

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Яссин Халил Фархан Яссин

**ЛАМИНАРНЫЙ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН
В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ С ОТРЫВОМ ПОТОКА**

01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
Терехов Виктор Иванович

Новосибирск – 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 Обзор современного состояния проблемы свободной конвекции в вертикальных каналах при наличии отрыва потока.....	11
1.1 Теплообмен в вертикальной прослойке с адиабатическими стенками.....	12
1.2 Влияние высоты прослойки с изотермическими стенками на течение и теплообмен.....	15
1.3 Отрывные течения в каналах с параллельными стенками.....	26
Выводы по Главе 1 и постановка задачи.....	33
ГЛАВА 2 Численное моделирование процессов течения и теплообмена при ламинарной свободной конвекции в вертикальном канале. Постановка задачи и метод решения.....	35
2.1 Физико-математическая постановка задачи. Основные допущения модели.....	36
2.2 Дифференциальные уравнения. Граничные условия.....	38
2.3 Численная реализация системы дифференциальных уравнений гидродинамики и теплопереноса.....	40
2.4 Тестирование численной модели. Оценка достоверности разработанной программы моделирования.....	42
Выводы по Главе 2.....	44
ГЛАВА 3 Течение в канале с адиабатическими стенками. Отрыв потока в адиабатных условиях.....	45
3.1 Особенности течения при свободной конвекции в канале между параллельными адиабатическими пластинами. Сопоставление с аналитическими моделями.....	46
3.2 Структура отрывного течения в вертикальном адиабатном канале за ребром.....	59
Выводы по Главе 3.....	65

ГЛАВА 4 Течение и теплообмен в канале с изотермическими стенками различной высоты.....	67
4.1 Постановка задачи. Изучение влияния высоты канала на число Рейнольдса, локальный и средний теплообмен.....	69
4.2 Анализ и обсуждение результатов. Сопоставление с классическими данными по теплоотдаче и расходу газа через прослойку.....	72
4.3 Модифицированное число Релея. Обобщение результатов расчета.....	77
Выводы по Главе 4.....	83
ГЛАВА 5 Течение и теплообмен в канале с изотермическими стенками при наличии оребрения.....	85
5.1 Изучение влияния высоты адиабатного ребра, расположенного на одной из симметрично нагреваемых стенок.....	87
5.2 Отрыв потока при симметрично расположенных ребрах на обеих стенках канала.....	95
5.3 Влияние местоположения ребер на гидравлические потери и теплоотдачу.....	105
5.4 Результаты расчетов и их обсуждение. Инженерная методика расчета аэродинамической тяги и интегральной теплоотдачи для вертикальных каналов с симметричным нагревом стенок и отрывом потока.....	110
Выводы по Главе 5.....	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	117
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	137

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Свободная конвекция в вертикальных каналах с адиабатическими или изотермическими стенами является одним из простейших случаев течения газов или жидкостей. Подъемное или опускное течение газа в этом случае обусловлено гидростатическими силами за счет разности плотностей в окружающем пространстве у входа и выходе из канала, а также за счет нагрева стенок. В итоге гидростатические силы приводят к возникновению конвективного течения, называемого конвективной тягой (или самотягой). Тяга трубы или канала является одним из основных показателей эффективности их работы и зависит от большого числа факторов: температурного напора (числа Релея), высоты трубы, ее формы и размеров, гидравлических потерь, определяемых геометрией канала, шероховатостью поверхности, наличия преград и многих других факторов.

Свободно - конвективные течения в вертикальных каналах чрезвычайно широко распространены в различных технических приложениях. Прежде всего, это печные и дымовые трубы котельных установок и крупных тепловых станций, каналы для выброса отработанного газа при вентиляции помещений и производственных цехов. Большой спектр применений относится к интенсификации охлаждения электронного оборудования, а также многих энергетических аппаратов. Именно с бурным ростом электронной техники обусловлен интерес к данному направлению науки. Кроме того, важные с точки зрения практических приложений являются исследования по совершенствованию тепловых процессов в солнечных коллекторах, а также в узких и протяженных зазорах вентилируемых фасадов современных изделий строительной индустрии. С целью дальнейшего повышения эффективности охлаждения оборудования и развития фундаментальных основ свободно - конвективных течений важным этапом является проведение комплексных расчетных исследований новых возможностей интенсификации тепломассо-

переноса или увеличения расхода газа между пластинами в широком диапазоне изменения параметров.

Интерес к данной проблеме возник давно и он практически не ослабевает последнее столетие. Задача о свободной конвекции между двумя параллельными пластинами стала к настоящему времени классической и ей посвящено огромное число теоретических и экспериментальных работ. Большой вклад в решение этих проблем внесен российскими исследователями [Остроумов Г.А., Полежаев В.И., Леонтьев А.И., Попов И.А., Кирдяшкин А.Г., Бердников В.С., Мартыненко О.Г., Смирнов Е.М., Терехов В.И., Черкасов С.Г., Чумаков Ю.С., Шеремет М.А. и др.]. Отметим ряд фундаментальных работ, выполненных зарубежными учеными [Elenbaas, Van-Cohen & Rosenhow, Olsson, Frederick, Jaluria, Tanda, Audin, Ekaid и др.].

Однако отсутствие систематических данных при малых числах Релея и особенно в очень высоких прослойках ($AR \sim 500$), а также наличие в них отрыва потока за различными преградами является «белым пятном» в этой проблеме, в то время как существует большая практическая потребность подобных исследований. Определяющую роль в решении сложных задач аэромеханики и теплообмена приобретает численный эксперимент, что составляет основной инструмент для исследований в настоящей работе. Следовательно, поставленная в работе проблема является **актуальной** и она отвечает приоритетному направлению развития науки, технологий и техники РФ: п. 8 «Энергоэффективность, энергосбережение и ядерная энергетика».

Целью диссертационной работы является:

1. Создание физико-математической модели, численного алгоритма для исследования течения и теплообмена при свободной ламинарной конвекции в открытых каналах при наличии отрыва потока, а также его многоэтапное тестирование и сравнение с классическими результатами для более простых условий.

2. Проведение систематических численных расчетов в каналах с адиабатическими и изотермическими стенками в очень широком диапазоне чисел

Релея ($Ra^* = 0,01 \div 10^5$) и высоты каналов ($AR = H / w = 1 \div 500$) с гладкими и оребренными стенками с варьируемой высотой ребра ($l / w = 0 \div 0,8$).

3. Обработка и обобщение результатов численных экспериментов с целью получения корреляционных соотношений для интегральной теплоотдачи и конвективной тяги, создание основ для инженерных расчетов параметров течения и теплообмена, которые могут быть использованы в практических приложениях.

Научная новизна работы состоит:

1. Впервые проведены численные исследования свободно – конвективного течения и теплообмена в вертикальных каналах с открытыми границами в широком диапазоне чисел Релея ($Ra^* = 0,01 \div 10^5$), высоты канала ($AR = 1 \div 500$), а также при наличии симметрично и не симметрично установленных адиабатных ребер.

2. В каналах с адиабатными стенками обнаружен режим инверсии ($Ra \approx 400$), когда расход газа через канал не зависит от высоты ребра. Показано, что основной причиной снижения интегрального теплообмена и конвективной тяги (до порядка величины) в оребренных каналах является рост гидравлического сопротивления за счет внезапного сужения и отрыва потока.

3. Получены новые данные для ламинарной свободной конвекции в канале с изотермическими стенками. Использование модифицированных значений чисел Релея и Рейнольдса позволило обобщить численные данные для каналов различной длины и различного уровня термогравитационных сил. Исключение составляет область малых чисел Релея, причины которого требуют более детальных исследований.

Практическая значимость работы заключается в следующем:

1. Разработана методика моделирования процессов течения и теплообмена при ламинарной свободной конвекции в вертикальных протяженных каналах с неизвестными границами на входе.

2. На базе полученных данных проведен анализ влияния основных параметров на конвективную тягу и интегральный теплоперенос. Обобщение полученных результатов позволяют проводить инженерный анализ режимов с интенсифицированным теплообменом.

4. Результаты работы используются в учебном процессе на кафедре «Техническая теплофизика» НГТУ в процессе преподавании дисциплин: теплообмен, теория пограничного слоя, системы кондиционирования воздуха, тепловые машины (см. Приложение).

Несомненную ценность представляют и разработанные автором компьютерные коды, алгоритмы численного исследования и программы, зарекомендовавшие себя как надежный метод изучения свободно конвективного теплообмена, в большей части заменяющий дорогостоящие экспериментальные или натурные исследования.

Личный вклад автора. Работа выполнена под научным руководством д.т.н. Терехова В.И. Ему принадлежит постановка задачи, анализ и обсуждение результатов. К.т.н. Экаид А.Л. являлся научным консультантом по данной работе. Он принимал участие в отладке программного комплекса и его верификации. Большая часть работы автором выполнена самостоятельно. Автором проведен комплекс численных расчетов, их обработка и анализ, а также подготовка материалов к публикации. Все основные результаты, обладающие научной новизной и выносимые на защиту, получены автором лично.

Положения, выносимые на защиту:

1. Методика численного исследования ламинарной термо- гравитационной конвекции и теплообмена в вертикальных протяженных каналах с параллельными адиабатическими или изотермическими стенками при наличии отрыва потока.

2. Результаты систематических исследований конвективной тяги и теплопереноса в вертикальных каналах различной протяженности, при наличии или отсутствии теплового потока с гладкими или оребренными стенками.

3. Результаты численного исследования влияния отрыва потока на основные характеристики течения при изменении масштаба преград и места их расположения по высоте канала.

Степень достоверности полученных результатов. Достоверность всех основных положений и выводов, сформулированных в диссертации, обеспечиваются корректностью постановок задач, использованием апробированных вычислительных алгоритмов и расчетных схем, а также сравнением результатов численного анализа с имеющимися в литературе экспериментальными и расчетными данными и сопоставлениями с результатами расчетов, основанных на использовании теории пограничного слоя.

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на XXXIII Сибирском теплофизическом семинаре (Новосибирск, 2017); 11-th Int. Forum on Strategic Techn. (IFOST), (Novosibirsk, 2016); 9th Int. Symp. Advances in Comp. Heat Transfer (ICHMT), (Cracow, Poland, 2016); III and IV Int. Seminar with elements of scientific school for young scientists (ISHM) (Novosibirsk, 2016, 2017); XV Минском международном форуме по тепло - и массообмену (Минск, Беларусь, 2016), 16th Int. Heat Transfer Conf., IHTC-16, (Beijing, China, 2018).

Публикации. По результатам исследований опубликовано 15 печатных работ, в том числе 4 научных статьи - в изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертации на соискание ученой степени кандидата наук, 11 работ, опубликованы в трудах международных и всероссийских конференций.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы из 187 наименований, содержит 139 страниц текста, включая приложение, 80 рисунков, 3 таблицы.

В первой главе проведен критический обзор и анализ научной литературы, посвященной исследованиям свободной конвекции в вертикальных каналах с открытыми границами. Установлено, что данной проблеме уделялось

большое внимание и, особенно в последнее время, численным исследованиям. Слабо проработанными являются случаи предельно низких и высоких каналов. Отрывные течения в каналах с преградами также являются мало изученными.

На основании проведенного анализа современного состояния проблемы определены направления исследований и дается постановка задач.

Вторая глава посвящена физико-математической постановке задачи о ламинарном свободно – конвективном течении и теплообмене в двухмерной постановке в вертикальных гладких и оребренных каналах с адиабатическими или изотермическими стенками. Здесь же представлены результаты многоэтапного тестирования компьютерного кода.

В третьей главе изложены результаты комплексного исследования течения в вертикальном канале с адиабатическими стенками. Несмотря на давнюю историю вопроса, получены новые данные о характеристиках течения при вариации высоты канала и ребер на его поверхностях. В первой части главы изложены результаты для гладкого канала, а во второй – для канала при наличии ребер на его стенке.

Четвертая глава посвящена развитию исследований свободной конвекции в вертикальных каналах с параллельными изотермическими стенками. Рассмотрены режимы предельно малых и больших параметров расширения канала $AR = 1 \div 500$ и показаны пределы использования классических подходов.

В пятой главе изучается свободная конвекция в изотермических каналах при наличии ребер на поверхности. Исследованы случаи симметричного расположения ребер на противоположных стенках, а также при несимметричном их расположении только на одной стенке. Выяснен вопрос о влиянии местоположения ребра на различных расстояниях от входа. В конце главы даны основы простой инженерной методики расчетов параметров течения и теплопереноса.

В заключении диссертации сформулированы основные выводы по полученным в работе результатам.

ГЛАВА 1 ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПРОБЛЕМЫ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ ПРИ НАЛИЧИИ ОТРЫВА ПОТОКА

Наука о свободно-конвективном течении и теплообмене в каналах, открытых и замкнутых вертикальных прослойках в последнее десятилетие получила чрезвычайно бурное развитие. Особенно заметен прогресс в области численного исследования, что объясняется, прежде всего, ростом производительности современных вычислительных средств, а также высоким уровнем и доступностью коммерческих CFD кодов. Так, например, на персональном компьютере в ряде случаев удается решать достаточно сложные задачи термогравитационной конвекции в 3-Д и нестационарной постановке [2; 4; 41; 57; 67; 91; 116; 132; 145].

С другой стороны, в последние годы существенно выросли требования к точности прогнозирования динамических и тепловых характеристик в практических задачах, где реализуются режимы свободной конвекции. Это относится, прежде всего, к изделиям строительной индустрии – вентилируемым каналам и двойным фасадам [8; 18; 20; 68], системам вытяжной вентиляции [117; 140; 181; 187], а также солнечных коллекторов, встроенных в элементы зданий и сооружений [61; 62; 86; 130; 167; 187]. Другим важным объектом приложений являются дымовые трубы, где правильная организация процесса транспортировки и выброса отработанных газов играет громадную роль [7; 11; 15; 21; 41; 51; 52; 53; 55; 58; 102; 133]. Наконец, в последние годы значительно возрос интерес к данным проблемам при решении задач охлаждения микроэлектроники, в частности, компьютеров, смартфонов т.п. [14; 128; 154; 169; 171]. Приведенный перечень технологий, где используется пассивное и безмашинное охлаждение, является далеко не исчерпывающим, однако и он говорит о практической значимости исследований в данной области.

Существующие интегральные методики расчетов, основанные, как правило, на эмпирических соотношениях, не могут претендовать на высокую

точность и описывать все особенности протекающих тепломассообменных процессов. По этой причине численные методы в настоящее время являются основным инструментом исследований. Имеющиеся сейчас базы данных по эталонным результатам (так называемые *bench-marks*) позволяют минимизировать неопределенность получаемых результатов и тем самым повысить их достоверность.

Работ, посвященных изучению особенностей развития течения и тепломассообмена в вертикальных каналах и трубах, имеется огромное количество. Уместно здесь упомянуть ряд серьезных обзоров, монографий и диссертаций [3; 9; 16; 22-25; 41; 44; 89; 126; 170] и, несмотря на кажущуюся простоту задачи, очень многие аспекты остались до настоящего времени не достаточно полно проработанными. В следующих разделах обзора будет представлено современное состояние исследований в области термогравитационной конвекции и показаны имеющиеся «белые пятна» в данной проблеме, требующие более пристального рассмотрения.

1.1 Теплообмен в вертикальной прослойке с адиабатическими стенками

Это наиболее простой случай свободной конвекции в вертикальном канале при отсутствии теплообмена на их поверхности, но при различных температурах среды внизу и вверху канала. Такие случаи являются наиболее характерными для дымовых труб с толстыми стенками, выполненными из мало теплопроводного материала.

Схема температурного поля для такой задачи изображена на Рисунке 1.1. Нижняя полость является более нагретой (красный цвет), а верхняя – холодной (синий цвет). Конвективное течение в канале в данном случае создается за счет гидростатических сил из-за градиента плотности газа в нижней и верхней области. Очевидно, что температура газа в силу адиабатичности процесса не будет изменяться вплоть до выхода из канала.

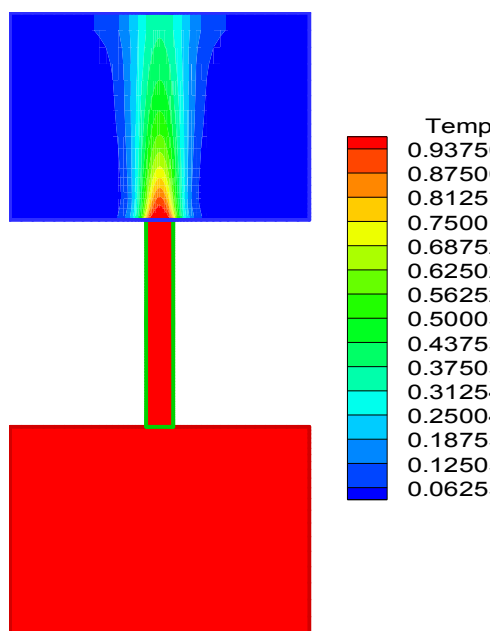


Рисунок 1.1 – Схема температурного поля в канале с адиабатическими стенками

Данной проблеме уделено большое внимание, поскольку она относится, в том числе, и к очень ответственному объекту – дымовым трубам [7; 11; 15; 21; 41; 52; 53; 55; 58; 102; 133].

Кроме обеспечения основной характеристики дымовой трубы – создания проектируемой удельной конвективной тяги, важную роль играет распределение давления по высоте трубы с тем, чтобы внутри трубы оно было бы меньше атмосферного [7; 15; 21]. Только в этом случае может быть исключена инфильтрация агрессивных и горячих газов сквозь неплотности несущей стенки трубы, что может привести к ее разрушению [15].

На Рисунке 1.2., заимствованном из работы [15], показано поведение эпюр разности давлений внутри дымовой трубы и в окружающем пространстве по ее образующей и высоте. Темный цвет здесь - не благоприятная зона, когда давление внутри трубы начинает превышать атмосферное с учетом скоростного напора ветра. Из этого Рисунка, специально проиллюстрированного здесь, становится ясным, насколько ответственным делом является проведение достоверного расчета параметров течения внутри трубы. В ином случае это может привести к техногенным катастрофам.

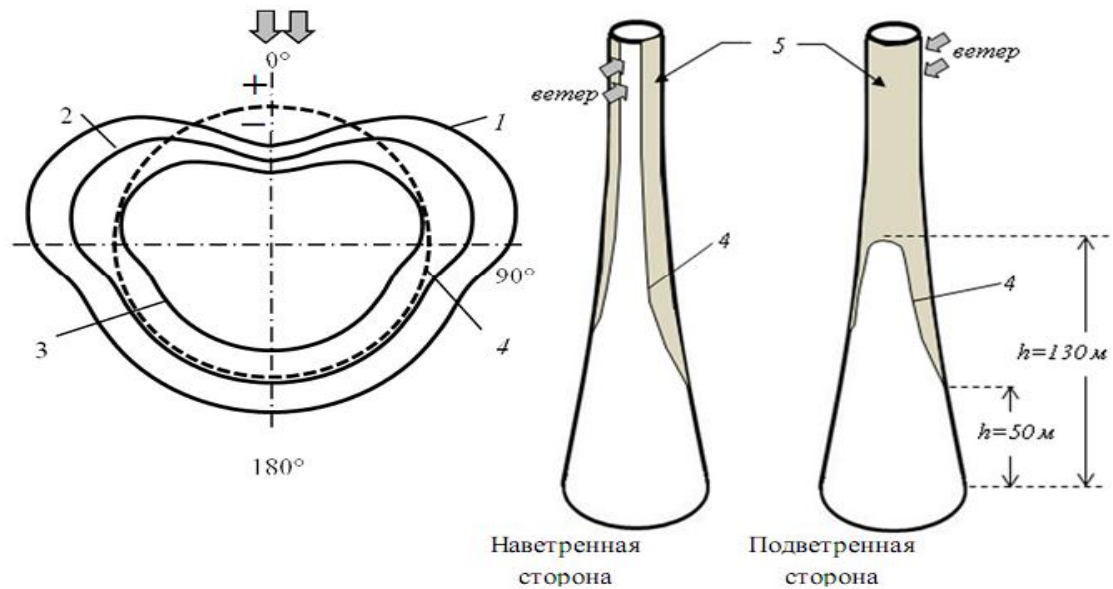


Рисунок 1.2 – Эпюры разности давлений внутри дымовой трубы и в окружающем пространстве по ее образующей и высоте. Темный цвет - не благоприятная зона.

Заимствовано из работы [15]

Проектирование и монтаж дымовых труб базируется, как правило, на использовании в качестве нормативных Правил [21], созданных на основе решения уравнения Бернулли с учетом большого опыта работы подобных вытяжных устройств [7; 15; 41]. Однако, как показали экспериментальные и численные исследования [52-54; 89; 133; 135], реальная картина процесса намного сложнее простейшей гидростатической модели. Сильное влияние при этом может оказать особенности формирования отрывного потока непосредственно на входе в канал, а также начальный гидродинамический участок [66; 71; 72; 98; 99; 114; 115; 121; 125; 143; 147].

Анализ литературных источников показал, что детальными численными исследованиями термогравитационной конвекции в адиабатических вертикальных каналах при варьировании геометрии и числа Релея до настоящего времени не проводилось. Поэтому проведение подобных исследований представляет несомненный фундаментальный интерес. Важны будут работы в этом направлении и для решения ряда прикладных проблем и особенно с точки зрения установления границ применимости моделей гидростатического приближения.

На практике дымовые и вентиляционные трубы имеют элементы шероховатости [64; 65], преграды и препятствия в виде шиберных заслонок, ребра и высупы [39; 60; 144; 153; 163-165; 181], которые могут оказать сильное воздействие на величину конвективной тяги за счет возрастания гидродинамического сопротивления. Существующие подходы к учету дополнительных потерь по нормативным методам и справочным источникам местных гидравлических сопротивлений [12; 21] зачастую могут дать неверные результаты в силу специфических особенностей формирования отрывных зон за преградами и степень их воздействия на подъемное термогравитационное течение. Эта проблема также требует углубленного изучения и входит составной частью в программу исследований настоящей диссертационной работы.

1.2 Влияние высоты прослойки с изотермическими стенками на течение и теплообмен

Прослойка с параллельными изотермическими стенками изучалась теоретически и экспериментально давно и достаточно основательно. К настоящему времени эта задача стала классической и ей посвящено огромное число работ. Тем не менее, интерес к ней не угасает в связи с новыми и ранее не изученными аспектами. В рамках настоящего обзора не представляется возможным отразить все наработки в данной области: для этого мы отсылем к специализированным обзорам и монографиям [3; 9; 22-25; 44; 125; 126; 170]. Будем рассматривать основные работы, в которых были получены принципиальные результаты.

Первым детальным экспериментальным и теоретическим исследованием была работа [83], не потерявшая своей актуальности и по настоящее время. Экспериментальное исследование теплообмена было проведено на открытом воздушном зазоре между равномерно нагреваемыми пластинами. Схема установки демонстрируется на Рисунке 1.3. Размеры пластин, их тем-

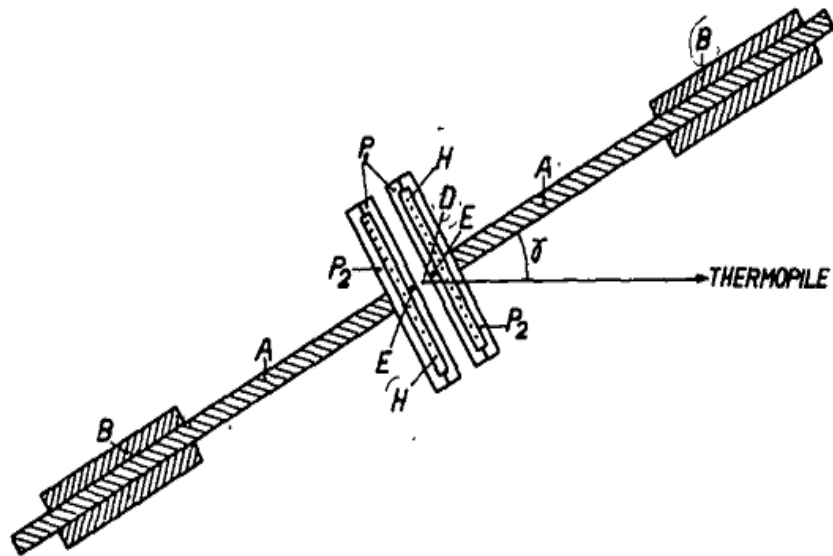


Рисунок 1.3 – Схема экспериментальной установки по изучению теплообмена в воздушном зазоре [83]

пература и толщина зазора в опытах варьировались в широких пределах, так что число Релея изменялось более чем на три порядка. Результаты экспериментов показаны на Рисунке 1.4. Все результаты экспериментов, полученные при различной относительной длине канала расслоились по величине параметра удлинения $AR = l/w$. На основании вычислений Эленбаас [83] впервые предложил для обобщения опытных данных использовать модифицированное число Релея

$$Ra^* = Ra \frac{w}{l}, \quad (1.1)$$

отличающегося от традиционного введением параметра удлинения AR . В некоторых работах соотношение (1.1) называют числом Эленбааса.

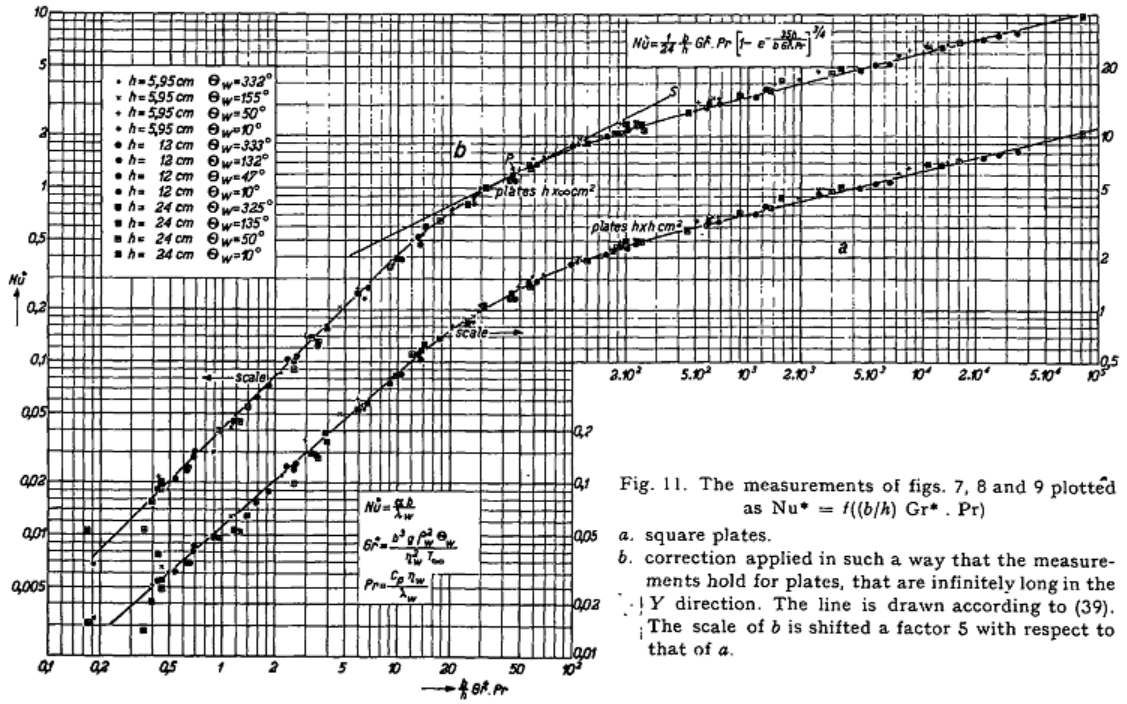


Fig. 11. The measurements of figs. 7, 8 and 9 plotted as $Nu^* = f((b/h) Gr^* Pr)$
 a. square plates.
 b. correction applied in such a way that the measurements hold for plates, that are infinitely long in the Y direction. The line is drawn according to (39). The scale of b is shifted a factor 5 with respect to that of a .

Рисунок 1.4 – Закономерности теплообмена в воздушном зазоре

Обработка результатов экспериментов с использованием модифицированного числа Релея (Эленбааса) позволила обобщить все данные, как для вертикального, так и наклонного расположения параллельных пластин (Рисунок 1.5.).

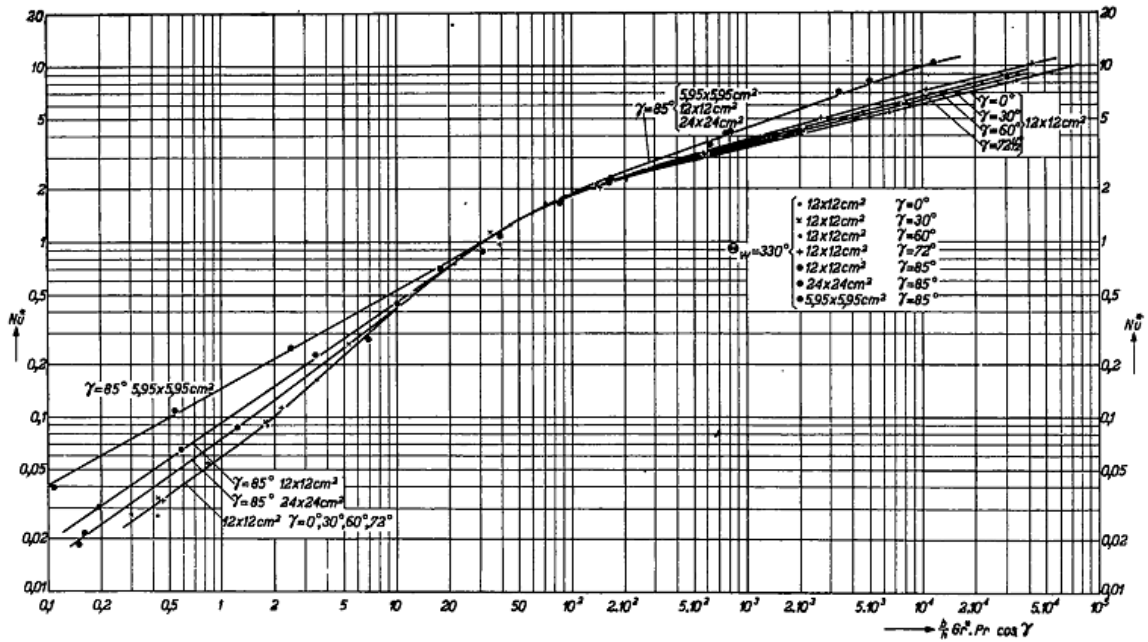


Рисунок 1.5 – Обобщение опытных данных по теплоотдаче при произвольном угле наклона параллельных пластин

Теоретический анализ позволил автору [83] получить обобщающую зависимость для средней теплоотдачи при ламинарной свободной конвекции между двумя параллельными пластинами, где в качестве параметра используется только модифицированное число Релея (1.1). Это выражение имеет простой вид:

$$\text{Nu}_{av} = \frac{1}{24} \text{Ra}^* \left[1 - \exp\left(-\frac{35}{\text{Ra}^*}\right) \right]^{3/4}. \quad (1.2)$$

Эта формула дает прекрасное совпадение с результатами экспериментальных и численных исследований и используется в большом числе работ для обобщения данных.

Другим простым и изящным методом обобщения данных и создания расчетной процедуры для определения интенсивности теплоотдачи является подход Бар-Коена и Розенау [1]. Он основан на сшивании решений для двух предельных случаев – коротких прослоек с большой шириной, когда преобладают закономерности начального участка и высокого с узким зазором при подавляющем влиянии полностью развитого течения. Суперпозиция этих решений дает обобщающую расчетную формулу,

$$\text{Nu}_{av} = \left[\frac{576}{\text{Ra}^{*2}} + \frac{2,83}{\sqrt{\text{Ra}^*}} \right]^{-1/2}, \quad (1.3)$$

которая практически полностью совпадает с зависимостью Эленбааса (1.2) и, как это видно на Рисунке 1.6, с хорошей точностью описывает большинство имеющихся экспериментальных и численных исследований [59; 60; 76; 77; 111].

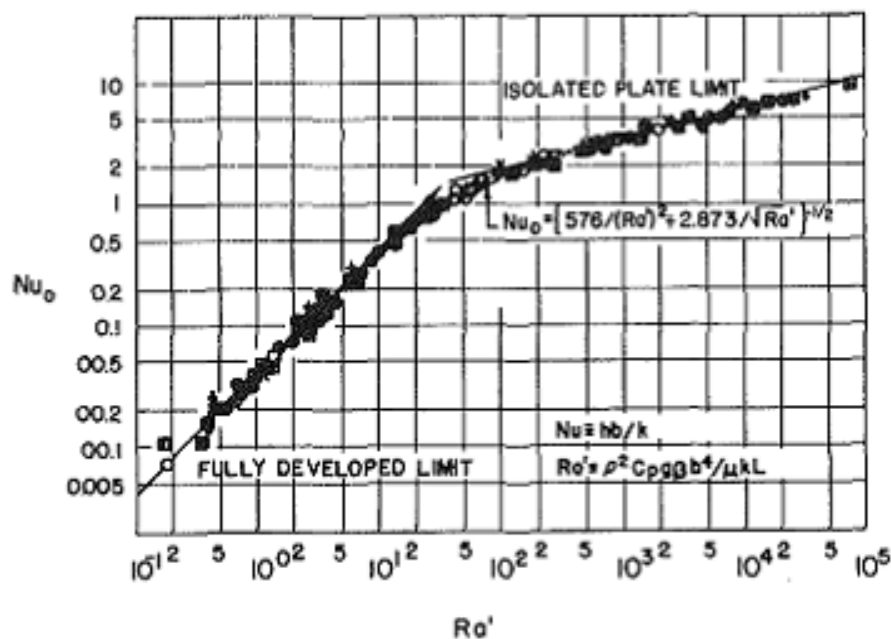


Рисунок 1.6 – Приближенная модель Бар-Коена и Розенау для обобщения теплообмена в вертикальном слое

Следует подчеркнуть, что авторы распространили свой простой подход для большого числа тепловых граничных условий, в том числе и для несимметричных случаев нагрева с постоянной плотностью теплового потока и одной адиабатической стенкой. Важно, что соотношение (1.3) было использовано в большом числе прикладных исследований при организации наиболее оптимальных случаев охлаждения радиаторов, различных энергоустановок и другой теплообменной аппаратуры [62; 63; 71; 114; 115; 129].

Как уже отмечалось важным показателем эффективности работы дымовых труб, вентиляционных систем и иного газового оборудования, использующего эффект термогравитационной конвекции, является величина самотяги, то есть расхода газа через трубу. Она характеризуется числом Рейнольдса $Re = \frac{2U_m w}{\nu}$, которое рассчитывается по гидравлическому диаметру прослойки $D_{\text{ЭКВ}} = 2w$ и среднemasсовой скорости газа U_m .

Автором [137] для определения самотяги в вертикальных каналах использован такой же подход, что и для тепловой задачи в работе [1]. В итоге, для случая постоянства и равенства температуры стенки имеем

$$\text{Re} = \frac{2}{\text{Pr}} \left[\left(4\text{Ra}^* \cdot \text{Pr} \frac{AR}{f_{app}} \right)^{-0,405} + \left(6,6\text{Ra}^* \cdot \text{Pr}^{1/4} AR^{0,81} \right)^{-1} \right]^{-1/0,81}, \quad (1.4)$$

где f_{app} – эффективный коэффициент трения, определяемый в работе [137] в соответствии с выводами теории ламинарного течения в каналах [43; 144].

Расчеты по формуле (1.4) демонстрируются на Рисунке 1.7. Расчеты проводились при различных высотах канала H и его ширины s и вариации числа Релея.

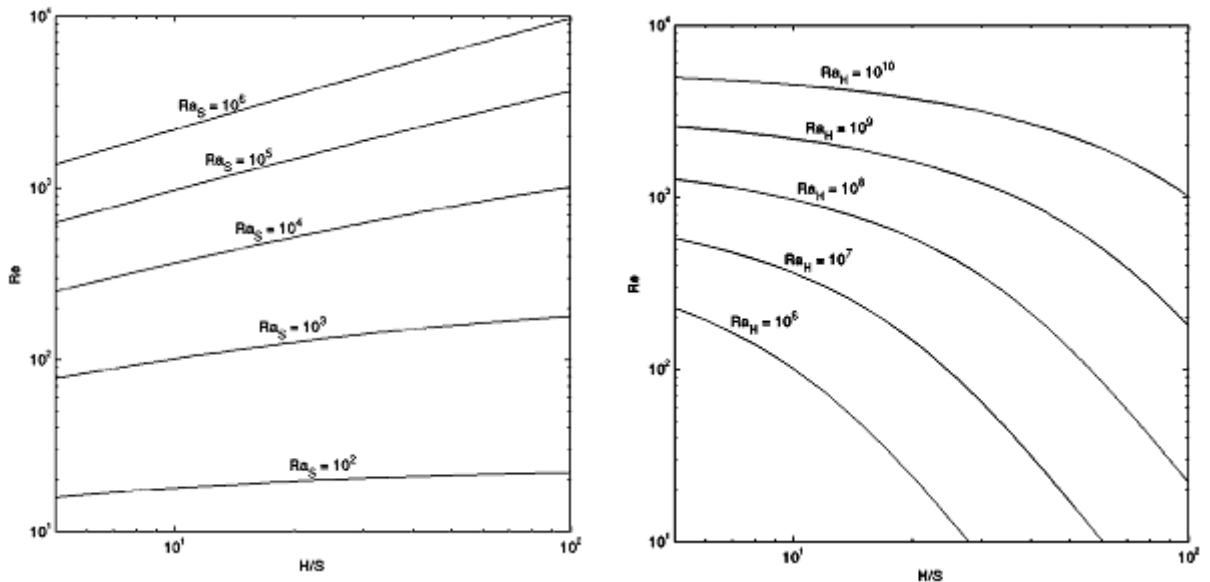


Рисунок 1.7 – Величина самотяги канала в зависимости от его высоты и числа Релея

Отметим основные особенности данных Рисунка 1.7. Увеличение числа Релея при фиксированной геометрии канала всегда приводит к росту самотяги. Если же зафиксировать ширину канала и число Релея (левый рисунок), то у более высоких каналов тяга естественно выше. Но при одной и той же высоте для более широких каналов самотяго уменьшается, что объясняется отсутствием прогрева центральной части и ее слабововлеченности в подъемном движении газа вверх.

