке 3.1, где указаны 8 вершин расчетной области.

Таблица 3.1. - Фрагмент файла blockMeshDict стандартного решателя.

Вершины	Границы	Границы
<pre> convertToMeters 0.001; vertices ((0 0 -260) (76 0 -260) (76 2180 -260) (0 2180 -260) (0 0 260) (76 0 260) (76 2180 260) (0 2180 260)); </pre>	<pre> boundary (frontAndBack { type wall; faces ((0 1 5 4) (2 3 7 6)); }); </pre>	<pre> topAndBottom { type wall; faces ((4 5 6 7) (3 2 1 0)); } </pre>

Этот момент является важным, потому что, в данной работе проведено численное моделирование рассматриваемой задачи в двумерном приближении и этим границам соответствует разные граничные условия. В пакете OpenFOAM, при моделировании двумерной задачи, граница расчетной области в направлении оси Oz полагаются пустыми – empty [61]. В данном случае это границы Front wall and Back wall.

Более того, все 6 границ расчетной области — Top wall, Bottom wall, Front wall, Back wall, Hot wall и Cold wall определены самостоятельно.

В табл. 3.2. приведены внесенные в файл blockMeshDict стандартного решателя изменения.

Таблица 3.2. - Вершины и границы корректированного тьюториала.

Вершины и число узлов	Границы Top wall and Bottom wall
<pre> convertToMeters 0.001; vertices ((0 0 -260) (76 0 -260) (76 2180 -260) (0 2180 -260) (0 0 260) (76 0 260) (76 2180 260) (0 2180 260)); edges (); blocks (hex (0 1 2 3 4 5 6 7) (35 150 1) simpleGrading (1 1 1)); </pre>	<pre> boundary (Top wall { type wall; faces ((2 3 7 6)); } Bottom wall { type wall; faces ((0 1 5 4)); } } </pre>
Границы Front wall и Back wall	Границы Hot wall и Cold wall
<pre> Front wall { type empty; faces ((4 5 6 7)); } Back wall { type empty; faces ((3 2 1 0)); } </pre>	<pre> Hot wall { type wall; faces ((6 5 1 2)); } Cold wall { type wall; faces ((4 7 3 0)); } </pre>

Анализ режима течения. Перед моделированием следует сделать анализ режима течения с точки зрения характерных чисел данного класса течений – чисел Прандтля, Рэлея, Граскофа и Рейнольдса. Нагревание воздуха в каверне происходит через правую вертикальную стенку, температура которой была равна $T_{hot1} = 34.6^{\circ}\text{C}$ и $T_{hot2} = 54.9^{\circ}\text{C}$, а его охлаждение производится через левую вертикальную стенку с температурой $T_{cold} = 15^{\circ}\text{C}$ (см. рисунке 3.1).

Термофизические свойства воздуха при двух значениях средней температуры

$$T_{ref1} = (T_{hot1} + T_{cold})/2 = 34.6^{\circ}\text{C} + 15^{\circ}\text{C})/2 = 24.8^{\circ}\text{C}$$

$$T_{ref2} = (T_{hot2} + T_{cold})/2 = 54.9^{\circ}\text{C} + 15^{\circ}\text{C})/2 = 34.95^{\circ}\text{C}$$

приведены в следующей таблице 3.3.

Таблица 3.3. -Термофизические свойства воздуха

Величина	Обозначение, единица измерения	Значение при 24.8°C	Значение при 34.95°C
Плотность	ρ , кг/м ³	1.184	1.1465
Коэффициент динамической вязкости	μ , кг/(м · с)	1.849×10^{-5}	1.890×10^{-5}
Коэффициент теплопроводности	k , Вт/(м · К)	2.551×10^{-2}	$2,720 \times 10^{-2}$
Удельная теплоемкость при постоянном давлении	C_p , Дж/(кг · К)	1.007×10^3	1.005×10^3
Коэффициент объемного расширения	β , К ⁻¹	3.430×10^{-3}	3.260×10^{-3}

Вычисленные с учетом теплофизических свойств воздуха значения характерных величин для данной задачи приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4. - Характерные величины задачи

	Обозначение	Значение при 24.8°C	Значение при 34.95°C
Число Прандтля	$Pr = \mu C_p / k$	0.730	0.698
Число Грасгофа	$Gr = (U_0 \rho * H / \mu)^2$	1.19×10^6	2.07×10^6
Число Рэлея	$Ra = Pr * Gr$	8.66×10^6	1.44×10^6
Скорость плавучести	$U_0 = \sqrt{g \beta H \Delta T}$	0.224	0.311
Рейнольдса	$Re = \rho U_0 H / \mu$	1.007×10^3	1.005×10^3

Число Прандтля для воздуха при температуре $T_{ref} = 24.8^\circ\text{C}$ определяется как $Pr = \mu C_p / k = 0.73$. Характерная скорость естественной конвекции из-за эффекта плавучести вычисляется как $U_0 = \sqrt{g \beta H \Delta T} = 0.224$ м/с. Число Рейнольдса, рассчитанное через скорость плавучести и высоту каверны будет равно $Re = \rho U_0 H / \mu \approx 1000$, так что режим течения явления турбулентным.

Число Грасгофа, представляющее собой отношение сил плавучести к вязким силам вычисляется по формуле $Gr = (U_0 \rho * H / \mu)^2 = 1.724 \times 10^8$.

Число Рэлея, рассчитанное через высоту каверны равно $Ra = Pr * Gr = 1.2584 \times 10^8$.

Число Pe характеризующее соотношение между конвективным и молекулярным процессами переноса тепла в потоке воздуха равно $Pe = Pr * Re = 735.11$, что в данной задаче, что процесс переноса тепла, обусловленный конвекцией жидкости преобладает над процессом молекулярной проводимости тепла.

Граничные и начальные условия. Разность температур правой горячей и левой холодной боковых стенок была равна 19.6°C и 39.9°C , что соответствуют рассчитанным по длине W каверны числам Рэлея, равным $Ra = 8.6 \times 10^5$ и $Ra = 1.43 \times 10^6$.

На стенках каверны для вектора скорости U задано условие прилипания – noSlip. Для температуры на передней, задней, верхней и нижней стенках заданы условия нулевого градиента по нормали – zeroGradient, обеспечивающее отсутствие теплового потока через эти границы. Во всех расчетах температура холодной стенки была равна 15 °С, температура горячей стенки менялась в зависимости от числа Рэлея – при $Ra=8.6 \times 10^5$ она была равна 34.6 °С, а при $Ra=1.43 \times 10^6$ – 54.9 °С.

Для давления на всех шести границах задано условие fixedFluxPressure, которое устанавливает градиент давления на заданное значение таким образом, чтобы поток на границе был задан граничным условием скорости. Граничные условия для кинетической энергии турбулентности k и скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ω задаются при помощи аппарата пристеночных функций [56-58].

Начальное значение поля вектора скорости внутри каверны было равно нулю, так как в начальное время движение воздуха отсутствовало. Значения температуры внутри каверны были равны $T_{ref1} = 24.8^\circ\text{C}$ и $T_{ref2} = 34.95^\circ\text{C}$ в зависимости от значений числа Рэлея. Во всех внутренних точках расчетной области давление задано равным 101325 Па.

Для решения систем линейных алгебраических уравнений, полученных после дискретизации систем уравнений (1-3), применялись методы решения приведенные в табл. 3.5 [56-58]. Точность решения итерационного процесса по основным переменным была равна 1×10^{-4} . Сведения об использованных граничных условиях, методах дискретизации и решения приведены в следующих табл. 3.5.- 3.7.

Таблица 3.5. - Граничные условия для основных переменных

Граница Переменная	Top wall (верхняя стена)	Bottom wall (нижняя стенка)	Hot wall (горячая стена)	Cold wall (холодная стена)
Скорость, U	noSlip	noSlip	noSlip	noSlip
Температура, T	zeroGradient	zeroGradient	34.6 °C, 54.9 °C	15 °C
Давление, p_{rgh}	fixed Flux Pressure	fixed Flux Pressure	fixed Flux Pressure	fixed Flux Pressure
Кинетическая энергия турбулентности, k	kqRWall Function	kqRWall Function	kqRWall Function	kqRWall Function
Удельная скорость диссипации, ω	omegaWall Function	omegaWall Function	omegaWall Function	omegaWall Function

Таблица 3.6. - Схемы дискретизации

Схема	gradSchemes	divSchemes	laplacianSchemes
Переменная			
Скорость, U	Gauss linear	bounded Gauss linearUpwind gradf(U)	Gauss linear corrected
Энтальпия, h	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear 1	Gauss linear corrected
Давление, p_{rgh}	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear	Gauss linear orthogonal
Кинетическая энергия турбулентности, k	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear	Gauss linear orthogonal
Удельная скорость диссипации, ω	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear 1 Gauss upwind	Gauss linear corrected

Таблица 3.7. - Решатели уравнений для основных переменных

Переменная	Решатель	Точность
Давления	метод сопряженных градиентов PCG с использованием предобуслователя DIC	1×10^{-4}
U, h, k, ω	PBiCGStab с использованием предобуслователя DILU	1×10^{-4}

Кроме этого при численных расчетах, для улучшения сходимости итерационного процесса использованы другие коэффициенты нижней релаксации, которые приведены в табл. 3.8.

Таблица 3.8. - Коэффициенты нижней релаксации

Переменная	U	h	k	ω	p_{rgh}	ρ
Коэффициенты релаксации	0.2	0.5	0.2	0.5	1.0	1.0

Аналогичные граничные условия задаются для случая квадратичной воздушной каверны. Критерии сходимости численных методов решения для обеих каверн - все максимальные невязки ниже 1.0×10^{-4} .

Результаты численных расчетов. Итерационный процесс при использовании модифицированного решателя сходится после 2039 итераций для числа Рэлея $Ra=8.6 \times 10^5$ и 2759 для числа Рэлея $Ra=1.43 \times 10^6$ (рисунок 3.2).

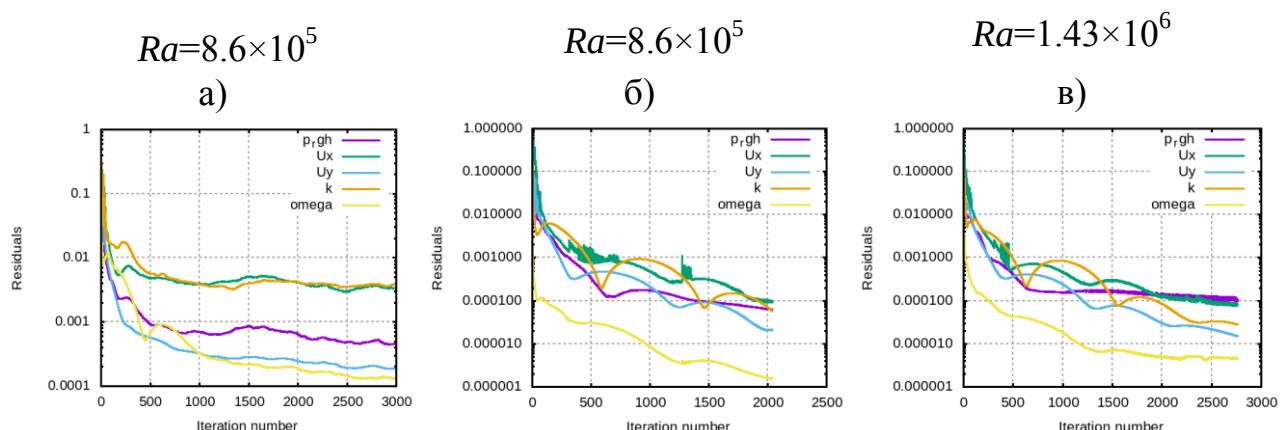


Рисунок 3.2 - Невязки оригинального (а), модифицированного (б, в) решателя при разных числах Рэлея

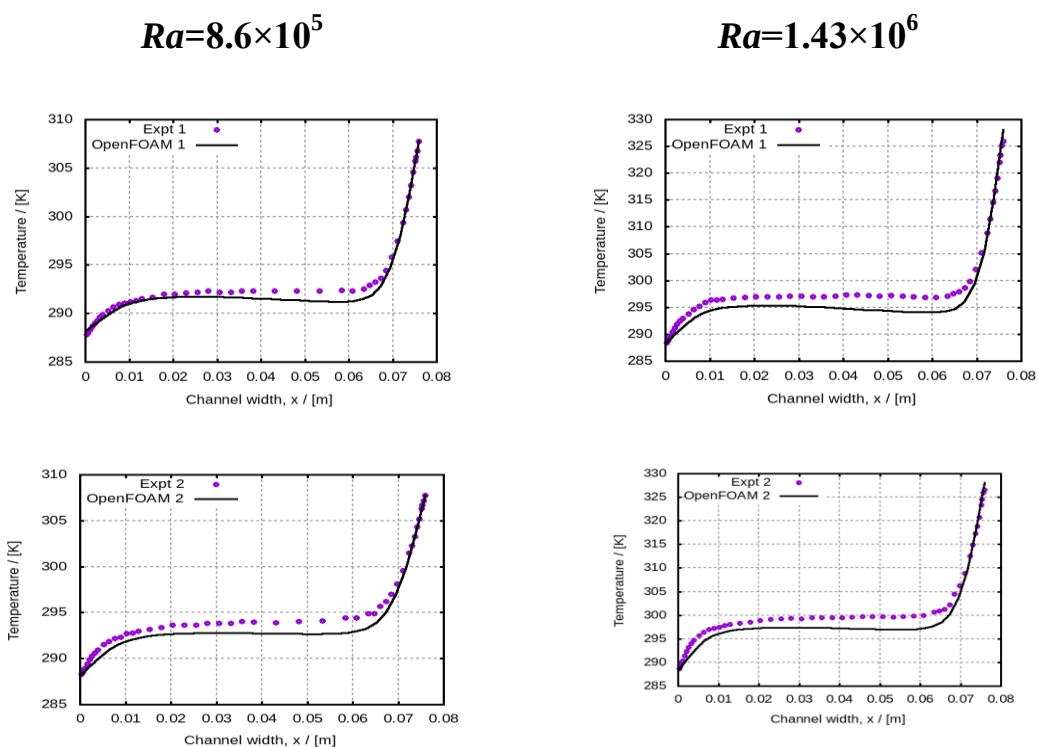
Итерационный процесс при заданной точности 1×10^{-4} сходится при числе итераций 2039 (см. рисунок 3.2б) и 2759 (см. рисунок 3.2в) для значений числа Рэлея $Ra=8.6 \times 10^5$ и $Ra=1.43 \times 10^6$ соответственно.

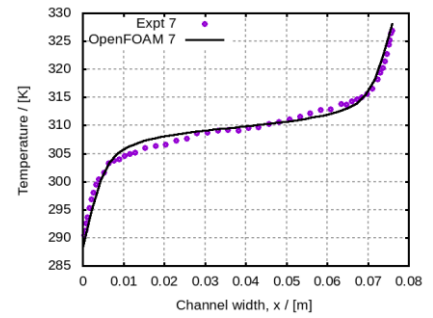
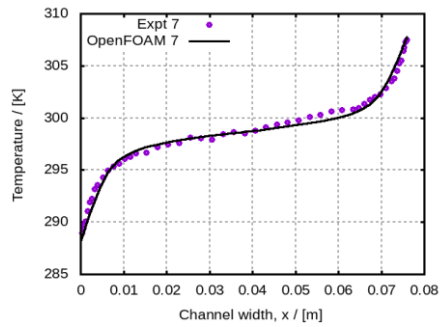
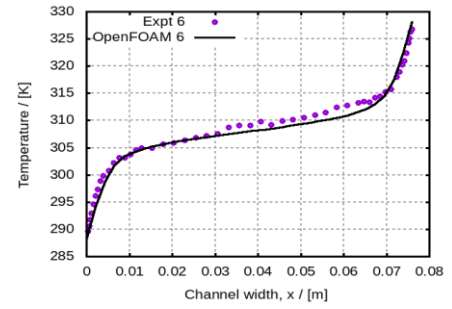
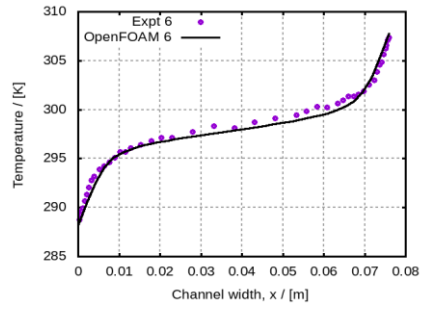
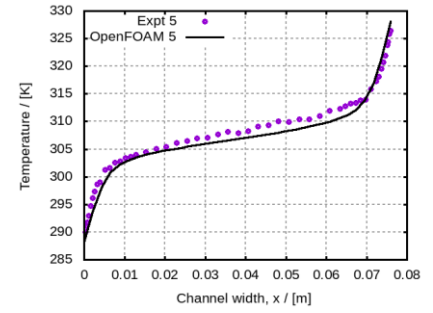
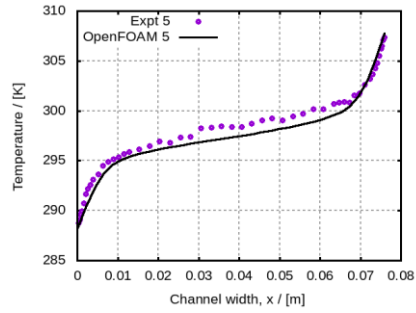
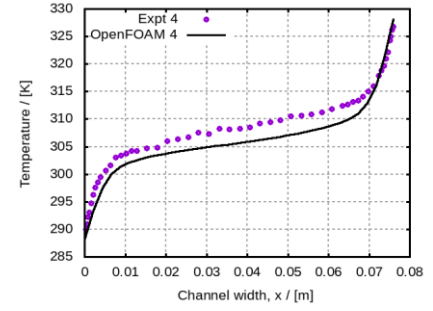
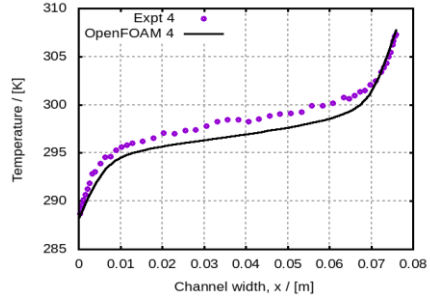
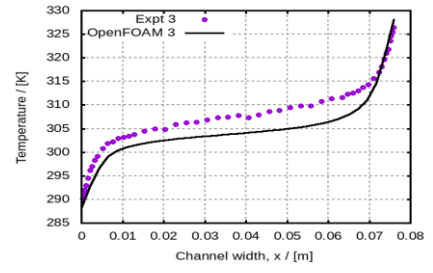
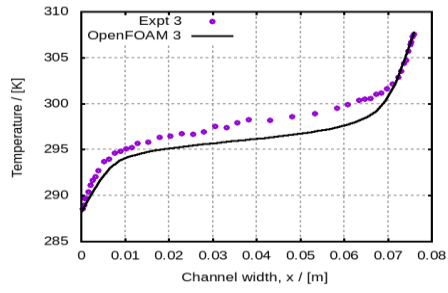
Для сравнения здесь приведен график невязок для стандартного решателя при числе Рэлея $Ra=8.6 \times 10^5$ (см. рисунок 3.2а). Значения невязок при модифицированном случае на 2 порядка ниже значений невязок для стандартного решателя, что свидетельствует о правильности внесенных изменений.

Сравнение численных результатов с соответствующими экспериментальными данными представлены на рисунках 3.3 - 3.4. Координаты 9ти различных горизонтальных сечений по вертикальной оси Oy приведены табл. 3.9.