Три представленные простейшие модели, основанные на одномерном и погранслоном приближениях, дают не плохое соответствие с опытными

данными и с успехом используются в инженерных оптимизационных расчетах сложных теплообменных устройств. В тоже время они не могут дать исчерпывающей информации о всех тонкостях аэродинамической и тепловой структуры в достаточно простой, на первый взгляд, задачи. Во-первых, она в общем случае относится к задачам с не заданными граничными условиями на входе. Впервые на этот момент было указано в работе [134], в которой течение в канале разрешалось совместно с рассмотрением присоединенной области, как это показано на Рисунке 1.8.

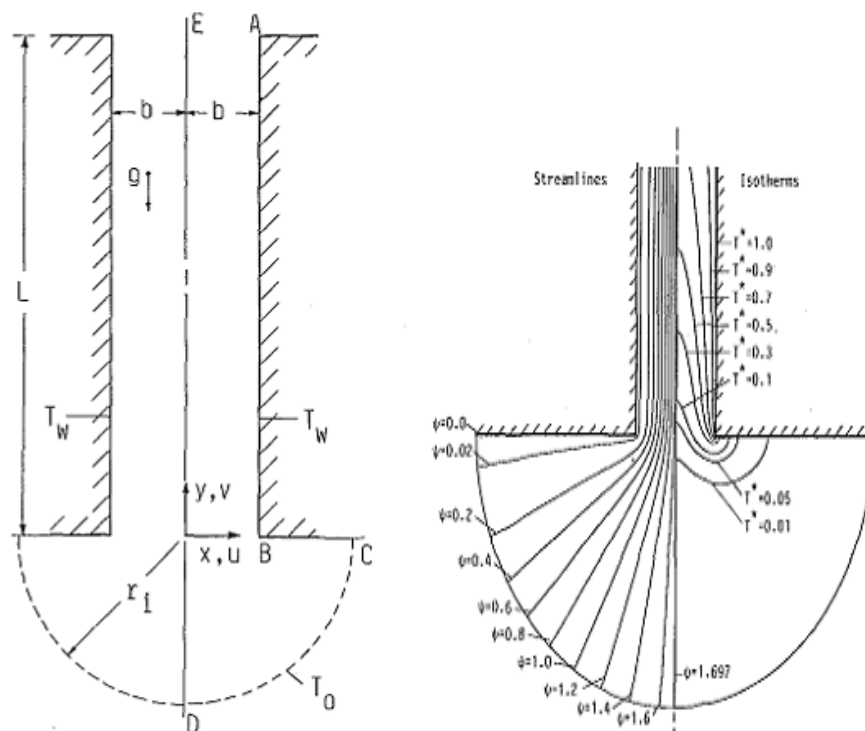


Рисунок 1.8 – Постановка задачи о течении и теплообмене в вертикальной прослойке

Эллиптическое решение, основанное на использовании мягких граничных условий на периферии присоединенной области, дает, как это видно на Рисунке 1.9 принципиально иной результат по структуре течения и теплообмену в области, прилегающей ко входу в канал. Заметное место в канале занимает отрывная зона, получить которую параболическим подходом не возможно. Это в свою очередь сказывается и на интегральном теплообмене, ко-

торый, как это установлено в работе [134], дает заниженные результаты, нежели модели Эленбааса [83] и Бар-Коена [1].

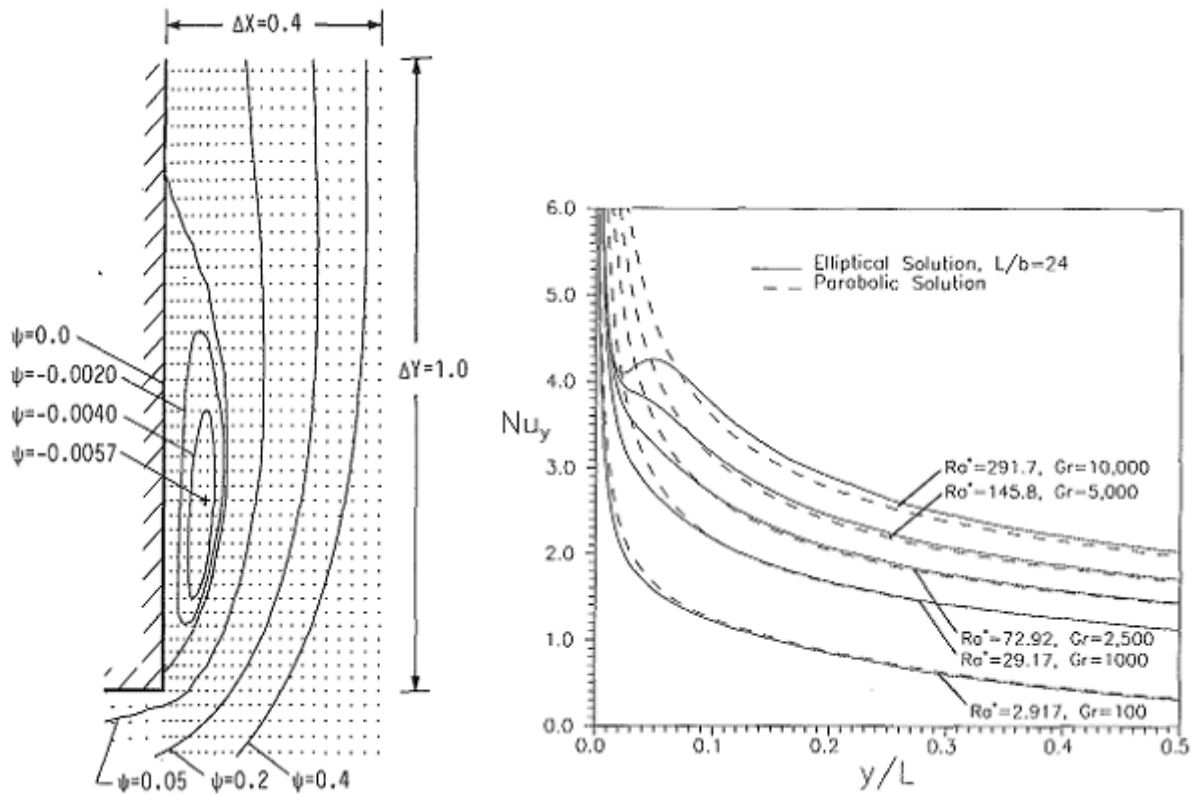


Рисунок 1.9 – Структура отрыва потока во входной области и локальный теплообмен, рассчитанный по параболическим и эллиптическим приближениям

В последствие, большое число исследователей [30-32; 113; 124; 127; 129; 136; 143; 155-162; 167; 173; 176] использовали подобные подходы для решения широкого класса задач аэродинамики и теплообмена при различных граничных условиях: не симметричном нагреве стенок, ступенчатом теплоподводе, при совместном тепломассоперносе и радиационном теплоперносе и многих других условиях. При этом проблема выбора размеров присоединенных областей в каждом случае остается острой и решается индивидуальным подбором в каждом конкретном случае. Меняется и форма областей от полуцилиндрической до квадратной или прямоугольной. Подобная расчетная процедура применяется и в настоящей диссертационной работе и все, связанные с этой процедурой вопросы, будут подробно обсуждаться далее.

Теперь остановимся на слабоизученных сторонах проблемы термогравитационной конвекции в каналах при отсутствии внутри крупно - масштабных преград. К таковым относятся задачи с сопряженным кондуктивно-конвективным теплообменом в каналах с толстыми стенками. Такие задачи рассматривались в работах [13; 14; 67; 70; 168; 175] и их решение особенно востребовано для создания комфортного микроклимата в жилых и производственных помещениях, объектах электроники и др. Особенно важны подобные разработки при изучении теплопереноса в сложных нестационарных условиях, а также при наличии радиационных источников теплоты [17; 41; 86; 126]. Особое место занимают задачи так называемого двойного диффузионного слоя, когда конвективное течение в канале формируется градиентом температуры и концентрации компонентов. Это может происходить при наличии испарения на стенках канала, что весьма актуально, например, в вентилируемых зазорах при наличии на стенках испарения или конденсации. Такие случаи сопряженного тепломассообмена рассматриваются в работах [69; 80; 123; 135; 177-180], где рассмотрен широкий круг проблем и особенностей протекания тепломассообменных процессов.

Еще одна задача свободной конвекции в прослойке в последнее время вызывает пристальный интерес исследователей. Она связана с влиянием числа Прандтля на интенсивность процессов теплопереноса [142; 182-185] при Pr больше и меньше единицы. Этот интерес связан с решением ряда технологических задач при выращивании кристаллов, движении тектонических сред в Земле, производстве полимерных материалов, жидких металлов и много другого. Главным выводом этих работ является тот факт, что использование традиционной поправки на число Прандтля, как это принято в теории вынужденного теплообмена, как правило, не дает удовлетворительных результатов и механизм влияния неподобия динамических и тепловых полей является более сложным и требует детального исследования.

Важное место в большой проблеме термогравитационных течений в прослойках занимают не симметричные случаи нагрева параллельных сте-

нок. Температурный фактор, характеризующий степень несимметрии нагрева принято записывать в виде $R_T = (T_C - T_0) / (T_H - T_0)$, где T_C , T_H и T_0 – температуры холодной, горячей стенки и окружающего газа, соответственно.

Как показано в работах [31; 44] в зависимости от величины и знака температурного фактора R_T возможно существование большого сценария развития течений между пластинами. В этом можно убедиться, обратившись к данным, представленным на Рисунке 1.10.

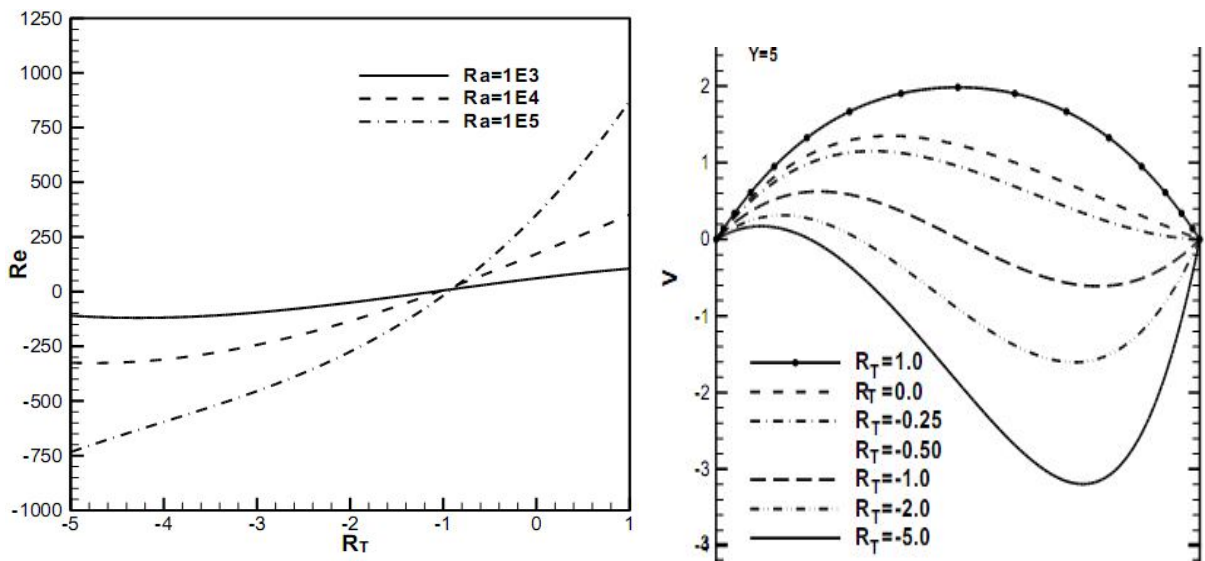


Рисунок 1.10 – Профили скоростей и конвективной самотяги в каналах с несимметричным нагревом и охлаждения стенок

Действительно, течение может изменяться от полностью подъемного по всему сечению канала, до опускного. При этом конвективная тяга, характеризуемая числом Re , изменяет свой знак, причем достигается этот режим при антисимметричном нагреве (охлаждении) стенок ($R_T = 0$).

Естественно, что подобная перестройка течения сказывается и на закономерностях теплоотдачи. Это подтверждается данными работ [31; 44], которые в качестве примера показаны на Рисунке 1.11. Если на горячей стенке рост параметра R_T приводит к подавлению теплоотдачи, то на холодной стенке, наоборот, наблюдается интенсификация теплообмена. Причем в ре-

жиме антисимметричного нагрева ($R_T = 0$) происходит изменение направления теплового потока и число Нуссельта изменяет знак на противоположный.

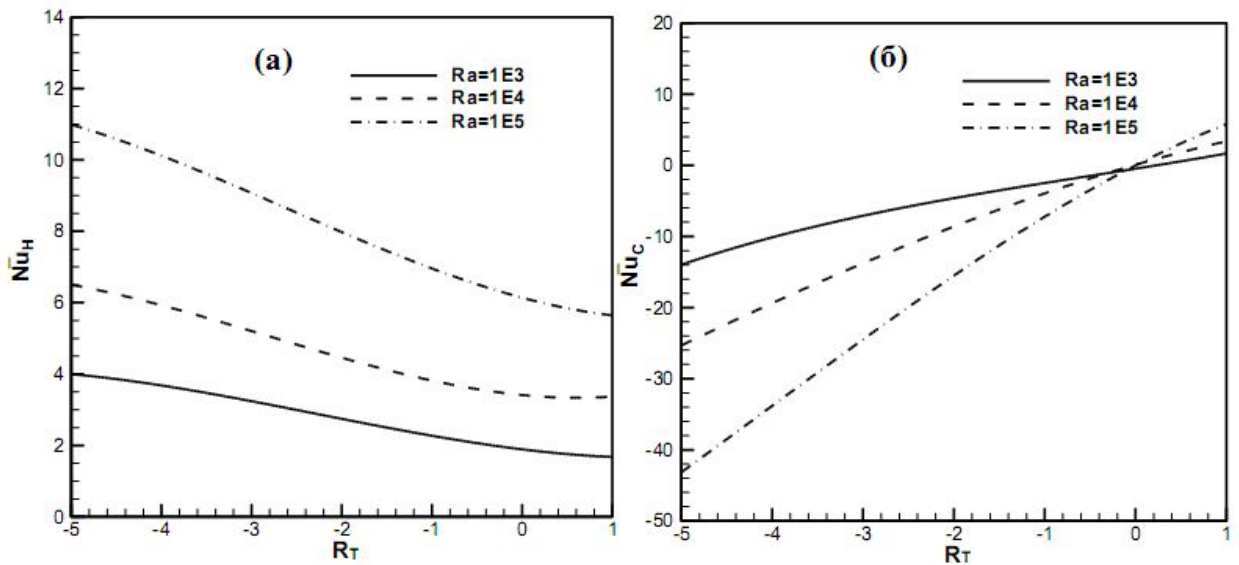


Рисунок 1.11 – Теплообмен на горячей и холодной стенке при несимметричном нагреве пластин

Работы в данном направлении интенсивно развиваются [44; 141; 162; 186], однако имеющиеся попытки обобщения данных, с целью получения единого критериального соотношения для различных R_T пока не увенчались успехом.

Одним из наиболее важных и актуальных вопросов, не получивших к настоящему времени должного развития, является установление границ возможности использования соотношений (1.2) и (1.3) по числу Релея. Речь идет, прежде всего, о прослойках очень малой и большой высоты $l \gg AR \gg 100$. Известно [162], что в области очень малых чисел Релея существует асимптотический предел по числу Нуссельта, причины которого продолжают интенсивно обсуждаться в литературе [137; 158-160]. Один из результатов, демонстрирующих наличие такого предела, демонстрируется на Рисунке 1.12.

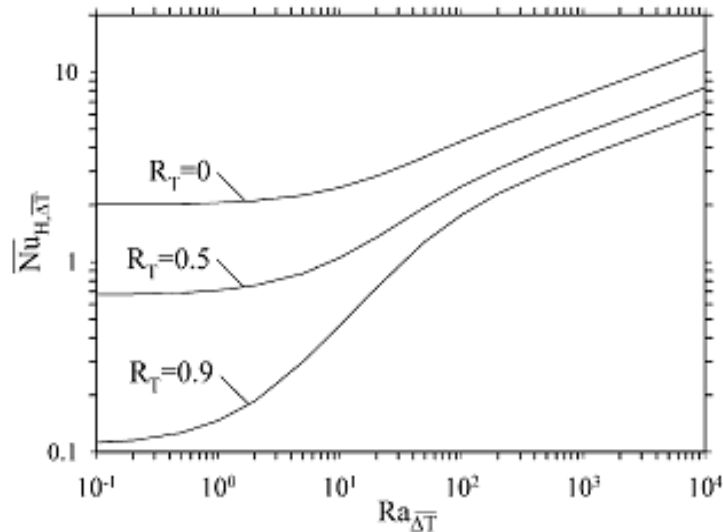


Рисунок 1.12 – Асимптотический предел теплообмена при малых числах Релея

Много вопросов возникает и при описании свободной конвекции в очень высоких прослойках [160-162] и при больших числах Релея [174]. Этот интересный и важный вопрос также включен в программу исследований данной диссертационной работы.

1.3 Отрывные течения в каналах с параллельными стенками

Экспериментальные и численные исследования отрывных течений при вынужденной конвекции проводятся давно и достаточно интенсивно. Об этом можно судить по данным, представленным в работах [33-35; 73] и многих других обзорах, монографиях и диссертациях. Этого уверенно нельзя сказать о состоянии исследований при отрыве потока при свободной и смешанной конвекции, хотя подобные исследования являются востребованными как для целей интенсификации теплообмена, так и учета влияния элементов шероховатости [64], различных преград и вихрегенераторов внутри каналов [65; 74; 75; 79; 82; 100; 101; 105; 118; 119; 153; 169]. Вероятно предположить, что работы в данной области будут интенсивно развиваться.

Перейдем непосредственно к анализу имеющихся работ по структуре и теплообмену в отрывных потоках при ламинарной свободной конвекции. Большой цикл численных исследований был проведен для замкнутых прослоек при наличии чередующихся ребер на одной или противоположной стенках канала [29; 156; 163-165]. Изучался случай установки ребер на одной стенке прослойки.

Как видно из Рисунка 1.13, распределение коэффициента теплообмена по высоте является неравномерным. Причем степень неравномерности увеличивается по мере роста высоты ребра. Для адиабатных ребер имеется максимум теплообмена в зависимости от количества установленных ребер n . Этот результат авторы [163] объясняют тем, что вначале теплообмен растет за счет увеличения числа отрывных зон, интенсифицирующих теплообмен, а затем при частой установке ребер межреберные промежутки являются не продуваемыми и теплоотдача при этом падает.

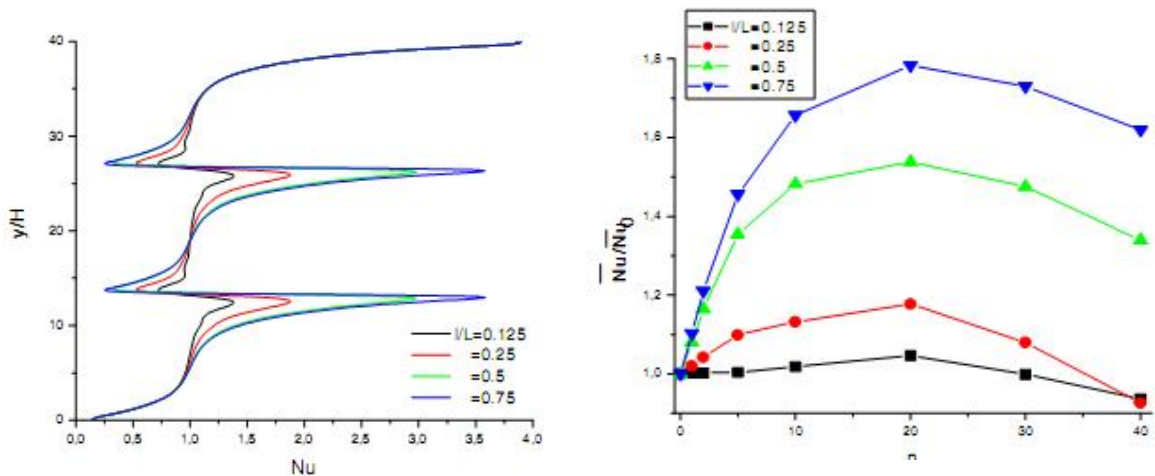


Рисунок 1.13 – Влияние числа и высоты адиабатических ребер на интенсификацию теплообмена

Картина резко изменяется в случае установки ребер с бесконечной теплопроводностью. В процесс передачи теплоты включаются и сами ребра, которые в данном случае свяжутся изотермичными с температурой равной значению в месте сопряжения ребра со стенкой. Такие результаты представлены

на Рисунке 1.14, отражающие расчет влияния числа ребер, их высоты и критерия Рейля. Видно, что для высоких ребер экстремума уже не наблюдается и теплоотдача возрастает по мере увеличения высоты ребра. Все это обусловлено тем, что в процесс переноса включается механизм теплопроводности через ребра.

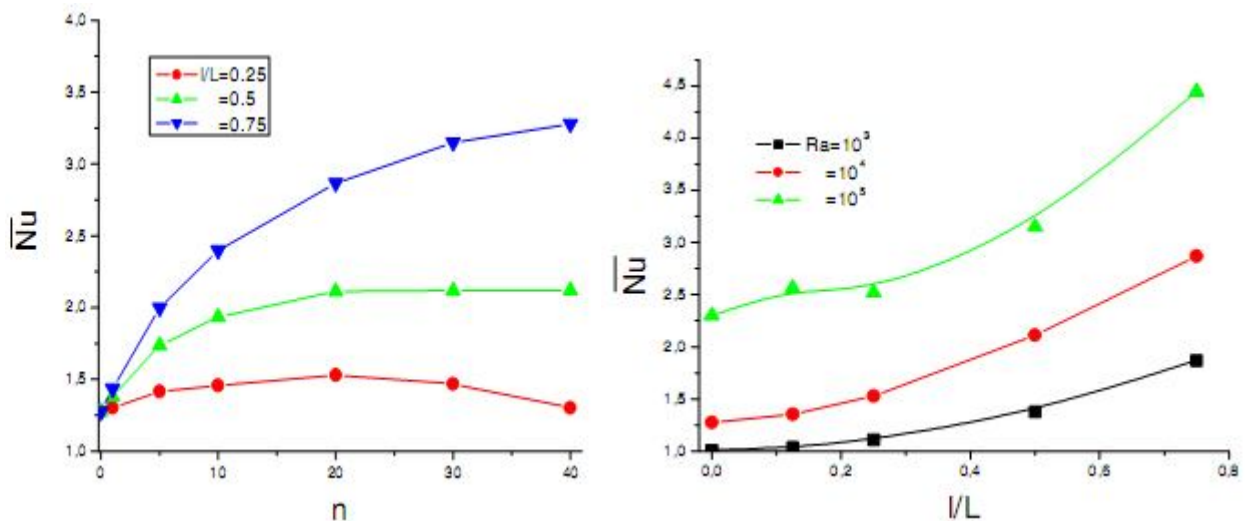


Рисунок 1.14 – Теплообмен в системе идеально проводящих ребер

Ситуация значительно усложняется при смешанной конвекции в каналах с параллельными стенками, а также с наклонными ребрами [88; 89]. Соотношение между гравитационными и инерционными силами, высота ребер, их материал, число и угол наклона, а также ряд других условий позволяет регулировать уровень теплообмена в очень широких пределах. Для правильной организации процесса необходимо, прежде всего, детальное понимание особенностей теплообмена при обтекании одиночных преград различной формы. Воспользоваться данными, полученными в режиме вынужденной конвекции, не представляется возможным из-за значительных отличий от режима естественной конвекции. Прежде всего, установка любого элемента шероховатости или преграды вызывает рост гидравлических потерь, в первую очередь приводит к снижению самотяги и, как итог, к уменьшению теплообмена.

Среди работ, посвященных изучению поведения потока в окрестности одиночных элементов-преград, следует обратить внимание на цикл работ [150-152], в которых экспериментально изучалось течение и теплоотдача в режиме свободной конвекции. Шлирен – методом исследовалась теплоотдача от пластин, расположенных вертикально с адиабатическими ребрами конечной толщины. Число ребер могло изменяться от 1 до 5. На Рисунке 1.15 показаны схемы рабочих участков и типичные картины визуализации теплового поля в окрестности пластины. Хорошо видны характерные зоны, где формируется отрыв потока за ребром и слабо выраженная зона повторного присоединения. Все это нашло отражение в измеренных значениях коэффициента теплоотдачи, результаты которых представлены на Рисунке 1.16. В месте установки ребра уровень теплоотдачи понижается за счет торможения потока, а затем постепенно восстанавливается до первоначального.

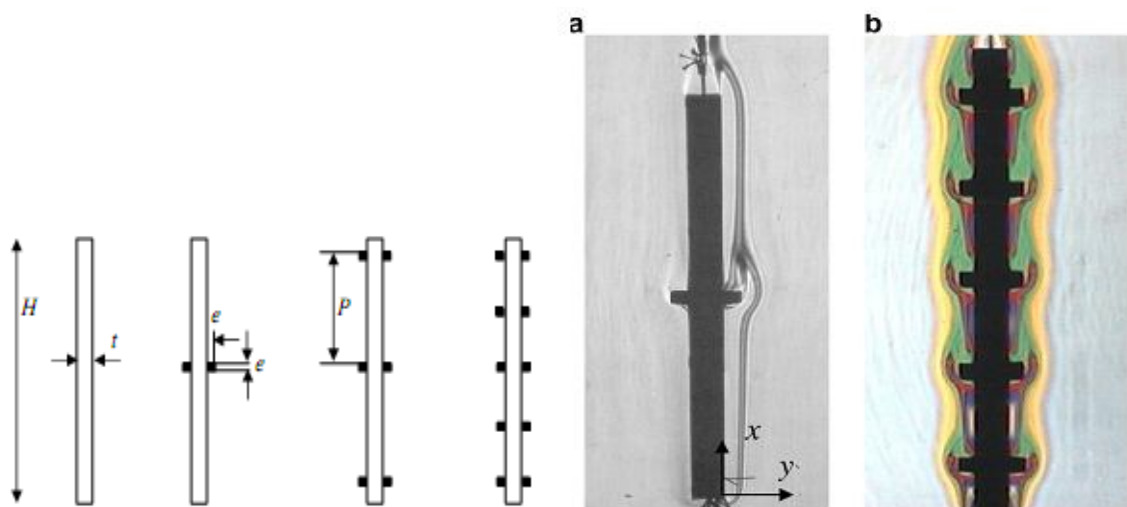


Рисунок 1.15 – Схемы рабочих участков и шлирен:

фотографии визуализации теплового поля

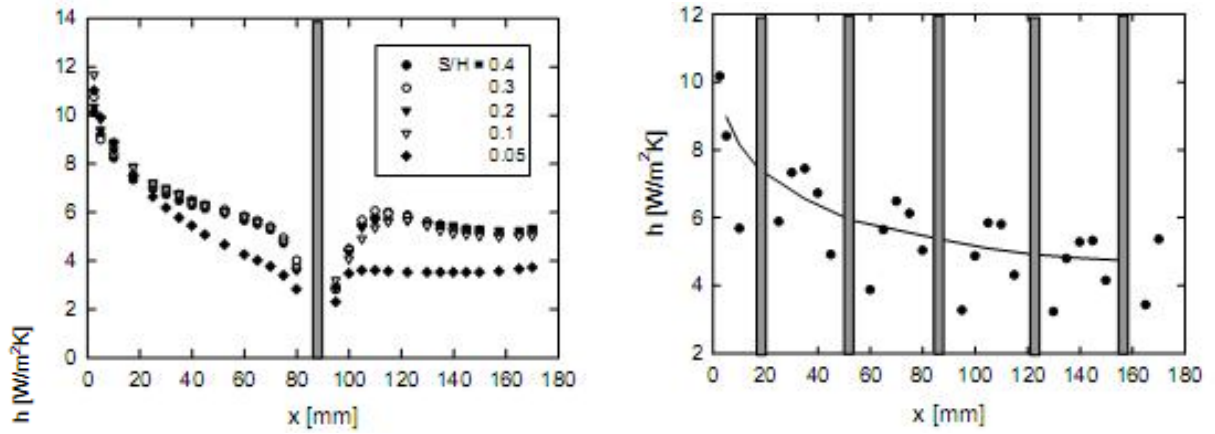


Рисунок 1.16 – Распределение коэффициента теплоотдачи при установке одного ребра (слева) и пяти ребер (справа)

Если число ребер увеличивается (Рисунки 1.16 и 1.17), то распределение носит периодический характер, хотя режима тепловой стабилизации при наличии пяти ребер не достигается.

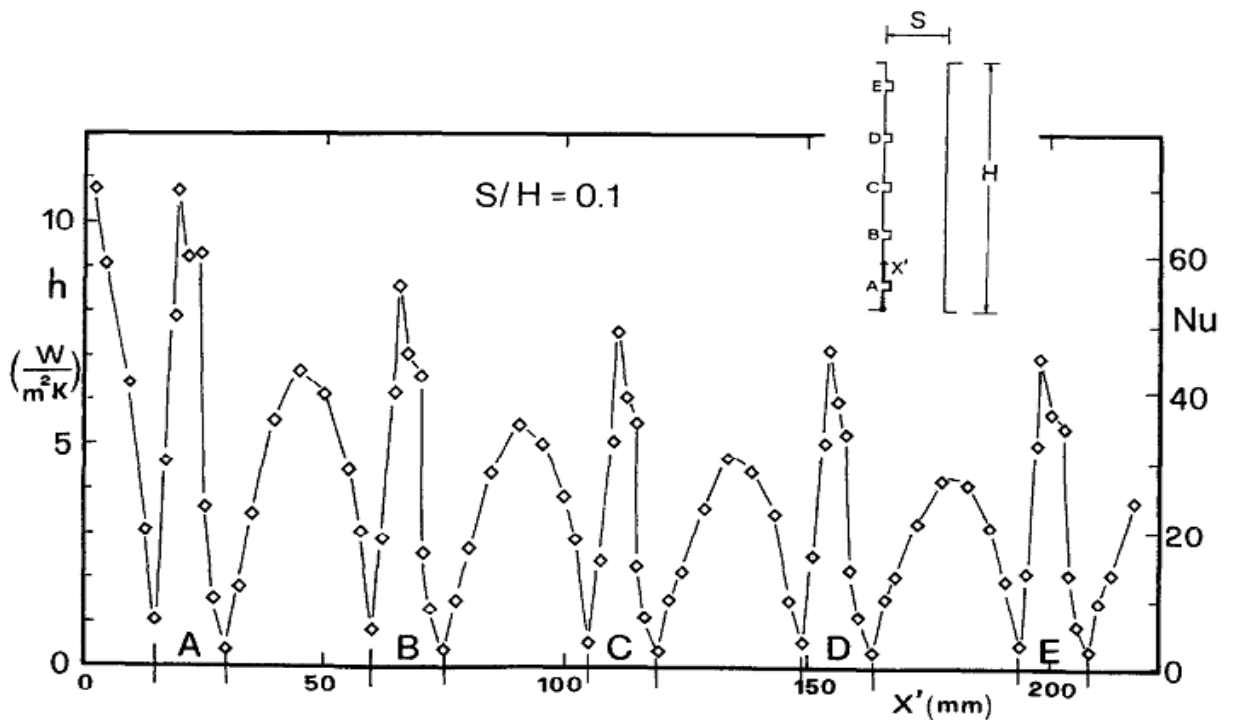


Рисунок 1.17 – Распределение локального коэффициента теплоотдачи при установке пяти ребер

Важно подчеркнуть, что средний теплообмен при установке ребер заметно снижается по сравнению с гладким каналом. Этот вывод следует из Рисунка 1.18, где сравниваются данные для оребренного и гладкого канала. При отсутствии ребер опытные точки хорошо совпадают с расчетной линией Бар-Коена, Розенау (1.3), тогда как в оребренном канале все данные лежат заметно ниже. Особенно сильное отличие имеет место при малых числах Релея, когда интенсивность конвекции сильно подвержено влиянию подтормаживающего эффекта ребер.

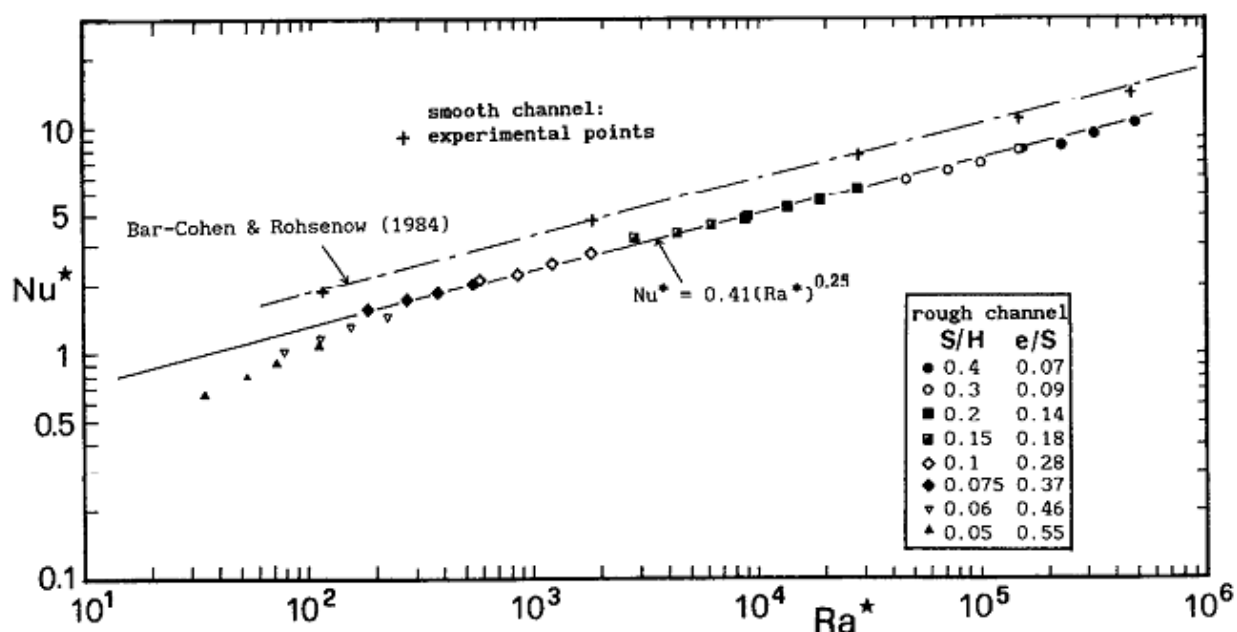


Рисунок 1.18 – Корреляционная зависимость числа Нуссельта от числа Релея

Определенный прогресс изучения отрывных течений при ламинарной свободной конвекции достигнут и в области численного моделирования [46; 48-50; 96; 101; 118; 119; 169]. В качестве примера рассмотрим работу [46], где изучался эффект установки брусков на противоположных стенках при ступенчатом теплоподводе, как это показано на Рисунке 1.19. Здесь же справа показаны поля изотерм. Видно, что форма бруска сильно влияет как на тепловое поле, так и аэродинамику течения и, соответственно, на локальную и интегральную теплоотдачу. Эти данные наглядно демонстрируют вышесказанное на Рисунке 1.20. Изменение средней теплоотдачи не столь существен-

ное, но оно имеется и расчеты прогнозируют наличие максимума теплосъема для брусков определенной формы.