Таблица 3.9. - Вертикальные координаты рэперных точек

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9
y/H	0.05	0.1	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.9	0.95





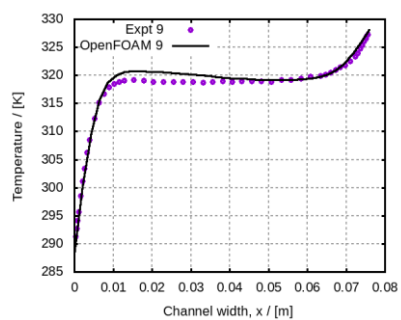
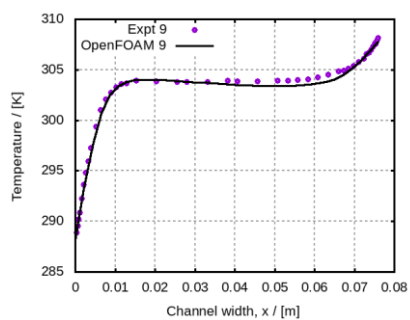
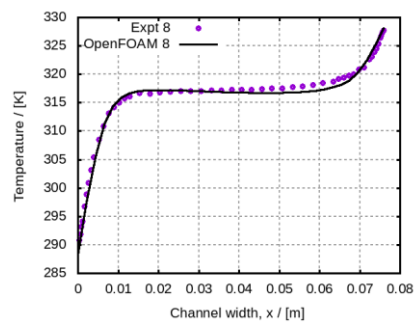
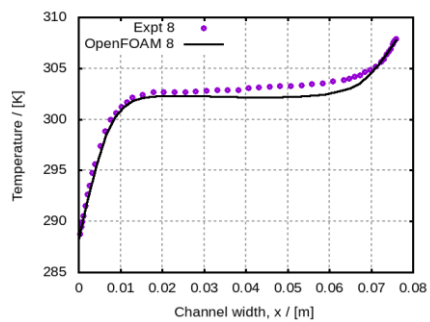
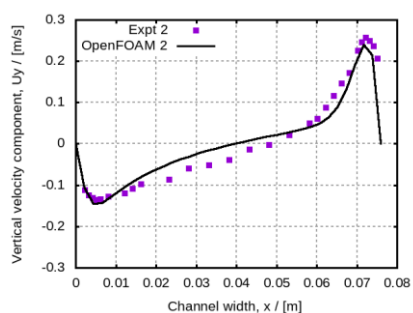
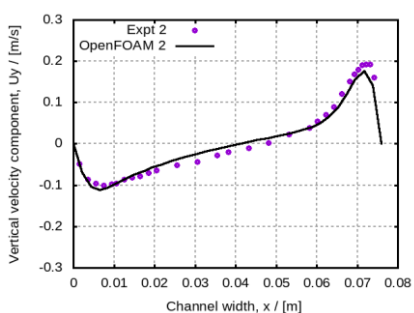
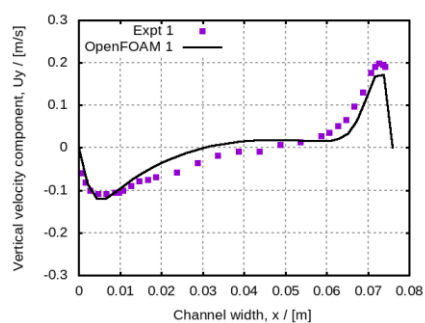
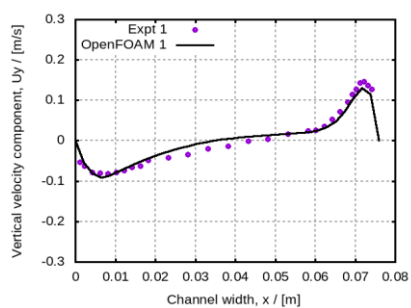
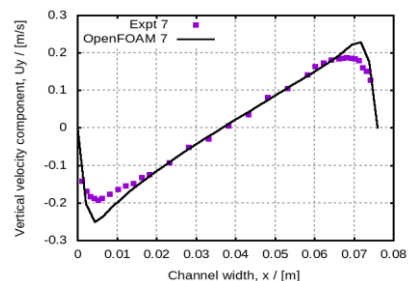
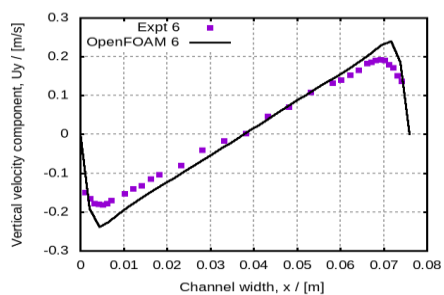
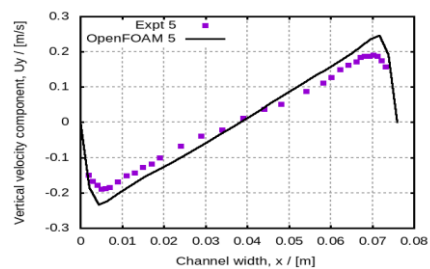
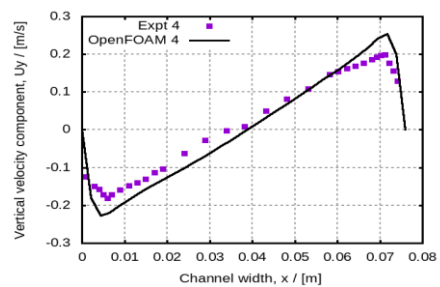
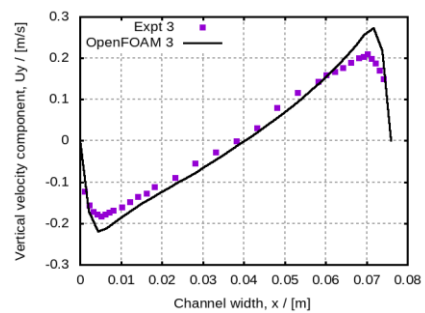


Рисунок 3.3 - Профили средней температуры для $Ra=8.6 \times 10^5$ (слева) и $Ra=1.43 \times 10^6$ (справа)

$Ra=8.6 \times 10^5$

$Ra=1.43 \times 10^6$





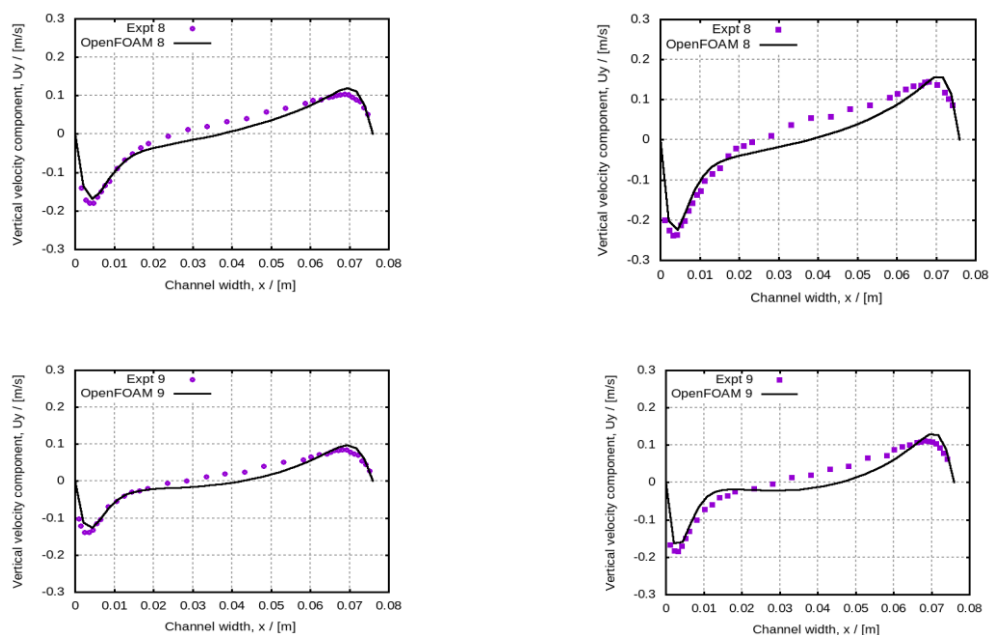


Рисунок 3.4 - Профили вертикальной составляющей U_y средней скорости для $Ra=8.6 \times 10^5$ (слева) и $Ra=1.43 \times 10^6$ (справа)

Экспериментальные измерения средней температуры и вертикальной составляющей U_y средней скорости были проведены в плоскости $z=0$. В целом, можно сказать, что совпадение между численными и экспериментальными данными следует признать хорошими.

Сравнение профилей температуры и вертикальной составляющей средней скорости показывает, что соответствие между экспериментом и численным расчетом ухудшается в случае большего числа Рэлея $Ra=1.43 \times 10^6$.

Тем не менее, характер изменения численных данных в обоих случаях при $Ra=1.43 \times 10^6$ и $Ra=8.6 \times 10^5$ совпадают.

На следующем рисунке 3.5аб приведены численные результаты Seyed Ali Omranian [68] для числа Рэлея $Ra=1.43 \times 10^6$ по средней температуре и сравнение с соответствующими экспериментальными данными (синие точки). Погрешность при $y/H=0.3$ (рисунке 3.5а) и $y/H=0.5$ (рисунке 3.5б) составила 25% и 35.4% соответственно. При наших расчетах соответствующие погрешности равны 1% и 1.6%.

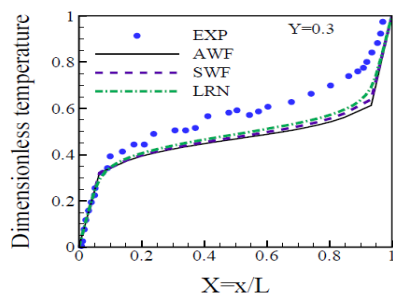


Рисунок 3.5а - Профили средней температуры $y/H=0.3$

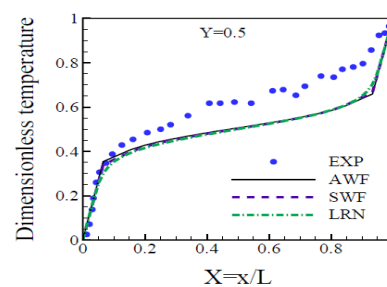


Рисунок 3.5б- Профили средней температуры для $y/H=0.5$

3.2. Моделирование естественной стационарной конвекции в воздушных полостях

Задача №2. Цель данной задачи заключается в оценке возможностей скорректированного решателя в задаче моделирования естественной конвекции процесса в полостях с разным аспектным отношением [69-73].

На рисунке 3.6 показана каверна с аспектным отношением сторон 5:1 Cheesewright R., King K.J. and Ziai S. [27] и квадратная каверна со стороной 0.75, F. Ampofo and T. G. Karayiannis [31].

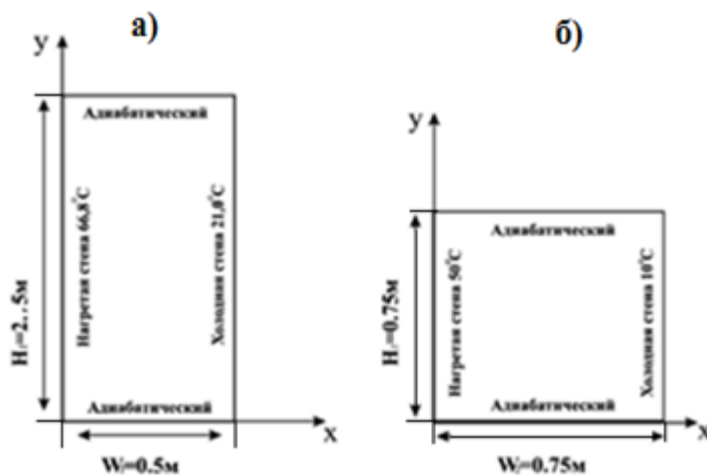


Рисунок 3.6 - Прямоугольная и квадратная каверны

Учет турбулентных пульсаций на течение базировался на $RNGk - \varepsilon$ двухпараметрической модели турбулентности.

Граничные и начальные условия. В качестве граничных условий на левой и правой стенках первой полости задаются фиксированные значения температуры $t_h = 66.8^\circ\text{C}$ и $t_c = 21^\circ\text{C}$ соответственно (см. рисунок 3.6а). На верхней и нижней стенках каверна задается условие адиабатичности. На фронтальной и задней стенках каверна заданы условия empty(пусто) согласно идеологии моделирования двумерных задач, в пакете OpenFOAM.

Таблица 3.10. - Граничные условия для переменных

Граница Переменная	Стенка			
	левая	правая	верхняя	нижняя
Скорость, U	noSlip	noSlip	noSlip	noSlip
Температура, T	fixedValue; value uniform 339.95	fixedValue; value uniform 294.15	zeroGradient	zeroGradient
Давление, p_{rgh}	uniform 101325	uniform 101325	uniform 10325	uniform 101325
Кинетическая энергия турбулентности, k	kqRWallFunction; uniform 0.0045	kqRWallFunction; uniform 0.0045	kqRWallFunction; uniform 0.0045	kqRWallFunction; uniform 0.0045
Скорость диссипации, ε	epsilonWallFunction; uniform 0.01;	epsilonWallFunction; uniform 0.01;	epsilonWallFunction; uniform 0.01;	epsilonWallFunction; uniform 0.01;
Напряжения Рейнольдса, R	kqRWallFunction uniform (0.00025 -0 -0 0.00025 -0 -0 0.00025);	kqRWallFunction uniform (0.00025 -0 -0 0.00025 -0 0.00025);	kqRWallFunction uniform (0.00025 -0 -0 0.00025 -0 0.00025);	kqRWallFunction uniform (0.00025 -0 -0 0.00025 -0 0.00025);

Таблица 3.11. - Схемы дискретизации.

Схема	gradSchemes	divSchemes	laplacianSchemes
Переменная			
Скорость, U	Gauss upwind Gauss linear	bounded Gauss linearUpwind gradf(U)	Gauss linear corrected
Энтальпия, h	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear 1	Gauss linear corrected
Давление, p_{rgh}	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear 1	Gauss linear corrected
Кинетическая энергия турбулентности, k	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear 1	Gauss linear corrected
Скорость диссипации, ε	Gauss linear	Gauss upwind	Gauss linear corrected
Напряжения Рейнольдса, R	Gauss linear	Gauss upwind	Gauss linear corrected

Таблица 3. 12. - Решатели уравнений для основных переменных

Переменная	Решатель	Точность
Давления	метод сопряженных градиентов PCG с использованием предобуслователя DIC	$1e^{-4}$
U, h, k, ε, R	PBiCGStab с использованием предобуслователя DILU	$1e^{-4}$

Результаты и обсуждение. Результаты численных расчетов приведены на рисунках 3.7а-3.9г.

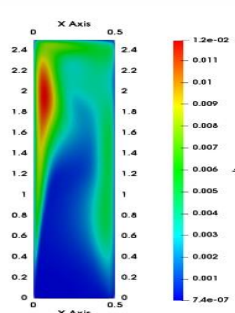


Рисунок 3.7 - Поле кинетической энергии турбулентности

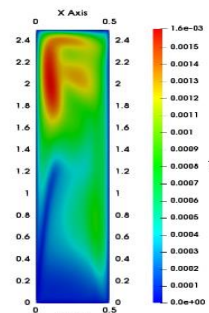


Рисунок 3.8 - Поле турбулентности вязкости

Температурный контур полости показывает, что воздушный поток внутри полости был сильно расслоен из-за асимметричных граничных условий горячих и холодных стенок (см. рисунок 3.8а), что дает относительно линейный температурный градиент в области сердцевины по вертикальной высоте. Градиент немного увеличен на верхнем и нижнем концах. Это согласуется с температурными профилями, показанными на рисунке 3.9а.

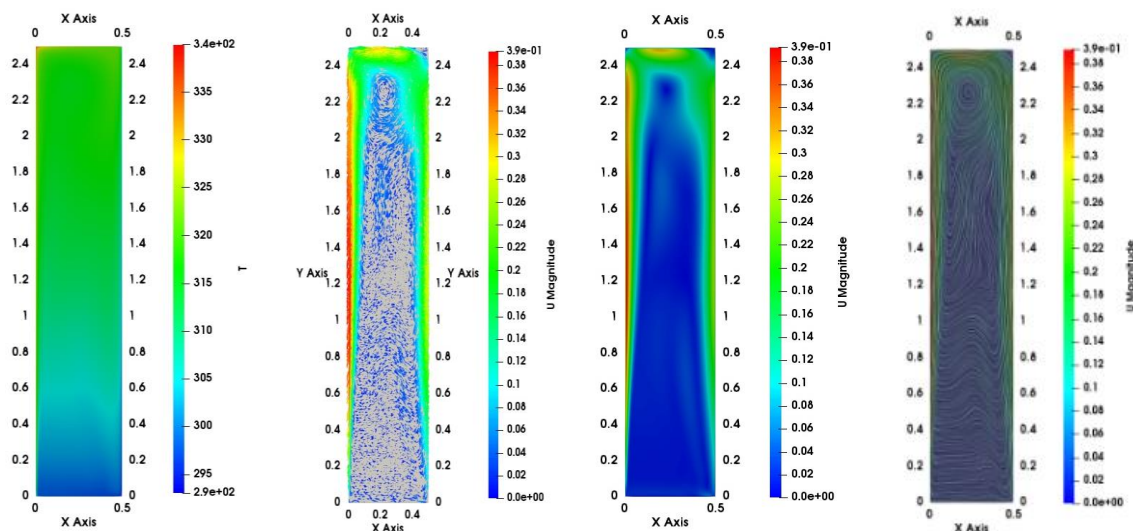


Рисунок 3.9а -
Поле
температуры

Рисунок 3.9б -
Поле вектора
скорости

Рисунок 3.9в -
Поле модуля
скорости

Рисунок 3.9г -
Изолинии
модуль скорости

Вдали от вертикальных границ каверны в центральной области средней высоты полости поток воздуха совершает наименьшее движение из-за воздействия восходящего и нисходящего потоков вблизи горячих и холодных стенок (рисунки 3.9б,в,г). Как видно из этих рисунков, около верхней стенки образуется рециркуляционная зона с центром около точки с координатами $x=0.22\text{м}$ и $y=2.265\text{м}$.

На рисунках 3.10а-3.10в приведено сравнение численных результатов, полученных с помощью RNG k-ε модели турбулентности с экспериментальными данными.

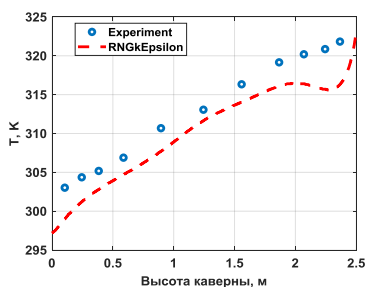


Рисунок 3.10а -
Сравнение
вертикального профиля
температуры с экспери-
ментом вдоль линии
 $x=0.25\text{м}$

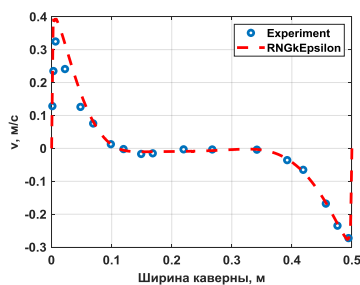


Рисунок 3.10б -
Сравнение
горизонтального
профиля вертикальной
скорости с
экспериментом вдоль
линии $y=1.25\text{м}$

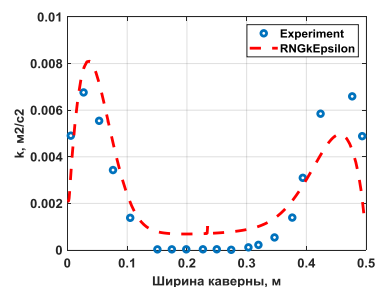


Рисунок 3.10в -
Сравнение
горизонтального
профиля кинетической
энергии турбулентности
вдоль линии $y=1.25\text{м}$

Сравнение вертикального профиля температуры вдоль линии $x=1.25\text{м}$ (на средней ширине каверны, рисунок 3.10а), показывает, что, в целом, RNGk- ϵ модель турбулентности удовлетворительно воспроизводит характер изменения экспериментальных данных, включая характерный изгиб профиля температуры около верхней стенки каверны.

Как видно из рисунка 3.10б, численные значения вертикальной скорости вдоль горизонтальной линии $y=1.25\text{м}$ (средняя высота каверны) достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными. Если около холодной стенки профиль численной вертикальной скорости с высокой точностью совпадает с экспериментом, то вблизи горячей стенки численное значение вертикальной скорости превышает соответствующие экспериментальные значения.

Как утверждается в самой экспериментальной работе Cheesewright R., King K. J. and Ziai S. [26] из-за недостаточной теплоизоляции верхней и нижней стенок в эксперименте были обнаружены асимметричные данные о теплопередаче через горячую и холодную стенки каверны. Здесь под

теплопередачей имеется ввиду теплопередача от горячей стенки к более холодному потоку или от более теплого потока воздуха в каверне к холодной стенке.

Результаты работы Yingchun Li [74] по моделированию этой задачи в рамках коммерческого пакета Ansys CFX приведены на рисунке 3.11-3.13.