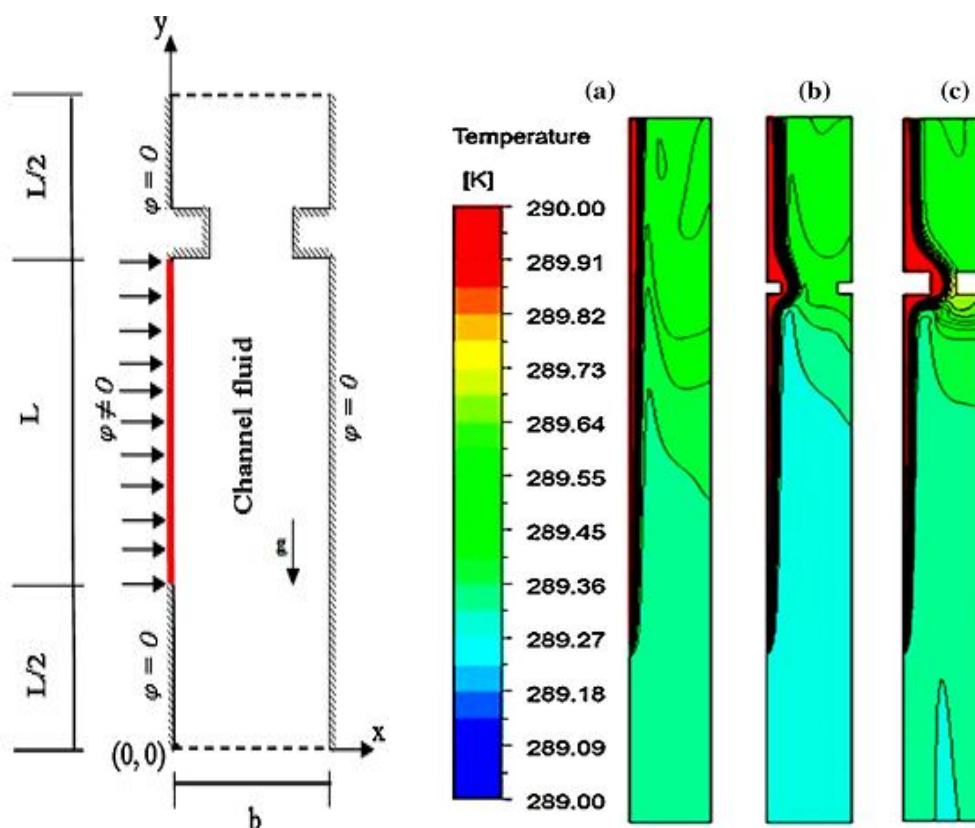


Рисунок 1.19 – Численное исследование обтекания брусков при ступенчатом теплоотводе теплоты: а) без ребра, в) и с) ребра различных размеров

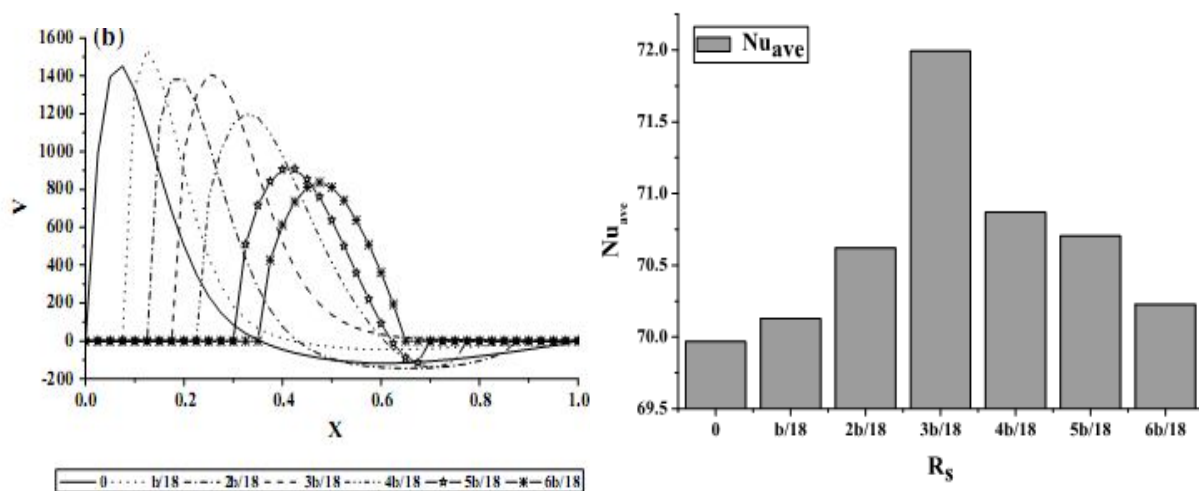


Рисунок 1.20 – Поля скоростей и диаграмма средней теплоотдачи [46] для ребер различной конфигурации [46]

Анализ литературных источников показывает, что исследования в данной области особенно в последние годы интенсивно развиваются. В то же время ряд важных для практики вопросов остается изученной не достаточно полно. Здесь необходимо отметить такие вопросы, как симметричная и не симметричная установка ребра в канале, место их установки по высоте, размеры этих преград, величина числа Релея. В настоящее время нет возможности построить карты режимов течения и теплоотдачи даже в таких относительно простых конфигурациях. Поэтому решение этих задач представляется актуальным и важным для фундаментальной науки и широкого класса технических приложений.

Выводы по Главе 1 и постановка задачи

Подведем краткий итог анализа литературных источников, представленного в данной главе. Прогресс в данной области науки и технологий в последние годы очевиден, а имеющийся банк экспериментальных и численных исследований позволяет прогнозировать состояние аэродинамики и теплообмена в вертикальных каналах с адиабатическими, изотермическими стенками, а также при наличии преград простой формы на теплообменных поверхностях. В тоже время, как это отмечалось по ходу изложения обзорной части, многие аспекты данной научной проблемы остались недостаточно полно проработанными. К ним можно отнести следующие нерешенные проблемы:

1. Для каналов с адиабатическими стенками не ясным остается вопрос о влиянии отрывного течения на входе в канал на величину конвективной тяги и его сопротивление. Принципиальным вопросом является установление пределов применимости гидростатических моделей для расчета числа Рейнольдса для труб. Важным вопросом в этой проблеме является определение

местных сопротивлений адиабатных каналов при наличии ребер различной высоты.

2. Для классической задачи по ламинарной конвекции в вертикальных изотермических каналах слабоизученным является вопрос о самотяге и интегральному теплообмену в очень высоких ($l/w \approx 500$) и очень низких ($l/w \approx 1$) прослойках, интерес к которым в последнее время усилился. Представляет также интерес о возможности использования известных соотношений Эленбааса и Бар-Коена & Розенау для такого широкого диапазона изменения геометрий каналов.

3. Практические приложения диктуют необходимость изучения физики отрывных потоков в узких ограниченных каналах в режиме естественной конвекции. Это направление бурно развивается при вынужденной конвекции; при естественной конвекции эти достижения на много скромнее. Поэтому проведение систематических численных исследований влияния ребер на конвективную тягу, локальный и интегральный теплообмен представляется актуальным и практически важным.

Перечисленные три вывода представляют основу диссертационной работы и ее основную направленность. Более того, эти пункты отражают содержание и научную новизну трех Глав диссертации – третьей, четвертой и пятой. Выводы о полученных результатах и их вкладе даны в конце каждой Главы, а в сжатой форме в разделе Заключение.

ГЛАВА 2 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ЛАМИНАРНОЙ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Настоящая работа посвящена численному изучению ламинарного свободно – конвективного течения и теплообмена в вертикальных открытых каналах с параллельными стенками. При этом стенки могут быть адиабатическими, либо изотермическими. Каналы могут быть гладкими или содержать препятствия в виде отдельных тонких ребер, расположенных в произвольном месте по высоте. Как указывалось в обзорной Главе 2, численный метод анализа является, пожалуй, наиболее доступным и относительно недорогим, дающим исчерпывающую информацию практически о всех параметрах течения. Естественно, что при этом должна быть установлена достоверность результатов расчета путем анализа сеточной сходимости и сопоставления их с экспериментом, либо с точными решениями (*bench marks data*).

Рассматриваемая задача имеет ряд особенностей, связанных с неизвестностью граничных условий на входе в прослойку. Методы решения таких задач к настоящему времени основательно проработана, поэтому автор во многом базировался на работах [30; 31; 44], в которых рассматривались подобные течения, но для других условий. Поэтому указанные работы являлись основой для настоящего исследования и использовались также для сопоставительного анализа. Некоторые детали вычислительных процедур можно также найти в этих работах. В то же время, следует отметить, что компьютерный код в настоящей работе был создан заново, поскольку наличие отрыва потока в канале ведет к кардинальному изменению технологии расчетных исследований.

2.1 Физико-математическая постановка задачи.

Основные допущения модели

Схема рассматриваемой задачи изображена на Рисунке 2.1,а, а соответствующий вычислительный домен на Рисунке 2.1,б. Две вертикальные бесконечно протяженные гладкие, или в общем случае оребренные пластины располагались вертикально на расстоянии w друг от друга. Высота пластин изменялась в очень широких пределах $H = (1 \div 500)w$, так что параметр их удлинения был равен $AR = H / w = 1 \div 500$. Стенки открытой прослойки могли быть адиабатическими ($q_w = 0$, Глава 3) либо изотермическими ($T_w = const$, Глава 4). В первом случае температуры окружающей среды внизу и сверху канала отличались между собой, за счет чего и создавалось конвективное течение. Во втором случае температуры перед входом и за выходом из канала совпадали между собой и равнялись T_0 .

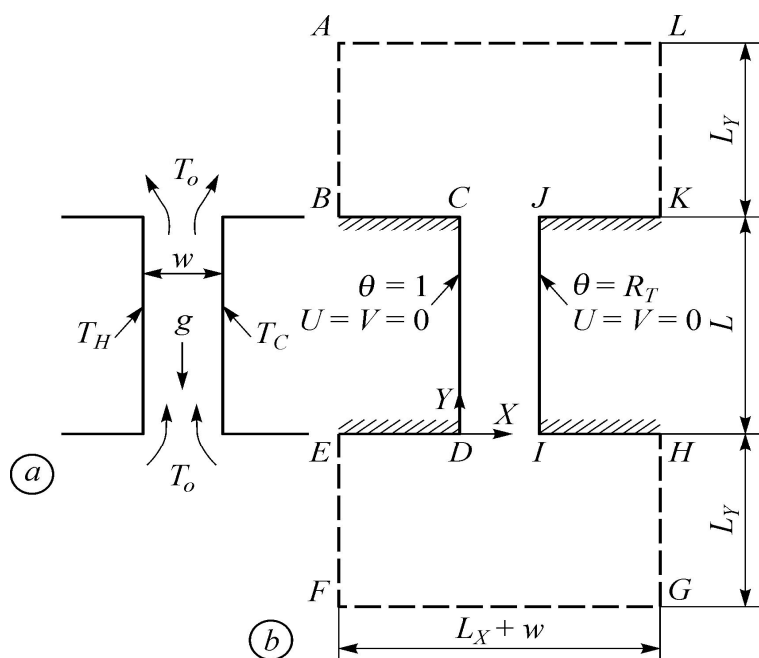


Рисунок 2.1 – Схема задачи: а) схема течения б) вычислительный домен

В работе рассматривался простейший случай, когда температуры противоположных пластин были одинаковыми и температурный фактор был ра-

вен единице $R_T = (T_C - T_0) / (T_H - T_0) = 1$, поэтому течение и теплообмен, как правило, были симметричными относительно оси канала.

В серии исследований по влиянию ребра на течение и теплообмен рассматривались адиабатические ($\lambda \rightarrow \infty$) бесконечно тонкие (толщина равна вычислительному шагу) ребра, которые могли располагаться как на одной стенке, так и симметрично друг относительно друга на противоположных поверхностях. Высота их для ребер на одной стенке равнялась $l/w = 0,8$, а при симметричной установке двух ребер – $l/w = 0,4$. Кроме того, в программу исследований входило изучение места расположения ребер по высоте прослойки, поэтому они могли располагаться, начиная с сечения входа вплоть до выхода из канала.

Численные исследования проводились на основе решения двумерных стационарных уравнений Навье-Стокса и уравнения энергии в приближении Буссинеска. Рассматриваемая краевая задача имеет неизвестные граничные условия на входе и на выходе между пластинами. Поэтому расчетная область кроме пространства между пластинами включает два дополнительных прямоугольника у входа и выхода канала с мягкими граничными условиями на их границах (Рисунок 2.1). Оптимальный размер этих областей и число расчетных узлов определялись в серии численных экспериментов и верификацией на опытных данных, полученных в более простых условиях. Как правило, линейный размер входной и выходной областей был не меньше, чем высота пластины L . Численное решение было получено для воздуха при числе Прандтля $Pr = 0,71$ и с учетом зависимости теплофизических свойств газа от температуры. Влиянием лучистого теплообмена пренебрегалось, поскольку в задаче с теплообменом стенки были изотермическими, а лучистый перенос энергии между газом и стенками был пренебрежимо малым. В работе величина модифицированного числа Рэлея изменялась в очень широком диапазоне $Ra^* = 10^{-1} \div 10^5$, что позволило получить данные, которые могут быть востребованы в практических приложениях.

2.2 Дифференциальные уравнения. Граничные условия

При указанных выше допущениях и упрощающих предположениях течение и теплообмен описывается системой двумерных уравнений Навье-Стокса и энергии для ламинарного движения среды с учетом воздействия сил плавучести:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y}\right) = 0, \quad (2.1)$$

$$\left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y}\right) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right), \quad (2.2)$$

$$\left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y}\right) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) + \theta. \quad (2.3)$$

Уравнение энергии:

$$\left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y}\right) = \frac{1}{\sqrt{\text{Pr} \cdot \text{Ra}}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right). \quad (2.4)$$

Система уравнений (2.1)–(2.4) записана в безразмерном виде с использованием следующих характерных величин:

$$X, Y = \frac{x, y}{w}; U, V = \frac{u, v}{u_{ref}}; P = \frac{2p}{\rho u_{ref}^2}; \theta = \frac{T - T_0}{T_H - T_0}, \quad (2.5)$$

где $u_{ref} = \sqrt{g\beta(T_H - T_0)w}$, $\text{Ra} = \frac{\rho^2 g\beta(T_H - T_0)w^3 \text{Pr}}{\mu^2}$, $\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$, $\text{AR} = \frac{H}{w}$.

Поле течения характеризуется числом Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{\rho v_m 2w}{\mu} = 2V_m \sqrt{\frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}}, \quad (2.6)$$

где V_m – среднерасходная скорость между пластинами:

$$V_m = \int_0^1 V dX. \quad (2.7)$$

Отметим также, что здесь и далее заглавными буквами обозначены безразмерные величины, а малыми – размерные.

Локальное число Нуссельта определялось на обеих стенках как:

$$\text{Nu}_H = \frac{\partial\theta}{\partial X}\bigg|_{X=1}, \quad \text{Nu}_C = \frac{\partial\theta}{\partial X}\bigg|_{X=0}. \quad (2.8)$$

Интегральное число Нуссельта по длине всей поверхности канала рассчитывалось как:

$$\overline{\text{Nu}}_H = \frac{1}{H} \int_0^H \text{Nu}_H dY. \quad (2.9)$$

Детальное описание граничных условий для скоростей и температуры в разработанной модели приведены в Таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Граничные условия

Граничные условия	U	V	θ
AB и LK	$\partial U/\partial X=0$	$V=0$	$\partial\theta/\partial X=0$
EF и GH	$\partial U/\partial X=0$	$V=0$	$\theta = 0$
FG	$U=0$	$\partial V/\partial Y=0$	$\theta = 0$
AL	$U=0$	$\partial V/\partial Y=0$	$\partial\theta/\partial Y=0$
CD	$U=0$	$V=0$	$\theta = 1$ или $\partial\theta/\partial X=0$
IJ	$U=0$	$V=0$	$\theta = 1$ или $\partial\theta/\partial X=0$
BC, DE, JK и HI	$U=0$	$V=0$	$\partial\theta/\partial Y=0$

На поверхностях пластин (CD и IJ), а также на торцевых стенках присоединенных объемов (BC, DE, JK и HI) для скорости ставились условия не протекания и отсутствия скольжения. Тепловые условия на пластинах отвечали поставленным задачам и были изотермическими ($\theta = 1$) или адиабатическими ($\partial\theta/\partial X = 0$). На всех границах присоединенных объемов задавались условия нулевого градиента параметров по нормали к границе.

2.3 Численная реализация системы дифференциальных уравнений гидродинамики и теплопереноса

Для дискретизации уравнений движения и энергии используется метод конечного объема. Система алгебраических уравнений решается методом развертки неявно линейной схемой исключения Гаусса. Для приближения конвективных членов в уравнениях движения и энергии используется гибридная схема потока. Численная реализация системы дифференциальных уравнений (2.1)–(2.4) с граничными условиями (Таблица 2.1) выполнена на языке программирования Fortran. Для связи скорости и давления применялся алгоритм SIMPLE [19].

Из-за этой сильной нелинейности, присущей этим уравнениям, для обеспечения сходимости используются релаксационные факторы. Используемые значения коэффициентов релаксации для составляющих скорости, температуры и давления составляют 0,5, 0,8 и 0,7 соответственно. Однако, для ускорения процесса сходимости коэффициенты релаксации, могли корректироваться в соответствии с рекомендациями [19] для каждого изученного случая. Критерий сходимости должен был отвечать условию $\frac{\Phi_i + \Phi_{i-1}}{\Phi_i} \leq 10^{-5}$, где Φ – любая из зависимых переменных, а i – число итераций.

Подобная процедура была использована в предыдущих работах по смежным задачам свободной конвекции [30-32; 44] и показала свою эффективность при относительно малых временах вычислений. Кроме того, необходимо подчеркнуть, что нормализованные остатки для уравнений сохранения массы, импульса и энергии в полном поле течения были ниже 10^{-3} .

Для расчетов была разработана структурированная неравномерная сетка в декартовых координатах. Для обеспечения точности численных результатов, было проведено исследование влияния размеров сетки на результаты расчета. Размер расчетной сетки у стенок и в областях входа и выхода

уменьшался по степенному закону (Рисунок 2.2). Между пластинами в основной серии расчетов использовалась сетка (30×60), которая по сравнению с сеткой (60×120) давала ошибку менее 3% для обеспечения точности численных результатов, было проведено исследование влияния размеров сетки на результаты расчета. Также тестировались размеры присоединенных областей ко входу и выходу. Исследования показали, что оптимальными размерами этих областей являются $L_X = H + w$ и $L_Y = H$. Некоторые подробности по этому вопросу можно найти в работах [30-32; 44].

Таблица 2.2 – Влияние числа узлов сетки на среднее число Нуссельта

Сетка в канале ($i \times j$)	Сетка в окрестн. ($i \times j$)	Среднее число Нуссельта ($Ra=10^3$)
8×40	49×81	1,487822
12×60	53×101	1,519951
16×80	57×121	1,535173
18×90	59×131	1,540035
20×100	61×141	1,543885

Типичное сеточное разрешение в изучаемых областях демонстрируется на Рисунке 2.2.

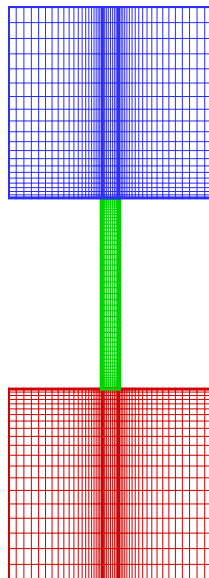


Рисунок 2.2 – Пример сеток, используемых в работе

Видно, что оно не равномерное как внутри канала, так и в краевых областях. Исследование на сеточную сходимость проводилось для различных чисел Релея и вариации высоты канала. В качестве примера в Таблице 2.2 даны результаты расчетов интегрального числа Нуссельта в канале высотой $AR = 10$ при числе Релея $Ra = 10^3$. При плотности узлов сетки, с начиная 16×80 в канале и 60×130 в прилегающих областях, результаты расчетов стабилизируются и практически не зависят от дальнейшего их измельчения. Поэтому все расчеты были проведены 20×100 и 61×141 при общем числе узлов порядка $2 \cdot 10^5$. При этом максимальная погрешность вычисления основных параметров составляла $\sim 0.38\%$.

2.4 Тестирование численной модели. Оценка достоверности разработанной программы моделирования

Созданный компьютерный код прошел многоэтапное тестирование на известных классических экспериментальных и теоретических данных. Сравнение проводилось как по локальным, так и интегральным параметрам. Для иллюстрации достоверности получаемых результатов на Рисунке 2.3, который заимствован из работы [44], показано сравнение расчетных и опытных данных Aung [59]. Совпадение в данном случае можно признать превосходным.

Учитывая тот факт, что численная программа в настоящей работы имела практически такие же параметры и возможности что и в [44], можно с основанием считать, что полученные данные являются достоверными.

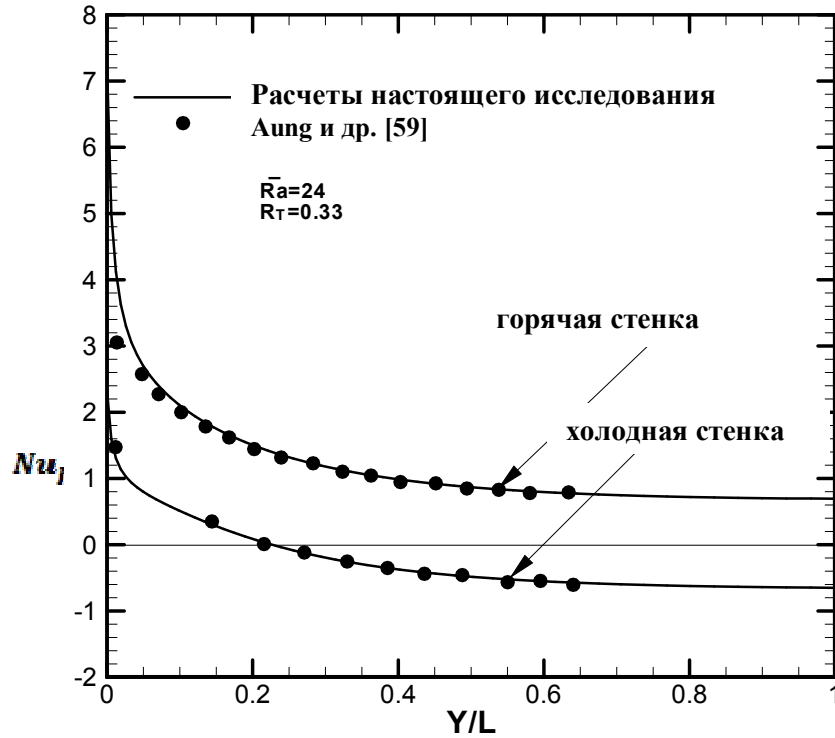


Рисунок 2.3 – Сравнение численного прогноза локального числа Нуссельта на горячих и холодных стенках с экспериментами [59] данными

Сравнение результатов тестирования численного метода показано на Рисунке 2.4, для среднего теплообмена в гладком канале для изменения числа Рэлея в широком диапазоне.

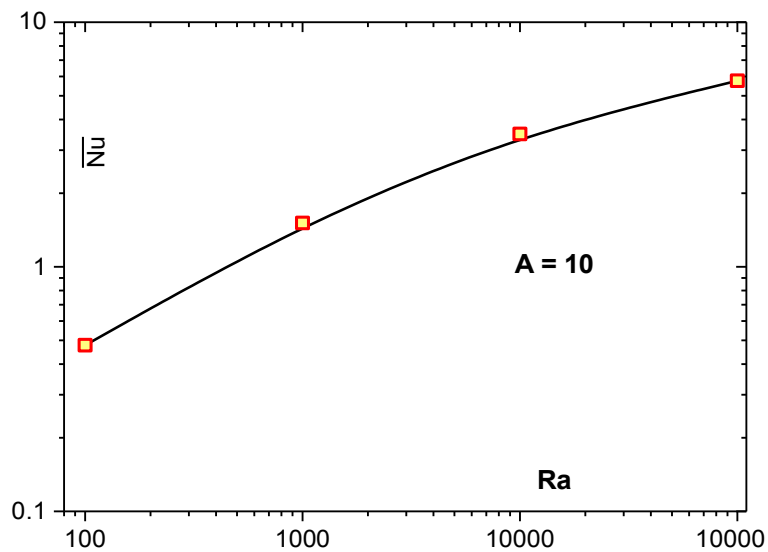


Рисунок 2.4 – Сравнение численных данных автора с классическими зависимостями [1; 83] по интегральному теплообмену.

Линии - расчет по формулам [1; 83], точки – численные данные автора

Как видно, наши результаты численного анализа с точностью не хуже 1,2% совпадают с классическими данными Эленбааса [83] и Бар-Коэна и Розенау [1]. По-видимому, в этих пределах оценивается достоверность проведенных численных исследований.

Выводы по Главе 2

1. Автором проведена физико-математическая постановка задачи о свободно-конвективном течении и теплообмене в вертикальной прослойке с открытыми границами. Учтены особенности течения, связанные с отсутствием наперед заданных условий на этих границах. Записана система уравнений с соответствующими граничными условиями.

2. Проведено исследование на сеточную сходимость результатов расчета, определены ее оптимальные размеры. Прделанные сопоставления численных данных с имеющимися в литературе экспериментальными и теоретическими результатами свидетельствуют о том, что погрешность вычислений как локальных, так и интегральных параметров не превышает величины 1.2%.

ГЛАВА 3 ТЕЧЕНИЕ В КАНАЛЕ С АДИАБАТИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ. ОТРЫВ ПОТОКА В АДИАБАТНЫХ УСЛОВИЯХ

Свободная конвекция в вертикальных каналах с адиабатическими стенками является одним из простейших случаев течения газов или жидкостей. Подъемное или опускное течение газа в этом случае обусловлено гидростатическими силами за счет разности плотностей в окружающем пространстве у входа и выходе из канала. В итоге гидростатические силы приводят к возникновению конвективного течения, называемое конвективной тягой. Тяга трубы или канала является одним из основных показателей эффективности их работы и зависит в первую очередь от разности температур на входе и выходе, высоты трубы, ее формы и размеров, гидравлических потерь, определяемых геометрией канала, шероховатости поверхности, наличия преград и многих других факторов.

Свободно-конвективные течения в вертикальных каналах чрезвычайно широко распространены в различных технических приложениях [7; 8; 10; 11; 15; 17; 18; 20; 21]. Прежде всего, это печные трубы, дымовые трубы котельных установок и крупных тепловых станций, каналы для выброса отработанного газа при вентиляции помещений и производственных цехов. В ряде случаев использование приближения об адиабатичности стенок канала является вполне оправданным.

Большой научно-технический интерес к данной проблеме обусловлен широким спектром практических приложений. К настоящему времени проведено огромное число исследовательских работ, посвященных изучению конвективной тяги в каналах и трубах, где решались в основном технические аспекты и вопросы улучшения их аэродинамических характеристик [2; 7; 8; 11; 15; 18; 20-22; 27; 42]. Накопленный научный и производственный опыт обобщен в разработанных нормах и правилах аэродинамического и теплового проектирования изделий различного назначения [21]. Как правило, большинство имеющихся методик базируются на простейших гидравлических

моделях, основанных на решении уравнения Бернулли. Очевидно, что такие подходы являются грубыми и могут служить в качестве оценок конвективной тяги в вертикальных каналах. В данной главе представлены результаты исследований свободно- конвективного течения в адиабатических каналах при вариации их высоты и числа Релея. Во втором разделе главы рассмотрена задача о влиянии ребра в канале на конвективную тягу и аэродинамические потери, что представляет несомненную важность при проведении инженерных расчетов.

3.1 Особенности течения при свободной конвекции в канале между параллельными адиабатическими пластинами. Сопоставление с аналитическими моделями

Рассмотрим течение между двумя параллельными бесконечно протяженными вертикальными пластинами. Схема задачи представлена на Рисунке 3.1.

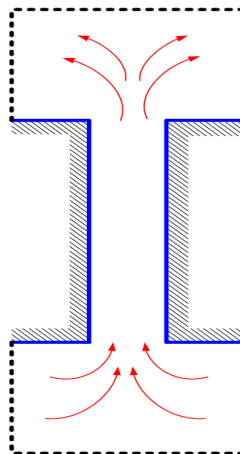


Рисунок 3.1 – Схема канала с адиабатическими стенками

Свободно-конвективное движение газа вызвано разницей температур внизу и вверху канала $\Delta T = T_H - T_B > 0$. Тепловой поток на стенках отсутствует $q_w = 0$, поэтому они не принимают участие в генерации конвективного

движения. В данной задаче имеются два определяющих параметра: степень удлинения канала $AR = H / w$ и число Релея $Ra = \frac{g\beta\Delta T w^3}{\alpha\nu}$.

Искомыми величинами являются распределение скоростей и давлений в промежутке между пластинами, а также интегральный расход в канале, значение которого можно характеризовать числом Рейнольдса, записанного в виде

$$Re = \frac{\rho v_m 2w}{\mu} = 2V_m \sqrt{Ra/Pr}, \quad (3.1)$$

где V_m – среднерасходная скорость в канале

$$V_m = \int_0^1 V dX. \quad (3.2)$$

Расчеты данной серии проводились в широком диапазоне параметров удлинения канала $AR = 5 \div 200$ и чисел Релея $Ra = 10^2 \div 10^5$. Уравнения физико-математической модели и методика численного расчета были изложены в предыдущей главе.

Перейдем непосредственно к анализу результатов численных расчетов. На Рисунке 3.2 демонстрируется компьютерная визуализация полей скорости, давлений и температуры внутри канала, а также в присоединенных к входу и выходу областях. Представленные результаты соответствуют каналу с небольшим удлинением $AR = 5$ и малым числом Релея $Ra = 100$.

Как видно на Рисунке 3.2,а поле течения в канале практически не изменяется по высоте, что говорит о быстрой стабилизации потока. В области перед входом в канал можно отметить характерные особенности формирования восходящего течения, а за выходным сечением – струйное истечение газового потока в окружающую среду. Следует отметить, что подобный характер развития течения имеет и при иных степенях удлинения канала и числах Релея. Однако при высоких числах Релея непосредственно за входным сечением формируется отрыв потока, который приводит к его поджатию на началь-

ном участке канала. При малых числах Рейля ($Ra < 10^3$) отрыва потока не наблюдалось не зависимо от высоты канала.

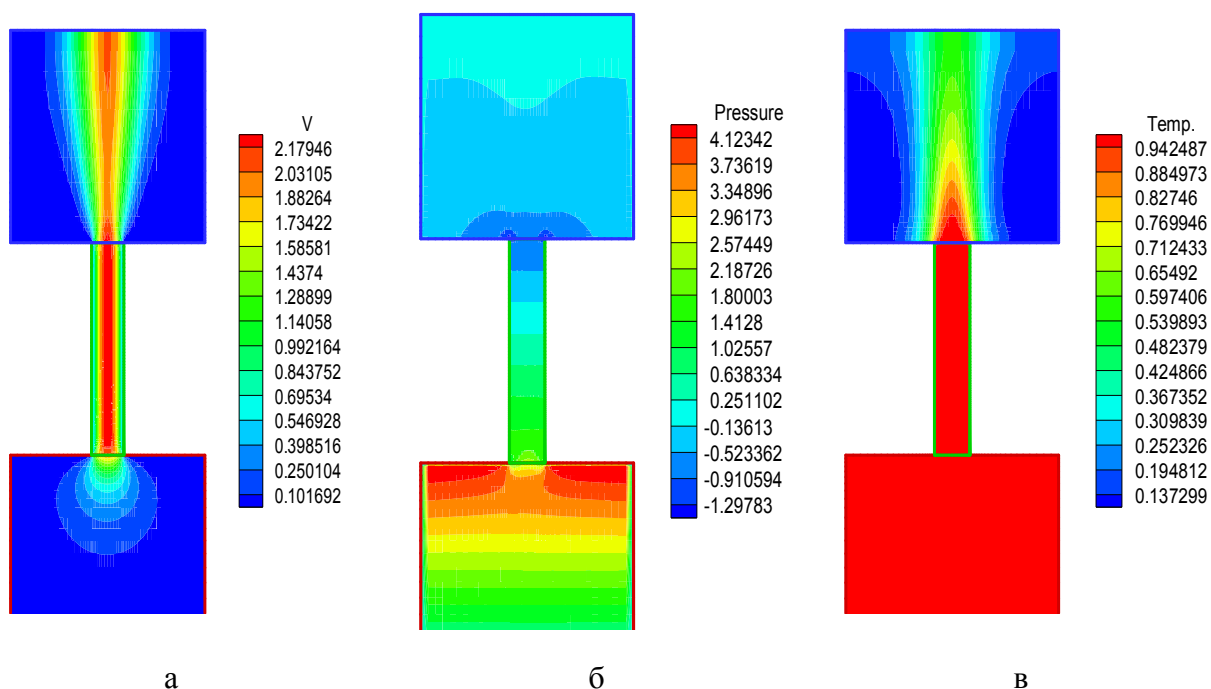


Рисунок 3.2 – Визуализация полей скорости (а), давления (б) и температуры в канале и его окрестности (в) $AR = 5$, $Ra = 100$

Давление по ширине канала (Рисунок 3.2,б) остается неизменным, что говорит о возможности использования теории пограничного слоя для описания течения. В то же время, в области формирования потока на входе и выходе из прослойки эпюра давлений имеет сложный вид, описать который теорией пограничного слоя не представляется возможным.

Температура газа в канале, в силу адиабатичности процесса, остается постоянной и равной значению в нижней горячей области T_H . Это видно на Рисунке 3.2,в, на котором ярко просматривается область теплового струйного смешения выходящего горячего газа с окружающим холодным пространством.

Визуализации Рисунка 3.2 дают наглядное представление о поведении характеристик свободно-конвективного течения в канале при отсутствии теплообмена. Однако эти картины носят качественный характер, поэтому на

следующем этапе перейдем к количественному описанию результатов численных расчетов.

На Рисунке 3.3 показано изменение продольной компоненты скорости в различных по высоте сечениях короткого канала ($AR = 5$). При этом анализируются предельные случаи свободной конвекции: при малых ($Ra = 100$, Рисунок 3.3,а) и больших ($Ra = 10^5$, Рисунок 3.3,б) числах Релея. Как видно на Рисунке 3.3,а, при малых числах длина начального участка не велика и не превышает четверти высоты канала. Далее, на всей его протяженности течение является развитым с распределением скорости, совпадающим с ламинарным профилем Польгаузена.

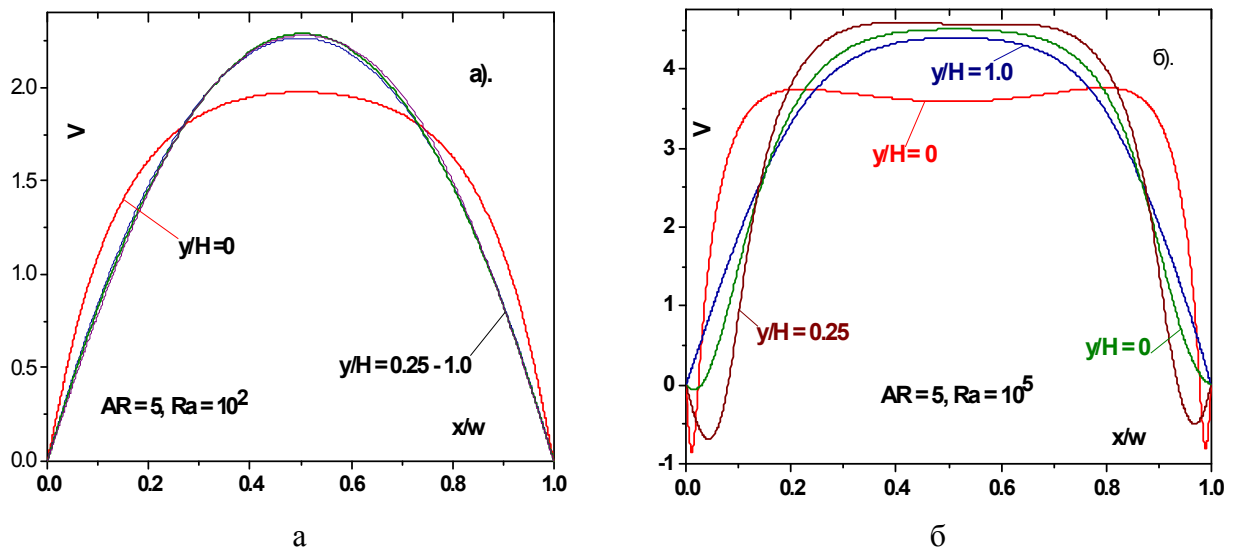


Рисунок 3.3 – Изменение скорости в коротком канале $AR = 5$:
а) $Ra = 100$; б) $Ra = 10^5$

При высоких числах Релея ($Ra = 10^5$, Рисунок 3.3,б) сценарий развития течения в канале имеет более сложный характер. Распределение скорости на входе имеет седлообразный характер с провалом на оси канала. Обтекание передней кромки индуцирует симметричный отрыв потока на обеих стенках. Скорость возвратного течения достигает примерно 20% от скорости на оси канала, а протяженность отрывной зоны – 1,5 калибра. Восстановление профиля скорости до стабилизированного при данных условиях не происходит и

на выходе он не совпадает с распределением Польгаузена, поэтому в канале доминирует развивающееся течение.

В высоких каналах ($AR = 200$), результаты расчета которых представлены на Рисунке 3.4, в целом сохраняют ту же тенденцию, что и для коротких каналов (Рисунок 3.3). При малых числах Релея (Рисунок 3.4,а) на всем протяжении канала имеет место стабилизированный режим и все профили являются аффинными. Для конвекции с высокими числами Релея ($Ra = 10^5$, Рисунок 3.4,б) стабилизация течения достигается только к концу канала, хотя расчетные кривые для различных сечений по сравнению с Рисунком 3.4,б располагаются гораздо ближе между собой. Отрыв потока на входе в канал также проявляется и в рассматриваемых условиях.

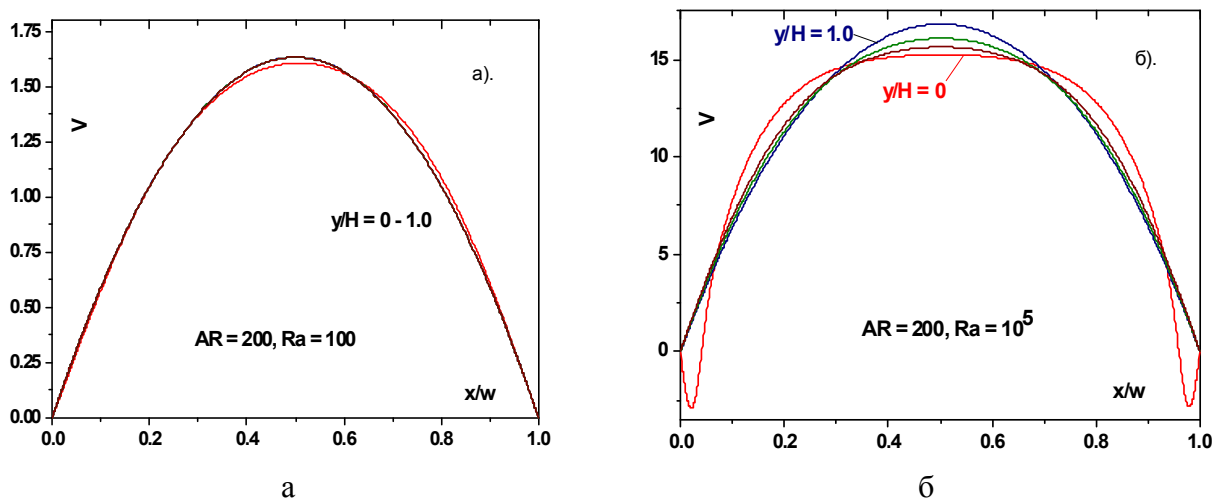


Рисунок 3.4 – Распределение скорости в высоких каналах $AR = 200$:
а) $Ra = 100$; б) $Ra = 10^5$

Наглядное представление о характере развития течения дает изменение скорости на оси канала по его длине. Такие данные для $AR = 10$ и различных чисел Релея демонстрируются на Рисунке 3.5. Для выбранной конфигурации канала длина начального участка, где наблюдается заметное изменение скорости на оси, не превышает двух калибров. По мере увеличения числа Релея протяженность начального участка возрастает, также как и максимальное значение скорости, обусловленное поджатием течения отрывным пузырем в окрестности входа в канал.

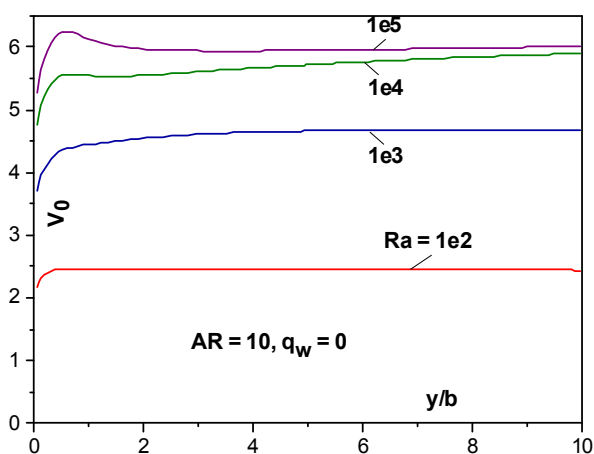


Рисунок 3.5 – Изменение скорости потока на оси канала при вариации числа Релея $AR = 10$

Наиболее полная информация о развитии течения в каналах разной длины представлена на Рисунке 3.6. Здесь изображено поведение скорости на оси канала при двух крайних значений числа Релея: малом ($Ra = 100$, Рисунок 3.6,а) и высоком ($Ra = 10^5$, Рисунок 3.6,б). При малых числах Релея максимальное значение скорости имеет место при промежуточной высоте канала $AR = 10$, затем при $AR = 5$ она уменьшается и далее скорость в канале продолжает снижаться по мере увеличения его высоты. Такое необычное поведение скорости в канале обусловлено противоположным воздействием гидростатических сил и сил сопротивления. Очевидно, что в рамках одномерной теории конвекции описать этот результат не представляется возможным.

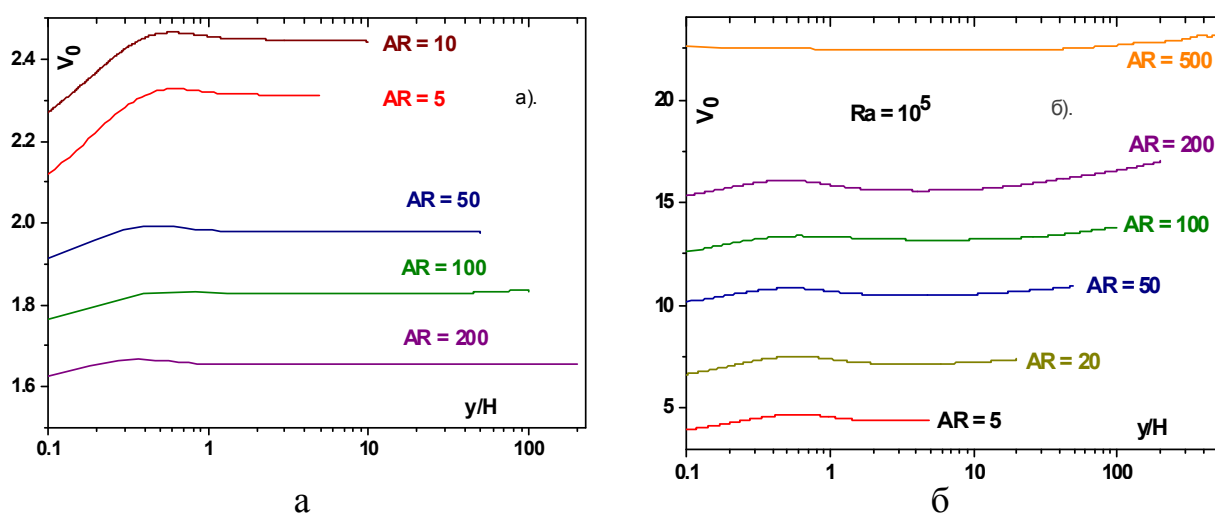


Рисунок 3.6 – Изменение скорости на оси каналов различной длины:
а) $Ra = 100$; б) $Ra = 10^5$

При слабой свободной конвекции (Рисунок 3.6,а), как это упоминалось выше, длина зоны перехода к стабилизированному течению составляет примерно один калибр. Поэтому, для расчета аэродинамики в данном случае правомерно воспользоваться соотношениями для развитого течения. Причем вклад начального участка в общие потери по длине канала будет снижаться по мере увеличения высоты канала. В то же время, при интенсивной свободной конвекции (Рисунок 3.6,б) использовать такое допущение не правомерно, поскольку практически при всех высотах канала величина скорости на оси медленно возрастает к его выходу. Все отмеченные особенности сказываются в итоге на интегральном показателе – конвективной тяге или числе Рейнольдса.

Более глубокое представление о механизме формирования свободно - конвективных потоков может дать поведение полей давлений по высоте канала. На Рисунке 3.2,в уже было показано, что статическое давление можно принять постоянным по ширине канала, за исключением области у входа, где возможно образование отрыва потока. Этот вывод подтверждается данными Рисунков 3.7 и 3.8, где представлены результаты распределения давлений для крайних случаев коротких и высоких прослоек при малых и больших чисел Релея. Отметим, что условия расчетов полностью соответствуют данным по профилям скоростей, которые были представлены на Рисунках 3.4 и 3.5. Действительно, анализируя данные Рисунков 3.7, можно сказать, что как при малых, так и больших числах Релея, давление по толщине слоя не постоянно с максимумом в центре канала. Поэтому использовать приближение пограничного слоя в этих условиях не правомерно, и особенно, при числе Релея $Ra = 10^5$, когда давление изменяется практически по всей высоте канала. Напротив, в высоких каналах (Рисунок 3.8) приближение о постоянстве давления поперек канала может быть с успехом использовано в инженерных оценках. Более строго оно соблюдается при малых числах Релея (Рисунок 3.8,а), в то же время при сильной конвекции (Рисунок 3.8,б) на большей части канала давление остается постоянным в поперечном сечении.

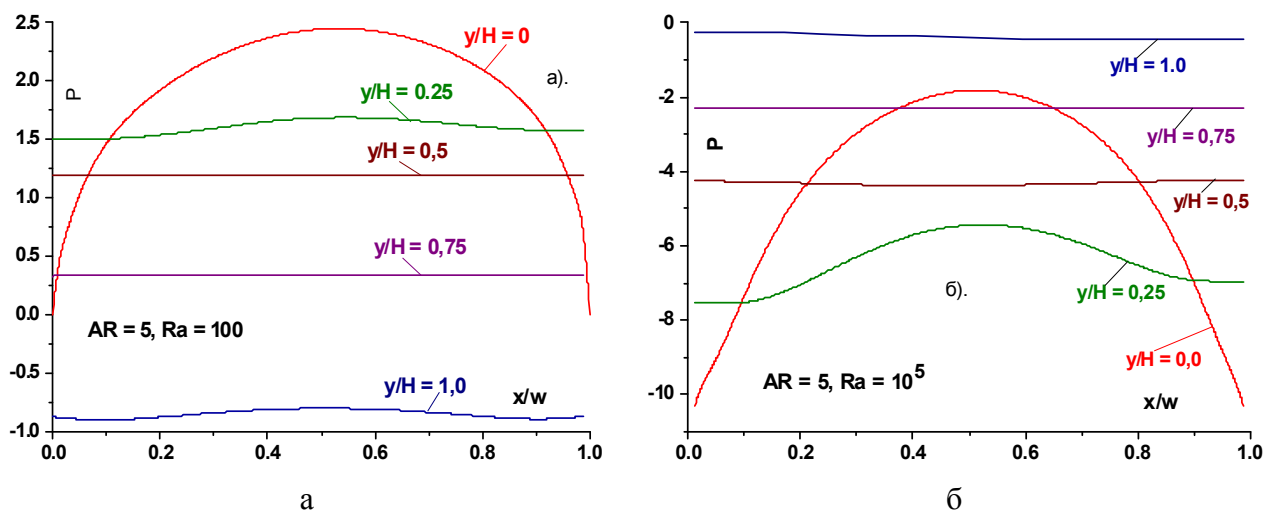


Рисунок 3.7 – Распределение статического давления в коротком канале $AR = 5$: а) $Ra = 100$, б) $Ra = 10^5$

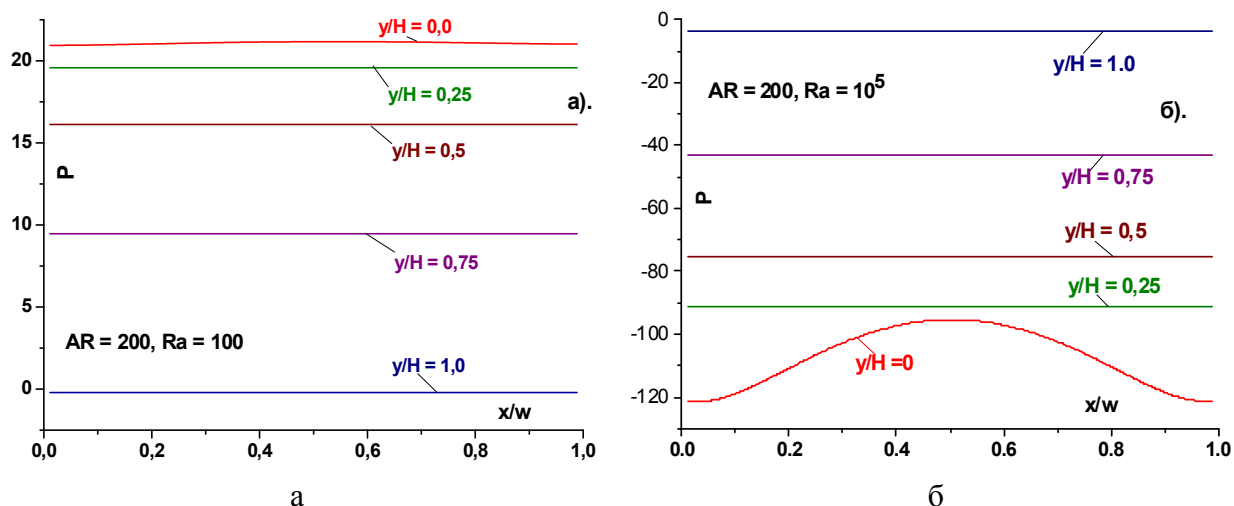


Рисунок 3.8 – Профили давлений в высоком канале $AR = 200$: а) $Ra = 100$; б) $Ra = 10^5$

Изменение статического давления вдоль оси канала говорит о большом числе сценариев развития течения, обусловленных балансом гидро - статических сил, инерции и трения. Действительно, если обратиться к рисунку 3.9, где представлены эти данные, можно заключить, что давление изменяется по длине нелинейно с минимумом в начальных сечениях канала. Отметим также, что большая часть канала находится под разрежением за исключением очень маленьких чисел Релея. Интересно подчеркнуть, что давление непосредственно на входе и выходе из канала не равно атмосферному (см. Рисунок 3.9,а). Процесс выравнивания давлений происходит в присоединенных

областях на некотором удалении от сечений входа и выхода. Все это ставит под вопрос адекватность использования в расчетах подхода с наперед заданными давлениями на входе и выходе из канала.

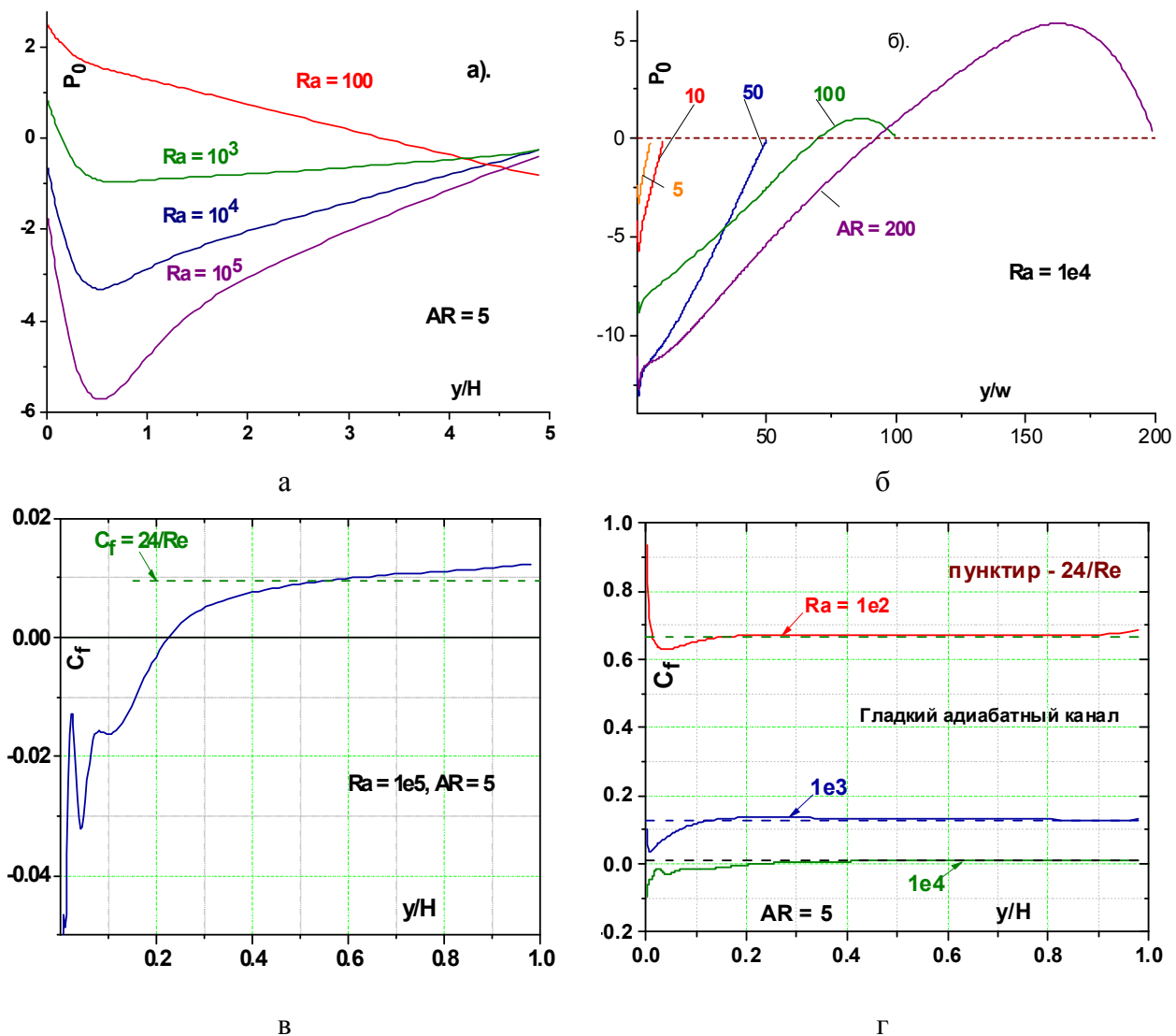


Рисунок 3.9 – Изменение давления по высоте канала при вариации числа Релея (а) и параметра удлинения (б); распределение коэффициента трения на стенке по высоте канала (в, г)

Важную информацию о структуре течения и особенности ее формирования может дать информация о распределении касательных напряжений на стенке. Коэффициент трения рассчитывался по величине производной скорости на стенке. В безразмерных координатах оно запишется

$$c_f = \frac{4}{V_m \text{Re}} \left(\frac{dV}{dX} \right)_w.$$

Распределение коэффициента трения на стенке по высоте канала демонстрируется на Рисунке 3.9, в, г. Как видно, почти треть канала занимает область с отрицательным касательным напряжением, что вызвано отрывом потока при втекании газа из неподвижной окружающей среды. Однако формирование полностью отрывного течения на входе, как показали расчеты, наблюдается только при интенсивной конвекции ($Ra = 10^5$). При слабой конвекции ($Ra < 10^3$) возвратного течения не наблюдается, хотя коэффициент трения значительно понижается в области, примыкающей к входу в канал.

Следует также подчеркнуть, что после входной области течение принимает стабилизированный характер, поэтому коэффициент трения здесь постоянен и хорошо описывается известной формулой для ламинарного стабилизированного течения между параллельными пластинами

$$c_f = \frac{24}{Re}.$$

Перейдем к рассмотрению наиболее важного в прикладном аспекте параметра – конвективной тяги вертикального канала с отличающимися температурами окружающей среды внизу и вверху. Величину среднемассовой скорости или расхода газа через канал в нашем случае будет характеризовать число Рейнольдса, записанное в форме (3.1).

Результаты расчета интегрального числа Re при изменении числа Релея представлены на Рисунке 3.10. Как и следовало ожидать, число Рейнольдса возрастает по мере увеличения числа Релея. Причем в логарифмических координатах закон изменения близок к линейному. Это видно из Рисунка 3.10, а, где показаны расчетные линии при различных высотах канала. Необходимо сделать один важный вывод, который следует из данного Рисунка. В области малых чисел Релея короткие каналы являются более эффективными с точки зрения увеличения тяги. При больших числах Релея, наоборот, число Рейнольдса или расход газа возрастают по мере увеличения высоты канала. Граничная область, где конвективная тяга практически не зависит от высоты канала, приходится, как это следует из Рисунка 3.10, а, на числа Релея

в диапазоне $Ra \sim 350 \div 400$. Этот режим, при котором величина расхода газа не зависит от высоты трубы, назовем точкой инверсии конвективной тяги. Наличие такого режима обусловлено соотношением сил, действующих на элементарный объем внутри канала и, вероятно, должен существовать и для круглых труб, а также и при турбулентной конвекции. По нашему мнению, наличие режима инверсии ранее в литературе не отмечалось, и этот вопрос требует более глубокой проработки.

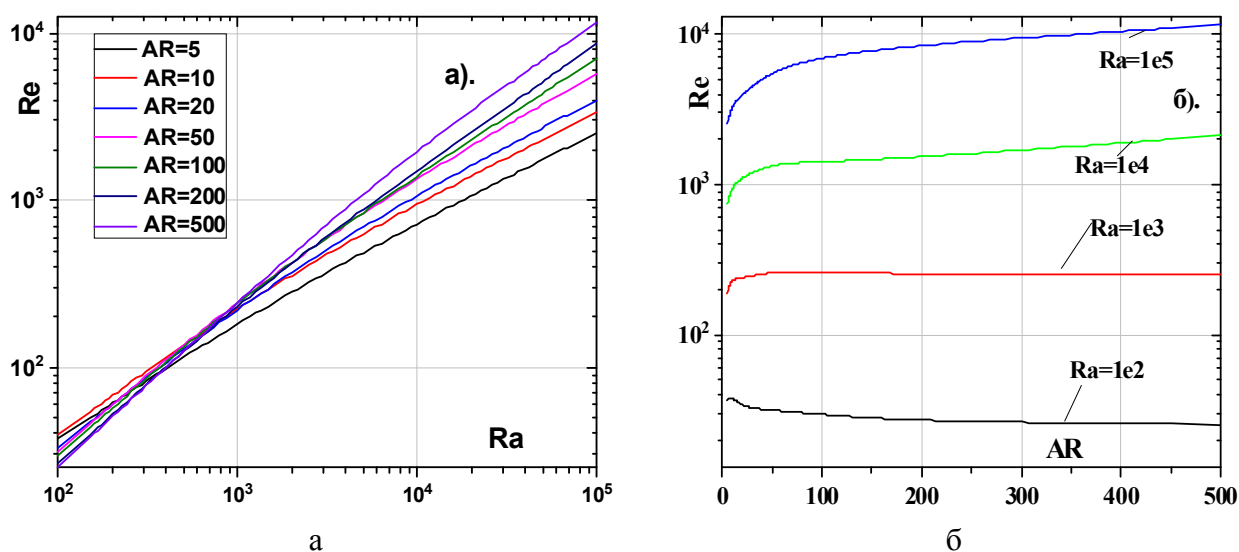


Рисунок 3.10 – Зависимость числа Рейнольдса от числа Релея (а) и высоты канала (б)

Влияние высоты канала на расход газа в канале при различных числах Релея представлено на Рисунке 3.10,б. Данные этого графика подтверждают представленные выше особенности течения при малых и больших числах Релея. Так при $Ra = 100$ расход газа с увеличением высоты канала снижается, а при $Ra > 10^3$, наоборот, понижается.

По данным Рисунка 3.10 сделаем важный в практическом отношении вывод. Используя диаграммы этого Рисунка, можно легко провести оптимизационный или инженерный расчет необходимых геометрических параметров вытяжных каналов при известных температурных напорах между верхом и низом трубы $\Delta T = T_H - T_B$, по которому определяется число Релея и далее по номограммам этого рисунка рассчитывается высота трубы при наперед

заданном расходе газа. Легко решается и обратная задача, когда известной является геометрия канала и требуется найти температуру источника тяги в его нижней части.

Перейдем к обобщению результатов и их сопоставлению с простейшими одномерными гидростатическими моделями [3; 4; 23; 24]. Запишем уравнение равновесия движущегося столба газа внутри адиабатического канала:

$$\Delta\rho g H w = \frac{\rho V_m^2}{2} w + 2\tau_w H. \quad (3.3)$$

Левая часть уравнения (3.3) ответственна за подъемные силы, первый член правой части – инерционные силы, а второй – трение на стенках. Здесь $\Delta\rho = \rho_H - \rho_B$ – разность плотностей между низом и верхом, V_m – среднemasсовая скорость газа канале, а τ_w – касательное напряжение на стенке. Для стабилизированного ламинарного режима течения в плоском канале выражение для касательного напряжения имеет вид [1; 144]:

$$\tau_w = 3\rho V_m \nu / w, \quad (3.4)$$

где ν – кинематическая вязкость газа. Подставляя (3.4) в (3.3) получаем квадратное уравнение относительно среднemasсовой скорости V_m :

$$V_m^2 + (12\nu H / w^2) V_m - 2\Delta\rho g H / \rho = 0. \quad (3.5)$$

После некоторых преобразований и введения критериев подобия, решение уравнения (3.5) дает выражение для числа Рейнольдса:

$$\text{Re} = -12AR + (144AR^2 + 8AR \cdot \text{Ra} / \text{Pr})^{1/2}. \quad (3.6)$$

Из соотношения (3.6) можно получить два предельных случая. Для течения при отсутствии трения число Рейнольдса равно:

$$\text{Re} = 2,83(AR \cdot \text{Ra} / \text{Pr})^{1/2}. \quad (3.7)$$

Число Релея здесь записывается в виде $\text{Ra} = \Delta T \beta w^3 / \nu^2$, а $\text{Re} = 2V_m w / \nu$.

Для вязких течений с преобладанием трения имеется такой предел:

$$Re = \frac{1}{3} \frac{Ra}{Pr}. \quad (3.8)$$

Сопоставление результатов численного расчета с аналитическими зависимостями (3.6) – (3.8) дано на Рисунке 3.11. Точками обозначены численные данные, а сплошными линиями – расчеты по формуле (3.6) для двух высот канала $AR = 5$ и $AR = 100$.

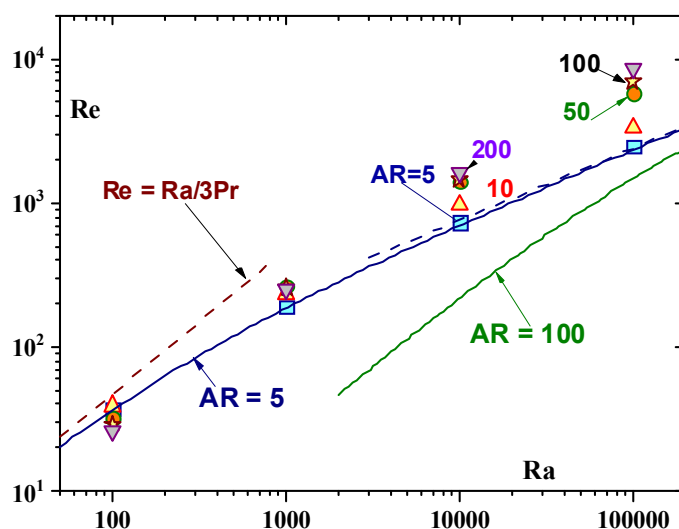


Рисунок 3.11 – Сопоставление результатов численного расчета с аналитическими решениями. Точки – численный расчет, сплошные линии – расчет по формуле (3.6), пунктирные – пределы (3.7) и (3.8), соответственно.

Видно, что результаты хорошо совпадают только для короткого канала во всем диапазоне чисел Релея. Для высоких каналов такого совпадения численных результатов с аналитикой не наблюдается. И только в области очень высоких чисел Релея ($Ra > 10^5$) намечается тенденция к сближению этих результатов. Причины такого поведения результатов расчетов лежат в не соответствии приближений одномерной модели реальной структуре течения в длинных каналах. Этот вопрос детально обсуждался ранее при рассмотрении развития восходящих потоков при различных условиях.

Инерционный (3.7) и вязкий (3.8) пределы дают правильное отражение поведения тяги в области слабой ($Ra \rightarrow 0$) и сильной ($Ra \rightarrow \infty$) свободной

ламинарной конвекции. В первом случае число Рейнольдса линейно меняется с числом Релея ($Re \sim Ra$), а во втором как квадратный корень ($Re \sim Ra^{1/2}$).

3.2 Структура отрывного течения в вертикальном адиабатном канале за ребром

Как правило, на поверхностях дымовых и вентиляционных труб могут располагаться различные преграды в виде шиберных заслонок, фланцевых соединений, а также крупных элементов шероховатости. Наличие подобных плохообтекаемых препятствий (Рисунок 3.12) может оказать сильное влияние на величину расхода через трубу. По этой причине изучение течений в каналах при отрыве потока за преградами представляет как научный, так и прикладной интерес.

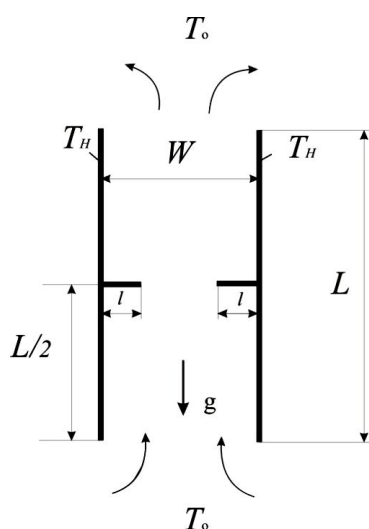


Рисунок 3.12 – Схема задачи о свободной конвекции в вертикальном канале с ребрами на противоположных стенках

По нашим данным, отрывные течения в адиабатном канале систематически не изучались. Имеющиеся нормы расчетов [7; 11; 42] базируются на эмпирических данных, либо заимствованы из результатов исследований отрывных течений при вынужденной конвекции в трубах [10; 12; 39]. При этом,

главный вопрос о степени влияния местного сопротивления на величину конвективной тяги остается открытым.

Толщина ребра была равной шагу сетки, а высота их изменялась в пределах $l = 0 \div 0,4$. Все расчеты были проведены при фиксированной высоте канала $AR = 10$. Были проведены две серии численных исследований: в первой из них варьировалось число Релея ($Ra = 100 \div 10^5$), а во второй - при фиксированном числе Релея ($Ra = 10^3$) рассчитывались течения при различных высотах ребра ($l = 0 \div 0,4$).

Перейдем к рассмотрению результатов численных расчетов. Поведение линий тока и двумерное поле продольных скоростей демонстрируется на Рисунке 3.13. Здесь хорошо видны две симметричные отрывные зоны в области за ребром с дальнейшей ее релаксацией вниз по течению. Ярко выражено ускорение потока в месте установки ребра, а также симметричное его поджатие в области перед ребром. В целом можно констатировать, что течение имеет все сходственные черты с отрывом потока при вынужденной конвекции в каналах [33; 73].

Распределение скорости потока и статического давления на оси канала показано на Рисунке 3.14. Высота ребер здесь была максимальной $l = 0,4$, а варьировалось число Релея.

Скорость потока на оси до ребра остается неизменной, а в окрестности их установки ($y/H = 5$) резко возрастает вследствие поджатия потока. За местом отрыва потока вниз по течению происходит его восстановление. Если при малых числах Релея процесс релаксации происходит достаточно быстро, то при высоких он значительно затягивается и полного восстановления, как это следует из Рисунка 3.14,а, не происходит.

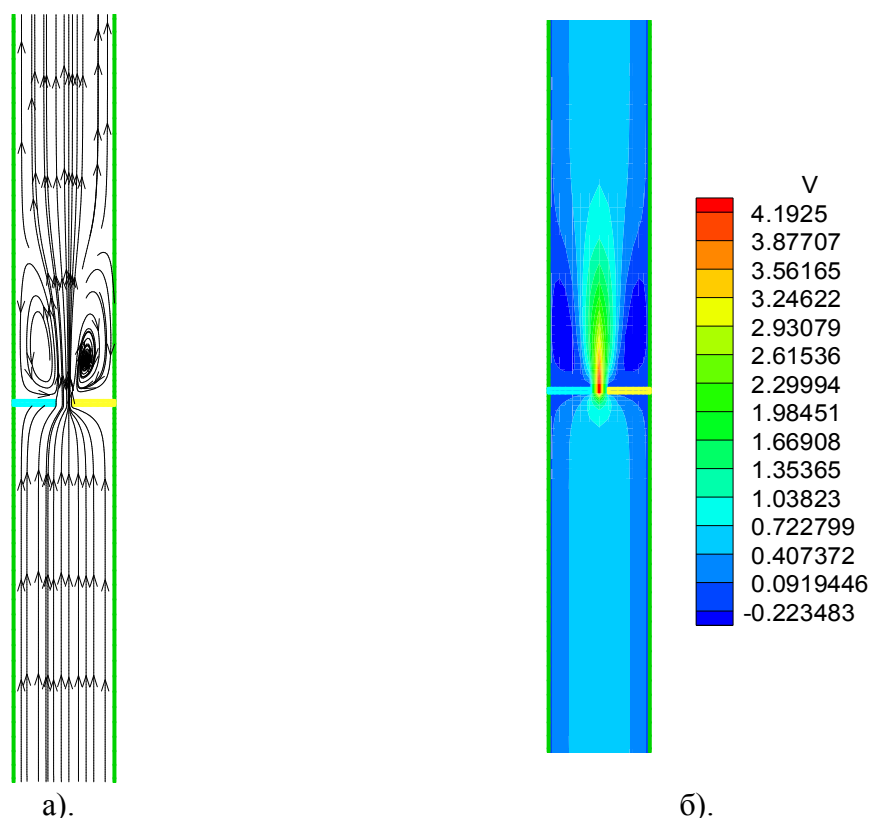


Рисунок 3.13 – Линии тока (а) и распределение продольной скорости (б) в адиабатном канале с отрывом потока $AR = 10$; $Ra = 10^3$; $l = 0.4$

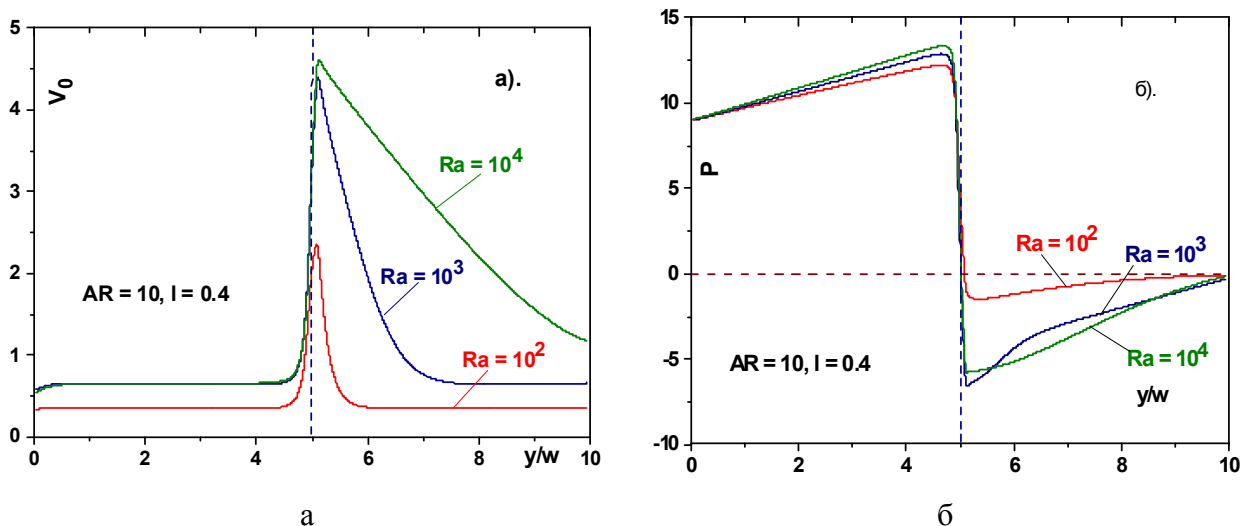


Рисунок 3.14 – Распределение скорости потока (а) и статического давления (б) на оси канала при наличии двух симметричных ребер на стенках

Интересно поведение статического давления в канале. Пережатие потока приводит к монотонному возрастанию давления по длине в первой половине канала (Рисунок 3.14,б). Затем, в месте расположения ребер оно скач-

кообразно падает, создавая интенсивную и протяженную зону разрежения. По этой причине, вторая часть канала остается на всем его протяжении под отрицательным статическим давлением, восстанавливаясь к атмосферному, только к его выходному сечению.

Влияние высоты ребра исследовалось при фиксированном числе Релея $Ra = 10^3$. Результаты этой серии расчетов демонстрируются на Рисунке 3.15. Вполне ожидаемо было увеличение максимума скорости в сечении пережима потока при $y/H = 5$ относительно его значения в области невозмущенного течения. Но абсолютная величина этого максимума ведет себя не монотонно в зависимости от степени пережатия потока, поскольку в данном случае включается фактор роста общих гидравлических потерь и скорость газа на оси при увеличении высоты ребер, как это ярко видно на Рисунке 3.15,а, резко снижается. Это же самое проявляется и на распределении давления в канале (Рисунок 3.15,б), где величина максимального разрежения наблюдается не у самого высокого ребра.