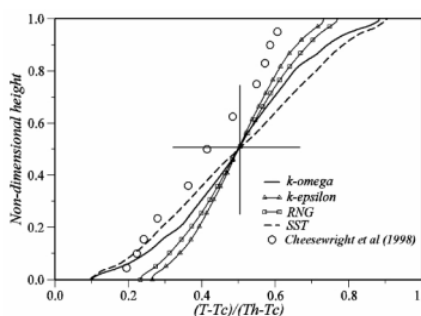


Рисунок 3.11 –
Численная и измеренная
температуры по
вертикали на средней
ширине

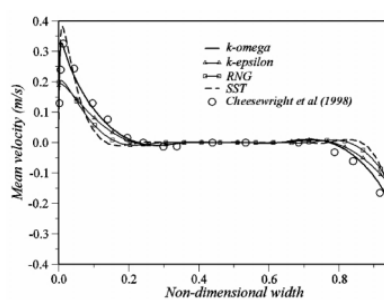


Рисунок 3.12 -
Численная и
измеренная средние
скорости на средней
высоте по ширине
каверны

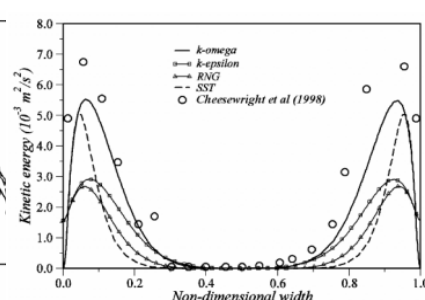


Рисунок 3.13 - Численная
и измеренная
кинетическая энергия на
средней высоте по
ширине каверны

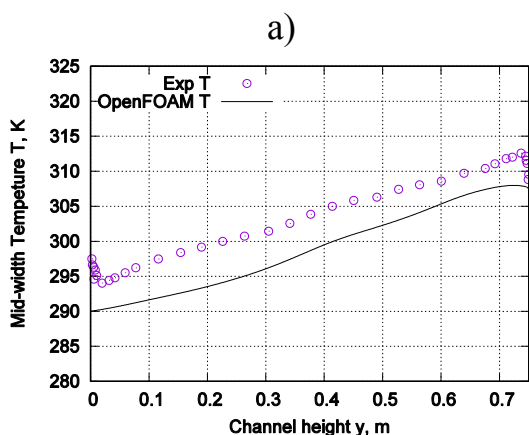
Сравнение результатов нашей работы по горизонтальным профилям температуры T , вертикальной скорости U_y и кинетической энергии турбулентности k на средней высоте каверны $y=1.25\text{м}$ с соответствующими экспериментальными данными работы Yingchun Li [74] приведено в табл. 3.13.

Таблица 3.13.- Сравнения расчетных данных с экспериментом[74]

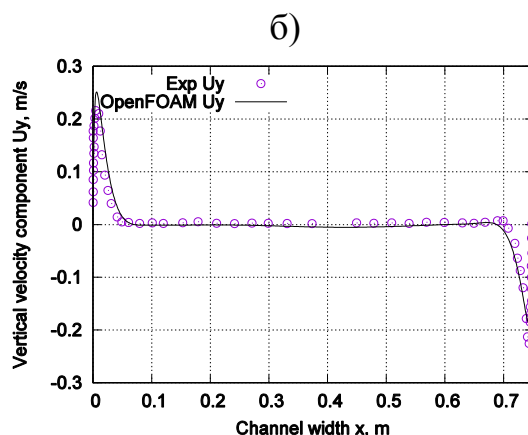
Результат	Температура		Скорости		Кинетическая энергия турбулентности	
	Горяч.	Холод.	Горяч.	Холод.	Горяч.	Холод.
Наш	1.3%	1.9%	2.2%	3.5%	1.7%	2.6%
Yingchun Li,	20%	6.3%	37%	25%	63%	57%

Таким образом, использование бесплатного программного пакета OpenFOAM позволяет моделировать рассматриваемый класс течений с достаточно высокой точности по сравнению с платным пакетом Ansys CFX.

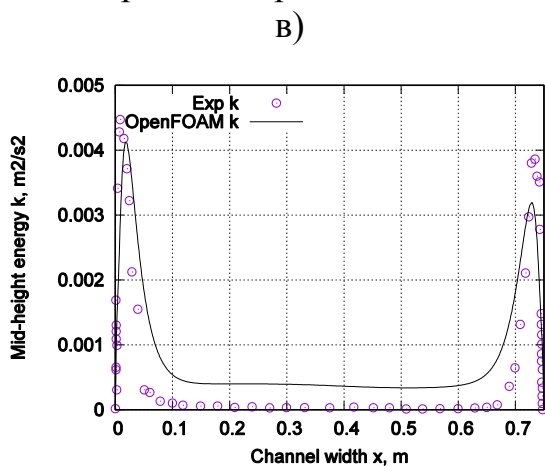
На следующих рисунках 3.14 -3.15 представлены результаты сравнения численных данных по моделированию естественной конвекции в квадратной камере со стороной 0.75м с соответствующими экспериментальными данными работы F. Ampofo and T. G. Karayiannis [31] для моделей турбулентности LRR и SSG – полных напряжений Рейнольдса соответственно.



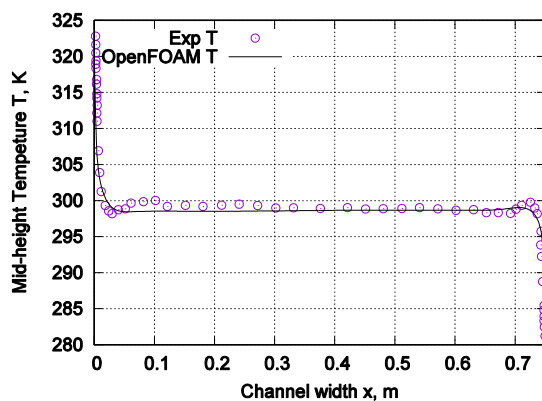
Профиль температуры на средней ширине камеры по высоте



Профиль вертикальной скорости на средней высоте камеры по ширине

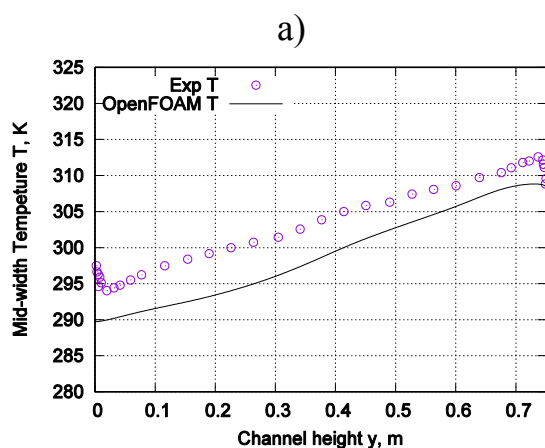


Профиль кинетической энергии на средней высоте камеры по ширине

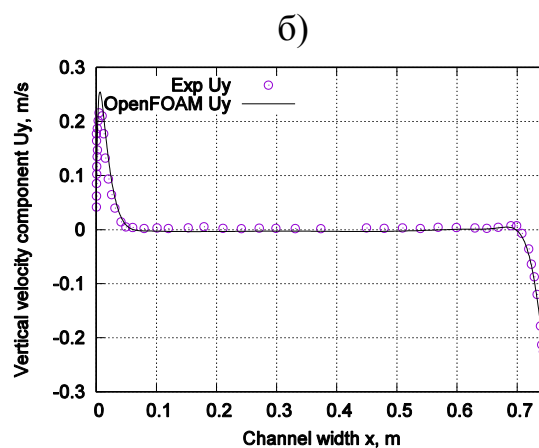


Профиль температуры на средней высоте камеры по ширине

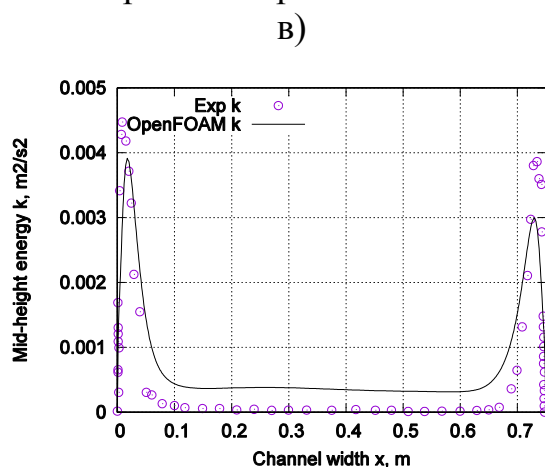
Рисунок 3.14 - Сравнение численных результатов модели LRR



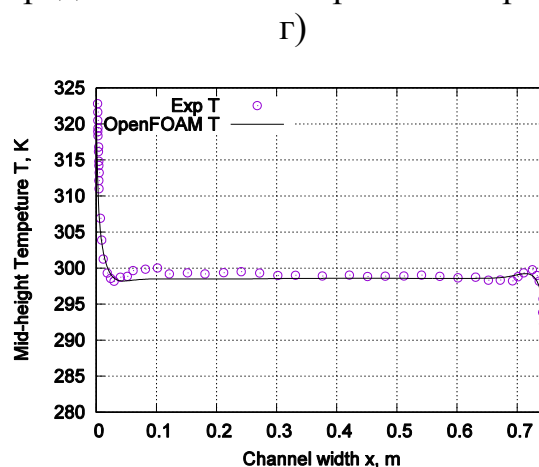
Профиль температуры на средней ширине каверны по высоте



Профиль вертикальной скорости на средней высоте каверны по ширине



Профиль кинетической энергии на средней высоте каверны по ширине



Профиль температуры на средней высоте каверны по ширине

Рисунке 3.15 - Сравнение численных результатов модели SSG

Общая картина течения при использовании SSG модели турбулентности такая же, как и при использовании LRR модели. Результаты численных решений для квадратной каверны соответствуют результатам для каверны с аспектным отношением 5:1. А именно, вертикальный профиль температуры на средней высоте квадратной каверны занижен по сравнению с экспериментальными данными по всей высоте (см. рисунок 3.14а и рисунок 3.15а). Однако градиенты температур около верхней и нижней стенок отличаются – отсутствует характерный крюк около верхней стенки. Отмеченное выше заниженное значение кинетической энергии турбулентности для каверны с аспектным отношением 5:1 (см. рисунок 3.10в) имеет место и в случае с квадратной каверной (рисунок 3.15в). Тем не менее, в случае каверны

с аспектным отношением 1:1 (квадратная каверна) горизонтальные профили вертикальной скорости (рисунок 3.14б) и температуры (рисунок 3.14г) как и в случае каверны с аспектным отношением 5:1 достаточной степени совпадают с экспериментальными данными (см. рисунке 3.10б).

3.3. Моделирование конвективных вихрей Рэля-Бенарда

Задача №3. Цель этой нестационарной задачи состоит в изучении влияния различных граничных условий для средней температуры на поля средней температуры и средней скорости [75-79]. Математическое моделирование естественной конвекции в прямоугольной каверне с аспектным отношением 0.5 проведено в рамках пакета OpenFOAM с использованием решателя *buoyantPimpleFoam*. Заполненная воздухом каверна представляет собой гексаэдр высотой $H = 0.5\text{м}$, шириной $L = 1\text{м}$ глубиной $W = 0.1\text{м}$ (рисунок 3.16).

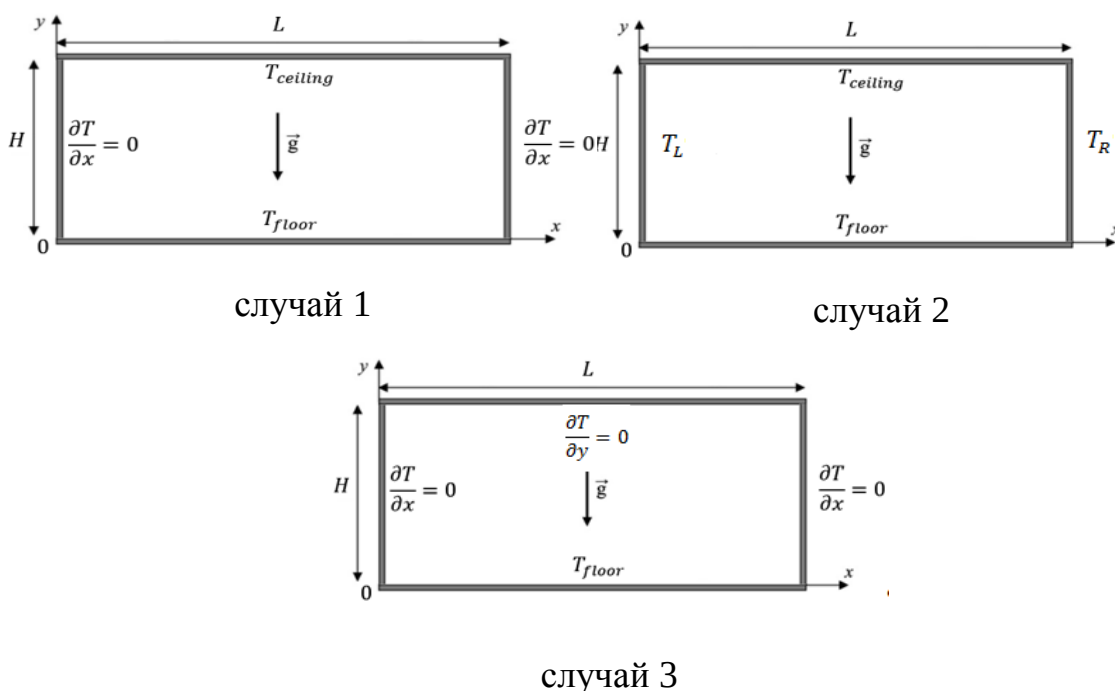


Рисунок 3.16 - Геометрия задачи и три разные граничные условия для температуры

Анализ режима течения. До начала моделирования следует оценить режим течения исходя из четырёх безразмерных параметров задачи – чисел

Прандтля, Рэлая, Граскофа и Рейнольдса. Нагревание воздуха в каверне осуществляется через пол, температуры которого равна $T_{floor} = 30^{\circ}\text{C}$, а его охлаждение производится через потолок с температурой $T_{ceiling} = 20^{\circ}\text{C}$ (см. рисунок 3.16).

Термофизические свойства воздуха при средней температуре

$$T_{ref} = (T_{floor} + T_{ceiling})/2 = (30^{\circ}\text{C} + 20^{\circ}\text{C})/2 = 25^{\circ}\text{C}$$

приведены в табл.3.14.

Таблица 3.14. - Термофизические свойства воздуха

Величина	Обозначение	Значение
Плотность	ρ	1.184 кг/м^3
Коэффициент динамической вязкости	μ	$1.849 \times 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$
Коэффициент теплопроводности	k	$2.551 \times 10^{-2} \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$
Удельная теплоемкость при постоянном давлении	C_p	$1.007 \times 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$
Коэффициент объемного расширения	β	$3.430 \times 10^{-3} \text{ К}^{-1}$

Число Прандтля для воздуха при температуре $T_{ref} = 25^{\circ}\text{C}$ определяется как $Pr = \mu C_p / k = 0.72989$. Характерная скорость естественной конвекции из-за эффекта плавучести вычисляется как $U_0 = \sqrt{g \beta H \Delta T} = 0.41 \text{ м/с}$. Число Рейнольдса, рассчитанное через скорости плавучести и высоту каверны будет равно $Re = \rho U_0 H / \mu = 13127.096$, так что режим течения явления турбулентным.

Число Грасгофа, представляющее собой отношение сил плавучести к вязким силам вычисляется по формуле $Gr = (U_0 \rho * H / \mu)^2 = 1.724 \times 10^8$.

Число Рэлая, рассчитанное через высоту каверны равно $Ra = Pr * Gr = 1.2584 \times 10^8$.

Граничные и начальные условия задачи. Начальное значение поля давления равно 101325 Па , а все компоненты скорости равны нулю в силу отсутствия первоначального движения воздуха в каверне. На всех границах расчетной области значение скорости равно нулю в силу условия прилипания

из-за вязкости воздуха. Подогрев каверны осуществляется через нижнюю стенку – пол, температура которой была равна $T_{ceiling} = 30^{\circ}\text{C}$ во всех трёх рассмотренных случаях (см. табл.3.15).

Таблица 3.15. - Граничные условия для температуры и остальных величин

Рассмотренный случай	Боковые стенки	Потолок	Пол
случай 1	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ zeroGradient	$T_{ceiling} = 20^{\circ}\text{C}$ fixedValue	$T_{floor} = 30^{\circ}\text{C}$ fixedValue
случай 2	$T_{walls} = 20^{\circ}\text{C}$ fixedValue	$T_{ceiling} = 20^{\circ}\text{C}$ fixedValue	$T_{floor} = 30^{\circ}\text{C}$ fixedValue
случай 3	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ zeroGradient	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ zeroGradient	$T_{floor} = 30^{\circ}\text{C}$ fixedValue
Скорость, U	noSlip	noSlip	noSlip
Температура, T	empty	fixedValue; uniform 293.15	fixedValue uniform 303.15
Давление, p_{rgh}	fixedFluxPressure; rho; uniform 0	fixedFluxPressure; rho; uniform 0	fixedFluxPressure; rho; uniform 0
Кинетическая энергия турбулентности, k	kqRWallFunction; uniform 0.1	kqRWallFunction; uniform 0.1	kqRWallFunction; uniform 0.1
Скорость диссипации, ε	epsilonWallFunction; uniform 0.01	epsilonWallFunction; uniform 0.01	epsilonWallFunction; uniform 0.01

Таблица 3.16. - Схемы дискретизации

Схема	gradSchemes	divSchemes	laplacianSchemes
Переменная			
Скорость, U	Gauss linear	bounded Gauss linearUpwind gradf(U)	Gauss linear corrected

Продолжение таблицы 3.16

Давление, p_{rgh}	Gauss linear	Gauss linear	Gauss linear corrected
Кинетическая энергия турбулентности, k	Gauss linear	turbulence	Gauss linear corrected
Скорость диссипации, ε	Gauss linear	bounded Gauss limitedLinear 1 Gauss upwind	Gauss linear corrected

Таблица 3.17. - Решатели уравнений для основных переменных

Переменная	Решатель	Точность
Давления	метод сопряженных градиентов PCG с использованием предобуслователя DIC	$1e^{-8}$
U, h, k, ε	PBiCGStab с использованием предобуслователя DILU	$1e^{-8}$

В первом случае на боковых границах для температуры задано условие Неймана – нулевой градиент по нормали к границе. Это условие соответствует физическому условию адиабатичности этой границы – отсутствие потока тепла через границу и в пакете OpenFOAM обозначается как zeroGradient. А на потолке и полу задано условие Дирихле – фиксированное значение температуры, что на языке пакета OpenFOAM соответствует граничному условию fixedValue. Во втором случае на всех границах заданы фиксированные значения температуры, а в третьем случае на боковых границах и на потолке задано условие адиабатичности для температуры.

Граничные условия для давления задано в виде fixedFluxPressure с фиксированным значением 101325Па, которое является подходящим граничным условием при использовании решателя buoyantPimpleFoam. При решении уравнения для давления с учетом внешних массовых сил, например, силы гравитации, использование обычного нулевого градиентного условия

zeroGradient может приводить к ненулевому потоку через границу расчетной области. А использование граничного условия fixedFluxPressure гарантированно обеспечивает нулевой поток массы через границу [60, 61].

Результаты численных расчетов. На следующих рисунках 3.17-3.19 приведены результаты расчетов для всех трёх использованных граничных условий для температуры случай 1, случай 2, случай 3 для полей температуры, вектора скорости, модуля скорости и изолиний модуля скорости для разных моментов времени.