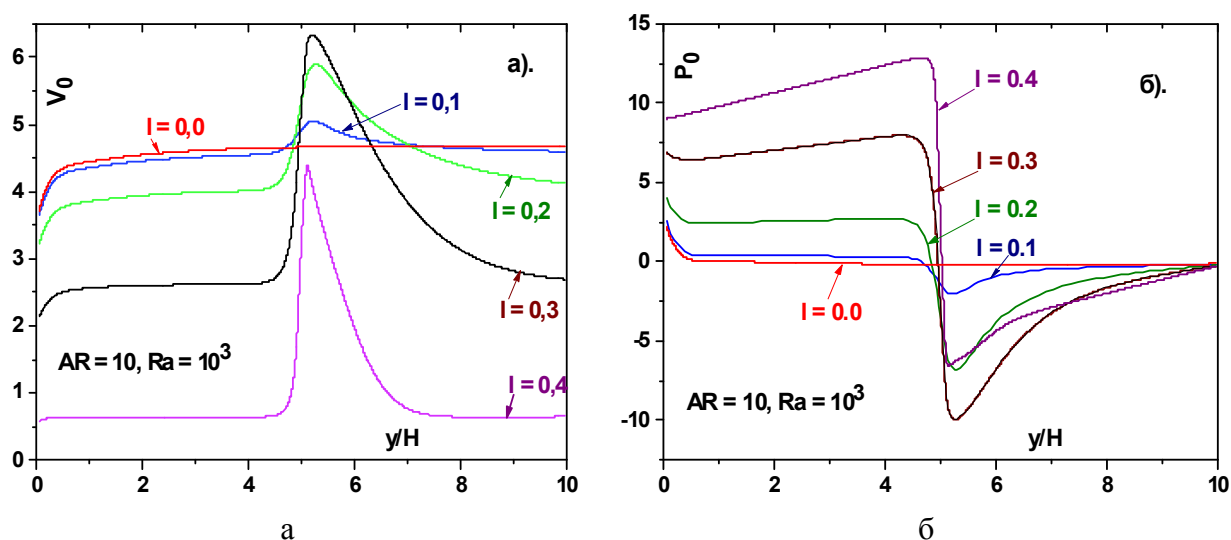


Рисунок 3.15 – Влияние высоты ребра на величину скорости (а) и давления (б) на оси канала

Сделанные выводы о характере поведения скорости и давления на оси канала находятся в полном согласии с изменением касательных напряжений на стенке. Эти данные демонстрируются на Рисунке 3.16. Действительно, при

всех числах Релея непосредственно за ребром образуется рециркуляционное течение и трение меняет знак с положительного на отрицательное. Величина, местоположение максимума разрежения и его протяженность в значительной мере зависят от числа Релея. То же самое можно сказать и о координате точки повторного присоединения оторвавшегося потока. Очевидно, что перечисленные параметры во многом будут зависеть и от относительной высоты преграды l/w , но этот вопрос требует более полного изучения. Пунктирными линиями на Рисунке 3.16 показан закон трения для стабилизированного ламинарного течения, к которому стремится восстановиться оторвавшийся за ребром поток.

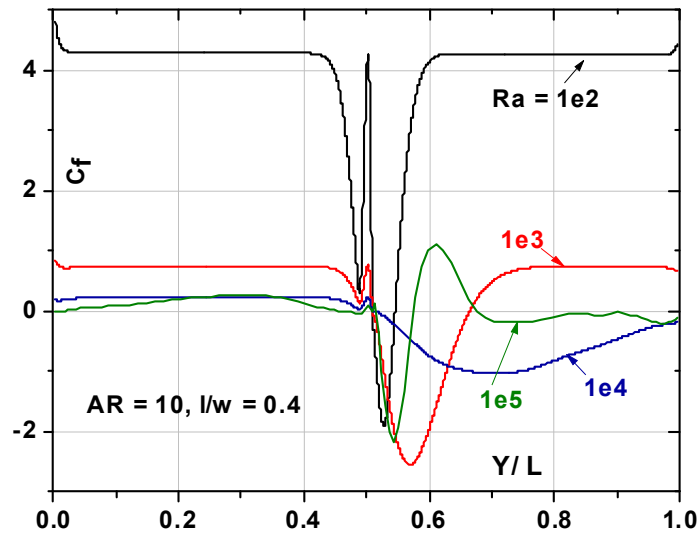


Рисунок 3.16 – Коэффициент трения на стенке в плоском канале с симметричным расположением ребер высотой $l/w = 0,4$

Величина конвективной тяги газа сквозь канал, характеризуемая числом Рейнольдса Re , в значительной мере зависит от наличия в канале оребрения. Установка ребра понижает число Рейнольдса и в зависимости от высоты это снижение может быть очень значительным. Обратимся к данным Рисунков 3.17 и 3.18, где показана зависимость числа Re гладкого и оребренных каналов. Как видно их Рисунка 3.17, во всем диапазоне чисел Релея расчетные линии для гладкого и оребренного каналов располагаются между

собой эквидистантно, что говорит об одинаковой степени влияния ребер на расход газа. Результаты расчета в первом приближении может быть описаны корреляционным соотношением $Re \sim ARa^{0,6}$, но коэффициент A при этом изменяется весьма значительно. Так для самого высокого ребра это отличие превышает семь раз.

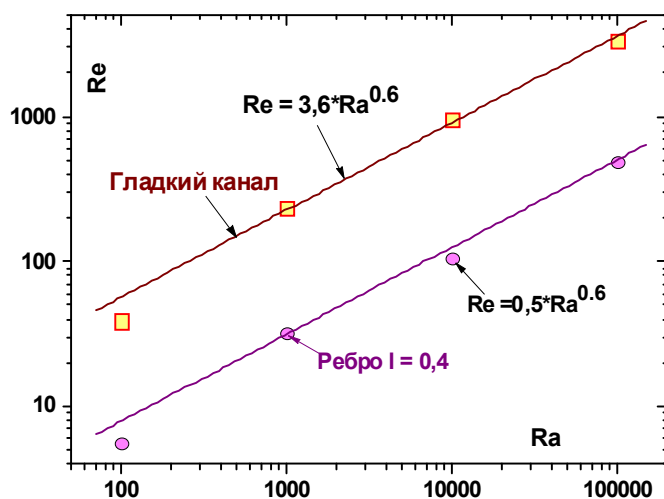


Рисунок 3.17 – Изменение числа Рейнольдса в гладком и оребренном канале

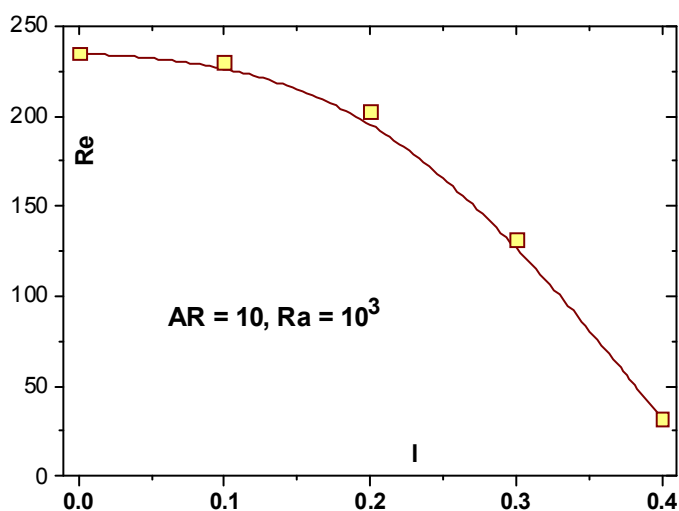


Рисунок 3.18 – Влияние высоты ребер на конвективную тягу в вертикальном канале

Наглядное представление о степени воздействия на течение ребер различной высоты можно составить, обратившись к Рисунку 3.18. Если ребра малой высоты ($l < 0,1 \div 0,2$) оказывают весьма слабое влияние на число Рейнольдса, то для высоких ребер их воздействие на течение становится опреде-

ляющим. Очевидно, что столь мощное влияние преград в канале на свободную конвекцию, несомненно, должно приниматься во внимание при расчетах и конструировании устройств дымоудаления и вентиляционных каналов. В то же время, в данном разделе представлены только первичные результаты и для получения полной информации о механизме формирования течений при наличии отрыва потока нужны более подробные и глубокие исследования. В частности это можно отнести к влиянию места расположения преград, их формы и количества при вариации высоты канала и числа Релея. Все это делает задачу очень трудоемкой и обширной, что может составить предмет дальнейших исследований автора. К этому же замечанию можно отнести и дальнейший анализ по получению корреляционных соотношений для гидравлического сопротивления каналов при наличии в них отрыва потока.

Выводы по Главе 3

1. Проведены систематические численные исследования ламинарной свободной конвекции в вертикальном канале с адиабатическими стенками при различной температуре газа снизу и сверху канала. Вычисления проводились в широком диапазоне чисел Релея ($Ra = 100 \div 10^5$) и относительной высоты канала ($AR = 5 \div 500$).

2. Установлено, что при слабой конвекции ($Ra < 10^3$) течение между пластинами быстро стабилизируется и на большей части канала имеет место течение Пуазейля. При высоких числах Релея ($Ra > 10^3$) на входе происходит отрыв потока, поэтому переход к развитому течению происходит на больших расстояниях от входа в канал.

3. Отмеченные особенности течения сказываются на поведении интегрального параметра – величине конвективной тяги. Впервые обнаружен режим инверсии ($Ra \approx 300 \div 400$), когда тяга не зависит от высоты канала. При

меньшем значении числа Релея тяга возрастает при уменьшении высоты канала, а в области больших Ra , напротив, тяга больше у высоких каналов.

4. Сопоставление с результатами расчета интеграла Бернулли показало хорошее согласие с численным экспериментом только для коротких каналов. Для высоких каналов соответствия не наблюдается, что обусловлено более сложным характером течения внутри них.

5. Изучена конвекция в адиабатических условиях при симметричной установке ребер на противоположных стенках. Главным эффектом воздействия ребра на конвективное течение в канале является сильное снижение тяги за счет роста гидравлических потерь, а также образования отрывной зоны за ребром.

6. Полученные данные могут составить основу для проведения инженерных расчетов при конструировании новых вентиляционных систем и дымовых труб.

ГЛАВА 4 ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В КАНАЛЕ С ИЗОТЕРМИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ РАЗЛИЧНОЙ ВЫСОТЫ

В предыдущей главе была изучена свободная конвекция в вертикальных каналах с адиабатическими стенками, когда конвективное движение обусловлено разностью плотностей (температур) газа на входе и выходе канала. При этом стенки канала в генерации течения, а оказывают только тормозящее воздействие на поток за счет сил вязкого трения. В практических задачах зачастую условия адиабатичности не соблюдаются, поскольку стенки могут нагреваться (охлаждаться), тем самым приводя к режиму термогравитационной конвекции.

Важность изучения естественной конвекции в вертикальных каналах вызвана большим числом инженерных приложений, например, при охлаждении электрического и электронного оборудования, в ядерных реакторах, в системах вентиляции домов, а также во многих энергетических аппаратах. С целью дальнейшего повышения эффективности охлаждения оборудования и развития фундаментальных основ свободно - конвективных течений важным этапом является проведение комплексных расчетных исследований новых возможностей интенсификации тепломассопереноса или увеличения расхода газа между пластинами в широком диапазоне изменения параметров.

Интерес к данной проблеме возник давно и имеет он практически столетнюю историю. Задача о ламинарной и турбулентной свободной конвекции между двумя параллельными пластинами стала к настоящему времени классической и ей посвящено огромное число теоретических и экспериментальных работ, среди которых можно выделить [1; 25-27; 29-32; 40; 43; 48-55; 61; 62; 66; 71; 72; 78; 83; 94; 95; 99-103; 135-139]. При малой высоте канала, пограничные слои развиваются независимо на каждой стенке и течение подобно естественной конвекции на вертикальной пластине в неограниченном объеме. Наоборот, для больших удлинений пластин в конечном итоге пограничные слои смыкаются и течение приобретает полностью развитой харак-

тер. Использование суперпозиции этих двух предельных случаев течения между пластинами позволило авторам [1; 83; 137] получить простые инженерные формулы для определения оптимального промежутка между пластинами, при котором достигается максимальный расход газа или теплообмен.

Однако, как показали дальнейшие исследования [27-31; 157-161; 167], подобные предельные случаи, как правило, в реальных условиях не выполняются. Достаточно грубым приближением является также условие равенства перепада давления между входом и выходом подъемным силам температурной стратификации без учета реального распределения плотности газа, как по высоте, так и ширине канала. Все отмеченное в значительной мере усложняет задачу, поэтому численное решение уравнений Навье-Стокса является в данном случае наиболее приемлемым методом анализа течения и теплообмена между пластинами.

В последнее время наблюдается возрождение интереса к данной проблеме. Оно обусловлено, прежде всего, требованиями практики. Понимание структуры потока в элементах оборудования может значительно улучшить их конструкцию, и, следовательно, их эксплуатационные характеристики. В работах [29; 30; 134; 141; 155; 167] рассмотрены более сложные случаи естественной конвекции между параллельными пластинами при их несимметричном нагреве. В данном случае ($R_T \neq 1$) задача значительно усложняется и возможно существование большого числа сценариев течения, в том числе и оппозитное движение потоков вдоль противоположных стенок.

Однако отсутствие систематических данных при малых числах Релея и особенно в очень высоких прослойках ($AR \sim 500$) является «белым пятном» в этой проблеме, в то время как существует большая практическая потребность подобных исследований. К таковым относится проблема тепломассопереноса в высоких и плохо продуваемых вентилируемых каналах фасадных навесов на боковых поверхностях зданий.

Данная глава посвящена систематическому численному эксперименту течения и теплообмена в высоких вертикальных каналах с изотермическими стенками при вариации числа Релея в широких пределах.

4.1 Постановка задачи. Изучение влияния высоты канала на число Рейнольдса, локальный и средний теплообмен

Схема задачи показана на Рисунке 4.1. Две вертикальные пластины высотой H располагались на расстоянии w друг от друга. Параметр их удлинения изменялся в расчетах в широких пределах $AR = H / w = 1 \div 500$. Температура пластин поддерживалась постоянной и их значения совпадали $T_C = T_H = T_W > T_0$, так что параметр неизотермичности, характеризующий отношение температурных напоров на холодной и горячей стенках $R_T = (T_C - T_0) / (T_H - T_0)$ был равен $R_T = 1$. Численное решение было получено для числа Прандтля $Pr = 0,71$ и числа Рэлея в широком диапазоне чисел Рэлея $Ra = 10 \div 10^5$.

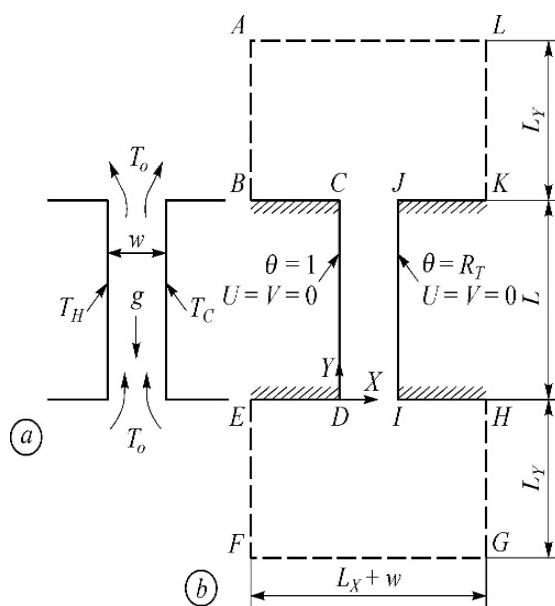


Рисунок 4.1 – Схема течения (a) и вычислительный домен (b)

Численные исследования проводились посредством решения двумерных уравнений Навье-Стокса и уравнения энергии в приближении Буссинеска. Подробное описание системы уравнений и процедуры их решения была описана в Главе 2.

Рассматриваемая краевая задача имеет неизвестные условия на входе и на выходе между пластинами. Поэтому расчетная область кроме пространства между пластинами включает два дополнительных прямоугольника у входа и выхода канала с мягкими граничными условиями на границах (Рисунок 4.1,б). Оптимальный размер этих двух областей и число расчетных узлов определялись в серии численных экспериментов и верификацией на опытных данных, полученных в более простых условиях. Как правило, линейный размер входной и выходной областей был не меньше, чем высота пластины L . Описание динамических и тепловых условий на границах дано в таблице 4.1. Вопрос о процедуре тестирования численного кода подробно изложен в работах [29-31], а также в Главе 2.

Таблица 4.1 – Граничные условия

Граничные условия	U	V	θ
AB и LK	$\partial U/\partial X=0$	$V=0$	$\partial\theta/\partial X=0$
EF и GH	$\partial U/\partial X=0$	$V=0$	$\theta = 0$
FG	$U=0$	$\partial V/\partial Y=0$	$\theta = 0$
AL	$U=0$	$\partial V/\partial Y=0$	$\partial\theta/\partial Y=0$
CD	$U=0$	$V=0$	$\theta = 1$
IJ	$U=0$	$V=0$	$\theta = R_T$
BC, DE, JK и HI	$U=0$	$V=0$	$\partial\theta/\partial Y=0$

Между пластинами в основной серии расчетов использовалась сетка (30×60), которая по сравнению с сеткой (60×120) давала ошибку менее 3% для обеспечения точности численных результатов, было проведено исследо-

вание влияния размеров сетки на результаты расчета. Также тестировались размеры присоединенных областей ко входу и выходу.

Исследования показали, что оптимальными размерами этих областей являются $L_X = L + w$ и $L_Y = L$. Тестирование вычислительного алгоритма и сеточной сходимости проводилось перед каждой серией вычислений для различных высот канала и для минимального и максимального числа Релея.

Параметры поля течения характеризуются числом Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{\rho V^2}{\mu} w = 2V_m \sqrt{\frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}}, \quad (4.1)$$

где V_m – средняя скорость между пластинами.

$$V_m = \int_0^1 V dX. \quad (4.2)$$

Локальное число Нуссельта определяется как:

$$\text{Nu}_H = \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=0}, \quad \text{Nu}_C = \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=1}, \quad (4.3)$$

а среднее число Нуссельта по всей длине канала определяется как

$$\overline{\text{Nu}}_H = \frac{1}{A} \int_0^A \text{Nu}_H dY, \quad \overline{\text{Nu}}_C = \frac{1}{A} \int_0^A \text{Nu}_C dY. \quad (4.4)$$

Тепловой баланс течения в канале дает следующие выражения для интегрального числа Нуссельта на обеих стенках:

$$\overline{\text{Nu}}_0 = \frac{1}{A} \int_0^1 \left[\left(\text{Pr} \sqrt{\frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}} V \theta \right)_{Y=A} - \left(\text{Pr} \sqrt{\frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}} V \theta \right)_{Y=0} \right] dX. \quad (4.5)$$

Величина интегрального теплообмена на обеих пластинах определялась во всех случаях двумя методами: суммированием тепловых потоков на поверхностях по соотношению (4.4), а также по изменению теплосодержания теплоносителя на входе и выходе из канала (4.5). При этом отличие результатов расчета, полученных этими способами, не превышало 0,4%.

4.2 Анализ и обсуждение результатов. Сопоставление с классическими данными по теплоотдаче и расходу газа через прослойку

Для более глубокого понимания особенностей течения и теплообмена в прослойке с сильно отличающимися размерами рассмотрим вначале изменение полей скоростей и температур по высоте каналов. Анализ, как и в Главе 3, будем проводить для предельных случаев коротких и длинных каналов при малых и высоких числах Релея.

Эволюция профилей скорости и температуры внутри очень короткой прослойки ($AR = 1$) при относительно малом числе Релея ($Ra = 50$) изображена на Рисунке 4.2. Здесь и далее будут демонстрироваться поля безразмерных скоростей и температур:

$$V = v/U_{ref} \text{ и } \theta = (T - T_0)/(T_W - T_0). \quad (4.6)$$

Напомним, что U_{ref} есть характеристическая скорость, а T_0 – температура окружающей среды внизу и сверху канала.

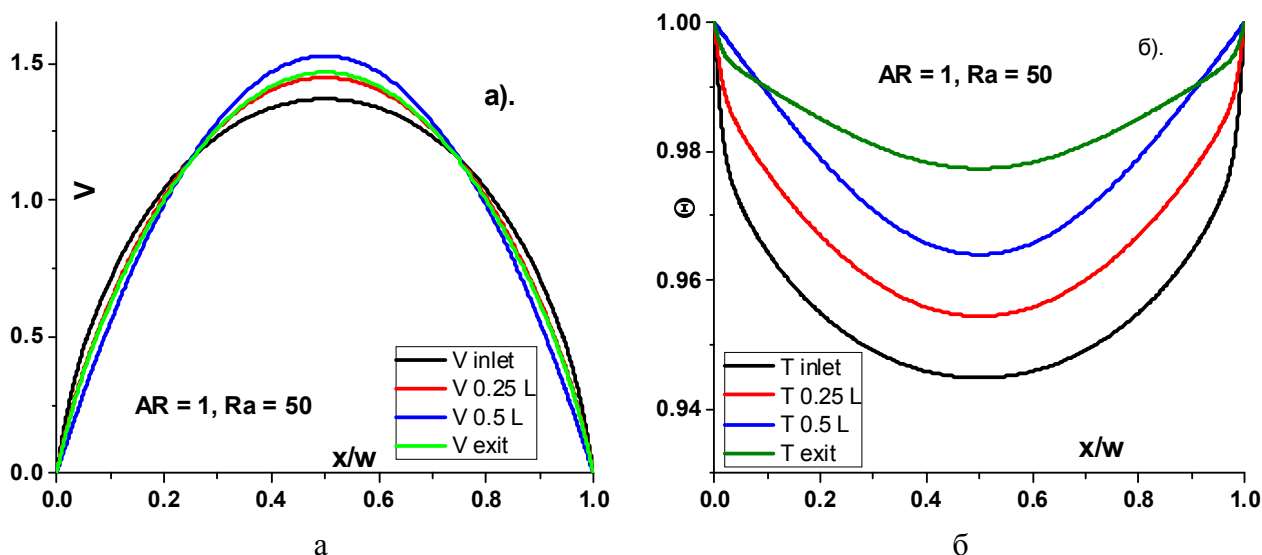


Рисунок 4.2 – Развитие профиля скорости (а) и температуры (б) по высоте очень короткого канала $AR = 1$ и $Ra = 50$

В рассматриваемых условиях профили скорости на входе, как это видно на Рисунке 4.2,а, уже во входном сечении близки к развитому течению.

Затем, по мере продвижения по каналу они не значительно деформируются и приобретают стабилизированный характер.

По-существу, то же самое происходит с профилями температур. Во входном сечении (Рисунок 4.2,б) температура газа близка к температуре стенки, что говорит об определяющем влиянии процесса организации течения в присоединенной области перед входом в канал. Этот вывод является дополнительным подтверждением несостоятельности похода к решению задаче при задании априори на входе постоянных граничных условий для скорости и температуре.

Для высоких прослоек в области тех же малых чисел Релея (Рисунок 4.3) сохраняются та же тенденция достаточно быстрого выхода на стабилизированный режим течения с той лишь разницей, что температура на входе в канал близка к ее значению в окружающей среде (Рисунок 4.3,б). При этом также как и в коротких каналах, профили параметров на входе не постоянны по ширине канала.

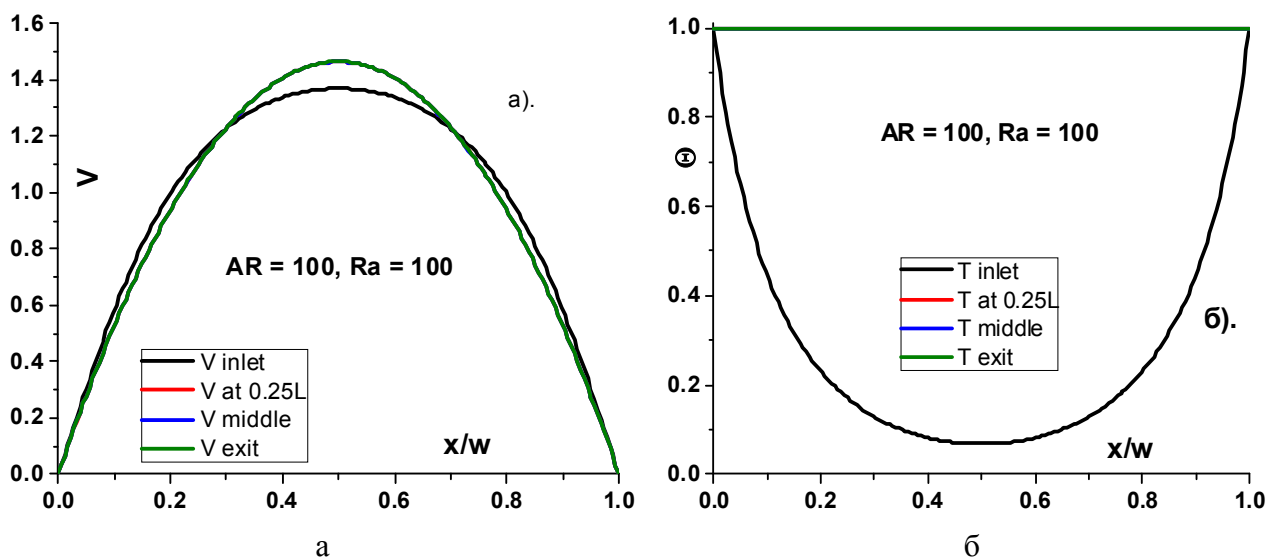


Рисунок 4.3 – Профили скорости (а) и температуры (б) внутри высокого канала $AR = 1$

По мере повышения усиление конвекции ситуация начинает изменяться. Так, при числе Релея ($Ra = 10^3$, Рисунок 4.4) профили скорости и темпе-

ратуры на входе в канал близки к равномерным, что позволяет в данных условиях использовать условия постоянства по сечению этих параметров.

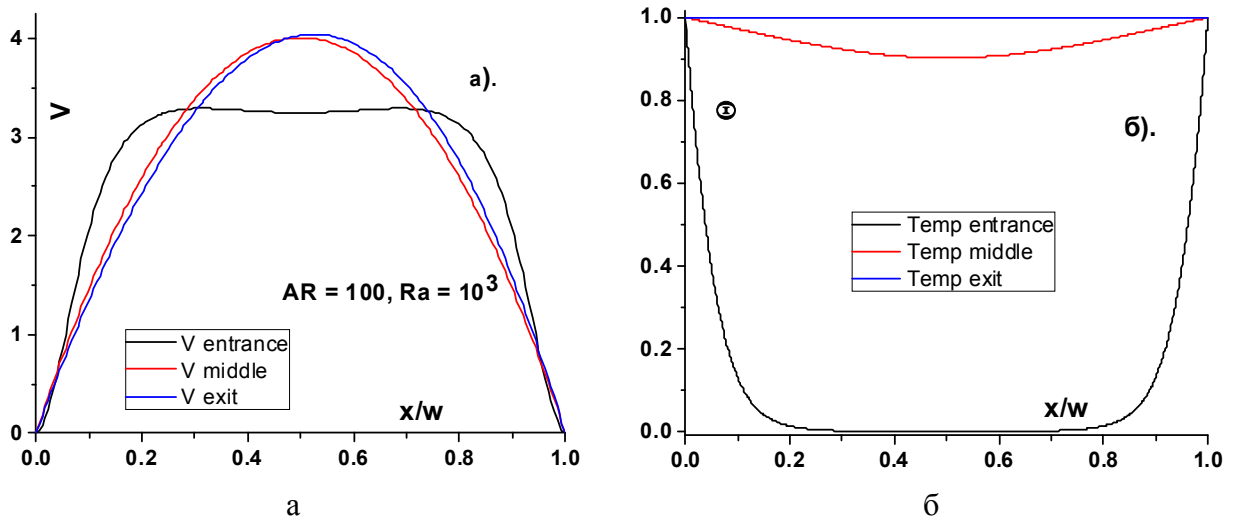


Рисунок 4.4 – Профили скорости (а) и температуры (б) при $Ra = 10^3$

Наглядное представление о развитии теплового поля по высоте канала дает распределение среднemasовой температуры Θ_m и локального числа Нуссельта Nu . Такие данные численного расчета для случая $Ra = 10^3$ и различных высот канала представлены на Рисунке 4.5.

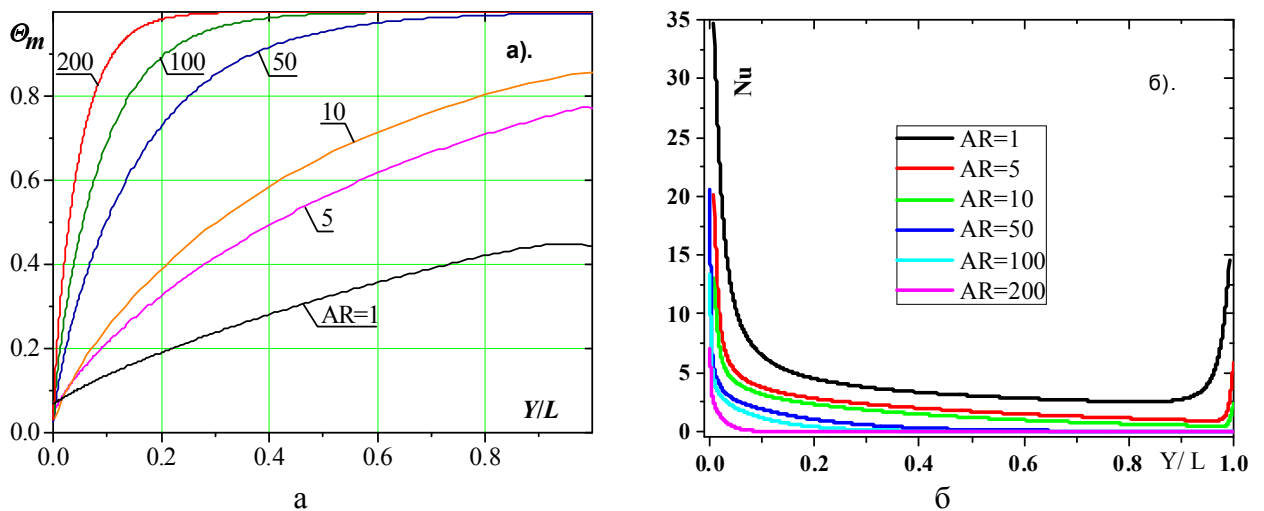


Рисунок 4.5 – Распределение по длине каналов различной высоты среднemasовой температуры (а) и числа Нуссельта (б) $Ra = 10^3$

В каналах не большой высоты ($AR = 1 \div 10$) воздушный поток не успевает полностью прогреться до температуры стенок (Рисунок 4.5,а). В высоких прослойках ($AR > 50$) течение достигает теплового равновесия $\Theta_m = 1$ задолго до выхода из канала, поэтому оставшаяся его часть не участвует в процессе теплообмена.

Эти же выводы подтверждают данные и по локальной теплоотдаче, показанные на Рисунке 4.4,б. Отметим, что коэффициент теплоотдачи α в числе Нуссельта определялся нами по разности температур стенки и внешней среды $\alpha = q_w / (T_w - T_0)$. Ясно видно, что интенсивность теплообмена снижается по мере увеличения высоты канала. Для высоких прослоек он и вовсе отсутствует на большей части канала. Важно подчеркнуть, что заметное влияние на течение и теплообмен оказывают области, примыкающие ко входу и выходу из канала. В этих зонах из-за эффектов обтекания угловой кромки канала образуются вихревые отрывные потоки, приводящие к интенсификации теплообмена, однако в данной работе этот процесс подробно не изучался.

Интегрированием локальных распределений коэффициента теплоотдачи, показанных на Рисунке 4.5,б, были изучены закономерности поведения среднего теплообмена в зависимости от высоты прослоек и числа Релея. Такие данные представлены на Рисунке 4.6,а. Как и следовало ожидать, средний теплообмен возрастает по мере увеличения числа Ra и значительно понижается для каналов большой протяженности. Это естественно, поскольку у коротких каналов большую часть занимают пограничные слои малой толщины и, к тому же у длинных каналов температура газа внутри быстро достигает температуры стенки и, соответственно, тепловые потоки стремятся к нулю. Особенно сильное влияние геометрии канала (~ 3 порядка) наблюдается при малых значениях числа Релея.

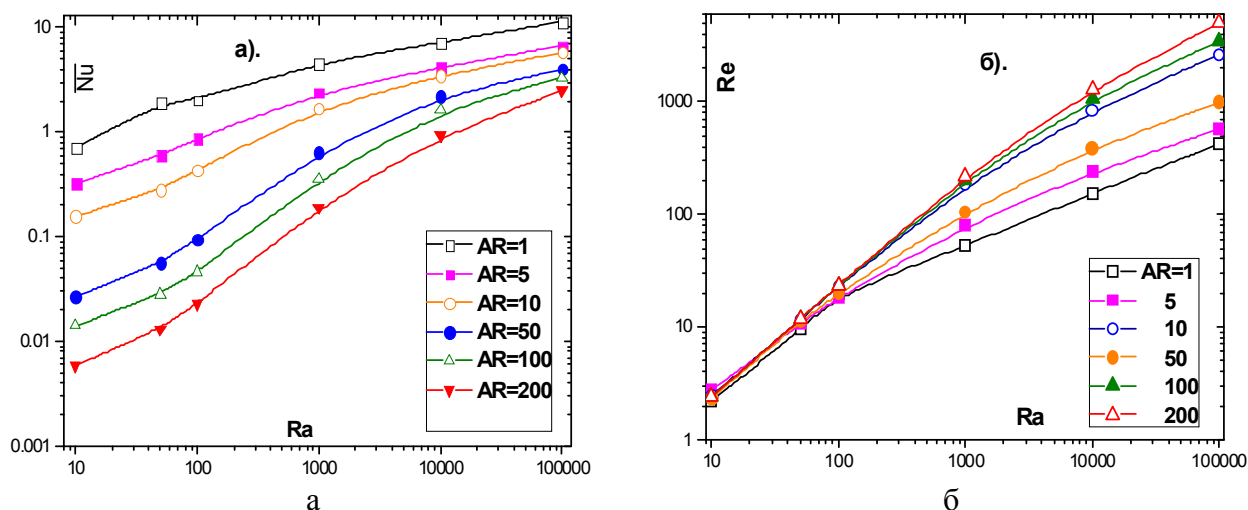


Рисунок 4.6 – Зависимость среднего теплообмена (а) и числа Re в канале (б) от числа Релея и параметра AR

Для расхода газа внутри канала наблюдается обратная картина. В этом можно убедиться, обратившись к Рисунку 4.6,б. Здесь число $Re = 2V_m w / \nu$ характеризует расход газа в прослойке и не изменяется по ее высоте. При малых числах Релея расход газа через канал практически не зависит от его высоты, а по мере увеличения параметра AR и числа Ra тяга воздуха за счет подъемных сил возрастает, что также соответствует физике процесса.

Наиболее наглядно влияние геометрии прослойки на интенсивность теплообмена и число Рейнольдса демонстрируется на Рисунке 4.7. Как видно на Рисунке 4.7,а, интегральный теплообмен с увеличением длины канала уменьшается во всем диапазоне чисел Релея. Однако, темп снижения в области высоких чисел Релея менее значителен, чем при малых Ra . Объяснением этому служит тот факт, что значительную часть протяженных каналов занимает область с очень низким уровнем теплоотдачи (для примера см. Рисунок 4.5,б), а размер зоны с эффективным теплообменом практически остается одним и тем же для каналов различной длины.

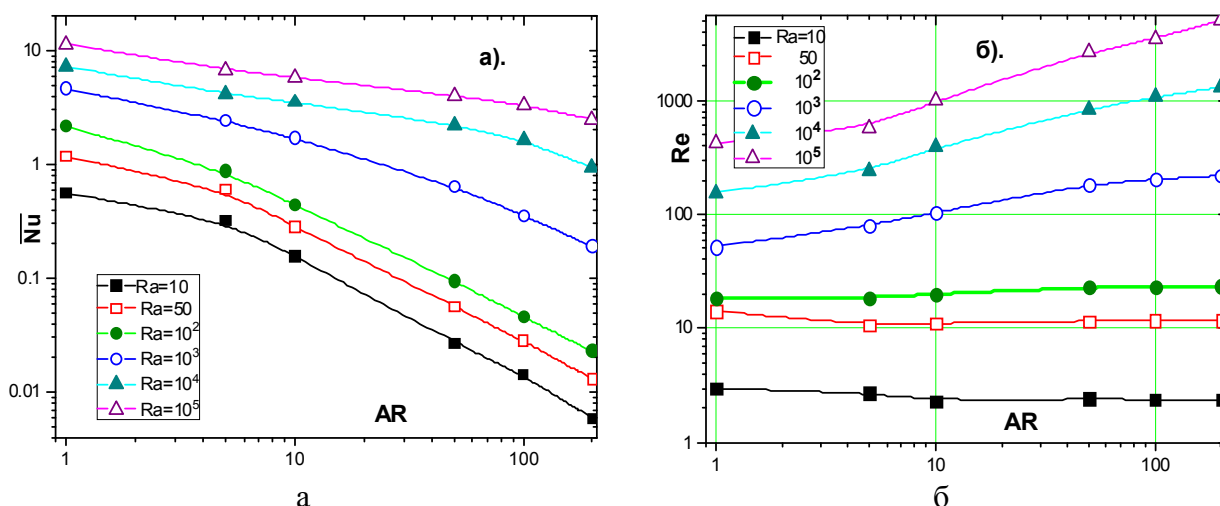


Рисунок 4.7 – Зависимость среднего теплообмена (а) и числа Рейнольдса (б) от высоты прослойки

Число Рейнольдса в канале (Рисунок 4.7,б) в зависимости от длины канала ведет себя сложным образом. При малых числах Релея ($Ra < 10^3$) рост термогравитационных сил за счет увеличения поверхности теплообмена компенсируется потерями на трение. Поэтому в этой области чисел Ra расход газа сквозь канал практически не зависит от его высоты. Более того, при малых удлиннения ($AR < 10$) вначале наблюдается небольшое понижение расхода газа, а затем его стабилизация. В области больших чисел Релея ($Ra > 10^3$) расход газа через канал возрастает по мере увеличения высоты канала, что говорит о превалирующем эффекте подъемных сил по сравнению с трением. Отмеченные особенности поведения тепловых и динамических характеристик при вариации уровня термогравитационных сил являются важными при оптимизационном анализе каналов с параллельными стенками различной протяженности.