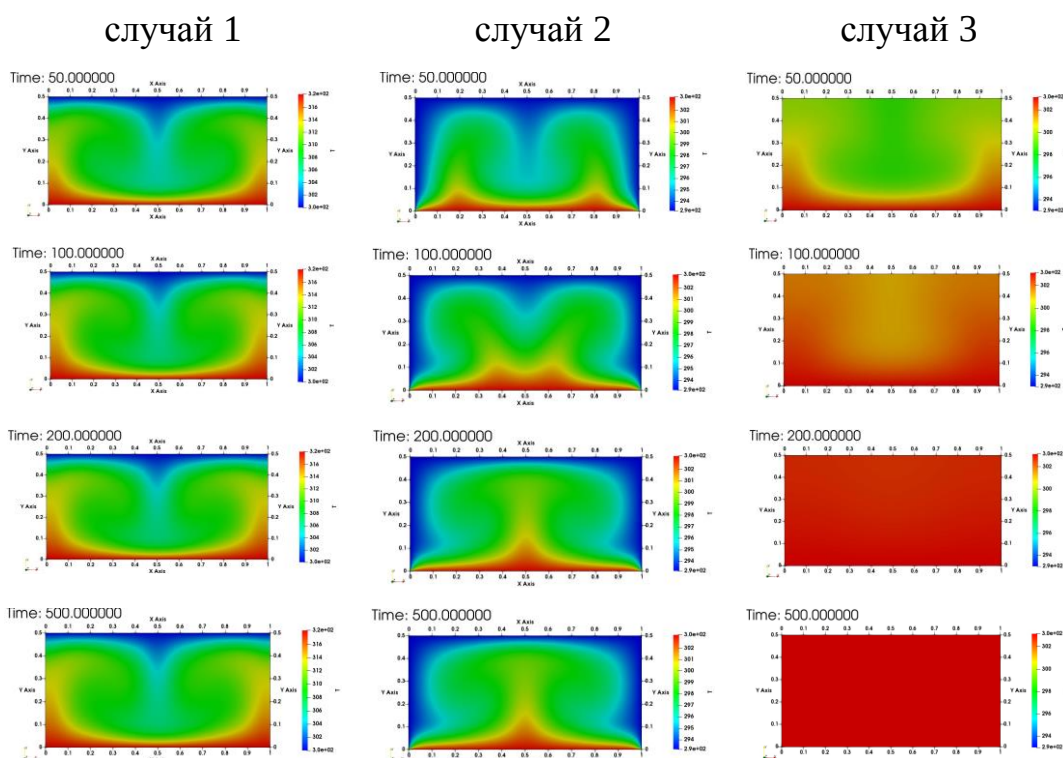
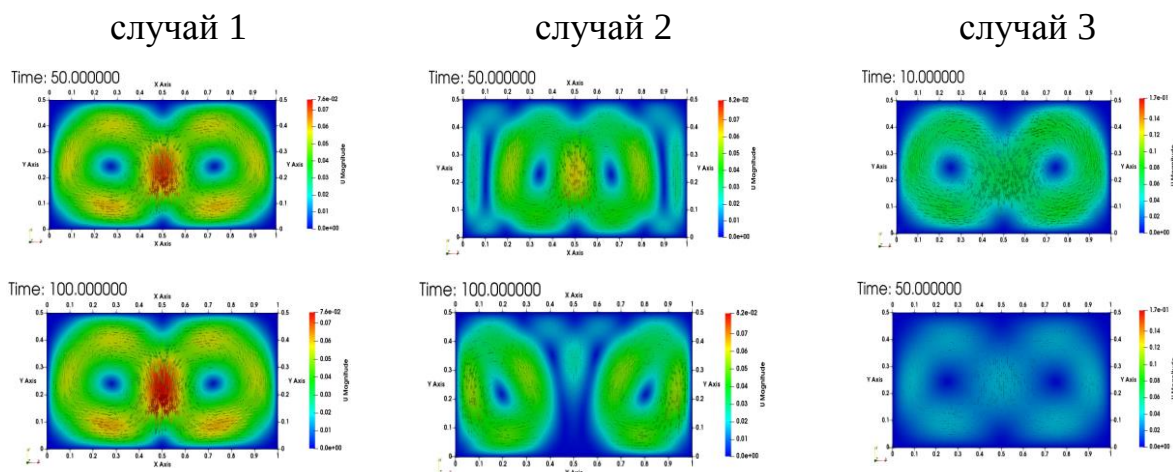


Рисунок 3.17 - Поле температуры для разных моментов времени



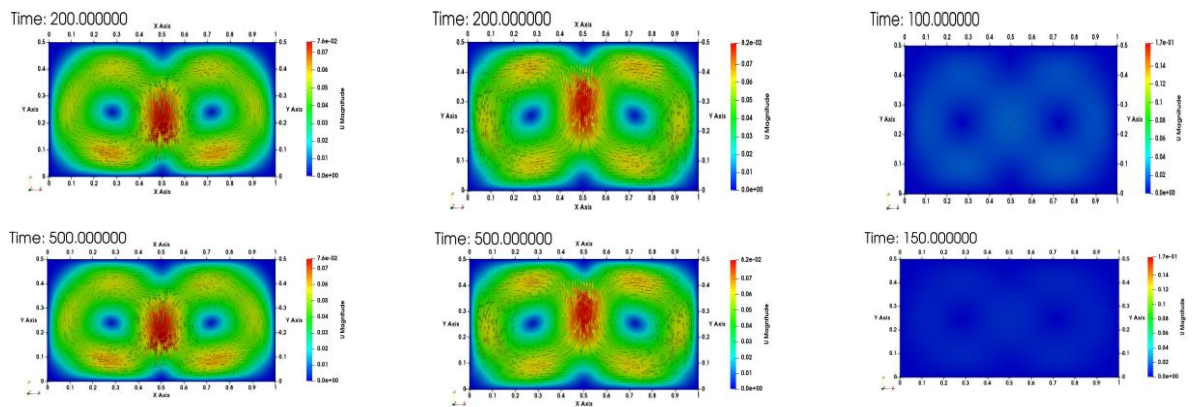


Рисунок 3.18 - Поле вектора скорости для разных моментов времени

случай 1

случай 2

случай 3

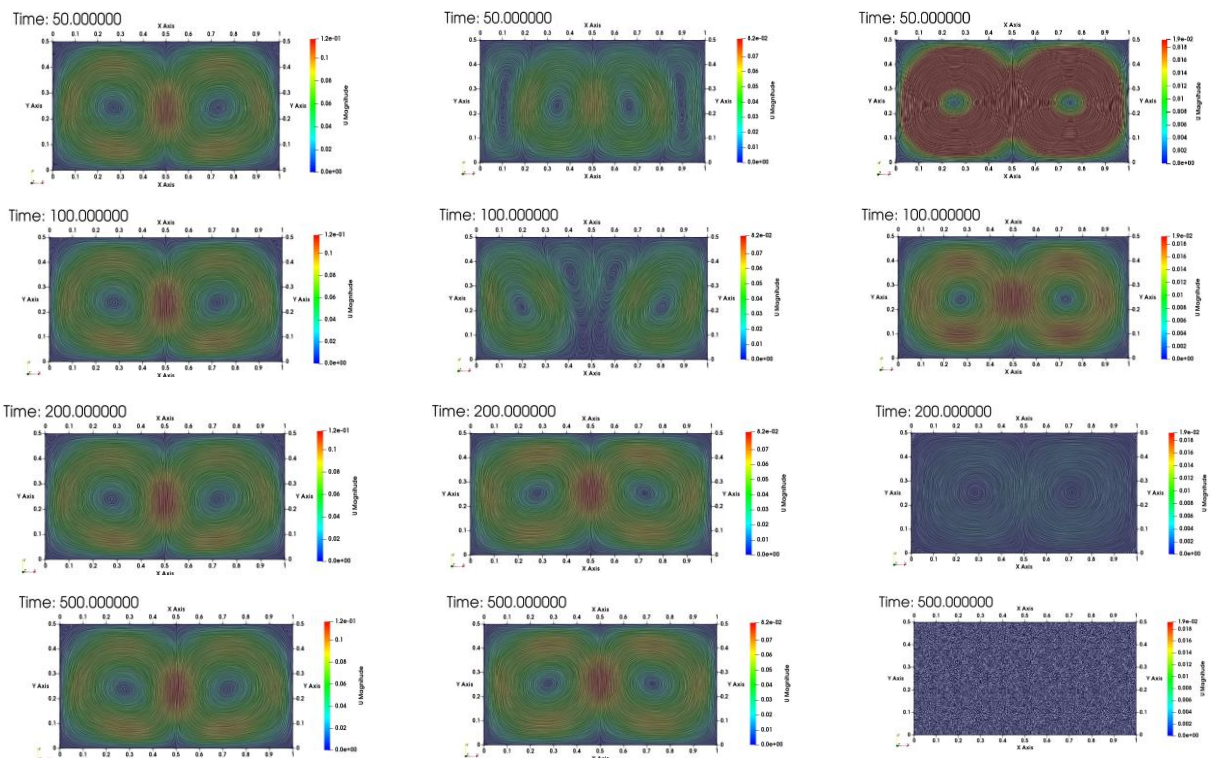


Рисунок 3.19 - Изолинии модуля скорости

Картина течения сильно отличается в зависимости от типа граничных условий для температуры. С физической точки зрения были заданы три типа теплопередачи между потоком и горячей стенкой и теплым потоком и холодной стенкой каверны:

1. случай 1. Теплопередача происходит только через потолок каверны - охлаждение потока воздуха через потолок. Боковые стенки каверны являются адиабатическими.

2. случай 2. Теплопередача происходит через потолок и боковые стенки каверны - охлаждение потока воздуха через потолок и боковые стенки.

3. случай 3. Теплопередача полностью отсутствует – потолок и боковые стенки каверны являются адиабатическими и охлаждение потока воздуха полностью отсутствует.

Обнаружено, что при переходе от случая 1 к случаю 2 происходит перестройка картины течения – большой конвективный вихрь меняет свое направление на обратное. А в случае полностью адиабатического нагревания воздуха в каверне (случай 3) выравнивание поля температуры происходит гораздо раньше по сравнению с двумя первыми случаями (случай 1 и случай 2). Это время составляет порядка 150с, а для двух остальных случаев время выравнивания длится достаточно долго.

При разных граничных условиях для температуры поле температуры имеет разную. Другими словами поле средней температуры не является структурой автомодельным – поле температуры зависит от граничных условий для температуры.

3.4. Моделирование естественной конвекции в прямоугольной полости с учетом теплового излучения

Задача №4. Рассматривается задача математического моделирования естественной стационарной конвекции в трёхмерной каверне с прямоугольным поперечным сечением [80-85]. Высота модели комнаты равна $H=2\text{м}$, длина $W=10\text{м}$, а ширина $D=6\text{ м}$, а источник тепла имеет следующие размеры $h=0.5\text{м}$, $w=1.0\text{м}$ и $d=1.0\text{м}$ (см. рисунке 3.20). Источник тепла с температурой поверхности 500°К расположена внутри параллелепипеда с координатами $(0.5\ 0.5\ 0)\ (1.5\ 1.5\ 0.5)$.

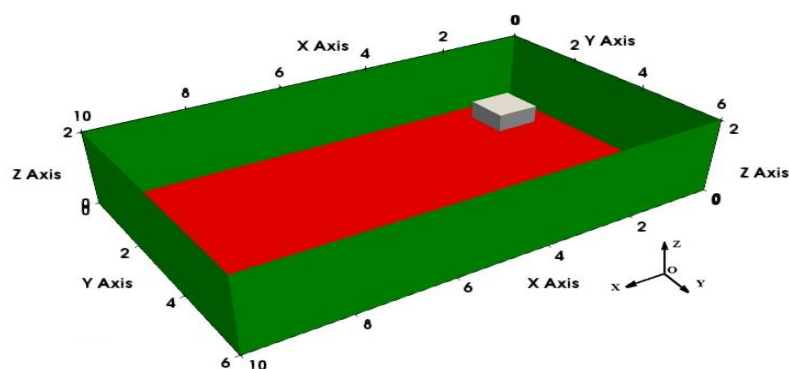


Рисунок 3.20 - Геометрия рассматриваемой задачи и система координат

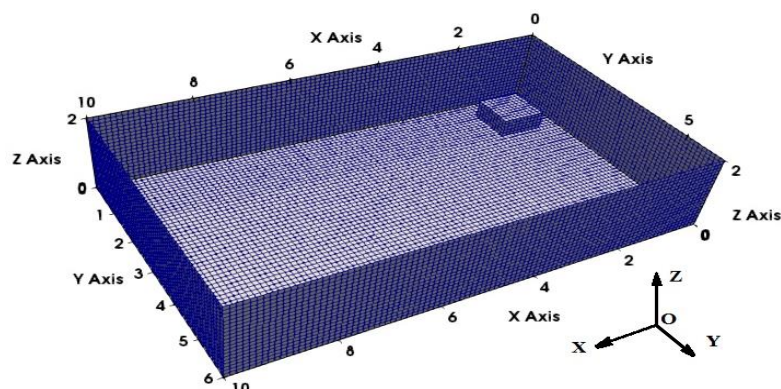


Рисунок 3.21 - Расчетная сетка задачи

Использованные граничные условия для основных переменных приведены в табл.3.18.

Таблица 3.18. - Граничные условия для переменных

Граница / Переменная	Потолок	Пол	Боковые стенки	Нагреватель
Скорость, U	noSlip	noSlip	noSlip	noSlip
Температура, T	fixedValue, 300°K	fixedValue 300°K	zeroGradient	fixedValue, 500°K
Давление, p_{rgh}	fixedFluxPressure, 101325	fixedFluxPressure 101325	fixedFluxPressure 101325	fixedFluxPressure 101325
Энергия турбулентности, k	kqRWallFunction; 0.1	kqRWallFunction; 0.1	kqRWallFunction; 0.1	kqRWallFunction; 0.1
Скорость диссипации, ε	epsilonWallFunction 0.01	epsilonWallFunction 0.01	epsilonWallFunction 0.01	epsilonWallFunction 0.01

Дискретизация основных уравнений (1-3) выполнена на основе метода контрольных объемов [81, 82]. Используемые схемы дискретизации для каждого члена уравнений (1-3), связанного с градиентом, дивергенцией и лапласианом, приведены в табл. 3.19.

Таблица 3.19. - Схемы дискретизации

Схема	gradSchemes	divSchemes	laplacianSchemes
Переменная			
Скорость, U	Gauss linear	bounded Gauss upwind	Gauss linear corrected
Энтальпия, h	Gauss linear	bounded Gauss upwind	Gauss linear corrected
Скорость диссипации, ε	Gauss linear	bounded Gauss upwind	Gauss linear corrected
Напряжения Рейнольдса, R	Gauss linear	bounded Gauss upwind	Gauss linear corrected

Методы решения полученных в результате дискретизации основных уравнений приведены в табл. 3.20.

Таблица 3.20. - Решатели уравнений для основных переменных

Переменная	Решатель	Точность
Давления	метод сопряженных градиентов PCG с использованием предобуслователя DIC	$1e^{-4}$
U, h, k, ε	PBiCGStab с использованием предобуслователя DILU	$1e^{-4}$

Для решения связанных через давление нелинейных уравнений применялся известный алгоритм SIMPLE с коэффициентами нижней релаксации 0.2 для компонент скорости U , 0.2 для энтальпии h и 0.5 для кинетической энергии турбулентности k и скорости её диссипации ε .

Температура потолка и пола равны 300°K , а температура нагревателя, расположенного в верхнем правом углу модели, равна 500°K .

На рисунке 3.22 приведено распределение средней температуры на боковых стенках для двух моделей теплового излучения P1 (рисунке 3.22б) и fvDOM (рисунке 3.22в).

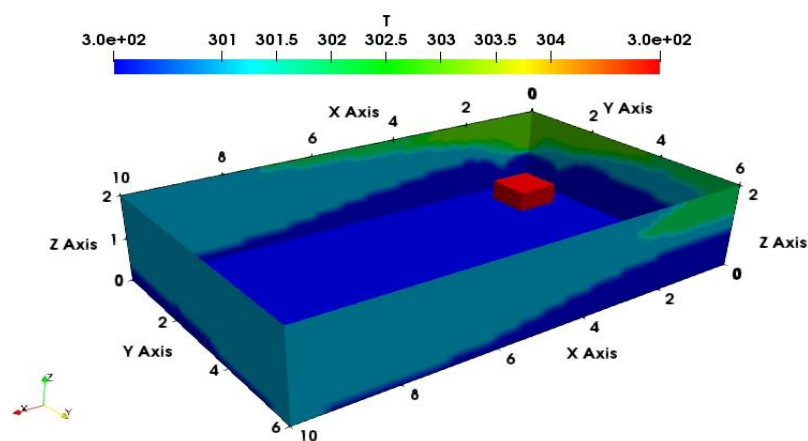


Рисунок 3.22а - Распределение температуры без учета радиации

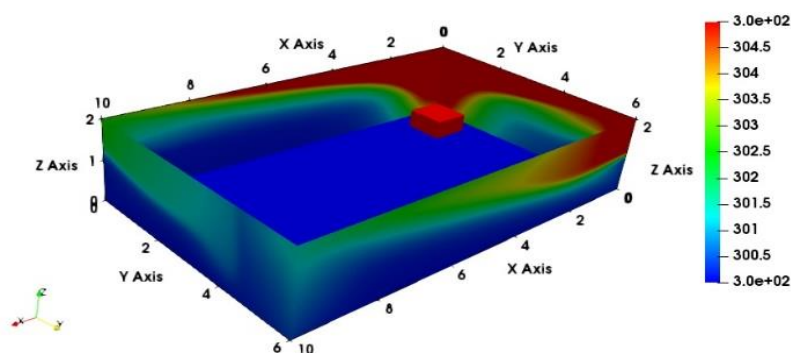


Рисунок 3.22б- Распределение температуры для P1 модели радиации

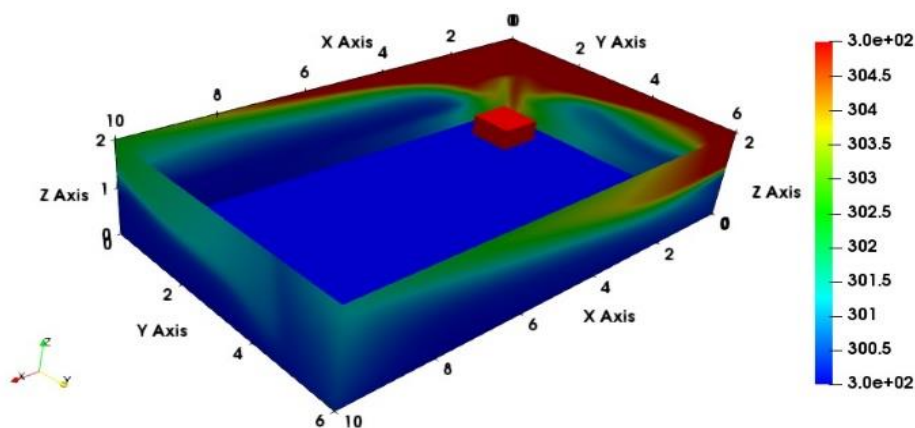


Рисунок 3.22в - Распределение температуры для fvDOM модели радиации

Как видно из рисунков 3.22абв основное различие между двумя моделями имеет место в ближнем к нагревателю углу, что более четко видно

на следующем рисунке 3.23аб, где представлено поле средней температуры в плоскости XOY при $z=0.25\text{м}$.

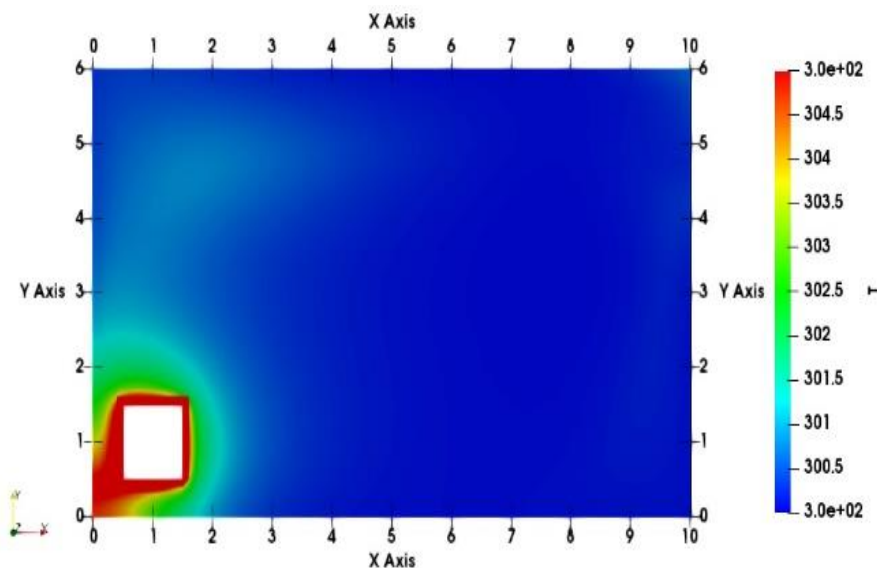


Рисунок 3.23а - Распределение температуры для P1 модели радиации

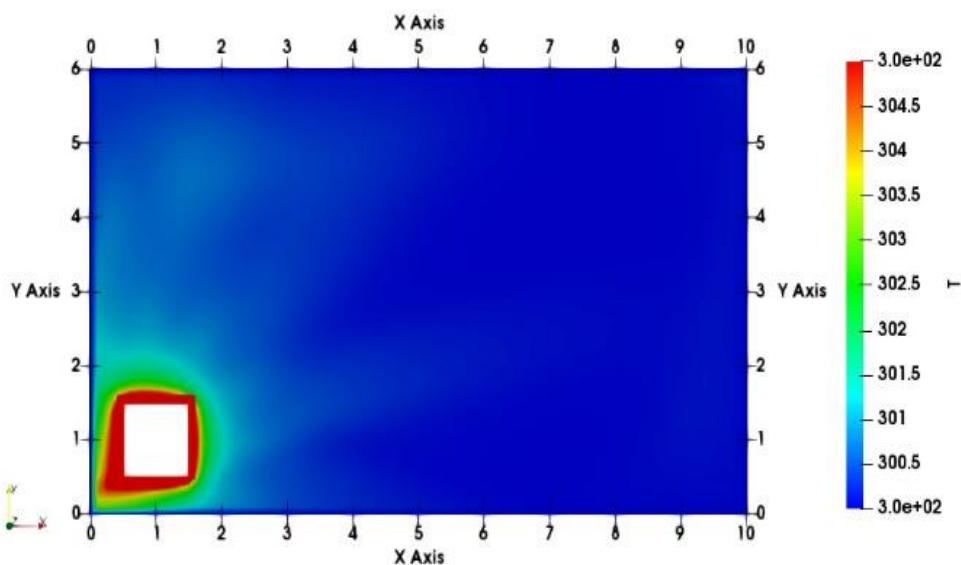


Рисунок 3.23б - Распределение температуры для fvDOM модели радиации

Сказанное также видно из следующего рисунка 3.24аб, представляющий вертикальный профиль температуры вдоль линии, проходящей через точки с координатами (0.2 0.2 0) и (0.2 0.2 2).

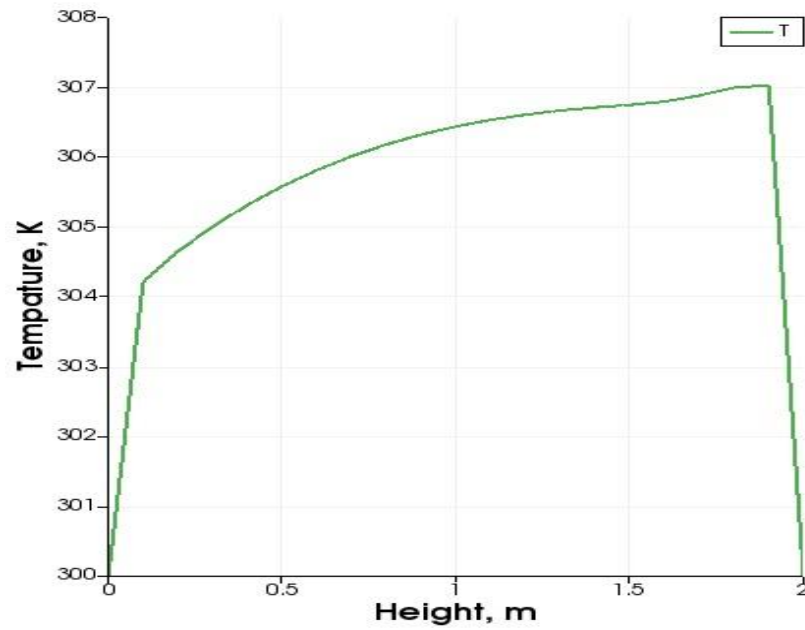


Рисунок 3.24а - Вертикальный профиль температуры для P1 модели теплового излучения

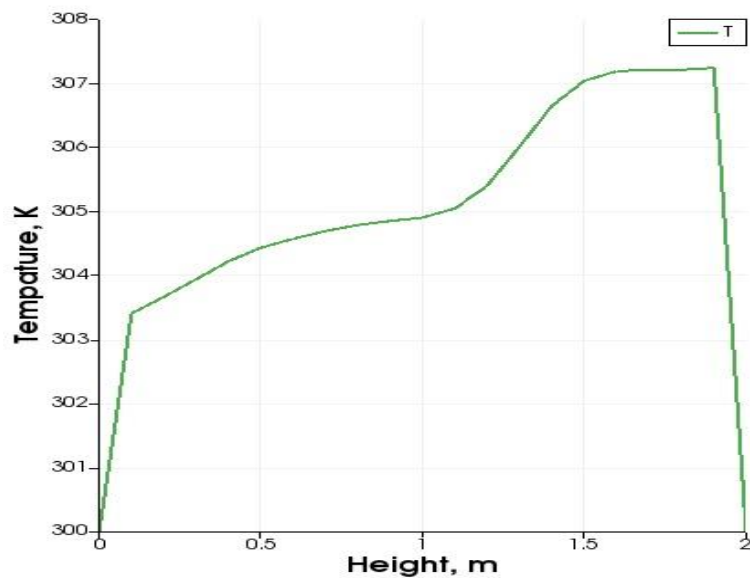


Рисунок 3.24б - Вертикальный профиль температуры для fvDOM модели теплового излучения

Здесь видно, что горячий воздух, движущийся вверх, всего в нескольких сантиметрах от источника тепла температура воздуха падает с 500 К почти до температуры 300 К. По этой причине использовалась шкала от 300 К до 320 К градусов. Температуры сильно различаются при использовании

модели с добавленной моделью излучения P1. Результат можно увидеть на рисунке 3.25а-3.26б.

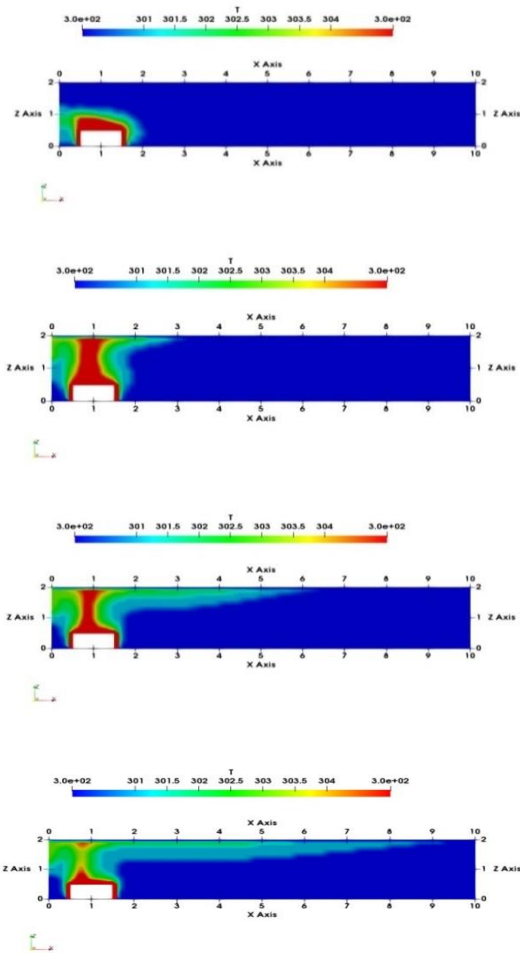


Рисунок 3.25а - Распределение средней температуры без учета теплового излучения

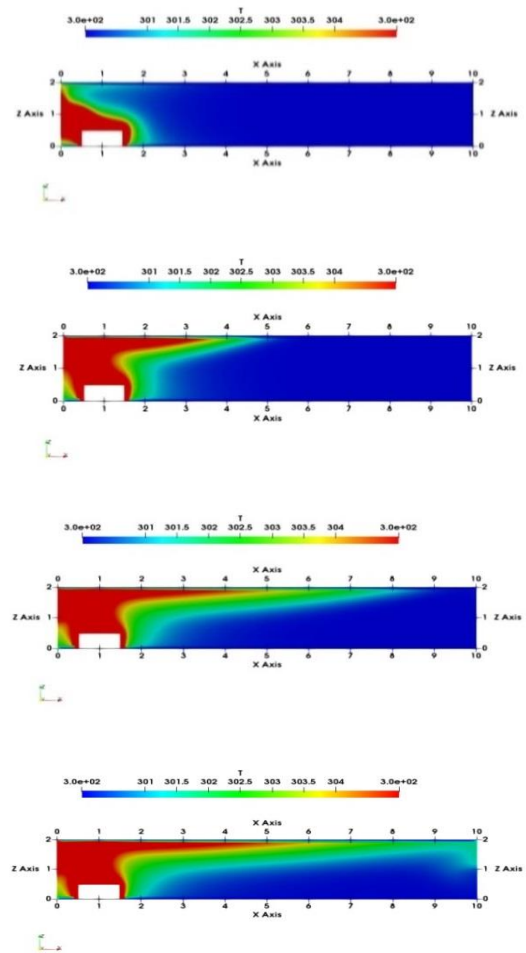
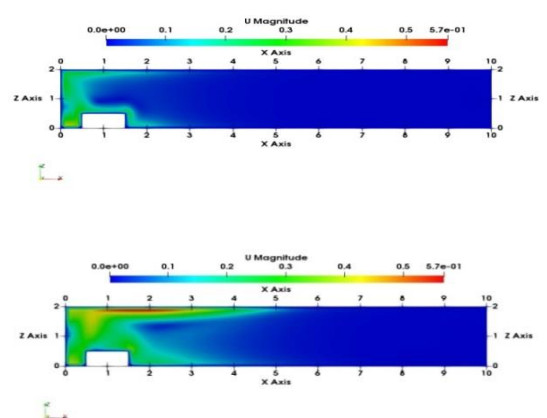
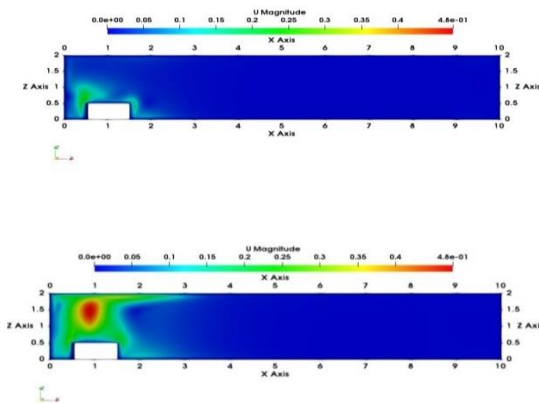


Рисунок 3.25б - Распределение средней температуры с учетом теплового излучения



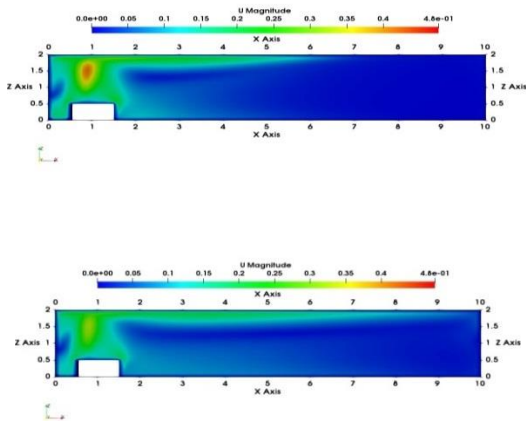


Рисунок 3.26а - Распределение модуля скорости с учетом без теплового излучения

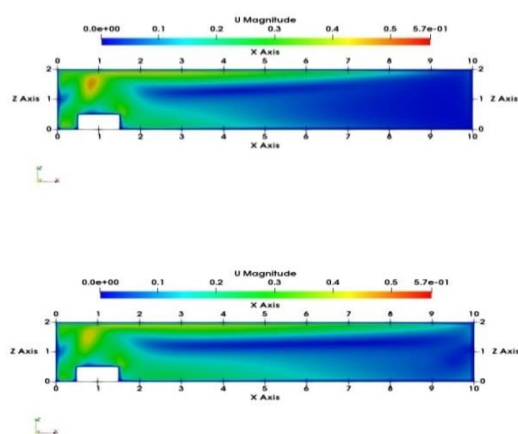


Рисунок 3.26б - Распределение модуля скорости с учетом теплового излучения

Результаты расчетов показывают, что вокруг нагревательного элемента возникает восходящий поток воздуха и создается естественная конвекция [85].

В следующей табл. 3.21. приведены сведения о поле температуры в 4 рэперных точках P1, P2, P3 и P4 координаты которых равны (1.0 1.0 1.0), (9.0 1.0 1.0), (9.0 5.0 1.0), (1.0 5.0 1.0) соответственно.

Таблица 3.21. - Численные данные о температуры в 4 рэперных точках

Точки		P1	P2	P3	P4
OF6	Без радиации	304.169	300.535	300.56	300.342
	FvDOM модель	308.544	300.52	300.263	301.308
	P1 модель	308.104	300.609	300.319	301.949
OF7	Без радиации	304.169	300.535	300.56	300.342
	FvDOM модель	308.544	300.52	300.263	301.308
	P1 модель	308.104	300.609	300.319	301.949
OF8	Без радиации	304.176	300.545	300.57	300.354
	FvDOM модель	308.548	300.53	300.273	301.317
	P1 модель	308.817	300.396	300.391	300.477
OF9	Без радиации	304.2	300.5	300.6	300.4

Продолжение таблицы 3.21

	FvDOM модель	308.429	299.97	300.049	299.859
	P1 модель	308.606	300.698	300.492	301.976
OF10	Без радиации	304.155	300.541	300.566	300.352
	FvDOM модель	308.427	299.968	300.047	299.858
	P1 модель	308.607	300.692	300.478	301.977

Из этой таблицы видно, что влияние теплового излучения на поле температуры заметно около точки P1, где разница в температуре с учетом и без учета теплового излучения составляет около 4К. Соответствующая разница температуры в точке P4 равна около 1К. Теплового излучения в дальних точках P2 и P3 практически не влияет на поле распределения температуры.

Характерной особенностью рассмотренного случая является то, что существенное повышение температуры в модели комнаты имеет место около нагревателя. Температура в остальной части комнаты практически не меняется.

Далее, рассмотрен случай когда подогрев комнаты осуществляется через пол, размер которого составляет $10 \times 6 \text{ м}^2$. Температура пола была равна 325К.

В таком случае распределения полей температуры и скорости сильно отличаются от рассмотренного выше случая. Сказанное хорошо видно из следующих рисунков 3.27-3.30, где представлены поля температуры и модуля скорости в плоскости $y=3\text{м}$.

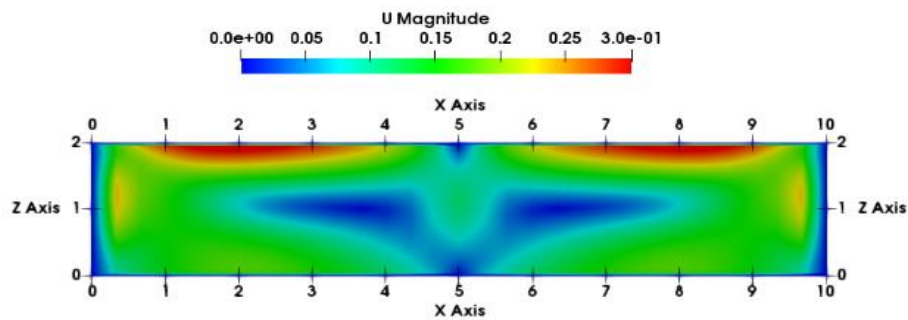


Рисунок 3.27 - Поле модуля скорости

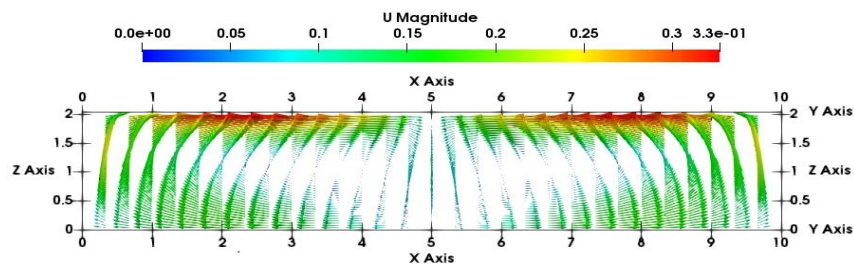


Рисунок 3.28 - Поле вектора скорости

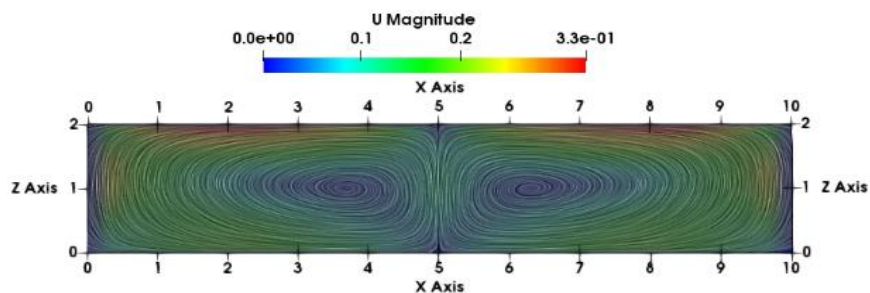


Рисунок 3.29 - Изолинии модуля скорости

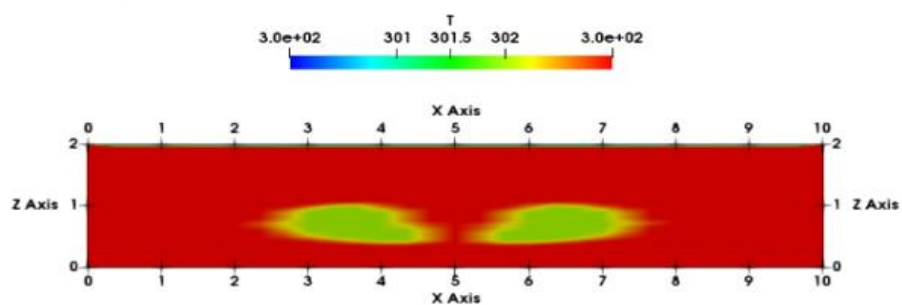


Рисунок 3.30 - Поле температуры

Сразу можно отметить образование двух симметричных, относительно линии $x=5\text{м}$ вихрей, вращающихся в двух противоположных направлениях (см. рисунке 3.27). Поток воздуха поднимается вверх около крайних стенок $x=0$ и $x=10\text{м}$ и затем двигается около потолка навстречу друг к другу. После

взаимного соударения около линии $x=5\text{ м}$ в центре комнаты поток идет вниз. По достижении пола комнаты поток воздуха разделяется на два вихря, которые направлены в противоположные стороны (см. рисунок 3.29). В силу того, что почти весь объем воздуха комнаты вовлечен в конвективное движение, распределение температуры по комнате симметричное и равномерное, если не учесть небольшое уменьшение температуры в центрах двух симметричных вихрей (см. рисунок 3.30). Таким образом, можно сказать, что процесс отопления комнаты через пол приводит к равномерному распределению температуры по всей комнате по сравнению с случаем, когда отопительная печь расположена в углу комнаты.

Далее на рисунке 3.31 приведены вертикальные профили температуры в плоскости, перпендикулярной к точке с координатами $x=5\text{ м}$, $y=1\text{ м}$, где стационарное и нестационарное решения рассматриваемой задачи получены с помощью процедур SIMPLE и PIMPLE соответственно.