4.3 Модифицированное число Релея. Обобщение результатов расчета

При обобщении результатов численных и физических экспериментов по теплоотдаче в вертикальных каналах различной длины Эленбаас [83]

впервые использовал модифицированное число Релея, учитывающего масштаб протяженности канала

$$Ra^* = Ra \frac{w}{L}. \quad (4.7)$$

С использованием модифицированного числа Релея Ra^* в работе [83] получено обобщающее выражение для интегрального числа Нуссельта для каналов различной протяженности

$$Nu_{av} = \frac{1}{24} Ra^* \left[1 - \exp\left(\frac{35}{Ra^*}\right) \right]^{3/4}. \quad (4.8)$$

В работе Бар-Коена и Розенау [1] с использованием метода сращивания решений для свободной конвекции на начальном участке канала и для полностью развитого течения при постоянной температуре стенки получено соотношение для интегральной теплоотдачи в функции модифицированного числа Релея

$$Nu_{av} = \left[\frac{576}{Ra^{*2}} + \frac{2,83}{\sqrt{Ra^*}} \right]^{-1/2}. \quad (4.9)$$

Соотношения (4.8) и (4.9) соответствуют тепловым граничным условиям с изотермическими стенками. Результаты расчета по этим формулам представлены на Рисунке 4.8. Обе эти зависимости располагаются достаточно близко между собой в очень широком диапазоне чисел Релея $Ra^* = 10^{-2} \div 10^5$. Неплохо согласуются с ними и данные численных расчетов настоящей работы. Исключение составляют результаты, полученные для прослоек всех длин при малых числах Релея. Одной из возможных причин такого поведения закономерностей теплообмена объясняется переходу к асимптотическому пределу, наблюдаемому при числах Релея, стремящихся к нулю $Ra \rightarrow 0$.

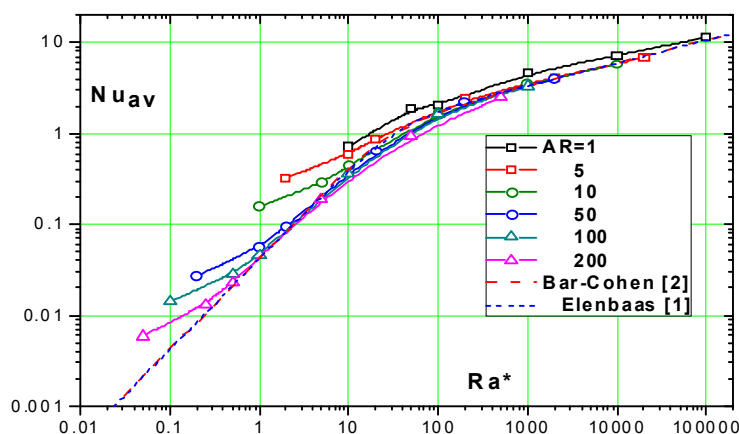


Рисунок 4.8 – Обобщение расчетных данных по средней теплоотдаче в зависимости от модифицированного числа Релея Ra^*

Вторым важным обстоятельством не соответствия численных и аналитических данных является не соответствие условий на входе при этих подходах. Действительно, если обратиться к данным Рисунков 4.2 и 4.3, то становится очевидным, что использование постоянства скорости и температуры на входе является не правомерным. Практически отсутствует в коротком канале участок развивающегося течения, что также противоречит постановке задачи в работах [1; 83; 137]. Тем не менее, в области умеренных чисел Релея и для не очень коротких каналов отмечается согласие результатов численного эксперимента и простых приближенных подходов.

Изменение числа Рейнольдса в каналах различной протяженности в зависимости от модифицированного числа Релея демонстрируется на Рисунке 4.8. В отличие от интегральной теплоотдачи использование параметра Эленбааса Ra^* не приводит к обобщению расчетных данных и все они расслаиваются в зависимости от высоты канала. Причем, как и следовало ожидать, в каналах большей высоты расход воздуха за счет свободной конвекции возрастает. Об этом указывается в работе Olsson [137], где проведен подробный анализ и на основании метода, используемого в работе [1], для теплоотдачи получены расчетные соотношения для числа Рейнольдса при свободной ламинарной конвекции в вертикальном канале с параллельными стенками.

При условии постоянства температуры стенки выражение для числа Рейнольдса имеет вид

$$\text{Re} = \frac{2}{\text{Pr}} \left[\left(4\text{Ra}^* \cdot \text{Pr} \frac{\text{AR}}{f_{app}} \right)^{-0,405} + \left(6,6\text{Ra}^* \cdot \text{Pr}^{1/4} \text{AR}^{0,81} \right)^{-1} \right]^{-1/0,81}, \quad (4.10)$$

где f_{app} – эффективный коэффициент трения, определяемый в работе [137] в соответствии с выводами теории ламинарного течения в каналах [43; 144].

Результаты расчетов по формуле (4.10) для параметров удлинения $\text{AR} = 10$ и 100 представлены на Рисунке 4.9 пунктирными линиями. Как следует из сопоставлений, эти линии идеально совпадают с результатами расчетов настоящей работы во всем диапазоне чисел Релея, что говорит о возможности использования приближенных методов [137] для описания гидродинамики в вертикальных каналах в режиме свободной конвекции.

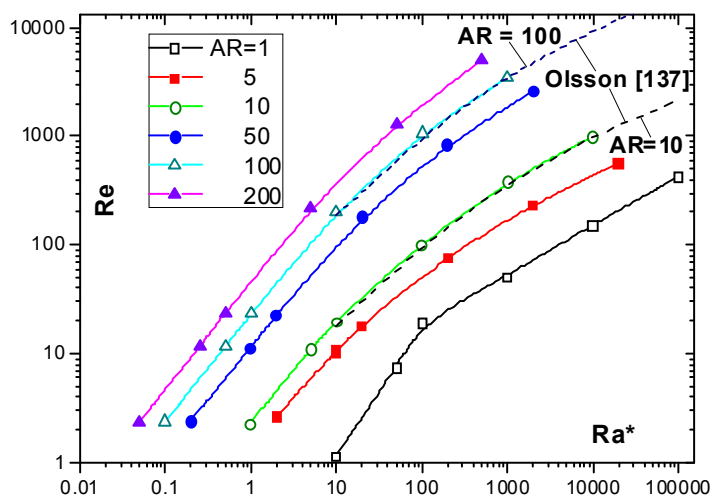


Рисунок 4.9 – Влияние числа Релея на естественно конвективную тягу в каналах различной длины

Для использования закономерностей теплопереноса, полученных при ламинарном течении в каналах [43; 144], все полученные данные можно представить в координатах $\text{Nu}_{av} \sim f(\text{Re})$. Тем самым, течение, создаваемое подъемными силами, условно заменяется вынужденно - конвективным потоком в канале с известным расходом газа. Такое представление, несмотря на

некоторую его условность, позволит более детально проанализировать механизм теплопереноса. Результаты численного эксперимента в такой обработке для всего диапазона изменения определяющих параметров изображены на Рисунке 4.10. По данным этого рисунка можно сделать несколько важных выводов.

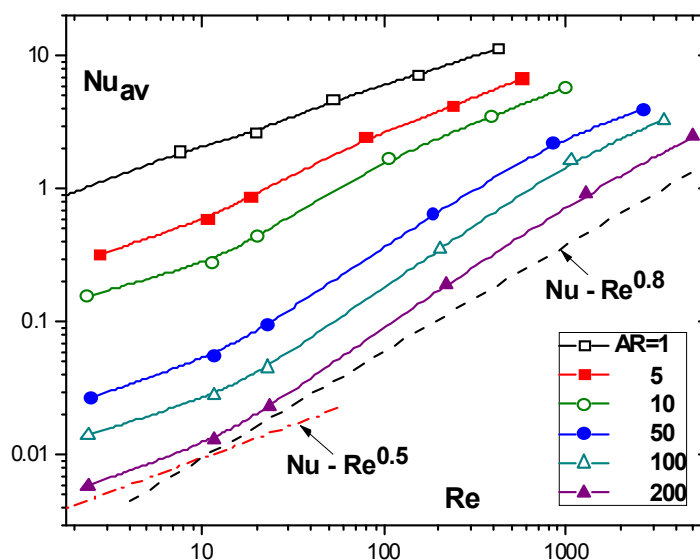


Рисунок 4.10 – Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса в вертикальных каналах в режиме естественной конвекции

Интенсивность средней теплоотдачи сильно зависит от длины канала. Естественно, что с уменьшением его длины, как и для данных на Рисунке 4.7,а, теплообмен значительно возрастает. Это вызвано двумя причинами, во-первых, у коротких каналов возрастает доля вклада от области повышенного теплообмена на начальном участке. Во-вторых, и это особенно сильно проявляется в протяженных каналах, возрастает длина участка, где температура газа достигает температуры стенки и теплоперенос прекращается.

Большинство расчетных кривых на Рисунке 4.10 имеют два характерных участка: с меньшим углом наклона при малых числах Рейнольдса (малые Ra и AR) с большим углом в области высоких чисел Re (большие Ra и AR). Пунктирными линиями на этом рисунке нанесены корреляционные соотношения $Nu_{av} \sim Re^n$, где $n = 0,5$ и $0,8$, соответственно. Очевидно, что та-

кое поведение расчетных данных нельзя трактовать как существование в рассматриваемых условиях двух режимов теплообмена – ламинарного и турбулентного. Тем не менее, отмеченные особенности изменения средней теплоотдачи могут быть использованы при создании новых моделей расчета процессов переноса в вертикальных каналах.

Как отмечалось выше, протяженность области с нулевым тепловым потоком в канале зависит, прежде всего, от его относительной длины L/w . Поэтому оправданным является использование в качестве параметра подобия модифицированного числа Рейнольдса $Re^* = Re w / L$, подобно тому, как это было сделано в работах [1; 83] для числа Релея.

Результаты обработки данных расчета в виде зависимости среднего числа Нуссельта от модифицированного числа Рейнольдса представлены на Рисунке 4.11. Отметим, что в отличие от Рисунок 4.10, можно видеть тенденцию к обобщению данных. Однако полного совпадения результатов расчета здесь не наблюдается. Точно так же, как и на Рисунке 4.8, в области малых чисел Re^* происходит отклонение от общей зависимости с выходом на постоянное значение, соответствующее асимптотическому пределу при малых числах Релея (Рисунок 4.8) или Рейнольдса (Рисунок 4.11).

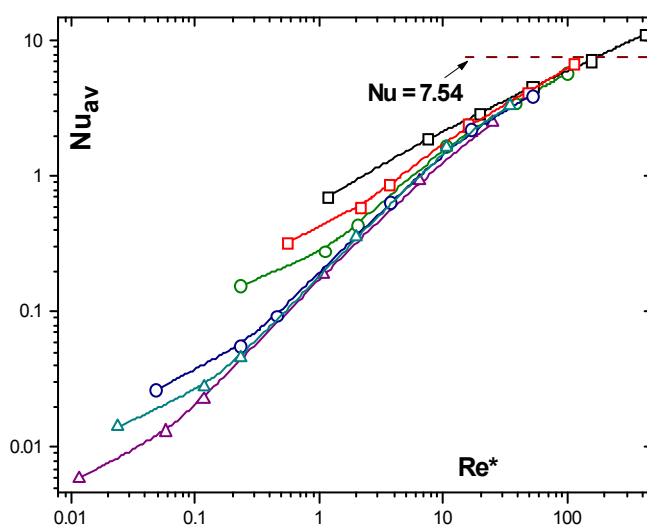


Рисунок 4.11– Средняя теплоотдача в каналах в зависимости от модифицированного числа Рейнольдса для каналов различной протяженности.

Обозначения соответствуют Рисунок 4.10

Пунктирная линия на Рисунке 4.11 соответствует точному решению тепловой задачи для вынужденного ламинарного течения на стабилизированном участке между двумя параллельными пластинами с постоянными температурами $Nu = 7,54$ [14; 144]. Эта линия является ориентиром для оценки уровня интенсивности теплоотдачи в каналах при естественной конвекции. Как видно, практически все полученные данные лежат ниже этого предела, что говорит о значительном снижении теплообмена по сравнению с развитым течением в канале. Исключение составляют только данные для очень коротких каналов ($AR = 1$) и при больших числах Релея.

Выводы по Главе 4

1. Представлены результаты численного исследования течения и свободно – конвективного теплообмена в вертикальном зазоре между двумя неограниченными изотермическими пластинами в широком диапазоне параметра удлинения ($AR = 1 \div 200$) и модифицированного числа Релея ($Ra^* = 10^{-2} \div 10^5$). Установлены закономерности изменения локальной теплоотдачи по длине канала при вариации его длины и уровня подъемных сил.

2. Показано, что у каналов большой протяженности большую его часть может занимать зона с температурой газа близкой к температуре стенки, что может приводить к существенному понижению среднего числа Нуссельта. При этом с ростом подъемных сил, как и следовало ожидать, теплообмен и расход газа возрастают. Увеличение высоты канала усиливает конвективную тягу газа, но значительно снижает среднюю теплоотдачу.

3. Использование модифицированных значений чисел Релея и Рейнольдса позволяет обобщить численные данные для каналов различной длины и различного уровня термо-гравитационных сил. Исключение составляет

область малых чисел Релея, причины которого требуют более детальных экспериментальных и компьютерных исследований.

ГЛАВА 5 ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В КАНАЛЕ С ИЗОТЕРМИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ ПРИ НАЛИЧИИ ОРЕБРЕНИЯ

В предыдущей главе, была изучена свободная конвекция в вертикальных гладких каналах с изотермическими стенками на разных высотах канала. В данной главе эти исследования будут развиты на случай наличия в канале оребрения. Это очень важная в научном и техническом плане проблема в настоящее время изучена очень слабо.

Необходимость изучения этой задачи связана с тем, что в наши дни это направление является важным во многих областях науки и приложений, таких как охлаждение электронных и электрических устройств и оборудования, в химико-технологических процессах, сооружениях строительной отрасли, солнечных коллекторах при нагревании и охлаждении зданий (вентиляционные системы), вентилируемые фасады, а также в дымоходах и т.д. Чтобы растущие потребности в таких технологиях приводили к новым усовершенствованиям на стадии проектирования устройств и повышения эффективности этих систем, необходимо определить рабочие параметры с улучшенным теплопереносом и максимизации количество протекающей жидкости внутри канала.

На сегодняшний день накоплена большая база данных экспериментальных и численных исследований по развитию потока и улучшению теплообмена в вертикальных каналах или оболочках между параллельными пластинами [38; 113; 117; 121; 122; 132; 133; 167].

В некоторых технических устройствах элементы шероховатости различных форм и размеров могут быть расположены на поверхности пластины. В этом случае между элементами образуются отрывные потоки, которые могут оказать значительное влияние на скорость подъема газа и передачу теплоты. Экспериментальные и численные исследования отрывных потоков в каналах при ламинарной конвекции были начаты давно. Среди существую-

щих работ можно отметить наиболее важные и интересные исследования [60; 79; 81; 96; 150-153; 163-165; 181].

Было экспериментально и численно показано сильное влияние ребра внутри прослойки на структуру потока и распределение коэффициента теплопередачи вдоль высоты канала. Кроме того, теплопроводность материала ребер (адиабатическое или изотермическое ребро с бесконечно большим коэффициентом теплопередачи) сильно влияет на характер теплопередачи. Так, согласно данным [60; 151; 153; 163-165], для адиабатических ребер-барьеров интенсивность передачи тепла может быть ниже, чем у гладкого канала, и в точке установки ребра она стремится к нулю. Только в точке присоединения отрывного потока передача тепла несколько выше, чем в гладком канале, а затем она релаксирует до уровня безотрывного потока. Кроме того, снижение теплопередачи также может быть связано с уменьшением расхода газа через канал из-за увеличения гидравлического сопротивления канала.

Для ребер с высокой теплопроводностью ситуация отличается: как показано в работах [60; 64; 65; 79; 165], в точке установки ребра и на его поверхности наблюдается резкое увеличение теплоотдачи из-за интенсивного теплообмена между потоком и поверхностями ребер. Сложные сценарии развития потока в этом случае обусловлены влиянием большого числа различных противодействующих факторов; такие как отрыв потока, его повторное присоединение, развитие поверхности теплообмена, изменение скорости потока газа и другие параметры. Эти проблемы подробно обсуждаются для открытых и закрытых полостей в работах [46; 87; 146; 163; 165]. В то же время форма препятствия и число Рэлея могут оказать сильное влияние на поле течения и закономерности конвективного теплообмена. Такие данные можно найти в работах [78; 79; 96].

Подводя итог краткому обзору, следует отметить, что исследования физики отрывных потоков в каналах с естественной конвекцией ограничены и фрагментированы, и в этой области нет систематических исследований.

Трудно создать полную картину явления с использованием имеющихся данных и перенести их в другую геометрию или условия работы.

5.1 Изучение влияния высоты адиабатного ребра, расположенного на одной из симметрично нагреваемых стенок

Схема течения демонстрируется на Рисунке 5.1. Две вертикальные параллельные пластины с постоянной и одинаковой температурой T_H расположены на расстоянии w друг от друга. Высота их равна H , а параметр удлинения в расчетном исследовании не изменялся $AR = 10$.

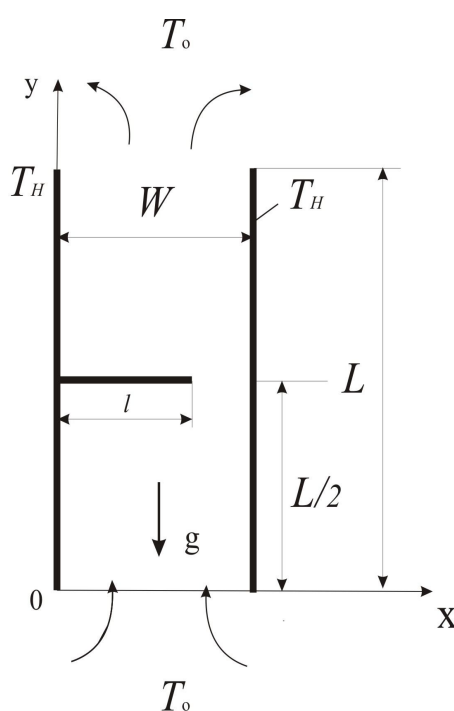


Рисунок 5.1 – Схема течения в канале с ребром

Посередине канала ($y/L = 5$) на одной из стенок располагалось тонкое (толщиной равной шагу расчетной сетки) не теплопроводное ребро варьируемой высоты $l/w = 0 \div 0,8$. Сторона, на которой располагалось ребро, для краткости будем называть левой, а противоположную стенку – соответствен-

но, правой. Температура окружающей среды до входа и после выхода из канала была одной и той же и она была ниже температуры стенок $T_H > T_0$.

Характеристики ламинарного течения и теплообмена в канале рассчитывались в диапазоне чисел Релея $Ra = 10^2 \div 10^5$, а число Прандтля было постоянным $Pr = 0,7$ (рабочая среда-воздух).

Перейдем к обсуждению результатов расчета. На Рисунках 5.2 и 5.3 представлены типичные картины распределения параметров в присоединенных областях и внутри канала. Как это было показано ранее в Главах 3 и 4, течение начинает формироваться задолго до входа в канал (Рисунок 5.2). В самом же канале (Рисунок 5.3) установка ребра на одной стенке приводит к не симметрии течения и образованию отрывной зоны. Особенно ярко это видно на визуализации поля продольной скорости (Рисунок 5.3,б), в то время как температура (Рисунок 5.3,в) в пристенной части практически не изменяет свою величину, приводя только к «распуханию» теплового пограничного слоя.

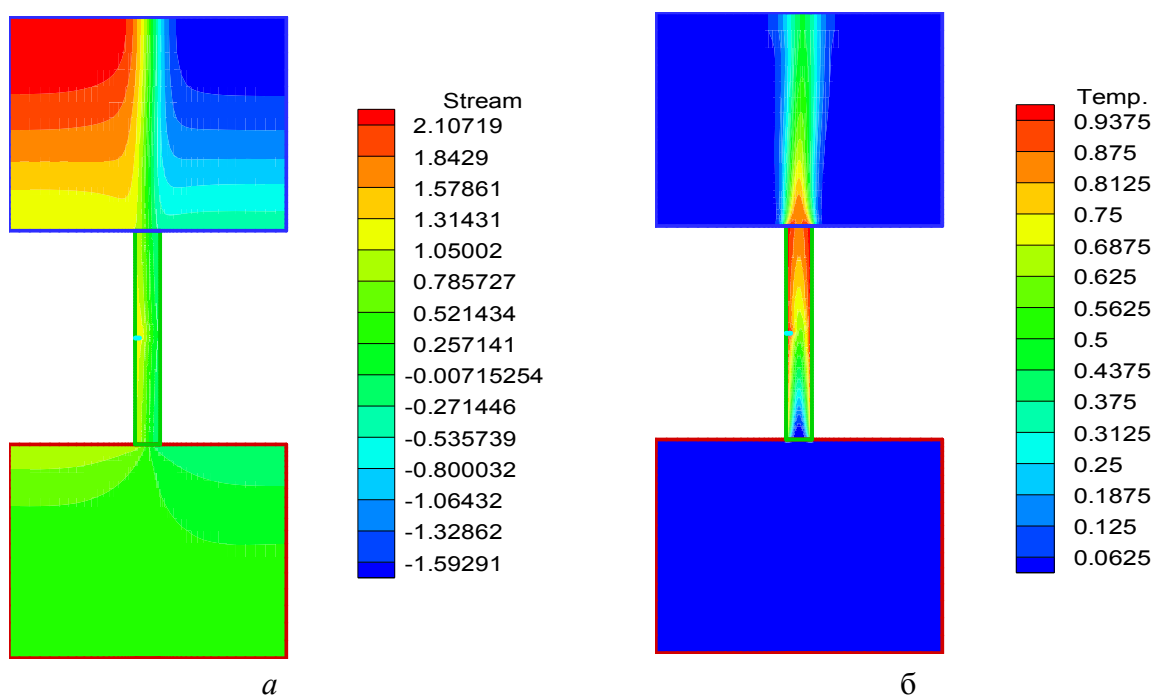


Рисунок 5.2 – Линии тока (а) и поле температур (б) в присоединенных областях канала с ребром. $l/w = 0,2$, $Ra=10^3$

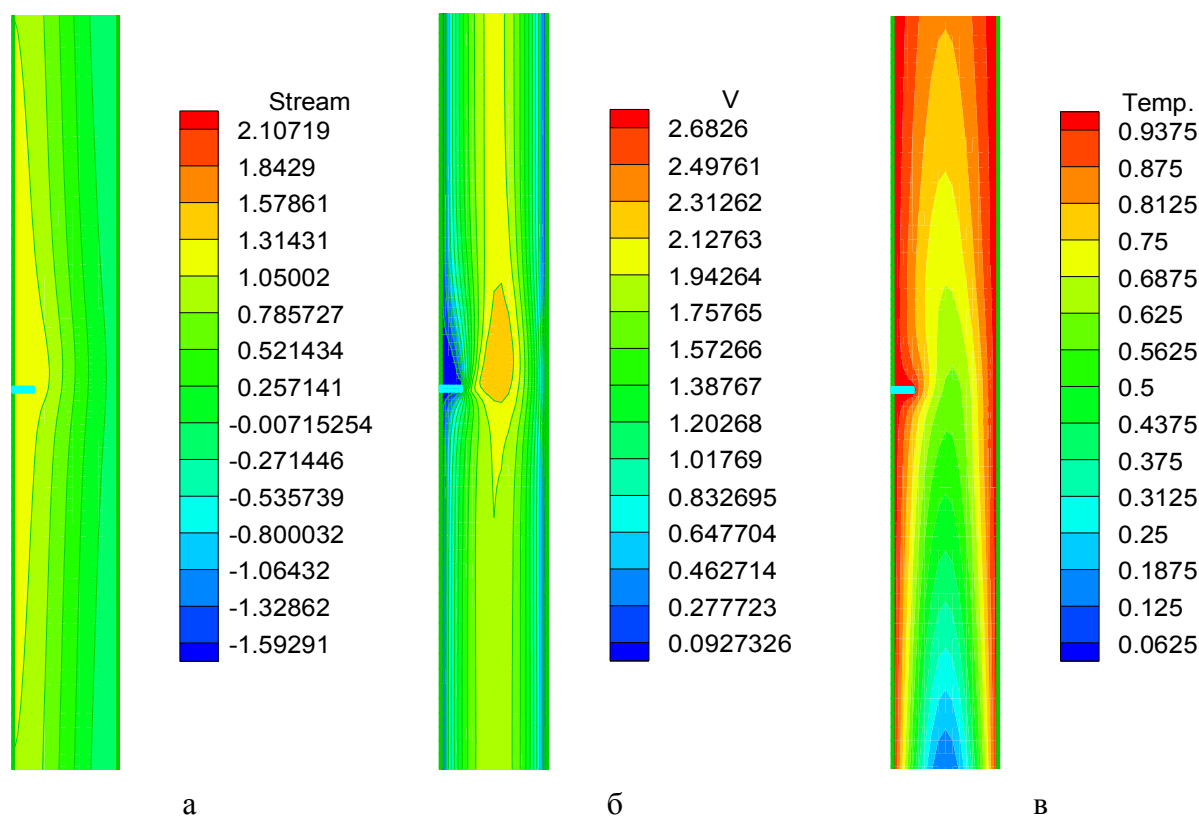


Рисунок 5.3 – Линии тока (а), продольные скорости(б) и температуры (в) внутри канала с ребром. $l/w = 0,2$, $Ra = 10^3$

Отмеченные особенности формирования течения можно также проследить и на расчетных профилях скоростей и температур по всей высоте канала. Такие данные представлены на Рисунке 5.4. Здесь, как и далее ребро высотой $l/w = 0,8$ располагалось на левой стенке канала. Во входном сечении профиль скорости кроме пристенных областей является равномерным (Рисунок 5.4,а). Затем, к четверти канала за счет подтормаживания ребром течение имеет два ярко выраженных максимума в окрестности стенки. За сечением отрыва ($y/H = 0,5$) возникает возвратное течение и скорость на оси отрицательная. Удивительно, но зона обратного тока выходит за пределы канала и имеет место подсос газа из окружающей среды.

Все это сказывается и на тепловом поле внутри канала (Рисунок 5.4,б). Если в начальных сечениях канала профиль температуры равномерен, то после ребра наблюдается его не симметрия, а выходном сечении температура на оси значительно понижается за счет интенсивной эжекции газа из окружающей среды.

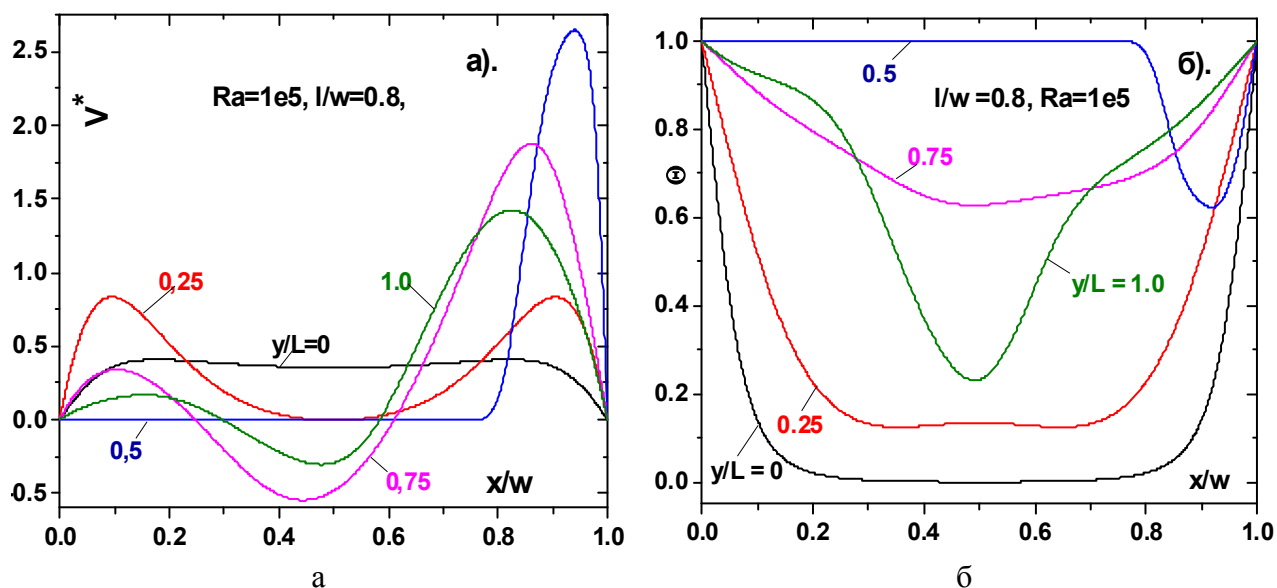


Рисунок 5.4 – Профили скорости (а) и температуры (б) в различных сечениях канала
 $Ra = 10^5$, $l/w=0,8$

Более ясно представить физику процесса позволяют распределения статического давления на оси канала. Такие данные демонстрируются на Рисунке 5.5.

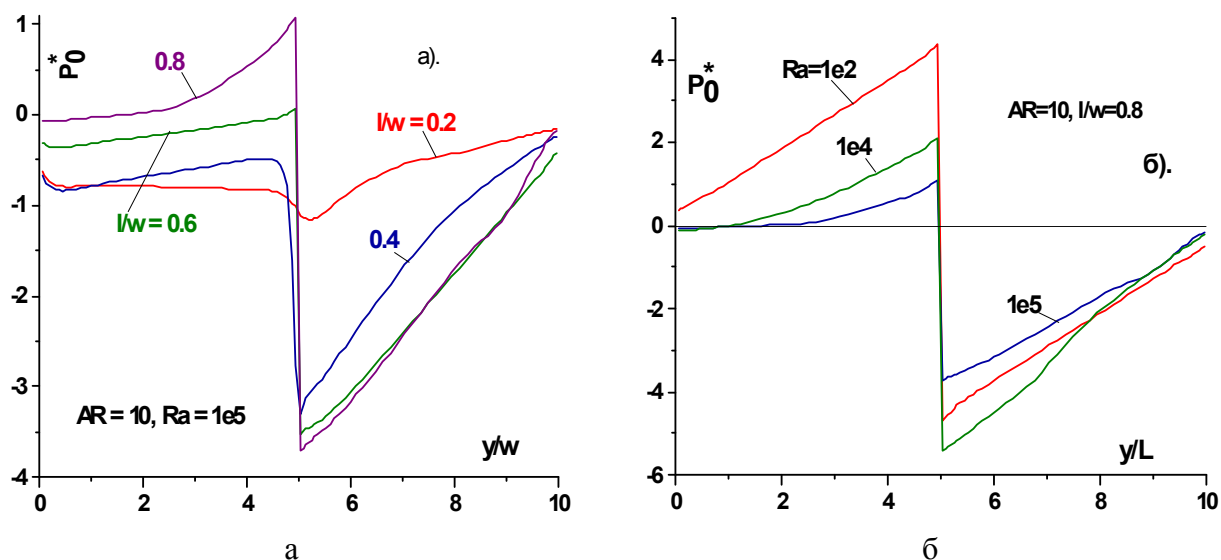


Рисунок 5.5– Распределение давления по оси канала с не симметричным ребром:
 а) влияние высоты ребра; б) влияние числа Релея

Вначале отметим общую тенденцию поведения расчетных данных. До места установки ребра ($y/w = 5$) давление во всех случаях возрастает за счет

торможения потока препятствием. Далее, сразу за ребром, давление скачкообразно сменяется на разрежение и потом начинает медленно восстанавливаться до атмосферного в окружающей среде. По мере увеличения высоты ребра (Рисунок 5.5,а) и числа Релея (Рисунок 5.5,б) величины максимального и минимального давлений возрастают. Однако для ребер высотой $l/w > 0,3$ уровень разрежения в точке отрыва стабилизируется и прекращает практически зависеть от их высоты.

Рисунок 5.6, на котором дано изменение скорости по оси канала, дает наглядное представление о структуре течения газа с отрывом потока. Для любой высоты ребра вначале наблюдается торможение потока, а затем его резкое возрастание в «горле» канала. В отрывной области скорость резко понижается и потом постепенно подрастает до уровня примерно соответствующее его значению на входе, что говорит в пользу полного восстановления до значений при отсутствии отрыва. Исключение из общей картины составляет случай небольшой высоты ребра ($l/w = 0,2$), когда отрывная область не столь ярко проявляется.

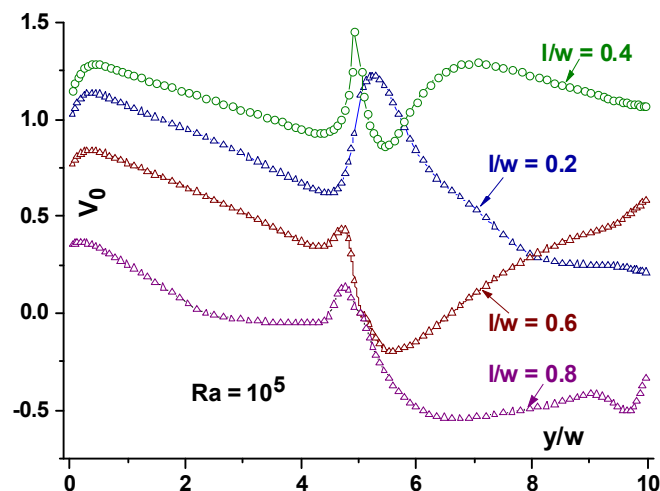


Рисунок 5.6 – Изменение скорости на оси канала при вариации высоты ребра

Важным является и тот факт, что у высоких ребер ($l/w > 0,6$) на оси наблюдается возвратное течение, которое для случая $l/w = 0,8$ распространяется на все протяжении канала вплоть до выхода. Следует ожидать, что для

инных чисел Релея и геометрии канала AR , картины распределения скоростей, давлений и температур также будут претерпевать изменения, что, естественно будет сказываться на интенсивности теплоотдачи.

Изменение локального числа Нуссельта $Nu = 2\alpha w / \lambda$ по высоте канала при установке самого высокого ребра $l/w = 0,8$ при вариации числа Ra демонстрируется на Рисунке 5.7. Значение числа Nu на левой (где расположено ребро) и правой (ребро отсутствует) стенке, в силу отсутствия симметрии течения, принципиально отличаются между собой. Так на правой гладкой стенке в сечении ребра за счет ускорения потока формируется значительный локальный максимум.

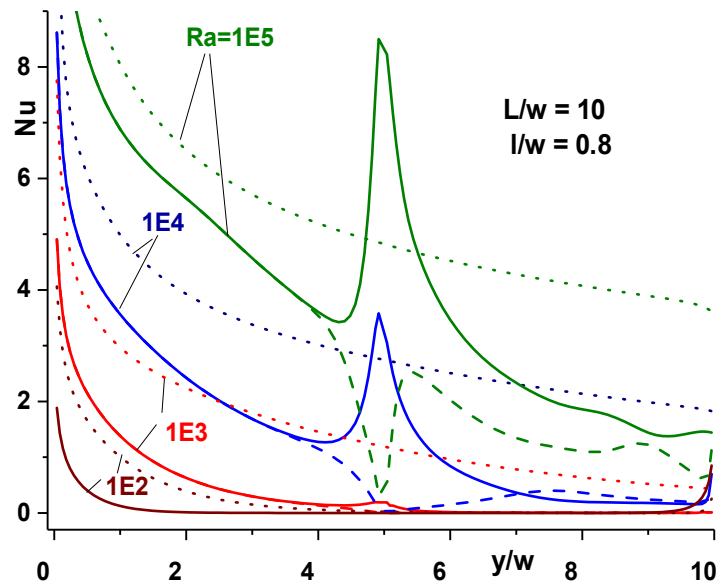


Рисунок 5.7 – Изменение теплоотдачи по длине канала. Сплошные линии - гладкая стенка (правая), пунктир-стенка с ребром (левая), точки – канал без ребра

Напротив, на стенке с ребром, из-за торможения потока в месте сопряжения ребра со стенкой при всех числах Релея теплоотдача близка к нулю. Течение в канале до ребра в целом сохраняет симметрию, поэтому интенсивность теплообмена на правой и левой стенках одинакова. В области за ребром, где формируется отрыв потока, течение не успевает восстановиться и число Nu на левой стенке заметно ниже, чем на правой.