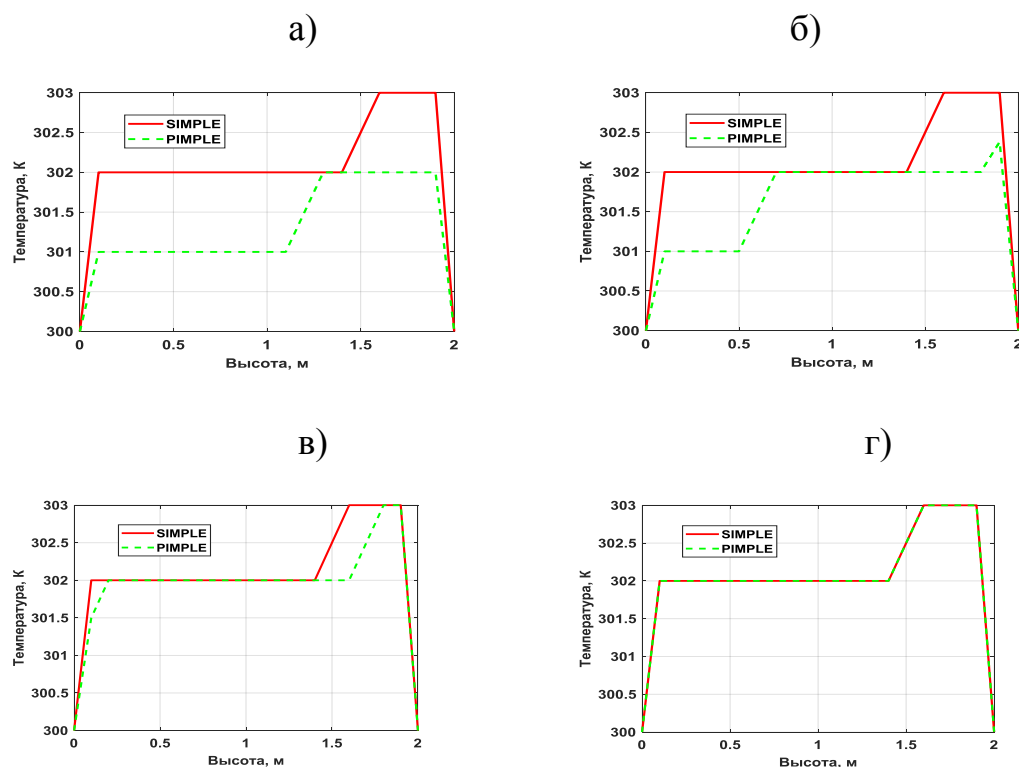


Рисунок 3.31 – Вертикальные профили средней температуры для стационарной и нестационарной задач

На этом рисунке нестационарное решение соответствует моменту времени 300с (рисунке 3.31а), 400с (рисунке 3.31б), 500с (рисунке 3.31в), и 600с (рисунке 3.31г), соответственно.

Как видно из этого рисунка нестационарное решение данной задачи приближается к стационарному решению, и в момент времени 600с оно полностью совпадает с ним. Это косвенно доказывает достоверность полученных численных расчетов.

3.5. Расчет условия комфорта в помещении кафедры общей физики и методики преподавания физики

Задача №5. Целью данной задачи является исследование влияния месторасположения входной границы воздушного потока на условие комфортности кафедры общей физики и методики преподавания физики Ошского госуниверситета. Геометрия стационарной задачи и система координат показаны на рисунке 3.32. Модель комнаты имеет длину $L=4\text{м}$, высоту $H=2.6\text{м}$, и ширину $W=3\text{м}$ [86-88].

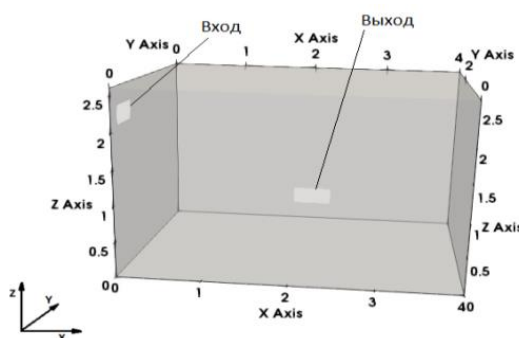


Рисунок 3.32 - Геометрия задачи и система координат

Входное отверстие расположено в левом верхнем углу левой стенки. Ширина его равна 0.5м, а высота 0.2м, соответственно площадь равна 0.1м^2 . Выходное отверстие располагается в средней части задней стенки, ближе к полу. Его ширина и высота равны тоже 0.5м и 0.2м соответственно.

Здесь рассматривались 9 различных схем, 3 значения входной скорости, 4 значений высоты центра входного отверстия и 5 различных расчетных сеток, что свидетельствует, что один полный расчет этой задачи включает 540 вариантов вычислений.

В общем рассмотренные схемы вентиляции, обладающие с некоторой симметричной постановкой задачи, можно условно разделить на следующие 4 группы (см. рисунке 3.33):

- а) один вход, один выход. Здесь возможны 4 случая - схема1, схема2, схема3 и схема 4.
- б) один вход, два выхода. Здесь возможны 2 случая - схема5 и схема6.
- в) два входа, один выход. Здесь возможны 2 случая - схема7 и схема8
- г) два входа два выхода. Здесь возможен 1 случай – схема9.

Схема1

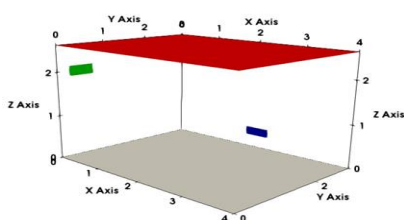


Схема2

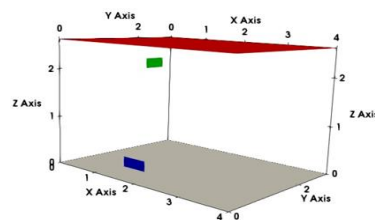


Схема3

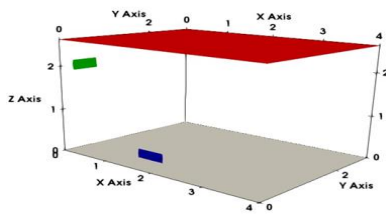


Схема4

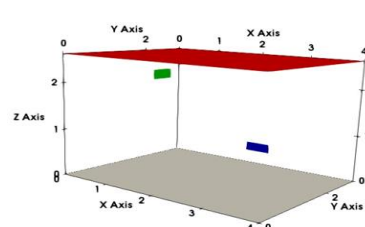


Схема5

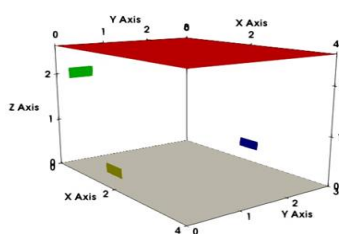
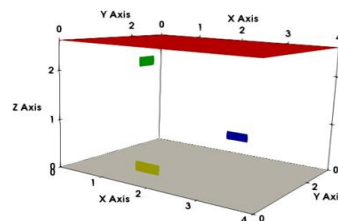


Схема6



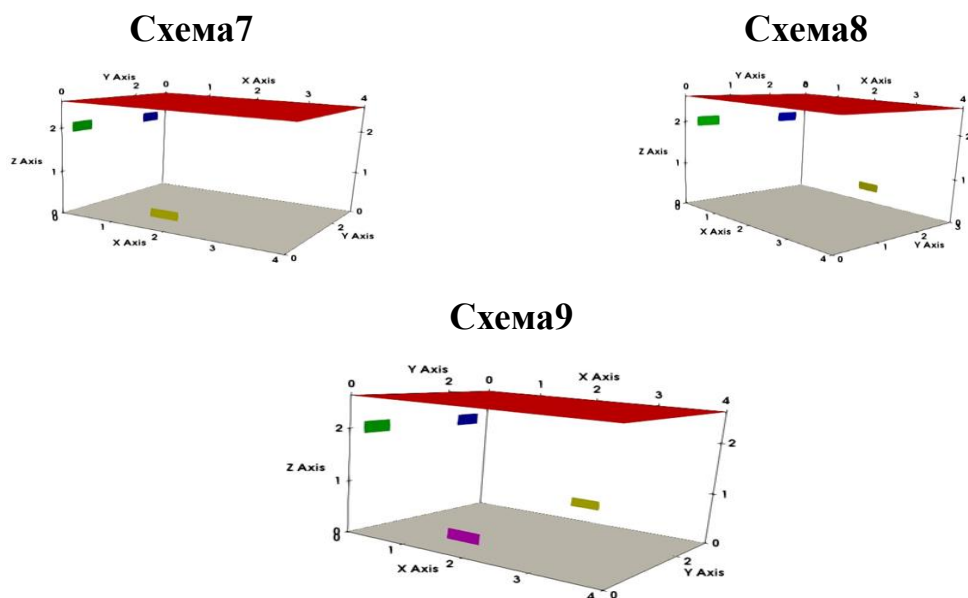


Рисунок 3.33 - Рассмотренные схемы обладают свойством симметрии вентиляции

Расчетная сетка получена при помощи стандартной утилиты blockMesh открытого пакета OpenFOAM. Дискретизация уравнений получена при помощи метода контрольных объемов с использованием схемы bounded Gauss upwind для всех неизвестных переменных.

Сведения об использованных граничных условиях и решения приведены в следующих табл. 3.22. - 3.23.

Таблица 3.22. - Граничные условия для переменных.

Граница Переменная	Стены	Вход	Выход
Скорость, U	noSlip	fixedValue uniform(0.2 0 0)	pressureInletOut letVelocity; \$internalField
Температура, T	fixedValue; \$internalField	fixedValue; uniform 290	zeroGradient
Давление, p_{rgh}	fixedFluxPressure \$internalField	fixedFluxPressure \$internalField	Pressure \$internalField
Кинетическая	kqRWallFunction	turbulentIntensity	inletOutlet

энергия турбулентности, k	n \$internalField	KineticEnergyInlet intensity 0.14 \$internalField	\$internalField
Скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, ε	epsilonWallFunction \$internalField	turbulentMixingLengthDissipationRateInletmixingLength 0.0168 \$internalField	inletOutlet inletValue \$internalField

Таблица 3.23. - Решатели уравнений для переменных .

Переменная	Решатель	Точность
Давления	метод сопряженных градиентов PCG с использованием предобуслователя DIC	$1e^{-8}$
$U, h, k, \varepsilon, age$	PBiCGStab с использованием предобуслователя DILU	$1e^{-7}$

Результаты численных расчетов и обсуждение. На следующих рисунках приведены профили возраста воздуха Age (Схемы9) вдоль линий, проходящих через геометрических центров кафедры параллельно оси Ox (см. рисунке3.34), оси Oy (см. рисунок 3.35) и оси Oz (см. рисунок 3.36) соответственно.

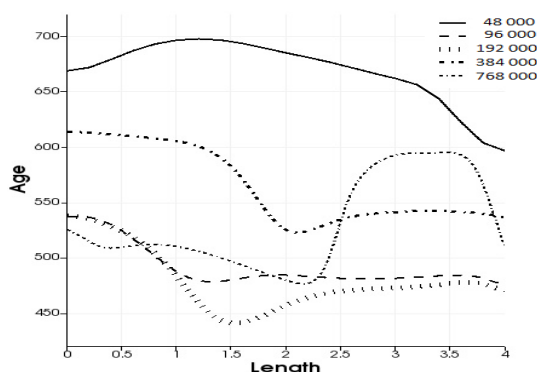


Рисунок 3.34 - Горизонтальный профиль Age по длине кафедры

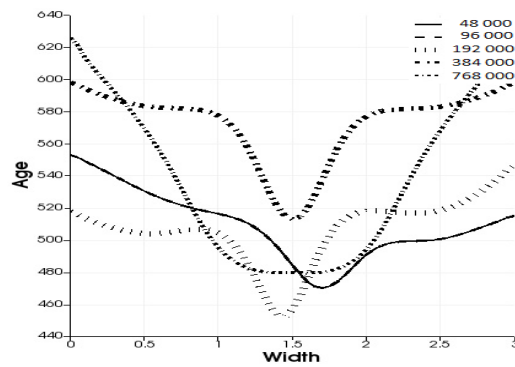


Рисунок 3.35 - Горизонтальный профиль Age по ширине кафедры

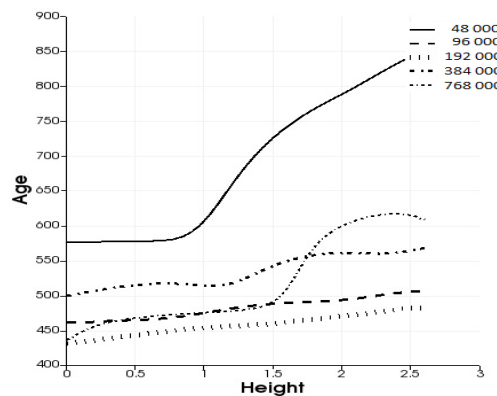


Рисунок 3.36 - Вертикальный профиль Age по высоте кафедры

Из рисунка 3.35 видно, что полученное численное решение является симметричной относительно средней ширины кафедры, так как сама схема9 вентиляции является симметричной относительно этой средней линии. Кроме того, из рисунка 3.36 следует, что до высоты около 1.5м численные результаты для более мелких (кроме сетки 48000 узлов) дает примерно одинаковые значения около 450 с. И, казалось бы, что на сетке 192 000 получается наименьшие значения возраста воздуха, однако численное решение при этом не обладает свойством симметрии относительно центральной плоскости $y=1.5$ – центр симметрии слегка смещен влево от значения $y=1.5$.

На следующем рисунке приведен вертикальный профиль возраста воздуха вдоль линии, параллельной оси Oz и проходящей через геометрический центр помещения $x=2, y=1.5, z=1.3$.

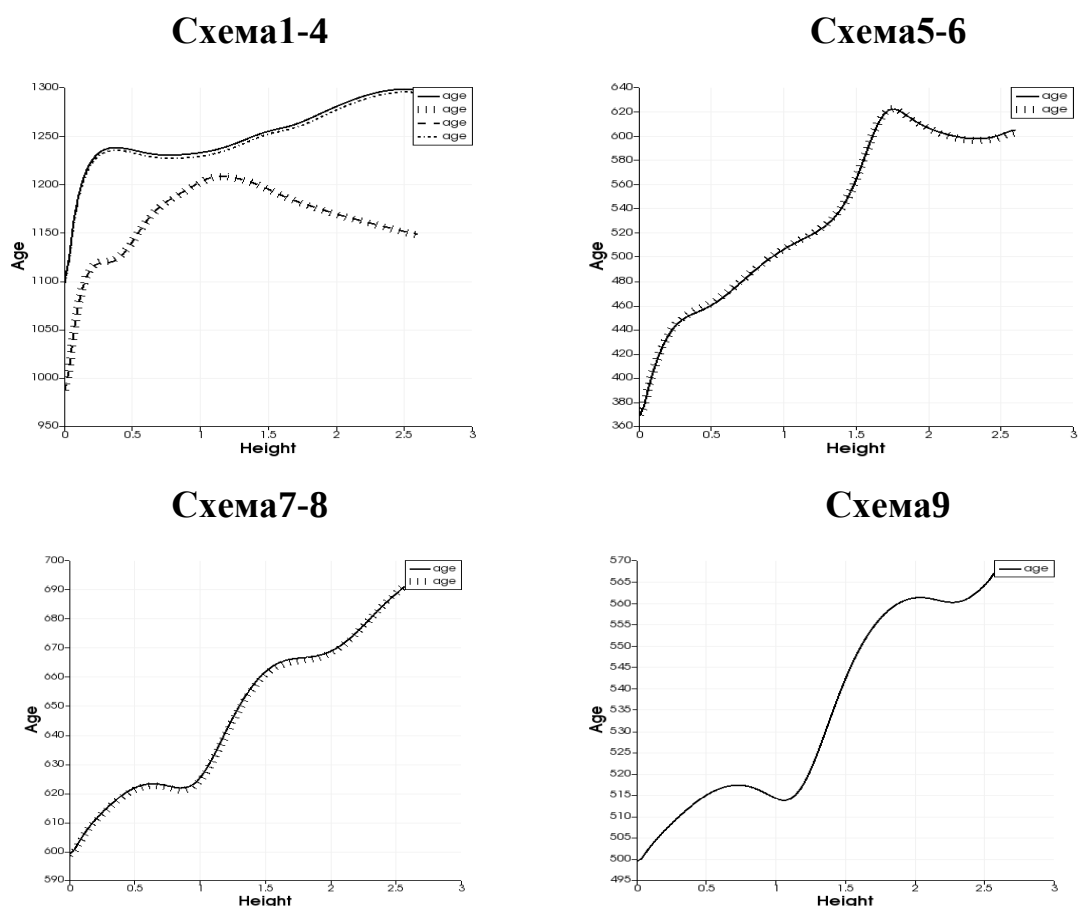


Рисунок 3. 37 - Вертикальный профиль возраста воздуха

Достаточное хорошее совпадение численных результатов возраста воздуха вдоль вертикальной центральной линии для соответствующих схем вентиляции косвенно свидетельствуют о достоверности результатов исследования [82]. Распределение вектора скорости для двух схем вентиляции приведено на рисунке 3.38.

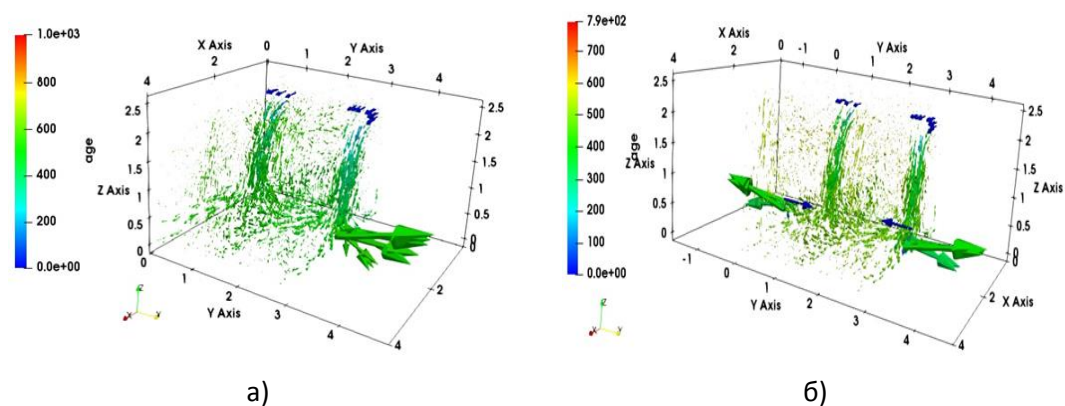


Рисунок 3.38 - Поле вектора скорости для Схемы8 (а) и Схемы 9 (б)

Здесь стрелки показывают направления движения воздушного потока, а цвет соответствует возрасту воздуха. Видно, что, свежий, более холодный воздух сразу после входного отверстия идет вниз, к полу помещения. Далее доходя правой стенки отражается от нее и дальше идет к выходу, расположенного на задней стенке помещения. При использовании Схемы9 максимальное значение возраста воздуха в 1.265 раза меньше, по сравнению со Схемой8. Или можно сказать что схема9 вентиляции улучшает вентиляцию помещения на 21% по сравнению со Схемой8.

Также обнаружено, что при организации процесса вентиляции с использованием Схемы1 и Схемы9 при разных высотах центра входного отверстия, Схема9 дает улучшение вентиляции комнаты на 73.3% по сравнению со схемой1 (смотрите рисунке- 3.39).

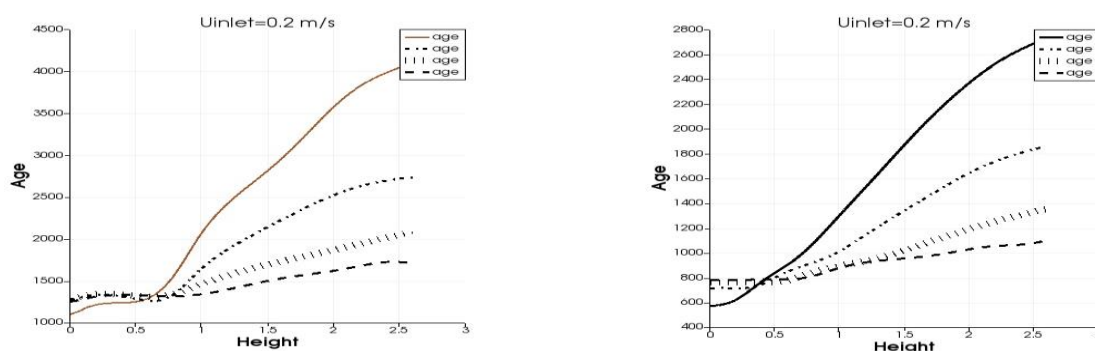


Рисунок 3.39 - Сравнение Схемы1 со Схемой9

На следующем рисунке 3.40 приведены поле распределения возраста воздуха в плоскостях $y=1.5\text{м}$ (рисунке 3.40а), $x=2.0\text{м}$ (рисунке 3.40б), и $z=1.3\text{м}$ (рисунке 3.39в), соответственно.

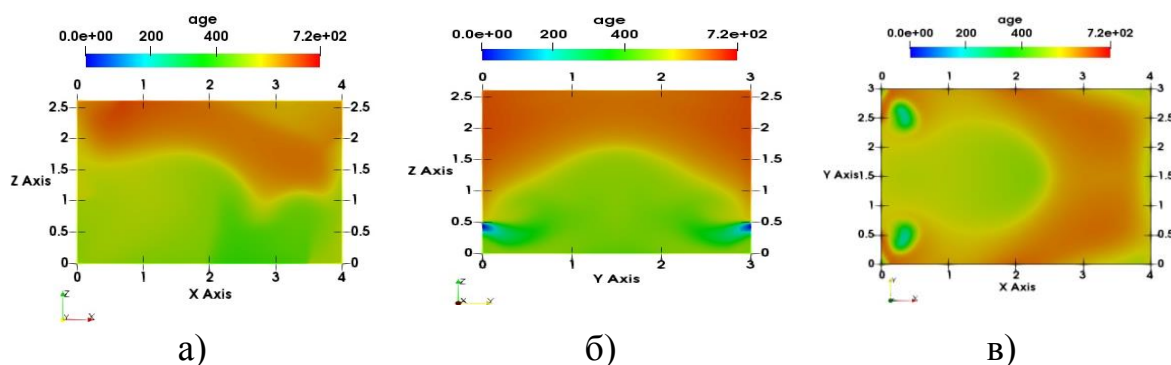
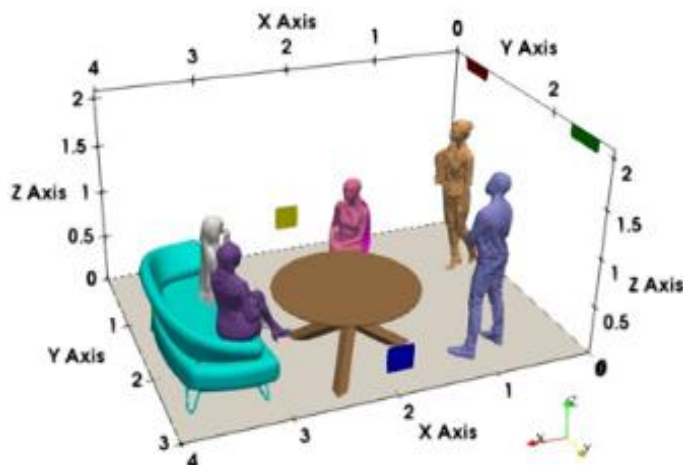


Рисунок 3.40 - Поля возраста воздуха в различных сечениях

Результаты численных расчетов показывают, что среди рассмотренных 9 схем вентиляции Схема9 дает наилучшую вентиляцию кафедры до высоты $z=1.5\text{м}$ и по длине до 2.2м .

Моделирование вентиляции кафедры с пяти сотрудниками.

Рисунок 3.41 - Модель кафедры с 5 сотрудниками



На рисунках 3.42 и 3.43 приведены профили возраста и температуры воздуха вдоль линий, проходящих через геометрический центр кафедры (параллельно оси Ox – слева, оси Oy в центре и оси Oz – справа) соответственно.

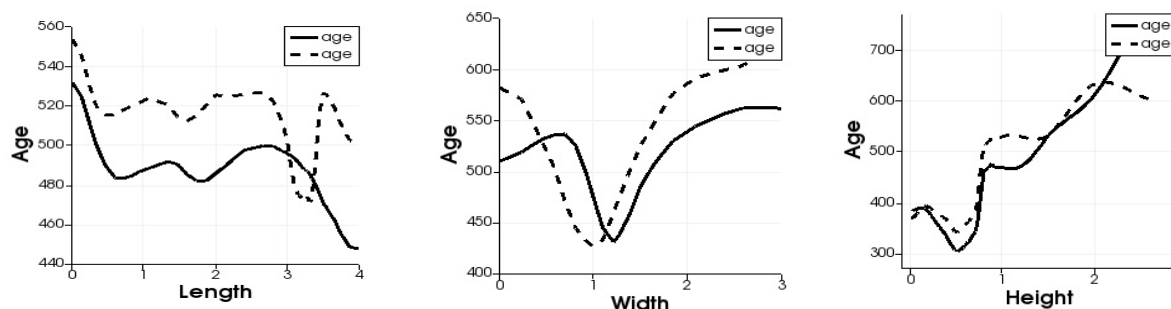


Рисунок 3.42 - Профили возраста воздуха

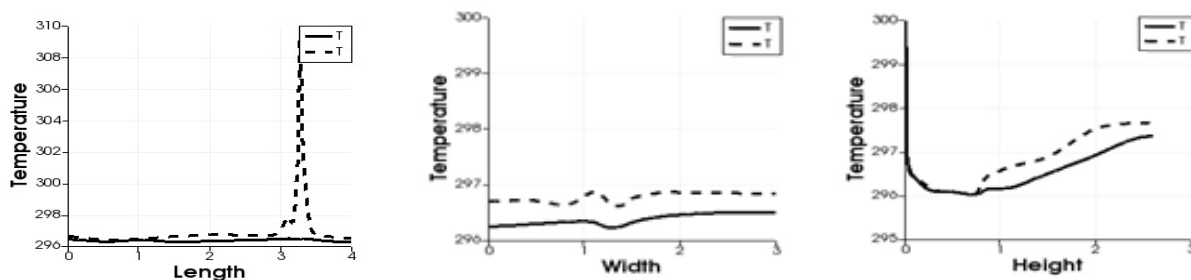


Рисунок 3.43 - Профили температуры воздуха

Здесь проведено сравнение двух граничных условий для температуры. Пунктирная линия соответствует фиксированному значению температуры, и сплошная линия означает нулевой градиент температуры. Видно, что если задано адиабатическое условие на стенках и потолке кафедры, то вентиляция кафедры улучшается на 11.53% (на высоте 1м, см. рисунок 3.41, справа), а температура воздуха будет ниже по сравнению с случаем, когда задано фиксированное значение температуры на стенках и потолке кафедры и на телах сотрудников.

Далее, проведено численное моделирование процесса вентиляции Лекционного зала. Зал имеет длину $L=12\text{м}$, высоту $H=5.2\text{м}$, и ширину $W=8\text{м}$ (смотрите рисунок 3.44.)

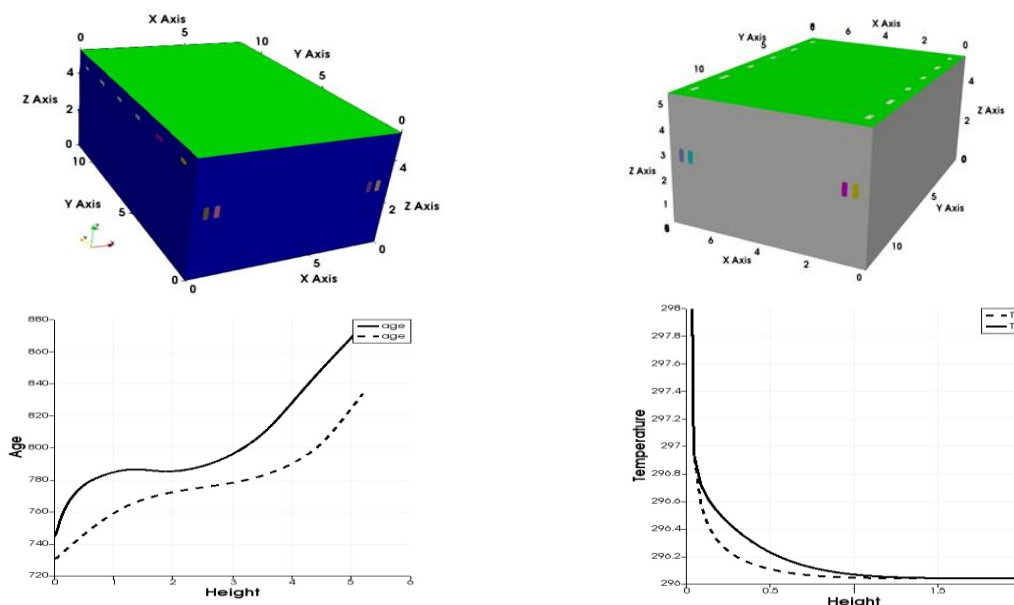


Рисунок 3.44 - Схемы вентиляции (сверху) и профили возраста (снизу слева) и температуры (снизу справа) воздуха

Здесь пунктирная линия соответствует входным границам, расположенных на боковых стенках, а сплошная линия – входным границам, расположенных на потолке Лекционного зала. Видно, что вентиляция улучшается на 3.7% при расположении входных границ на боковых стенках по сравнению со вторым случаем.

Выводы к главе 3

Рассмотрена задача численного моделирования основные принципы построения алгоритма задачи вычислительной гидродинамики в пакете OpenFOAM. Дискретизация расчетной области и систем уравнений Навье-Стокса в OpenFOAM проводится методом контрольных объемов. Рассмотрены некоторые задачи моделирования в рамках открытого пакета OpenFOAM.

Проведено численное моделирование естественной конвекции в вытянутой по высоте и заполненной воздухом каверне в двумерном приближении. В ходе выполнения данной работы обнаруженные недостатки стандартного тьюториала `buoyantCavity` открытого пакета OpenFOAM7 устранены, получено сходящееся численное решение. Сравнение полученных при численном моделировании профилей средней температуры и вертикальной составляющей U_y средней скорости в плоскости $z=0$ с соответствующими экспериментальными данными свидетельствует о физической обоснованности внесённых в стандартный тьюториал `buoyantCavity` изменений.

Математическую основу моделирования составляют осредненные по Рейнольдсу трехмерные стационарные уравнения Навье-Стокса, дополненные соответствующими уравнениями. Стандартный решатель `buoyantSimpleFoam` открытого пакета OpenFOAM был использован для математического моделирования с учетом различных моделей радиационного излучения.

При разных граничных условиях для температуры поле температуры разное. Другими словами поле средней температуры не является автомодельным – поле температуры зависит от граничных условий для температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Путем проведения аналитического обзора существующих методов численного моделирования турбулентных течений газа с учётом эффектов естественной конвекции (плавучести), вентиляции и теплового излучения в рамках пакета OpenFOAM определены возможные пути их усовершенствования.
2. Разработан модифицированный решатель buoyantSimpleFoam пакета OpenFOAM8, путем переопределения границ расчетной области в соответствии с Руководством пользователя пакета OpenFOAM8, и использованием подходящих коэффициентов нижней релаксации.
3. Проведена верификация модифицированного решателя buoyantSimpleFoam путем сравнения результатов расчетов турбулентных течений в кавернах с разным аспектным отношением со соответствующими расчетными и экспериментальными данными других авторов. Показано, что численные результаты полученные с помощью модифицированного решателя по таким характеристикам течения как скорость, температура и кинетическая энергия турбулентности значительно превосходят по точности существующие аналоги.
4. Численно обосновано и предложено проведение отопления модели комнаты через пол комнаты, что приводит к существенному равномерному нагреванию воздуха внутри комнаты, по сравнению с локальным расположением источника тепла в углу модели комнаты.
5. Численно исследовано влияния различных граничных условий для средней температуры на поля средней температуры и средней скорости в нестационарной постановке. Показано, что за время порядка 150с эффект естественной конвекции (плавучести) сводится к нулю, и равномерное распределение температуры достигается намного раньше в случае с

адиабатическими граничными условиями (около 500с) по сравнению с другими видами граничных условий.

6. Впервые численно исследованы влияния различных схем вентиляции на условия комфорта в помещении кафедры Общей физики и Методики преподавания физики. Численно обосновано использование симметричной схемы вентиляции с двумя входами и выходами, позволяющий обеспечивать наилучшее условие комфорта в большей части кафедры.

7. Проведенное впервые численное моделирование вентиляции лекционного зала с учетом естественной конвекции (плавучести) показало, что организация вентиляции лекционного зала через боковые стенки дает улучшение обмена свежим воздухом по сравнению со схемой вентиляции через потолок Лекционного зала ОшГУ.

ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ

Результаты исследования внедрены в деятельность Государственного агентства архитектуры, строительства и жилищно-коммунального хозяйства при кабинете Министров Кыргызской Республики.

Часть материалов диссертации включена в учебный процесс факультета математики и информационных технологий на уроке “Теоретическая механика” для студентов старших курсов, магистрантов и аспирантов специальностей 510100 Математика, 510200 Прикладная математика и информатика Ошского государственного университета.

Данная работа позволит слушателям освоить навыки решения актуальных проблем науки и техники с использованием современных программных пакетов и информационных технологий.

В целях дальнейшего развития хотелось бы рассмотреть следующие задачи, представляющие собой актуальные проблемы современной науки математического моделирования:

В целях дальнейшего развития хотелось бы рассмотреть следующие задачи, представляющие собой актуальные проблемы современной науки математического моделирования:

- Расчет турбулентных течений в модели жилой комнаты с учетом сопряженного теплообмена с внешней средой.
- Расчет теплового комфорта в помещении сопряженного теплообмена

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. C.Y. Wamer and V.S. Arpacı. An experimental investigation of turbulent natural convection in air at low pressure along a vertical heated flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 11:397-406, 1968.
2. S.S. Kutateladze, E.A.G. Kirdyashkin, and V. P. Ivakin. Turbulent natural convection on a vertical plate and in a vertical layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:193-202, 1972.
3. T. Fujii and H. Imura. Natural-convection heat transfer from a plate with arbitrary inclination. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:755-767, 1972.
4. F. Godaux and B. Gebhart. An experimental study of the transition of natural convection flow adjacent to a vertical surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 17:93-107, 1974.
5. H. Tanaka and H. Miyata. Turbulent natural convection in a horizontal water layer heated from below. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23:1273-1281, 1980.
6. H.I. Abu-Mulaweh. Effects of backward- and forward-facing steps on turbulent natural convection flow along a vertical flat plate. *International Journal of Thermal Science*, 41:376-385, 2002.
7. G. Polidori and J. Padet. Transient free convection flow on a vertical surface with an array of large-scale roughness elements. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27:251-260, 2003.
8. H.I. Abu-Mulaweh. Turbulent mixed convection flow over a forward-facing step - the effect of step heights. *International Journal of Thermal Science*, 44:155-162, 2005.
9. T. Fujii, M. Takeuchi, M. Fujii, K. Suzaki and H. Uehara. Experiments on natural-convection heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder to liquid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13:753-787, 1973.

10. T. Fujii, M. Fujii and M. Takeuchi. Influence of various surface roughness on the natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16:629-640, 1973.
11. R.S. Beloff, A. Bejan and A. Campo. Transient natural convection heat transfer in a large-diameter cylinder. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1:267-274, 1988.
12. A. Castrejon and D.B. Spalding. An experimental and theoretical study of transient free-convection flow between horizontal concentric cylinders. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31(2):273-284, 1988.
13. K.R. Fukuda, Y. Miki, and S. Hasegawa. Analytical and experimental study on turbulent natural convection in a horizontal annulus. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33(4):629-639, 1990.
14. W.M. Yan and T.F. Lin. Theoretical and experimental study of natural convection pipe flows at high rayleigh number. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34(1):291-303, 1991.
15. Y. Shiina, K. Fujimura, T. Kunugi and N. Akino. Natural convection in a hemispherical enclosure heated from below. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(11):1605-1617, 1994.
16. T. Aicher and H. Martin. New correlations for mixed turbulent natural and forced convection heat transfer in vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(15):3617-3626, 1997.
17. X. Cheng and U. Muller. Turbulent natural convection coupled with thermal radiation in large vertical channels with asymmetric heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(12):1681-1692, 1998.
18. J.M. Buchlin. Natural and forced convective heat transfer on slender cylinders. *Rev. Gen. Therm*, 37:653-660, 1998.
19. M.E. Ali. Laminar natural convection from constant heat flux helical coiled tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(14):2175-2182, 1998.

20. J.L. Xia, B.L. Smith, G. Yadigaroglu, U. Gantner, and B. Sigg. Numerical and experimental study of transient turbulent natural convection in a horizontal cylindrical container. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41:3635–3645, 1998.
21. B. Moshfegh and M. Sandberg. Flow and heat transfer in the air gap behind photovoltaic panels. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2:287-301,1998.
22. M.A. Habib, S.A.M. Said, S.A. Ahmed, and A. Asghar. Velocity characteristics of turbulent natural convection in symmetrically and asymmetrically heated vertical channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26:77-87, 2002.
23. P.G. Vicente, A. Garcia, and A. Viedma. Experimental study of mixed convection and pressure drop in helically dimpled tubes for laminar and transition flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:5091-5105,2002.
24. R. Hosseini, M.R. Heyrani-Nobari, and M. Hatam. An experimental study of heat transfer in an open-ended vertical eccentric annulus with insulated and constant heat flux boundaries. *Applied Thermal Engineering*, 25:1247-1257', 2005.
25. A. T. Kirkpatrick and M. Bohn. An experimental investigation of mixed cavity natural convection in the high rayleigh number regime. *International Journal Heat Mass Transfer*, 29(1):69-82,1986.
26. R. Cheesewright, K.J. King, and S. Ziai. Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows. *Procs ASME Meeting HTD*, 60, 1986.
27. R. Cheesewright and S. Ziai. Distribution of temperature and local heat transfer rate in turbulent natural convection in a large rectangular cavity. *8th International Heat Transfer Conference*, 1986.
28. A. Bowles and R. Cheesewright. Direct measurements of the turbulence heat flux in a large rectangular air cavity. *Experimental Heat Transfer*, 2:59-69, 1989.
29. R. Cheesewright and K.J. King. Stress distribution in turbulent natural convection in a rectangular air cavity. *9th International Heat Transfer Conference*, 1990.

30. A. M. Lankhorst, D. Angirasa, and C. J. Hoogendoorn. Ldv measurements of buoyancy-induced flows in an enclosure at high rayleigh numbers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6:74-79,1993.
31. E Ampofo and T.G. Karayiannis. Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:3551-3572, 2003.
32. W. Chen and W. Liu. Numerical and experimental analysis of convection heat transfer in passive solar heating room with greenhouse and heat storage. *Solar Energy*, 76:623-633, 2004.
33. B. Calcagni, F. Marsili, and M. Paroncini. Natural connective heat transfer in square enclosures heated from below. *Applied Thermal Engineering*, 25:2522–2531, 2005.
34. B. Xu and B.Q. Li. Hot-film measurement of temperature gradient induced natural convection in liquid gallium. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29:697-704, 2005.
35. F. Ampofo. Turbulent natural convection of air in a non-partitioned or partitioned cavity with differentially heated vertical and conducting horizontal walls. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29:137-157, 2005.
36. Y. Shu, B.Q. Li, and B.R. Ramaprian. Convection in modulated thermal gradients and gravity: Experimental measurements and numerical simulations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48:145-160, 2005.
37. J. Bouslimi and L. Dehmani. Experimental investigation of the thermal field of a turbulent plume guided by a cylinder preliminary results. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29:477-484,2005.
38. J. Zinoubi, R. B. Maad, and A. Belghith. Influence of the vertical sourcecylinder spacing on the interaction of a thermal plume with a thermosiphon flow: An experimental study. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28:329-336, 2004.

39. N.Z Ince and B.E. Launder. On the computation of buoyancy-driven turbulent flows in rectangular enclosures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 10(2):110-117, 1989.
40. R.A.W.M. Henkes, RE Van Der Vlugt, and C.J. Hoogendoorn. Natural-convection flow in a square cavity calculated with low-reynolds-number turbulence models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34(2):377-388/ 1991.
41. K. Hanjalic. Achievements and limitations in modelling and computation of buoyant turbulent flows and heat transfer. 10th International Heat Transfer Conference, 7,1994.
42. K. Hanjalic, S. Kenjeres, and F. Durst. Natural convection in partitioned two-dimensional enclosures at higher rayleigh numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(7):1407-1427/1996.
43. H.S. Dol, K. Hanjalic, and S. Kenjeres. A comparative assessment of the second moment differential and algebraic models in turbulent natural convection. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18:4-14,1997.
44. S. Kenjeres and K. Hanjalic. Transient analysis of rayleigh-benard convection with a rans model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20:329-340,1999.
45. E Liu and J.X. Wen. Development and validation of an advanced turbulence model for buoyancy driven flows in enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42:3967-3981,1999.
46. K. Hanjalic. One-point closure models for buoyancy driven turbulent flows. *Annual Reviews Fluid Mechanics*, 34:321-347, 2002.
47. K.J. Hsieh and ES. Lien. Numerical modelling of buoyancy-driven turbulent flows in enclosures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25:659-670,2004.
48. RL. Betts and I.H. Bokhari. Experiments on turbulent natural convection in an enclosed tall cavity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21:675-683, 2000.