Влияние высоты ребра на теплоперенос наглядно демонстрируется на Рисунке 5.8. Так же, как это было показано на Рисунке 5.7, теплообмен на обеих стенках, при всех значениях высоты ребра, за исключением самого большого $l/w = 0,8$, в зоне до отрыва потока практически одинаков и совпадает по величине в канале без преграды. Распределение числа Нуссельта на высоте левой стенки за преградой (Рисунок 5.8,а) принципиально отличается от такового на правой стенке (Рисунок 5.8,б). Уровень интенсивности теплопереноса здесь всегда ниже, чем в гладком канале и его величина значительно понижается для более высоких ребер. При этом следует иметь в виду, что кроме структурных изменений аэродинамики течения, вызванных отрывом потока, большое влияние может оказывать расход газа через канал, который формируется подъемными силами и его величина зависит не только от числа Релея, но и высоты преграды.

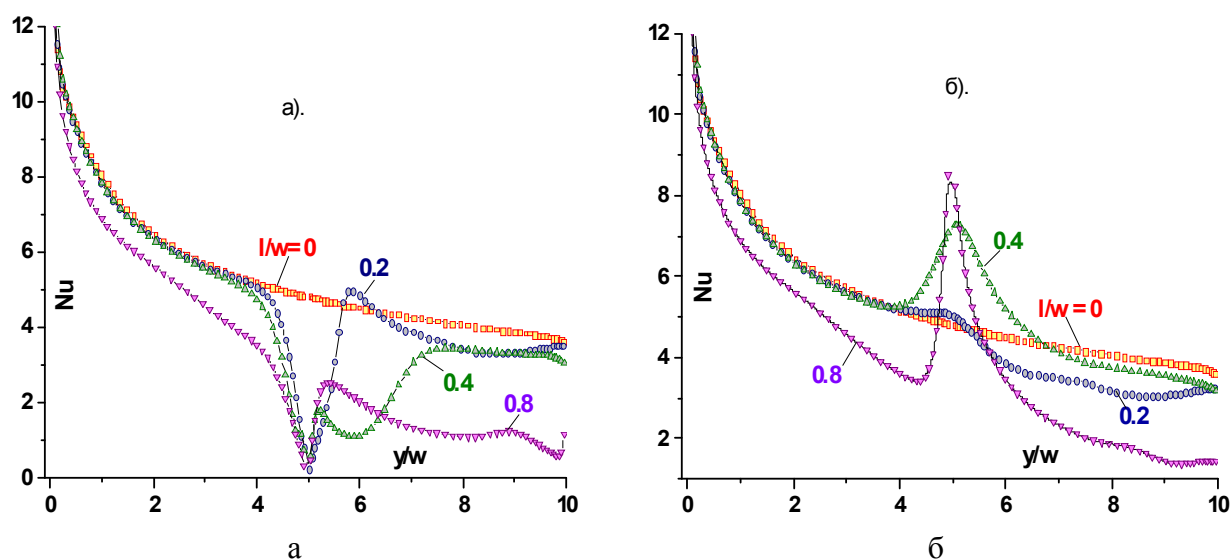


Рисунок 5.8 – Влияние высоты ребра на локальный теплообмен. $Ra = 10^5$:

а) – левая стенка, б) – правая стенка

Зависимость числа Рейнольдса $Re = 2V_m w / \nu$, где V_m – среднемассовая скорость в канале, и интегрального по высоте числа Нуссельта Nu_m демонстрируются на Рисунке 5.9,а и 5.9,б, соответственно. Здесь представлены результаты для гладкого канала, канала с ребром на обеих стенках (симметричная геометрия) [32] и на одной стенке (несимметричная геометрия) с такой

же суммарной высотой ребра ($l/w = 0,8$), что и для симметричного случая. Как видно, наличие ребра приводит к значительному (в 3÷5 раз) снижению числа Рейнольдса, причем эта разница практически не меняется во всем диапазоне чисел Релея. В то же время, конвективная тяга в канале слабо зависит (не более 30%) от того, на одной ли стенке расположено ребро, или же на обеих. Превалирующим фактором здесь является суммарная высота ребра. Расчеты также показали весьма сложные закономерности изменения конвективной тяги от высоты ребра l/w , что требует своего дополнительного изучения.

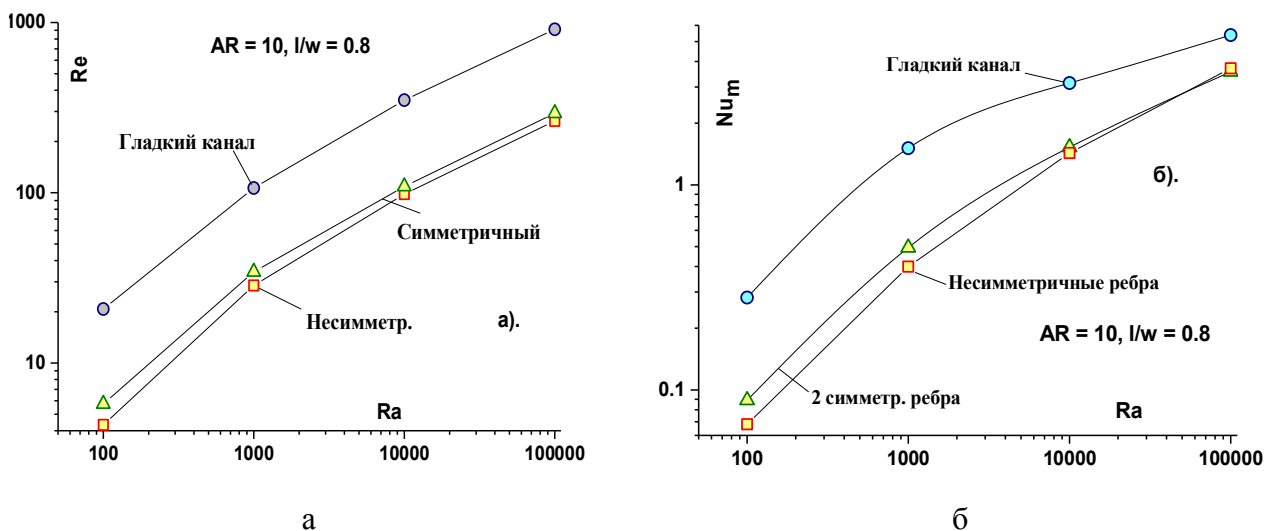


Рисунок 5.9 – Число Рейнольдса (а) и интегральный теплообмен (б) в гладком и оребренном каналах

Из-за более высокого значения конвективной тяги интегральный теплообмен в гладком канале также сильно возрастает по сравнению с каналом при наличии ребра. Это наглядно следует из Рисунка 5.9,б, где показаны расчетные данные для среднего по обеим стенкам числа Нуссельта. Особенно сильно установка ребра подавляет теплообмен при малых числах Релея. Действительно, при $Ra = 10^2$ теплоотдача в оребренном канале снижается более чем в 4 раза, а в области высоких чисел Релея ($Ra = 10^5$) всего на ~50%. Интенсивность среднего теплообмена, как и величина конвективной тяги, практически не зависит от того, симметрично ли расположены ребра на противо-

положных стенках, или только на одной стенке, но при одной и той же суммарной их высоте. При этом в области малых чисел Релея более интенсивно теплообмен протекает при симметричной установке ребер на противоположных стенках.

5.2 Отрыв потока при симметрично расположенных ребрах на обеих стенках канала

Целью данного раздела является численное исследование особенностей поведения динамических и тепловых характеристик при симметричной установке двух ребер одинаковой высоты в середине канала высотой (Рисунок 5.10). Как и в предыдущей главе ребра были изотермическими и бесконечно тонкими. Высота каждого из них составляла $l/w = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$, так что была возможность прямого сопоставления с не симметричными ребрами при одинаковой их суммарной высоте.

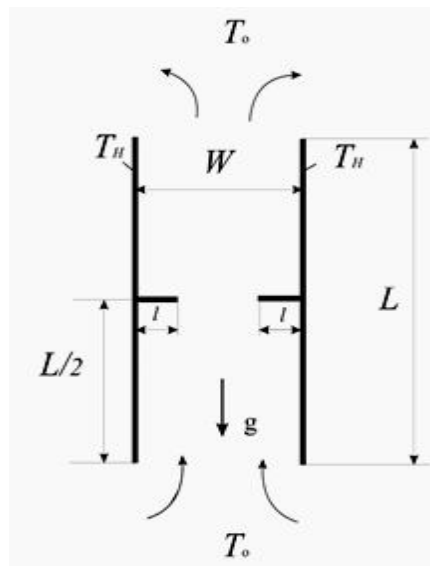


Рисунок 5.10 – Схема задачи с симметричным расположением ребер

Число Релея изменялась в том же диапазоне ($Ra = 10^2 \div 10^5$), а высота канала была неизменной $AR = 10$. Визуализация течения, а также поля давлений и температур в канале с симметрично расположенными ребрами демонстрируется на Рисунке 5.11. На распределениях линий тока и скорости четко фиксируется зона отрыва потока, которая распространяется в рассматриваемом случае примерно на $1 \div 1,5$ калибра. Поле давлений всюду, за исключением области отрыва и присоединения потока постоянно по ширине канала. Важно отметить, что поле температур после входа в канал быстро принимает температуру стенки, поэтому любые изменения в гидродинамике течения не будут оказывать влияние на интенсивность теплопереноса.

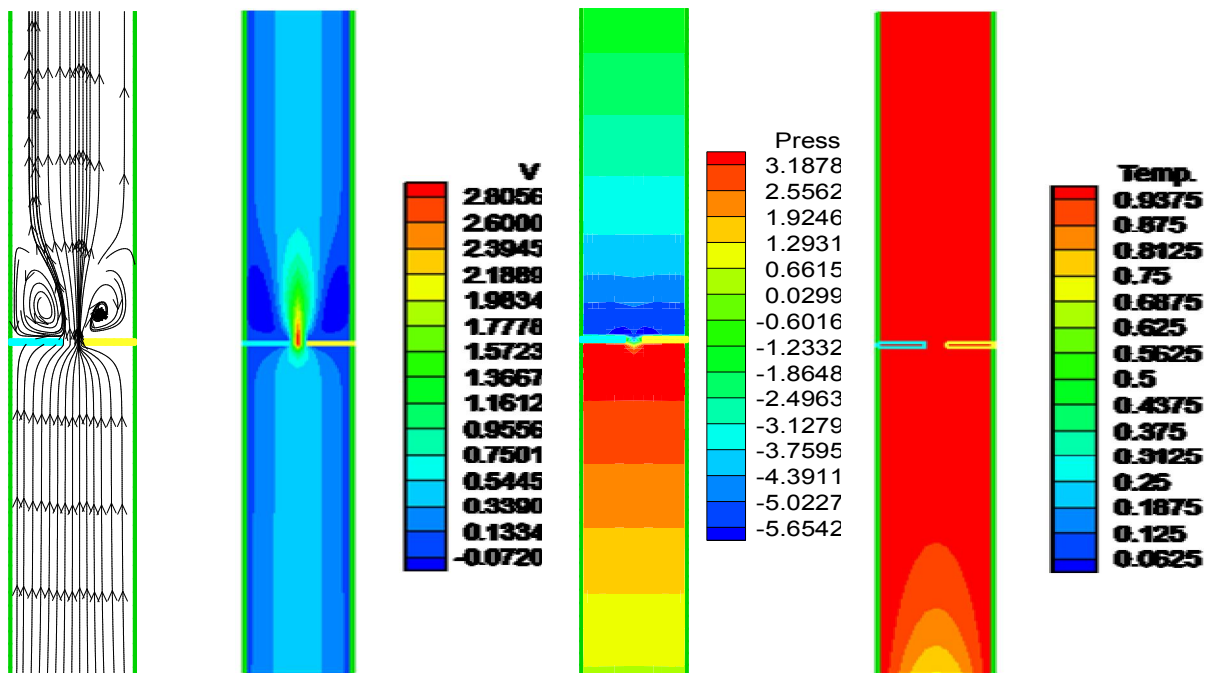


Рисунок 5.11 – Линии тока, поля скоростей, давлений и температур в канале с симметричными ребрами. $l/w = 0,4$, $Ra = 100$

Данные по аэродинамике течения для ребристого канала представлены на Рисунке 5.12. По аналогии с предыдущими результатами рассмотрен случай установки ребер с максимальной для данных исследований высотой $l/w = 0,4$. Таким образом, можно сравнить предельные случаи конвекции, развивающиеся в отсутствие препятствий и для ребер максимальной высоты при экстремальных значениях числа Рэлея. Согласно Рисунку 5.12,а, где по-

казаны профили продольной скорости при слабой конвекции ($Ra = 10^2$), профиль скорости является неизменным по всей длине канала, за исключением области, расположенной рядом с местом установки ребра $y/H \sim 0,5$. Здесь поток резко сужается, и из-за сохранения расхода газа скорость возрастает. Если исключить эту область, то профили скорости аналогичны для случая потока в гладком канале (Рисунок 4.2,а), с той лишь разницей, что абсолютное значение скорости в присутствии ребра значительно меньше, чем в его отсутствие. Это связано с увеличением сопротивления потоку из-за установки препятствий в канале.

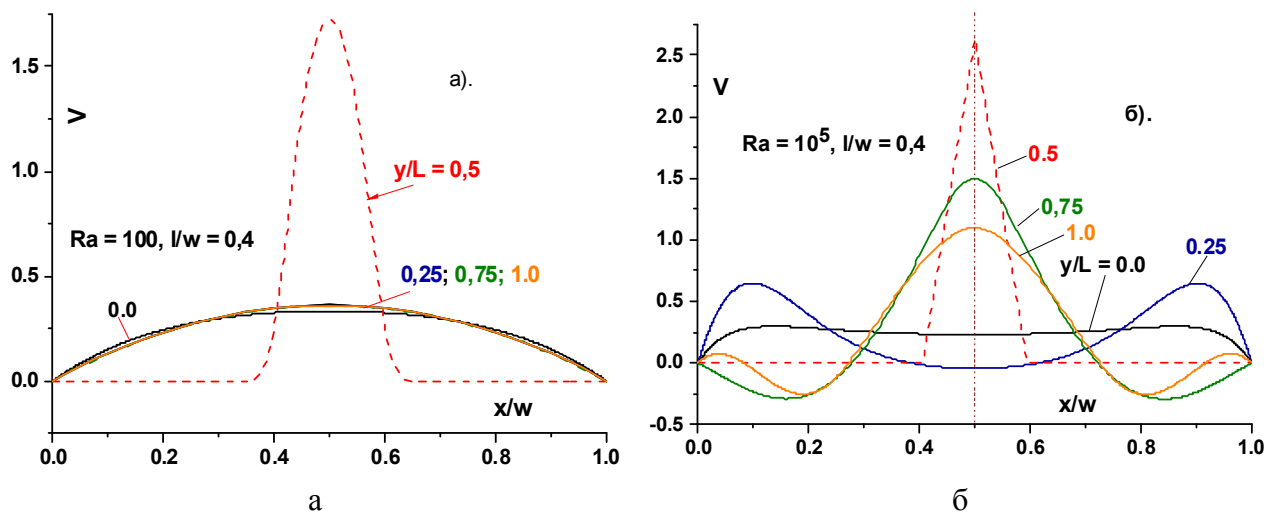


Рисунок 5.12 – Развитие течения в канале с симметричным расположением ребер
а) $Ra = 10^2$; б) $Ra = 10^5$

Поток в канале с препятствием при высоком числе Рэлея ($Ra = 10^5$, Рисунок 5.12,б) претерпевает сложную деформацию. В начальных сечениях, как и при отсутствии препятствий, профиль канала, близкий к «ударному» на входе, трансформируется в «седлообразный» профиль при $y/H \sim 0,25$, а затем, после поджатия потока и отрыва его позади ребра, минимум на оси изменяется на максимум. В области стенки, где отрыв потока сказывается на течении наиболее сильно, формируются интенсивные зоны обратного потока, поэтому здесь продольная скорость отрицательна.

Влияние высоты ребра на профили скорости и температуры можно детально увидеть на Рисунке 5.13. Здесь показано изменение этих параметров на выходе канала $y/H = 1$ при изменении $l/w = 0 \div 0,4$. При низких числах Рэлея (Рисунок 5.13,а) профили скорости на выходе аналогичны друг другу, независимо от высоты препятствия. Разница заключается только в масштабе скорости, который значительно уменьшается (~ 5 раз) с увеличением высоты ребра.

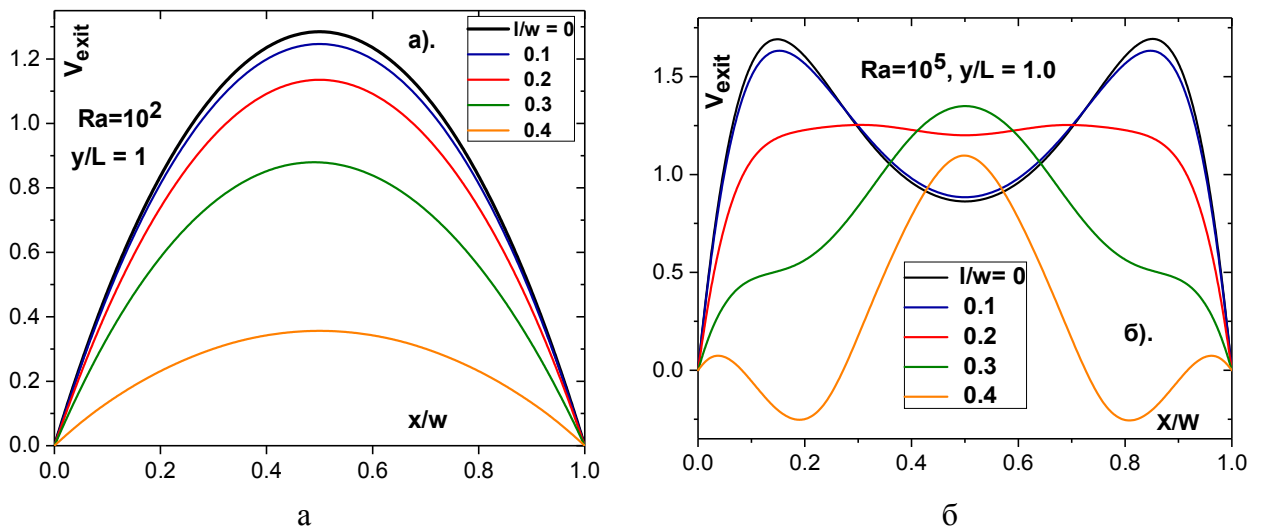


Рисунок 5.13 – Влияние высоты ребер на профили продольной скорости на выходе из канала

При интенсивной конвекции ($Ra = 10^5$, Рисунок 5.13,б) проявляются существенные различия в сценариях развития потока в канале на разных высотах препятствий. Действительно, для гладкого канала или при низкой высоте ребра ($l/w \leq 0,1$) профиль имеет максимум в области вблизи стенки. При $l/w = 0,2$, распределение скорости выравнивается и при дальнейшем увеличении высоты ребра $l/w \geq 0,3$, эффект отрыва потока за ребрами начинает доминировать.

Профили температуры газа на выходе канала показаны на Рисунке 5.14. Для почти всех высот ребра величина Θ_{exit} близка к нулю при низких числах Рэлея, что указывает на полное тепловое равновесие между газом и стенкой.

Эту тенденцию можно увидеть на Рисунке 5.14,а, где профили температуры аналогичны друг другу, за исключением случая очень высокого ребра ($Ra = 10^5$, Рисунок 5.6,б), когда эффект отрыва потока становится очевидным. Напротив, при высоких числах Рэлея (Рисунок 5.15,б) значение Θ_{exit} на оси канала близко к единице, а температура газа здесь равна значению в окружающем пространстве. Кроме того, для высокого ребра отрыв потока усиливает процессы смешивания в канале, а температура на оси постепенно приближается к температуре стенки $\Theta_{exit} \rightarrow 0$.

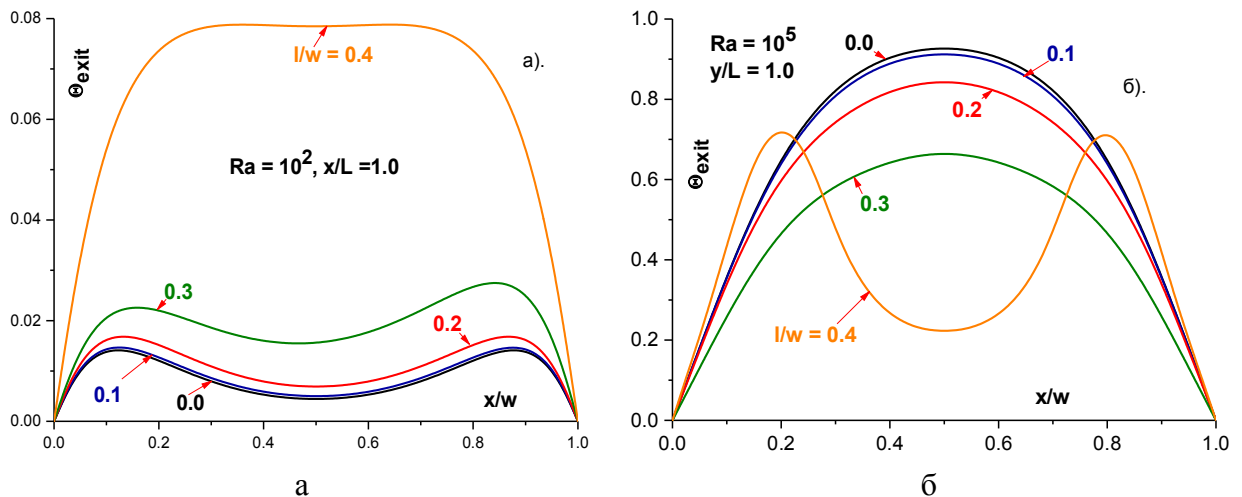


Рисунок 5.14 – Температурный профиль на выходе канала при изменении высоты ребра
а) $Ra = 10^2$; б) $Ra = 10^5$

Для более глубокого понимания аэродинамических и тепловых процессов, возникающих при исследованиях свободной конвекции в каналах с ребрами, важно распределение параметров вдоль высоты канала на его оси. Эти данные представлены на Рисунке 5.15 для продольной скорости и на рисунке 5.8 для температуры. Как уже обсуждалось ранее, здесь рассматриваются предельные случаи течения при слабой и сильной конвекции.

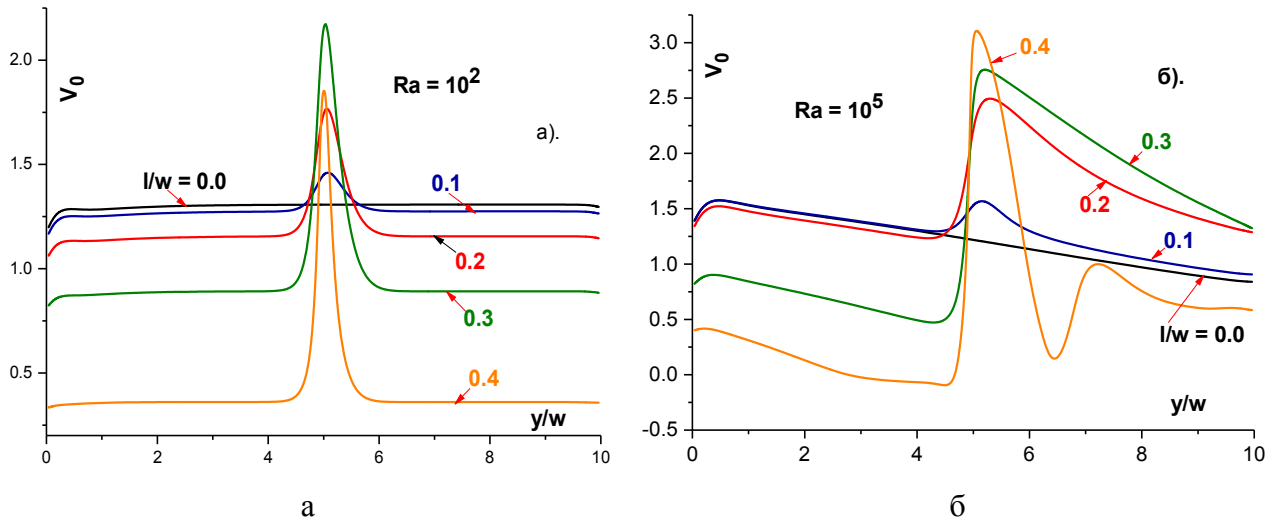


Рисунок 5.15 – Изменение аксиальной скорости на оси канала при различной высоте ребер
 а) $Ra = 10^2$; б) $Ra = 10^5$

При $Ra = 10^2$ (Рисунок 5.15,а) значение скорости на оси вдоль высоты канала остается неизменным, за исключением небольшой области, расположенной рядом с входом в канал, и непосредственно в месте установки ребра. Это говорит о том, что во всех случаях поток является развитым на большей части канала, что подтверждается данными Рисунка 4.5. При высоких числах Рэлея ($Ra = 10^5$, Рисунок 5.15,б) стабилизации течения не наблюдается из-за сложного перераспределения потока газа, подобных профилю в пристенной струе. Наиболее сложное изменение скорости на оси канала наблюдается для высокого ребра $l/w = 0,4$, что обусловлено как сильным поджатием потока в узком поперечном сечении, так и увеличением эффекта отрыва потока.

Характер распределения температуры по оси канала вдоль его высоты, показанный на Рисунке 5.16, завершает картину развития динамических и тепловых полей свободно - конвективного потока. Согласно данным Рисунка 5.16,а, при $Ra = 10^2$ все тепловые процессы завершаются примерно в первой половине канала. Фактически, начиная с $y/H \sim 0,5$, относительная температура равна $\Theta_0 = 0$, что указывает на то, что газ достигает температуры стенки. В общем, распределение температуры вдоль канала с различными ребрами сходно друг с другом, а имеющиеся количественные различия

обусловлены увеличением процессов смешивания каналов с более высокими ребрами.

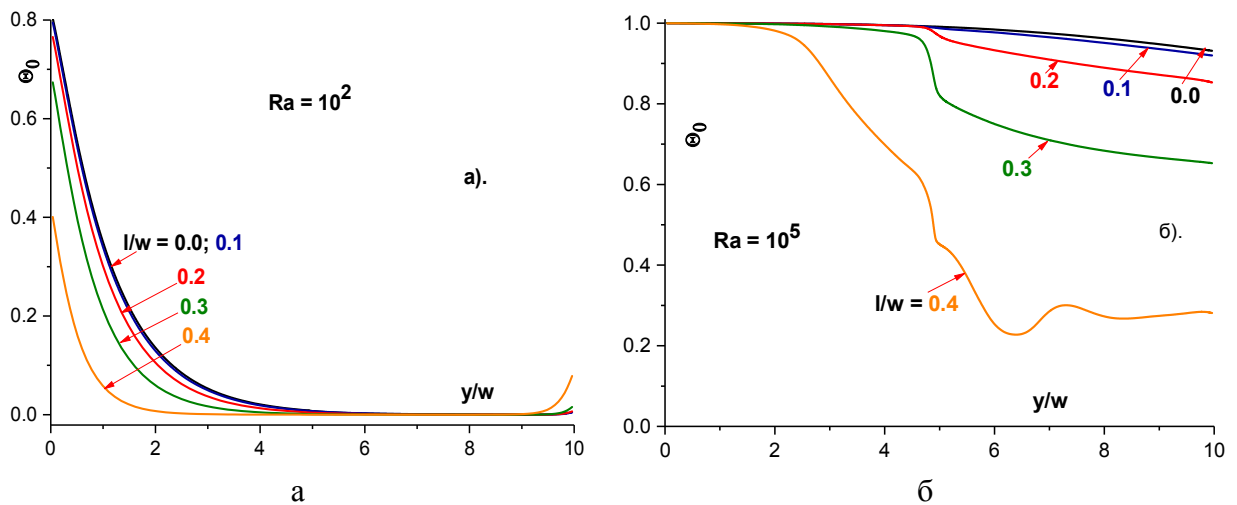


Рисунок 5.16 – Температура газа на оси канала при различной высоте ребра
а) $Ra = 10^2$; б) $Ra = 10^5$

Этого не происходит при высоких числах Рэлея (Рисунок 5.16,б). Как видно из этого графика, наоборот, в нижней половине канала температура на его оси постоянна и равна температуре окружающего газа. В отсутствие ребер и их низкой высоты температура в верхней части канала начинает немного уменьшаться. Для высоких ребер $l/w \geq 0,3$ это уменьшение становится более существенным, но тем не менее тепловое равновесие газа и стенки в этом случае не достигается, как это можно наблюдать при $Ra = 10^2$, что иллюстрируется на Рисунке 5.16,а.

В инженерных приложениях данные о теплопередаче и расходе газа через прослойку за счет влияния подъемных сил представляют наибольший интерес. В этом разделе подробно изучаются локальная и интегральная теплопередача вдоль высоты канала, а также расход газа. Давайте проанализируем их.

Распределение числа Нуссельта по высоте при $Ra = 10^2$ с изменением высоты ребра показано на Рисунке 5.17,а. Поведение числа Nu аналогично изменению температуры газа на оси, показанной ранее на Рисунке 5.16,а. Действительно, в нижней части канала, как и в начальном участке трубы, те-

плопередача уменьшается, а затем, приближаясь к тепловому балансу, вообще теплообмен отсутствует и $Nu \rightarrow 0$. Этот факт объясняется тем, что в качестве определяющей температуры в работе принималось значение в окружающей среде.

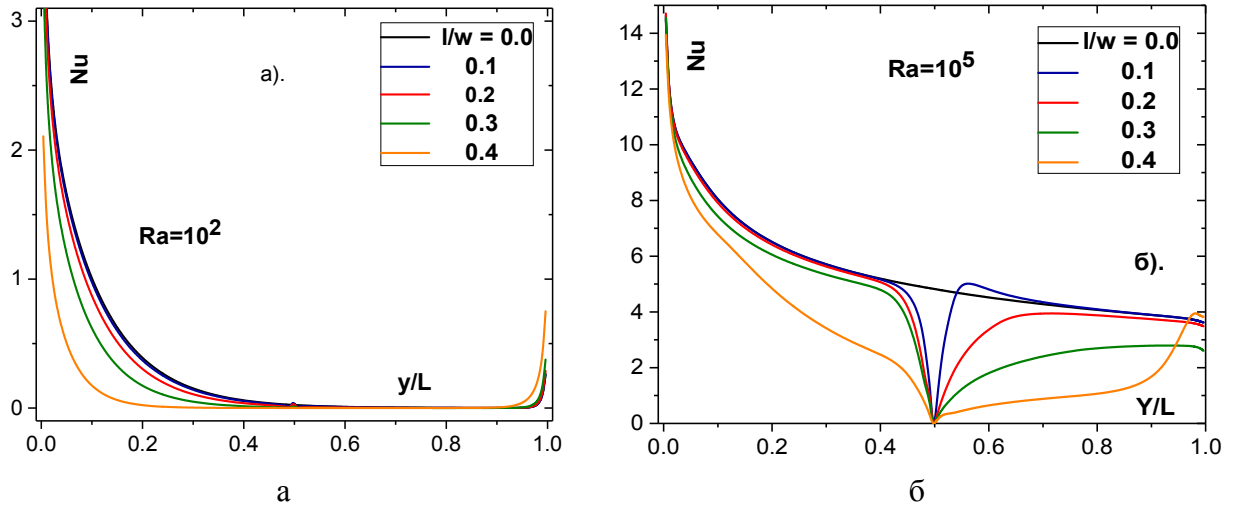


Рисунок 5.17 – Влияние высоты ребра на локальное число Нуссельта
а) $Ra = 10^2$; б) $Ra = 10^5$

Однако главной особенностью теплообмена в канале с ребрами в диапазоне низких чисел Рэлея, согласно данным Рисунка 5.17,а, является отсутствие изменений местного числа Nu в месте установки ребра, поскольку в этом месте температура стенки и газа близки между собой. При этом установка ребер сильно влияет на передачу теплоты и она значительно уменьшается с увеличением высоты ребра. Это уменьшение обусловлено только снижением расхода газа через поперечное сечение канала из-за увеличения гидравлических потерь. Важно, что изменение структуры динамического поля за счет отрыва потока за ребрами не может повлиять на теплообмен из-за теплового равновесия, которое происходит в верхней части канала.

При высоких числах Рэлея ($Ra = 10^5$), как следует из данных Рисунка 5.17,б, поведение местного числа Нуссельта принципиально отличается от случая с низким значением Ra , рассмотренным выше. Без ребра число Nu уменьшается из-за роста толщины пограничного слоя, как показано в расчетах [32; 157]. При наличии ребра интенсивность теплообмена уменьша-

ется в области торможения перед ребрами. В точке соединения ребер с поверхностью в угловых зонах течение практически отсутствует, поэтому теплопередача здесь близка к нулю $Nu \rightarrow 0$. Обратный поток, который в виде вихря протекает вдоль стенки, образуется в зоне позади ребра. Однако типичного распределения теплоотдачи за точкой отрыва не наблюдается, и передача тепла не достигает уровня безотрывного потока. Это объясняется уменьшением расхода газа через канал с увеличением высоты ребра.

Таким образом, из анализа данных на Рисунке 5.17, уменьшение расхода газа за счет роста гидравлических потерь оказывает доминирующее влияние на подавление свободно – конвективного теплообмена в канале с ребрами. Это принципиально отличается от методов интенсификации теплообмена при вынужденной конвекции за счет вихреобразования при отрыве потока. Об этом свидетельствуют расчетные данные по среднему числу Нуссельта в зависимости от числа Ra при установке ребер разной высоты. Такие данные демонстрируются на Рисунке 5.18. Для канала с ребром значение Nu_{av} везде ниже, чем для гладкого канал. Только при небольших размерах ребер возможно некоторое усиление теплопередачи. Наибольший эффект снижения теплоотдачи наблюдается при низких значениях Ra . При увеличении числа Ra эффект влияния ребер на интегральный теплообмен постепенно ослабевает.

Как было показано выше, значение расхода газа (конвективная тяга) является определяющим фактором для аэродинамики и теплообмена между вертикальными пластинами. Для гладких каналов это можно определить по формулам работы [137]. Для каналов с ребрами этого сделать нельзя из-за отсутствия данных о гидравлическом сопротивлении этих каналов. Число Рейнольдса, рассчитанное по средней массовой скорости $Re = 2V_m w / \nu$, может быть использовано в качестве параметра, характеризующего конвективную тягу.

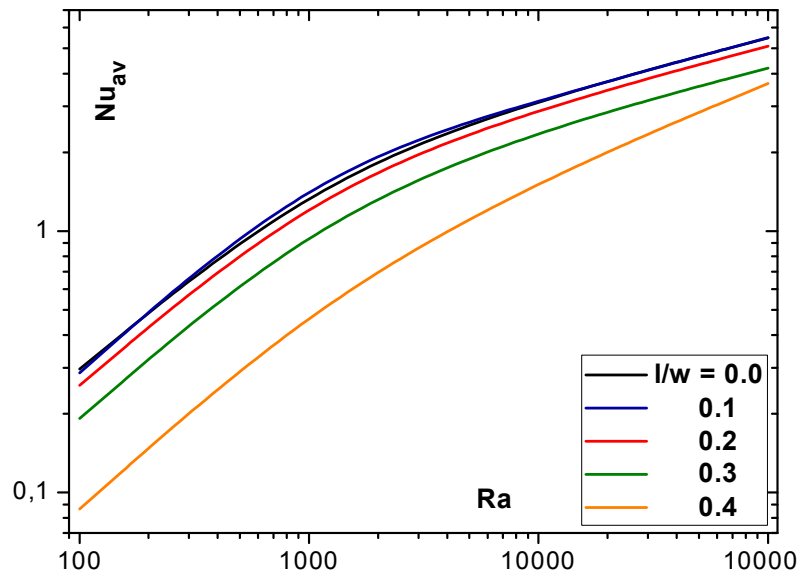


Рисунок 5.18 – Интегральный теплообмен в канале с симметричными ребрами

Результаты численных расчетов зависимости числа Re от числа Ra показаны на Рисунке 5.19.

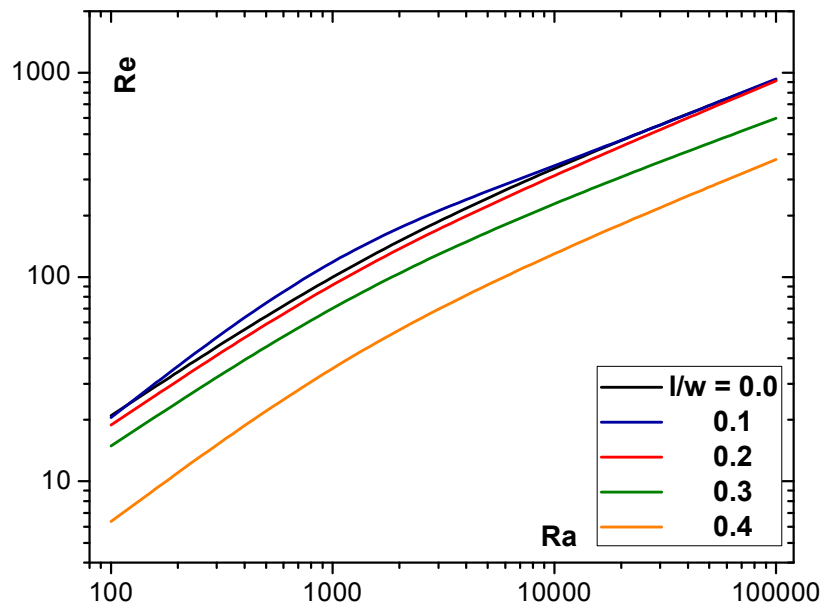


Рисунок 5.19 – Влияние высоты ребра на конвективную тягу канала (число Re)

Как и ожидалось, увеличение Рэля приводит к увеличению потока газа и, соответственно, числа Рейнольдса. Расчетные кривые, полученные для разных высот ребер, почти эквидистантны. Единственным исключением является кривая для малой высоты ребра $l/w = 0,1$. Для других геометрий при-

сутствие ребер приводит к значительному торможению потока в канале. При этом максимальное число Рейнольдса $Re \sim 10^3$, что соответствует ламинарному режиму течения.