49. Y.S. Tian and T.G Karayiannis. Low turbulence natural convection in an air filled square cavity part ii: The turbulence quantities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43:867-884, 2000.
50. T.J. Craft, A.V Gerasimov, H. Iacovides and B.E. Launder. Progress in the generalization of wall-function treatments. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23:148-160, 2002.
51. A.V. Gerasimov. *Development and Application of an Analytical Wall-Function Strategy for modelling forced, mixed and natural convection flows*. PhD thesis, Department of Mechanical, Aerospace & Manufacturing Engineering, UMIST, 2003.
52. T.J. Craft, S.E. Gant, H. Iacovides, and B.E. Launder. A new wall function strategy for complex turbulent flows. *Numerical Heat Transfer*, 45:301-318, 2004.
53. T.J. Craft, S.E. Gant, A.V. Gerasimov, H. Iacovides, and B.E. Launder. Development and application of wall-function treatments for turbulent forced and mixed convection flows. *Fluid Dynamics Research*, 38:127-144, 2006.
54. H. Tennekes and J.L. Lumley. *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, 1973.
55. P. Brashaw, editor. *Topics in Applied Physics - Turbulence*, volume 12. Springer, 1976.
56. Ferziger J. H., Peric M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Berlin: Springer Verlag, 2002–42.
57. Versteeg H. K., Malalasekera W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. 2nd edition. Edinburg: Pearson Education Limited. –2007. –520p
58. S. V. Patankar. *Numerical heat transfers and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980.
59. Панкратов И.А. П 16 Математическое моделирование реальных процессов в пакете OpenFOAM: Учебное пособие / И.А. Панкратов. – Саратов: Издательство «Саратовский источник», 2019. – 61 с.

60. Home of *OpenFOAM*, the CFD software licensed free and open source only, by us — The *OpenFOAM* Foundation — developed primarily by CFD Direct [Электронный ресурс] — Режим доступа: <https://openfoam.org/>. Дата обращения 15.06.2020.
61. OpenFOAM7 User guide [Электронный ресурс] — Режим доступа: <https://cfd.direct/openfoam/user-guide-v7/>. Дата обращения 15.07.2020.
62. Курбаналиев А.Ы. Идеология пакета Open Foam и принцип построения задачи [Текст] / Курбаналиев А.Ы., Калдыбаева Г.А., Акназарова С.С., Калбекова М.Ж. // В сборнике : Проблема «Оптимизации сложных систем». Материалы Международной школы –семинар.2018 г. с.2-13.
63. Paraview. www.paraview.org
64. Курбаналиев А. Ы. Программа для численного решения уравнений Навье-Стокса в двумерном приближении. [Текст] / Курбаналиев А. Ы., Калмурзаева А. Т., Калбекова М. Ж., Марс кызы Таттыбубу.// Кыргыз патент. Авторское свидетельство. Программа для ЭВМ. №672, 25.02.2021.
65. A.Y. Kurbanaliev Crictical reviewing of OpenFOAM buoyantcavity tutorial. [Текст] / A.Y. Kurbanaliev, M. Zh. Kalveкова, A.T. Kalmurzaeva ,T. Dyikanova. // AIP Conference Proceedings 2402, 20009 2021г.DOI 10.1063/5.0071571.
66. Калбекова М.Ж. Моделирование естественной конвекции в воздушных полостях [Текст] / Курбаналиев А.Ы.// ОшТУ Известия, Илимий-техникалык журнал ISSN 1694-660X, 1/2018. Ош 2018.с. 113-121.
67. Жайнаков А.Ж. Моделирование турбулентной естественной конвекции в квадратной каверне[Текст] / Жайнаков А.Ж., Акназарова С.С., Калбекова М.Ж.// Известия кыргызского государственного технического университета им. И. Раззакова (Бишкек) ISSN: 1694-5557 2018 с. 435-443.
68. Omranian S. A. The computation of turbulent buoyancy driven flows in cavities. Master's Thesis, University of Manchester, 2007.
69. Калбекова М. Ж. Численное моделирование естественного конвективного течения в воздушных полостях[Текст] /Калбекова М.Ж., Курбаналиев А.Ы.,

- Жайнаков А.Ж.// В сборнике: Проблема «Оптимизации сложных систем». Материалы Международной школы-семинар. 2019г. с.33-38.
70. Курбаналиев А. Ы. Программа для подготовки данных для моделирования естественной конвекции в прямоугольной каверне в пакете OpenFOAM. [Текст] / Курбаналиев А. Ы., Калбекова М. Ж., Калмурзаева А. Т. Кыргызпатент. Авторское свидетельство. Программа для ЭВМ. 15.04.2022г. №742.
71. Калбекова М.Ж. Моделирование квадратной турбулентной конвекции. Вестник ОшГУ. – 2022. № 1. – С. 177-184.ISSN: 1694-7452.
72. Калбекова М.Ж. Моделирование турбулентной естественной конвекции в прямоугольных полостях [Текст] / Калбекова М.Ж., Курбаналиев А.Ы. // Горный журнал. Кыргызский государственный университет геологии, горного дела и освоения природных ресурсов имени академика У. Асаналиева. Бишкек 2021.с. 151-158.
73. Курбаналиев А. Ы. Программа для моделирования течения в двумерной каверне на основе проекционного метода. [Текст] / Курбаналиев А. Ы., Калмурзаева А. Т., Калбекова М. Ж. Кыргызпатент. Авторское свидетельство. Программа для ЭВМ. 22.10.2020г. №639.
74. Yingchun Ji. CFD Modelling of Natural Convection in Air Cavities. CFD Letters. Vol. 6(1) - March, 2014.
75. Калбекова М. Ж. Мультифизическое моделирование процесса теплопроводности [Текст] / Калбекова М. Ж., Марс кызы Таттыбубу, Ормош кызы А., Калмурзаева А. Т. // Вестник Ошского государственного университета. ISSN 1694-7452. 2021. Том 1 №1с.136-143.
76. Numerical simulation of the Rayleigh-Benard convection under the influence of magnetic fields Int. J. Heat Mass Transf., 120 (2018), pp. 1118-1131 View PDFView articleView in ScopusGoogle Scholar.
77. Benard H., Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. Rev. Gen. Sciences Pure Appl., vol. 11, pp.1261-1271, 1900.

78. Rayleigh L., On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the other side, *Phil.Mag.*, vol. 32, pp. 529-546, 1916.
79. Stork K. and U.Muller, Convection in a Box: Experiments, *J. Fluid Mech.*, vol. 54, (4), pp. 599-611., 1972.
80. Pellew, A. Southwell, R.V., On maintained convective motions in a fluid heated from below. *Proc. Roy. Soc. London A*, vol. 176, 312- 343, 1940.
81. С. В. Патанкар. Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах. Перевод с англ. М.: Изд. МЭИ, 2003.
82. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидродинамика и теплообмен. Т.2.-М.: Мир, 1990.-392с.
83. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. - М.: Мир, 1980. –616с.
84. A.Y. Kurbanaliev Numerical Simulation of Nonstationary Laminar Flow around a Circular Cylinder. [Текст] / A.Y. Kurbanaliev, A. T. Kalmurzaeva, M. Zh. Kalveкова. A. T. Dyikanova, N. A. Amankulova// AIP Conference Proceedings 2402, 2021г. Doi 10.1063/5.0071578.
85. Калбекова М. Ж. Моделирование естественной конвекции в прямоугольной полости с учетом радиационного излучения в пакете OpenFOAM[Текст] / Калбекова М.Ж., Курбаналиев А.Ы. // Вестник Ошского государственного университета Математика, физика, техника. 2022, №1, с. 67-80.
86. А. Г. Сотников. Автономные и специальные системы кондиционирования воздуха. Теория, оборудование, проектирование, испытание, эксплуатация. Издательство АТ Publishing. Санкт-Петербург, 2005 г. - 240 с.
87. И. А. Шепелев. Аэродинамика воздушных потоков в помещении. М.; - Стройиздат, 1978 - 147 с.
88. Абдимуталипова З.К. Моделирование осесимметричного струйного течения [Текст] / Абдимуталипова З.К., Курбаналиев А.Ы., Сулайманова Г.К., Калбекова М.Ж.// В сборнике: Проблема «Оптимизации сложных систем». Материалы Международной школы–семинар. 2018 г. с. 68-71.

Акты о внедрении

 «Утверждено»
ОшГУ, профессор
К.Г. Калбекова
02.2023 г.

Акт внедрения результатов научно-исследовательских, научно-технических работ, (или) результатов научной и (или) научно-технической деятельности результатов диссертационной работы
Калбековой Махбурат Жамшитбековны
в учебный процесс

1. Калбекова Махбурат Жамшитбековна
2. Диссертация на тему «Численное моделирование турбулентных течений с учетом эффекта плаучести» на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.02.05 «Механика жидкости, газа и плазмы».
3. В данной работе проведена верификация использованного открытого пакета OpenFOAM, на различных задачах вычислительной гидродинамики с учетом процессов вентилирования, теплообмена и радиации. Показано, что при моделировании вентилируемой по высоте каверны с асимметричным отношением 5:1 с помощью предложенного усовершенствованного стандартного решателя buoyantSimpleFoam сравнение вертикального профиля температуры на средней ширине каверны ($y=0.25m$), горизонтальных профилей вертикальной скорости и турбулентной кинетической энергии на средней высоте каверны ($y=1.25m$) с экспериментом около холодной и горячей стенок дали максимальные ошибки отклонения в пределах 1.9 %, 3.5 %, 2.6 % и 1.3 %, 2.2 %, 1.7 % соответственно.
4. Расчеты показывают, что среды использованных различных версий пакета OpenFOAM с двумя моделями радиационного теплопереноса P1 и b-DOM, самой экономичной, по затратам на одну итерацию времени оказалась версия OF10, а версия OF8 в случае использования модели b-DOM дает высокое значение времени на одну итерацию 1.202 с.
4. Эффект от внедрения. Внедрение в учебный процесс факультета математики и информационной технологий на уроке «Теоретическая механика» для студентов группы МК(3)-1-19 4го курса программы бакалавра

510100 Математика позволяет слушателям освоить навыки решения актуальных проблем науки и техники с использованием современных программных пакетов и информационных технологий.

5. Место и время внедрения г.Ош, Ленина 331, ОшГУ, ФМНТ, 5.12.22, 12.12.22, 12.40.

6. Форма внедрения

№ п/п	Название работы	Вид внедрения	Время
1.	Численное моделирование турбулентных течений с учетом эффекта плаучести.	Лекция	5.12.2022
2.	Исследование турбулентных течений с учетом эффекта плаучести	Лабораторная работа	12.12.2022

Декан факультета математики и информационных технологий к.ф.-м.н., доцент К.Г. Калбекова
У.А. Согуев

Аспирант: М.Ж. Калбекова

 ОшГУ
Тестированный
М.Ж. Калбекова
Калбекова Махбурат Жамшитбековна

КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН
МИНИСТЕРЛЕР КАБИНЕТИНЕ
КАРЖА ТУРАК-ЖАЙ
КОММУНАЛДЫК ЧАБА
МАМЛЕКЕТТИК АГЕНТТИГИ

КУРУЛУШ ЖАНА
ИНЖЕНЕРДИКИ ИНФРАСТРУКТУРА
ДЕПАРТАМЕНТИ

ОШ ОБЛУСТУК КУРУЛУШ
ЖАНА ИНЖЕНЕРДИК
ИНФРАСТРУКТУРА
БАШКАРМАЛЫГЫ

723501 Ош ш. Курманбек 224
Тел.: факс (0322) 46000; (0322) 46000
E-mail: osh@oblgov.kg



ГОСУДАРСТВЕННОЕ АГЕНТСТВО
АРХИТЕКТУРЫ, СТРОИТЕЛЬСТВА И
ЖИЛИЩНО-КОММУНАЛЬНОГО
ХОЗЯЙСТВА ПРИ КАБИНЕТЕ
МИНИСТРОВ КЫРГЫЗСКОЙ
РЕСПУБЛИКИ

ДЕПАРТАМЕНТ СТРОИТЕЛЬСТВА И
ИНЖЕНЕРНОЙ ИНФРАСТРУКТУРЫ

ОШСКОЕ ОБЛАСТНОЕ УПРАВЛЕНИЕ
СТРОИТЕЛЬСТВА И ИНЖЕНЕРНОЙ
ИНФРАСТРУКТУРЫ

723501 Ош ш. Курманбек 224
Тел.: факс (0322) 46000; (0322) 46000
E-mail: osh@oblgov.kg

02.03.2023 № 01-4/20

На № _____ от _____

Диссертационному совету

- Акт о внедрении результатов диссертационной работы**
1. Калбекова Махбурат Жамшитбековна
 2. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы на тему «Численное моделирование турбулентных течений с учетом эффекта плаучести».
 3. Краткая аннотация: В данной работе получены следующие результаты:
 - Показано, что при моделировании вентилируемой по высоте каверны с асимметричным отношением 5:1 сравнение профилей температуры и вертикальной составляющей средней скорости с соответствующими экспериментальными данными ускорилось с ростом числа Рейнольдса от $Re=8.6 \times 10^4$ до $Re=1.43 \times 10^5$ на 0.6%.
 - Показано, что при моделировании вентилируемой по высоте каверны с асимметричным отношением 5:1 с помощью предложенного усовершенствованного стандартного решателя buoyantSimpleFoam сравнение вертикального профиля температуры на средней ширине каверны ($y=0.25m$), горизонтальных профилей вертикальной скорости и турбулентной кинетической энергии на средней высоте каверны ($y=1.25m$) с экспериментом около холодной и горячей стенок дали максимальные ошибки отклонения в пределах 1.9 %, 3.5 %, 2.6 % и 1.3 %, 2.2 %, 1.7 % соответственно.
 - Расчеты показывают, что среды использованных различных версий пакета OpenFOAM с двумя моделями радиационного теплопереноса P1 и b-DOM, самой экономичной, по затратам на одну итерацию времени оказалась версия OF10, а версия OF8 в случае использования модели b-DOM дает высокое значение времени на одну итерацию 1.202 с.
 - Впервые проведен численный расчет тепловое поле в помещении каверны Общей факции и МРФ на основе распределенных параметров теплового состояния помещения – поля скорости и температуры.
 4. Эффект от внедрения: Использование результатов научной работы, даёт положительный эффект от применения метода оценки параметров теплового режима помещения на основе распределенных параметров теплового состояния помещения – поля скорости и температуры.
 5. Место и время внедрения: г. Ош ул. Курманбек 224 а. 22.10.2022г.
 6. Форма внедрения: Результаты диссертационной работы

Файлы для моделирования течения в каверне

```

/*-----*- C++ -*-----*\
===== |
\\ / F ield | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
\\ / O peration | Website: https://openfoam.org
\\ / A nd | Version: 7
\\ / M anipulation |
\*-----*/

FoamFile
{
    version 2.0;
    format ascii;
    class dictionary;
    object blockMeshDict;
}

// * * * * *

convertToMeters 1;

vertices
(
    ( 0.0 0.0 0.0)
    ( 0.5 0.0 0.0)
    ( 1.5 0.0 0.0)
    (10.0 0.0 0.0)
    ( 0.0 0.5 0.0)
    ( 0.5 0.5 0.0)

```

(1.5 0.5 0.0)
 (10.0 0.5 0.0)
 (0.0 1.5 0.0)
 (0.5 1.5 0.0)
 (1.5 1.5 0.0)
 (10.0 1.5 0.0)
 (0.0 6.0 0.0)
 (0.5 6.0 0.0)
 (1.5 6.0 0.0)
 (10.0 6.0 0.0)

 (0.0 0.0 0.5)
 (0.5 0.0 0.5)
 (1.5 0.0 0.5)
 (10.0 0.0 0.5)
 (0.0 0.5 0.5)
 (0.5 0.5 0.5)
 (1.5 0.5 0.5)
 (10.0 0.5 0.5)
 (0.0 1.5 0.5)
 (0.5 1.5 0.5)
 (1.5 1.5 0.5)
 (10.0 1.5 0.5)
 (0.0 6.0 0.5)
 (0.5 6.0 0.5)
 (1.5 6.0 0.5)
 (10.0 6.0 0.5)

 (0.0 0.0 2.0)

```

( 0.5 0.0 2.0)
( 1.5 0.0 2.0)
(10.0 0.0 2.0)
( 0.0 0.5 2.0)
( 0.5 0.5 2.0)
( 1.5 0.5 2.0)
(10.0 0.5 2.0)
( 0.0 1.5 2.0)
( 0.5 1.5 2.0)
( 1.5 1.5 2.0)
(10.0 1.5 2.0)
( 0.0 6.0 2.0)
( 0.5 6.0 2.0)
( 1.5 6.0 2.0)
(10.0 6.0 2.0)
);

```

blocks

```

(
  hex ( 0 1 5 4 16 17 21 20) ( 5 5 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex ( 1 2 6 5 17 18 22 21) (10 5 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex ( 2 3 7 6 18 19 23 22) (80 5 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex ( 4 5 9 8 20 21 25 24) ( 5 10 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex ( 6 7 11 10 22 23 27 26) (80 10 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex ( 8 9 13 12 24 25 29 28) ( 5 40 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex ( 9 10 14 13 25 26 30 29) (10 40 5) simpleGrading (1 1 1)
  hex (10 11 15 14 26 27 31 30) (80 40 5) simpleGrading (1 1 1)

  hex (16 17 21 20 32 33 37 36) ( 5 5 15) simpleGrading (1 1 1)

```

```

hex (17 18 22 21 33 34 38 37) (10 5 15) simpleGrading (1 1 1)
hex (18 19 23 22 34 35 39 38) (80 5 15) simpleGrading (1 1 1)
hex (20 21 25 24 36 37 41 40) (5 10 15) simpleGrading (1 1 1)

hex (21 22 26 25 37 38 42 41) (10 10 15) simpleGrading (1 1 1)

hex (22 23 27 26 38 39 43 42) (80 10 15) simpleGrading (1 1 1)
hex (24 25 29 28 40 41 45 44) (5 40 15) simpleGrading (1 1 1)
hex (25 26 30 29 41 42 46 45) (10 40 15) simpleGrading (1 1 1)
hex (26 27 31 30 42 43 47 46) (80 40 15) simpleGrading (1 1 1)
);

```

edges

```

(
);

```

boundary

```

(
  box
  {
    type wall;
    faces
    (
      (6 22 21 5)
      (10 26 22 6)
      (9 25 26 10)
      (5 21 25 9)
      (22 26 25 21)
    );
  }
);

```



```

}
floor
{
    type wall;
    faces
    (
        ( 1 5 4 0)
        ( 2 6 5 1)
        ( 3 7 6 2)
        ( 5 9 8 4)
        ( 7 11 10 6)
        ( 9 13 12 8)
        (10 14 13 9)
        (11 15 14 10)
    );
}
ceiling
{
    type wall;
    faces
    (
        (33 37 36 32)
        (34 38 37 33)
        (35 39 38 34)
        (37 41 40 36)
        (38 42 41 37)
        (39 43 42 38)
        (41 45 44 40)
        (42 46 45 41)
    )
}

```

```

        (43 47 46 42)
    );
}
fixedWalls
{
    type wall;
    faces
    (
        ( 1 17 16 0)
        ( 2 18 17 1)
        ( 3 19 18 2)
        (17 33 32 16)
        (18 34 33 17)
        (19 35 34 18)

        ( 7 23 19 3)
        (11 27 23 7)
        (15 31 27 11)
        (23 39 35 19)
        (27 43 39 23)
        (31 47 43 27)

        (14 30 31 15)
        (13 29 30 14)
        (12 28 29 13)
        (30 46 47 31)
        (29 45 46 30)
        (28 44 45 29)
    )
}

```

```

        ( 8 24 28 12)
        ( 4 20 24 8)
        ( 0 16 20 4)
        (24 40 44 28)
        (20 36 40 24)
        (16 32 36 20)
    );
}
);

mergePatchPairs
(
);
//
*****
***** //

```

Авторское свидетельство





Сертификаты научных конференций