5.3 Влияние местоположения ребер на гидравлические потери и теплоотдачу

В инженерных задачах часто бывает так, что препятствия (в частности ребра) располагаются на различной высоте канала. Поэтому важно знать, какое влияние может оказать местоположение преграды на течение и теплоотдачу. Эта серия исследований проводилась для симметричного случая расположения ребер и при их максимальной высоте $l/w = 0,4$. Высота канала при этом была одной и той же $H/w = 10$, а числа Релея, как и ранее, изменялись в диапазоне $Ra = 10^2 \div 10^5$.

Перейдем к анализу полученных расчетных данных. Распределение скоростей по сечению канала при двух крайних случаях расположения ребер на входе и на выходе из канала демонстрируется на Рисунке 5.20. Если ребро располагается на входе (Рисунке 5.20,а), то непосредственно за входным сечением, где наблюдается острый пик скорости, формируется отрыв потока с образованием зоны возвратных скоростей. Своеобразное «седлообразное» распределение сохраняется до выхода из канала.

Если же ребро располагается в выходном сечении (Рисунок 5.20,б), то течение с самого начала приобретает форму двух пристенных струй, образующихся на двух противоположных стенках. Такое распределение скорости по существу с нулевой скорости на оси сохраняется вплоть до выхода из канала.

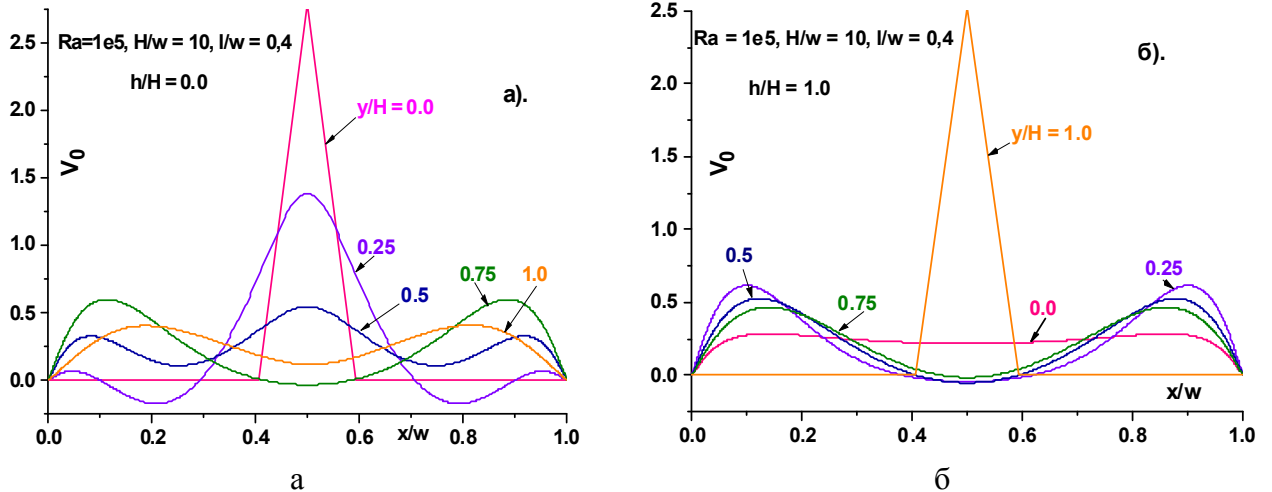


Рисунок 5.20 – Профили скоростей в различных сечениях канала при расположении ребер во входном (а) и выходном (б) сечениях

В полном согласии с представленными на Рисунке 5.20 профилями скоростей находятся данные об изменении скорости на оси канала, которые показаны на Рисунке 5.21. При малых значениях числа Релея (Рисунок 5.21,а) значение скорости на оси за исключением областей, примыкающих к преграде, имеет одну и ту же величину не зависимо от места их установки. При этом распределение скорости носит «пилообразный» характер с максимумами, соответствующими координатам расположения ребер.

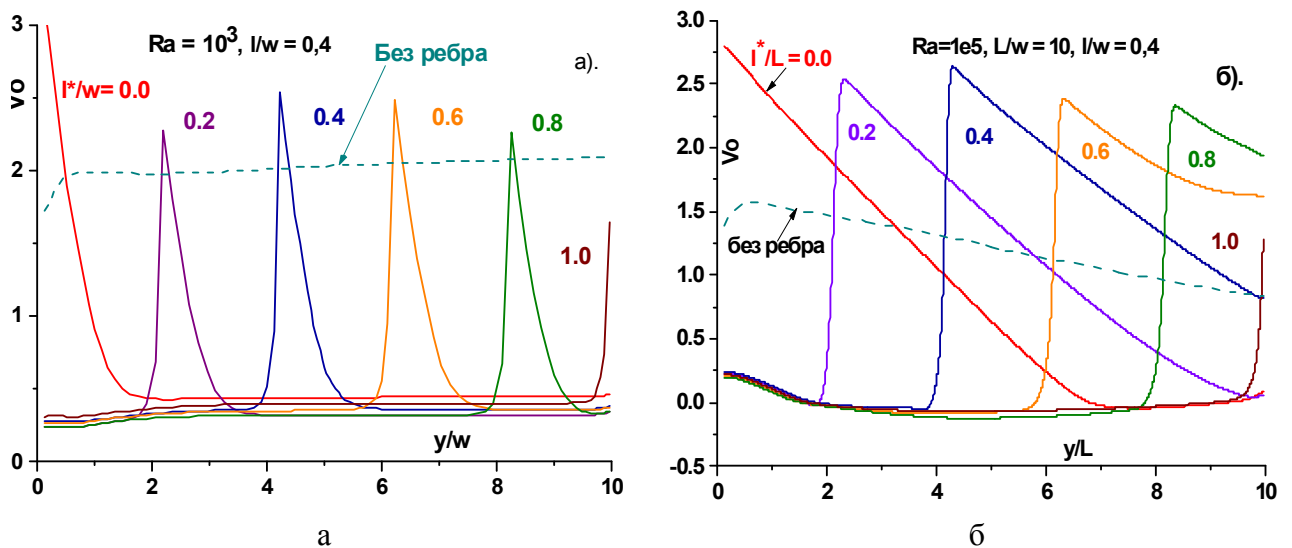


Рисунок 5.21 – Изменение скорости на оси канала

При высоких числах Релея (Рисунок 5.21,б) «пилообразность» распределений сохраняется с той лишь разницей, что темп падения скорости замедляется, по сравнению с предыдущим случаем. Это говорит о том, что отрыв потока сказывается в большей мере при высоких числах Релея. Об этом же говорят расчетные данные и по статическому давлению на оси канала (Рисунок 5.22). Следует подчеркнуть, что распределение вдоль оси как скорости

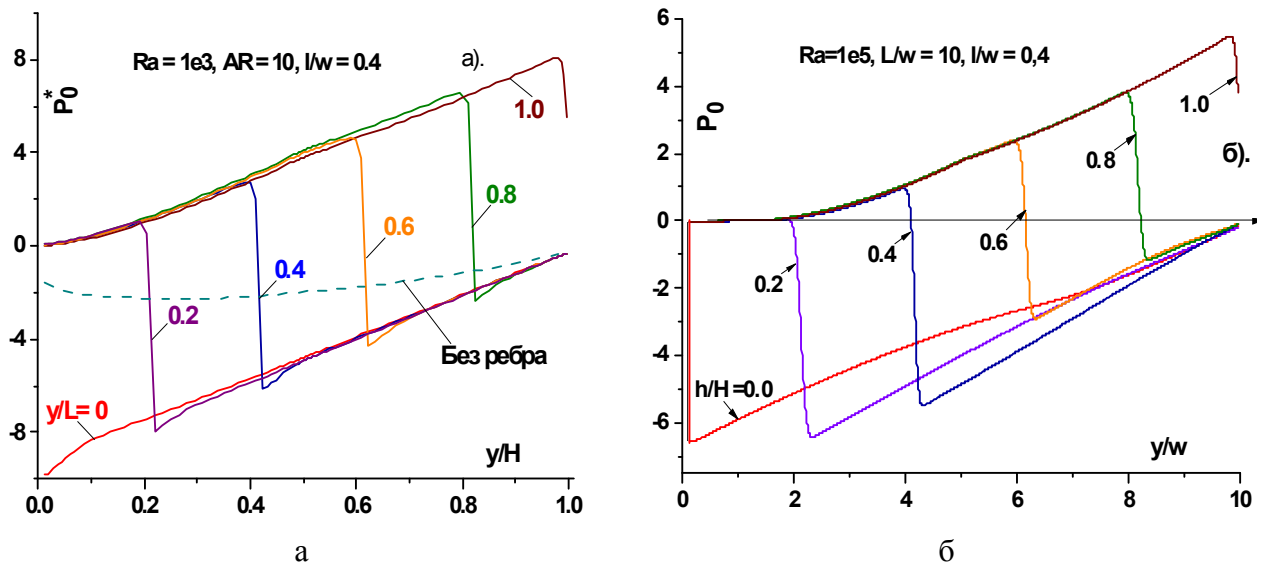


Рисунок 5.22 – Изменение статического давления на оси канала

Так и давлений в гладком канале при отсутствии оребрения, имеет принципиально иной вид. Эти данные на соответствующих рисунках представлены пунктирными линиями.

Рассмотрим поведение локальной теплоотдачи, также для двух крайних значений числа Релея. Такие данные показаны на Рисунке 5.23. Представленные распределения в целом напоминают характер развития скорости и давления по длине канала (Рисунок 5.21 и 5.22). Принципиальное отличие заключается в том, что в месте установки ребра имеется значительное понижение теплообмена. Причем, это имеет место, как при малых (Рисунок 5.23,а), так и высоких (Рисунок 5.23,б) числах Релея. Это происходит потому, что в районе ребра пристенная зона плохо продувается и скорости движения газа

невелики. Как следствие, эпюры чисел Нуссельта сильно отличаются от распределений в гладких каналах.

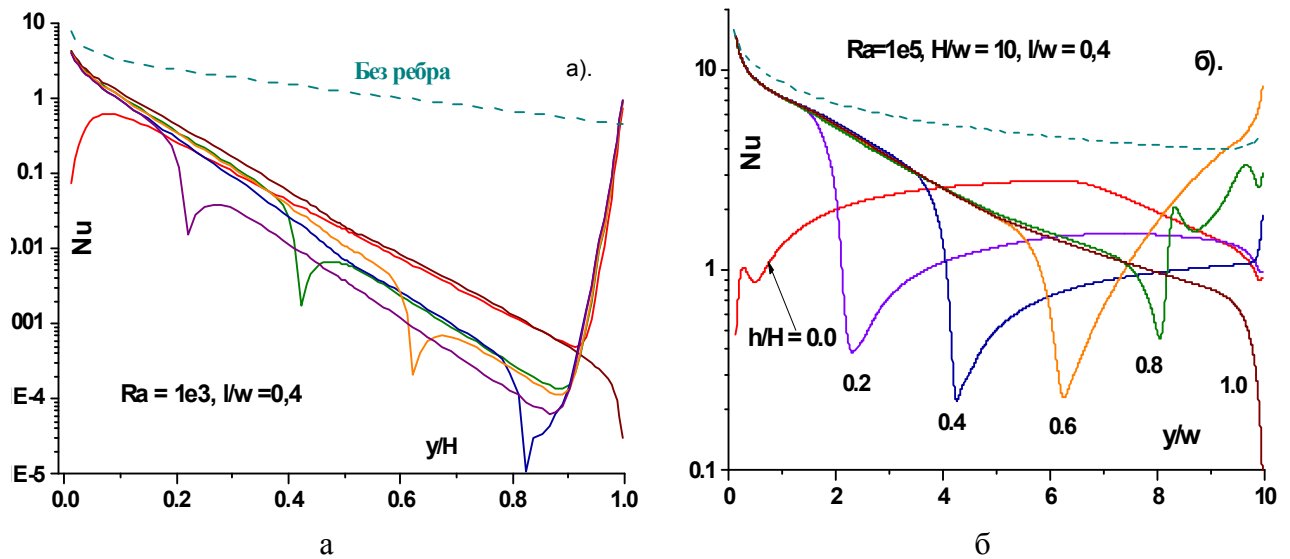


Рисунок 5.23 – Изменение локальной теплоотдачи по длине канала

Поведение интегральных параметров в зависимости от числа Релея и места расположения ребер показано на Рисунке 5.24. Средний по поверхности пластин теплообмен сильно зависит от того, где расположено ребро. Наибольшее значение достигается при установке ребра посередине канала, а наименьшее, если оно примыкает к входу. Промежуточное значение наблюдается при расположении ребра на выходе из канала. По мере увеличения числа Релея отличие в числе Нуссельта для рассмотренных случаев становится меньше.

Конвективная тяга (число Рейнольдса), как это следует из Рисунка 5.24,б, не так сильно зависит от расположения ребра, как теплоотдача. Хотя тенденция поведения сохраняется. Самым важным фактором в данном случае является снижение расхода газа в ребристом канале, что обусловлено подавлением свободной конвекции за счет дополнительного гидравлического сопротивления.

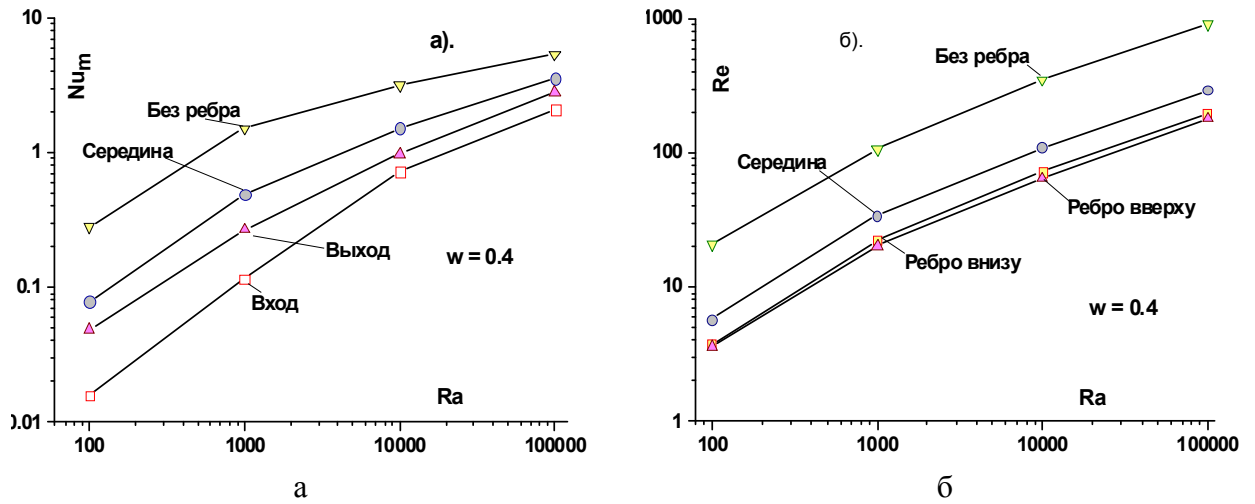


Рисунок 5.24 – Интегральный теплообмен (а) и конвективная тяга (б) в каналах с оребрением

Степень подавления конвективной тяги и теплообмена особенно наглядно можно проследить, обратившись к Рисунку 5.25. Здесь расчетные для ребристого канала отнесены к соответствующим значениям для гладкого канала.

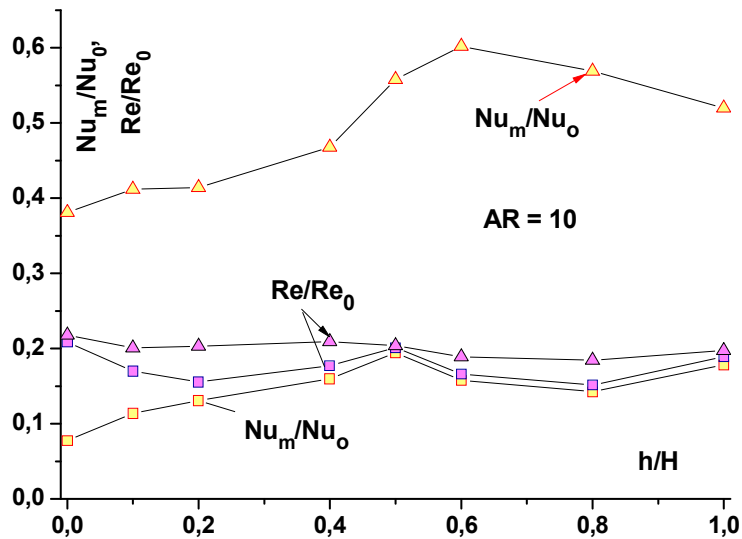


Рисунок 5.25 – Относительные величины теплообмена и конвективной тяги в каналах с оребрением. Квадраты - $Ra = 10^3$, треугольники - $Ra = 10^5$

Видно, что все данные располагаются ниже единицы, что говорит о снижении теплообмена и расхода в канале с ребром в любом случае. Более сильно уменьшается теплообмен и особенно при малых числах Рейля. Эта

величина может снижаться в 10 раз. В режиме сильной конвекции ($Ra \sim 10^5$) наличие ребер сказывается на теплообмене в меньшей степени, но его влияние остается все еще ощутимой. Также как и для локального теплообмена (Рисунок 5.24) при расположении ребра примерно на половине высоты канала достигается максимум теплоотдачи, что также является важным результатов для практических применений.

5.4 Результаты расчетов и их обсуждение. Инженерная методика расчета аэродинамической тяги и интегральной теплоотдачи для вертикальных каналов с симметричным нагревом стенок и отрывом потока

В предыдущих разделах данной Главы была показана детальная картина влияния высоты ребер и их места расположения на развитие течения и теплообмена при свободной конвекции в канале с изотермическими стенками. В данном разделе будет предпринята попытка обобщения этих данных с целью получения корреляционных соотношений, пригодных для оценочных инженерных расчетов.

Из приведенных выше данных следует отметить общий тренд поведения определяющих параметров. Теплопередача в канале становится ниже с увеличением высоты ребра. Это является логическим следствием проведенного численного исследования, поскольку уменьшение расхода газа вызывает ухудшение теплопередачи. Подтверждением этому могут служить также данные, представленные на Рисунке 5.26, где анализируется непосредственно влияние высоты ребра на величину среднего теплообмена и число Рейнольдса. Следует также отметить, что число Рэлея оказывает более сильное влияние на интенсивность теплопередачи и скорость потока в канале, чем высота ребра. Однако, это влияние все равно значительно и оно ослабевает по мере усиления конвективного переноса (числа Рэлея).

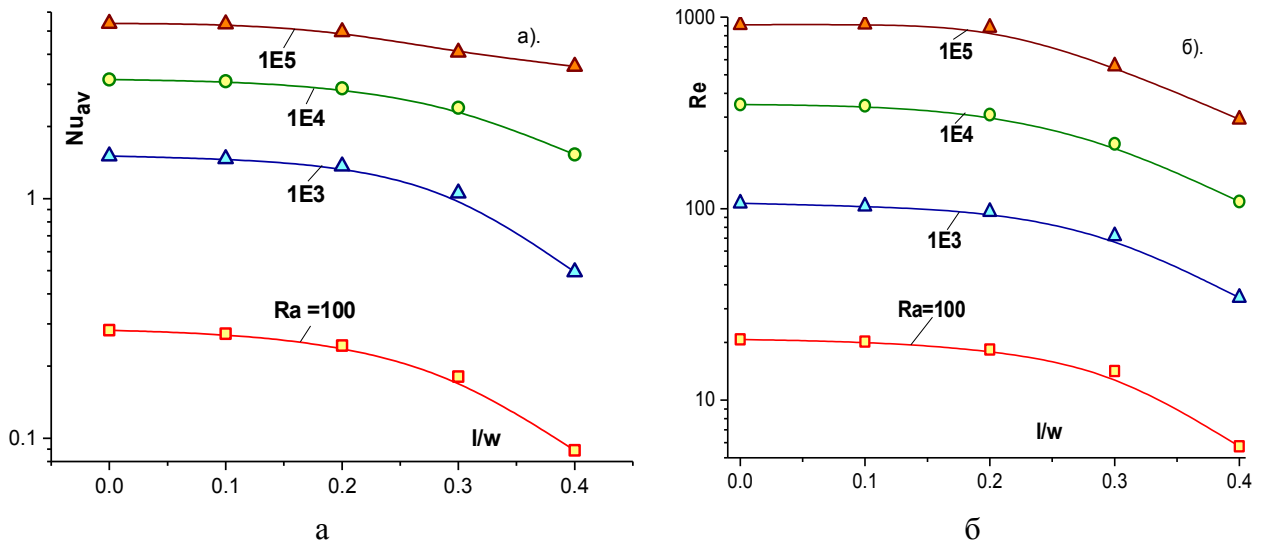


Рисунок 5.26 – Влияние высоты ребра на (а) среднее значение Нуссельта и (б) число Рейнольдса в канале

Одним из эффективных методов обобщения является использования классического представления данных по теплоотдаче в зависимости от числа Рейнольдса. Результаты такой обработки можно видеть на Рисунке 5.27.

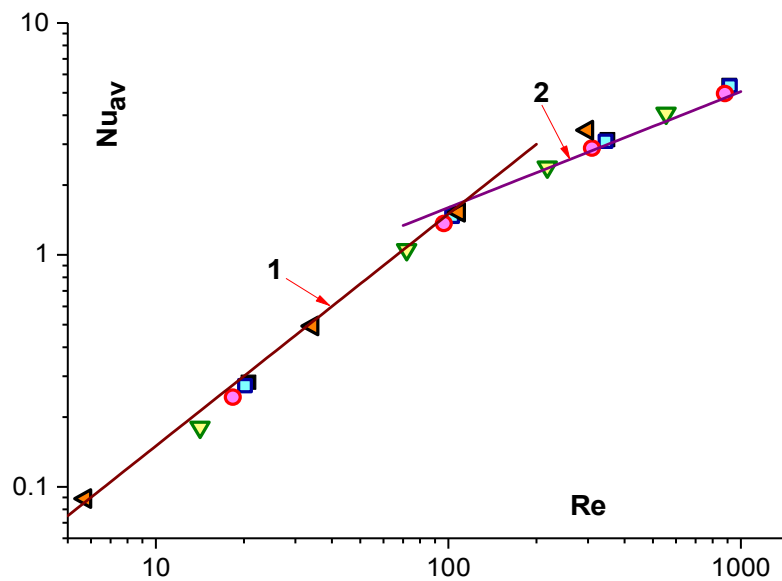


Рисунок 5.27 – Обобщение данных по среднему числу Нуссельта в вертикальном канале с ребрами различной высоты. Линия 1- формула (1), линия 2 – формула (2).

Точки – результаты численных расчетов

Результаты систематических численных исследований для различных высот ребер и чисел Релея имеют тенденцию к обобщению. Более того, эти

данные имеют две характерные области, описываемые эмпирическими формулами:

$$\text{линия 1:} \quad \text{Nu}_{av} = 0,015 \text{ Re} \quad (5.1)$$

и

$$\text{линия 2:} \quad \text{Nu}_{av} = 0,16 \text{ Re}^{0,5}, \quad (5.2)$$

Эти формулы могут использоваться для инженерных оценок. Очевидно, что при других условиях, таких как изменение степени расширения AR, формы препятствия и их количество, а также при других тепловых граничных условиях картина влияния препятствия на характеристики потока может значительно отличаться от представленного в данной работе. Влияние этих факторов должно быть изучено и установлено. Все это требует подробных и обширных исследований.

В пределах изменения определяющих параметров, которые получены в настоящей диссертации методика расчета конвективной тяги или теплообмена достаточно проста. По заданному числу Релея и высоте ребра в соответствии с данными Рисунка 5.26 находится число Рейнольдса и суммарный теплообмен. Далее рассчитывается расход газа и по данным Рисунков 5.21 – 5.23 можно определить характер распределения скоростей, давлений и локального теплообмена. Не представляет принципиальных затруднений и проведение расчета обратной задачи, когда заданным является расход газа или требуемый теплосъем, а искомыми – перепад температур или число Релея.

Таким образом, в развитие данных по гладким вертикальным каналам, представленные в Главе 4, были изучены аэродинамика и теплообмен при свободной ламинарной конвекции между двумя вертикальными изотермическими пластинами при установке нормально к поверхности адиабатического ребра различной высоты. Показано принципиальное отличие в распределении локального теплообмена на гладкой и оребренной стенках. Главным выводом работы является значительное снижение числа Рейнольдса и интегрального числа Нуссельта в канале с оребрением. Особенно сильно установ-

ка ребра сказывается в области малых чисел Релея. При этом симметричный случай практически не отличается от несимметричного, когда ребро расположено только на одной стенке.

Полученные в данной главе результаты позволяют качественно и количественно прогнозировать тепловой и аэродинамический режим течения в вертикальных каналах при наличии ребер на поверхности в различных инженерных приложениях. Отметим также, что большая часть вопросов требует более детальных исследований. К наиболее актуальным проблемам можно отнести влияние параметра удлинения AR , месторасположения ребер, их числа и теплопроводности материала.

Выводы по Главе 5

Основываясь на результатах, полученных при детальном численном исследовании ламинарной свободной конвекции в вертикальном канале с открытыми границами при течении газа за симметрично установленными тонкими ребрами, можно сформулировать следующие выводы:

1. При слабой конвекции ($Ra \sim 10^2$) тепловое и динамическое поля быстро стабилизируются в начальных сечениях канала, температура газа приближается к температуре стенки, поэтому на большей части канала теплопередача отсутствует. Установка ребер сказывается только на небольшом расстоянии от места их установки. При интенсивной конвекции ($Ra \sim 10^5$) аэродинамика и теплопередача резко изменяются, профили продольной скорости и температуры сильно деформируются вдоль канала, и их распределения существенно зависят от высоты ребра.

2. Локальный перенос тепла при малых числах Рэлея не имеет особенностей в месте расположения ребер, так как он находится в зоне теплового равновесия. Однако наличие ребер на противоположных стен вызывает уве-

личение теплоотдачи на противоположных стенках. Увеличение гидравлического сопротивления за счет оребрения приводит к уменьшению скорости потока газа в канале. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению теплопередачи с увеличением высоты ребра. Этот механизм имеет место при интенсивной конвекции ($Ra \sim 10^5$) и наблюдается уменьшение локальной теплоотдачи в угловых областях реберной связи с поверхностью теплообмена с последующей реставрацией в точке повторного присоединения потока.

3. Интегральная теплопередача и число Рейнольдса значительно уменьшаются с увеличением высоты ребер. Эти процессы взаимосвязаны, и увеличение гидравлических потерь из-за поджатия и отрыва потока является наибольшим вкладом в механизм подавления свободной конвекции и теплопереноса.

4. Установлено, что число Рэлея вносит наибольший вклад в интенсивность теплообмена. Отрыв и повторное присоединение потока позади ребра оказывают значительно меньший эффект. В результате проведенных исследований получены корреляционные соотношения для интегральной теплопередачи, подходящие для инженерной практики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертации выполнено комплексное численное исследование ламинарного свободно-конвективного теплообмена в вертикальных каналах при наличии внутри него преграды (ребра) различной высоты и месторасположения. Комплекс полученных данных позволяет сформулировать основные выводы:

1. Разработана физико-математическая модель ламинарного свободно – конвективного течения и теплообмена в слое между двумя бесконечно протяженными пластинами при наличии преград. Создан комплекс программ численного 2-D моделирования и проведены систематический численный эксперимент для открытых прослоек с широким диапазоном их высот ($AR = H / w = 1 \div 500$), чисел Релея (модифицированное число $Ra^* = 10^{-2} \div 10^5$), высоты ребер ($l / w = 0 \div 0,8$) и места их расположения.

2. В канале с адиабатическими стенками впервые обнаружен режим инверсии ($Ra = 300 \div 400$), когда конвективная тяга не зависит от высоты канала. При меньшем значении числа Релея тяга возрастает при уменьшении высоты канала, а в области больших Ra , напротив, тяга больше у высоких каналов.

3. Изучена конвекция в адиабатических условиях при симметричной установке ребер на противоположных стенках. Главным эффектом воздействия ребра на конвективное течение в канале является сильное снижение тяги за счет роста гидравлических потерь, а также образования отрывной зоны за ребром.

4. При использовании изотермических стенок показано, что большую часть протяженных каналов может занимать зона с температурой газа близкой к температуре стенки, что приводит к существенному понижению среднего числа Нуссельта. Использование модифицированных значений чисел Релея и Рейнольдса позволяет обобщить численные данные для каналов различной длины и различного уровня термогравитационных сил. Исключение

составляет область малых чисел Релея, причины которого требуют более детальных исследований.

5. Впервые показано, что при установке в канале преграды интегральный теплообмен и число Рейнольдса (конвективная тяга) значительно (до порядка величины) уменьшаются с увеличением высоты ребер. Эти процессы взаимосвязаны, и увеличение гидравлических потерь из-за поджатия и отрыва потока является наибольшим вкладом в механизм подавления свободной конвекции и тепломассопереноса.

6. В результате проведенных исследований получены корреляционные соотношения для интегральной теплопередачи при различных высотах преград и чисел Релея, которые могут составить основу для проведения инженерных расчетов при конструировании новых технологий охлаждения электронных устройств, вентиляционных систем, солнечных коллекторов и дымовых труб.

Не изученными к настоящему времени является течение и теплообмен в каналах различной высоты при вариации числа преград и их формы. Весьма важным в прикладном аспекте является проведение исследований турбулентного режима свободной конвекции. Эти не решенные проблемы составят предмет наших дальнейших исследований.

В завершении диссертации автор хотел бы выразить глубокую благодарность своему научному руководителю доктору технических наук, профессору Терехову В.И. за оказанную помощь при поведении исследований и обсуждении полученных результатов, а также за моральную поддержку и теплоту человеческих отношений.

Также автор выражает благодарность д.т.н. **А.В. Чичиндаеву**, к.т.н. **М.В. Горбачеву** и сотрудникам кафедры технической теплофизики Новосибирского государственного технического университета, а также отдела термодинамики Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук, за неоценимую помощь и поддержку, советы и консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бар-Коэн, А. Термически оптимальный промежуток между вертикальными параллельными пластинами, охлаждаемыми свободной конвекцией / А. Бар-Коэн, В.М. Розену // Труды Америк. о-ва инж.-мех. –1984. –№ 1. – С. 114–120.
2. Бердников, В.С. Сопряженный конвективный теплообмен в вертикальном слое жидкости / В.С. Бердников, К.А. Митин // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2012. – Том: 7. – № 1. – С. 70–79.
3. Берковский, Б.М. Вычислительный эксперимент в конвекции / Б.М. Берковский, В.К. Полевиков. – Минск: Универс., 1988. – 167 с.
4. Бессонов, О.А. Тест для численных решений трехмерной задачи о естественной конвекции в кубической полости / О.А. Бессонов, В.А. Брайловская, С.А. Никитин, В.И. Полежаев // Математическое моделирование. – 1999. –Т.11. – №12. – С. 51–58.
5. Бодойя, Д.К. Развитие естественной конвекции между нагретыми вертикальными пластинами / Д.К. Бодойя, Д.Ф. Остерл // Труды Америк. о-ва инж.-мех. Сер.: Теплопередача. –1962. –№1. – С. 52–56.
6. Виртц, Р.А. Экспериментальное исследование свободной конвекции между вертикальными пластинами с симметричным нагревом / Р.А. Виртц, Р.Д. Стуцман // Труды Америк. о-ва инж.-мех. –1982. –№3. – С. 93–99.
7. Волков, Э.П. Газоотводящие трубы ТЭС и АЭС / Э.П. Волков, Е.И. Гаврилов, Ф.П. Дужих. - М., 1987 с.
8. Гагарин, В.Г. Расчет теплозащиты фасадов с вентилируемым воздушным зазором / В.Г. Гагарин, В.В. Козлов, Е.Ю. Цыкановский // Журнал АВОК. – 2004. – №2. – С. 20-26, №3. – С. 20-26.
9. Гебхарт, Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен / Б. Гебхарт, Й. Джалурия, Р. Махаржан. – М., «Мир», 1991. – 681 с.
10. Гортышев, Ю.Ф. Теплообмен в вертикальных открытых каналах при наличии интенсификаторов в условиях свободно - конвективного течения га-

за / Ю.Ф. Гортышев, И.А. Попов, В.В. Олимпиаев, Б.Б. Костылев // Труды 4 Минского международного форума по тепломассообмену. –2000. – Минск. – Т.1. – С. 452–455.

11. Ельшин, А.М., Дымовые трубы. Теория и практика конструирования и сооружения / А.М. Ельшин [и д.р.]. Под редакцией С.В. Сатьянова – М.: Стройиздат, 2001. – 295 с.

12. Идельчик, И.Е., Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И.Е. Идельчик. – М.: Машиностроение. –1992. – 671 с.

13. Кузнецов, Г.В. Двумерная задача естественной конвекции в прямоугольной области при локальном нагреве и теплопроводных границах конечной толщины / Г.В. Кузнецов, М.А. Шеремет // МЖГ. – 2006. – № 6. – С.29–39.

14. Кэйс, В.М. Компактные теплообменники / В.М. Кэйс, А.Л. Лондон. – М.: Энергия. – 1967. – 222 с.

15. Манеев, А.П. Аэродинамика и теплообмен дымовых труб / А.П. Манеев, В.И. Терехов.- Новосибирск: АНО Изд. Дом «Науч. обозрение», 2017. – 226 с.

16. Мартыненко, О.Г. Свободноконвективный теплообмен: Справочник / О.Г. Мартыненко, Ю.А. Соковишин. – Минск: «Наука и техника», 1982. – 399 С.

17. Мартюшев, С.Г. Влияние поверхностного излучения на режимы сопряженной естественной конвекции в замкнутой полости с локальным источником энергии / С.Г. Мартюшев, М.А. Шеремет // Теплофизика и аэромеханика. – 2013. – Т. 20. – № 4. – С. 427-438.

18. Овсянников, С.Н. Пособие по проектированию фасадных систем для условий, г. Томска / С.Н. Овсянников [и др.]. – Томск: ТГАСУ, 2005. – 146 с.

19. Патанкар, С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / С. Патанкар. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 С.

20. Петриченко, М.Р. Гидравлика свободно – конвективных течений в ограждающих конструкциях с воздушным зазором/ М.Р. Петриченко, М.В. Петриченко // Инженерно-строительный журнал. – 2011. – № 8. – С. 51–57.

21. Мочан, С.И. Аэродинамический расчет котельных установок (нормативный метод) / С.И. Мочан. – Л.: Энергия, 1977. – 256 с.

22. Полежаев, В.И. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи: итоги и перспективы / В.И. Полежаев // ИФЖ. – 1996. – Т. 19. – № 6. – С. 909–920.

23. Полежаев, В.И. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В.И. Полежаев, Г.С. Глушко. М.: Ин-т проблем механики Российской акад. Наук.– 2006. – Сер. № 809 Препринт.

24. Полежаев, В.И. Методы моделирования конвективных, волновых процессов и теплообмена в околокритических средах (Обзор) / В.И. Полежаев // Механика жидкости и газа. – 2011. – № 1. – С. 3-20.

25. Попов, И.А. Гидродинамика внешних и внутренних свободноконвективных вертикальных течений с интенсификацией / И.А. Попов. – Казань: Изд. «Центр инновационных технологий», 2007. – 324 С.

26. Раманатхан, С. Корреляция для естественной конвекции между нагреваемыми вертикальными пластинами / С. Раманатхан, Р. Кумар // Труды Амер. о-ва инж.-мех. – Сер.А.: Современное машиностроение. –1991. – №9. – С. 1–12.

27. Рыбаков, Ю.П. Анализ течения в пристеночной области свободноконвективного турбулентного пограничного слоя / Ю.П. Рыбаков, С.Г. Черкасов, Я.А. Суслов // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Математика, информатика, физика. – 2016. – № 3. – С. 61-65.

28. Леонтьев, А.И. Теория теплообмена / Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1997. – 684 с.

29. Терехов, В.В. Теплообмен в высокой вертикальной прослойке с оребрением одной из боковых стенок / В.В. Терехов, В.И. Терехов // Теплофизика высоких температур. – 2006. – Т. 44. – № 3. – С. 439 – 444.

30. Терехов, В.И. Ламинарная свободная конвекция между вертикальными параллельными пластинами с различными температурами / В.И. Терехов, А.Л. Экаид // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – Т. 19. – № 4. – С. 415-429.

31. Терехов, В.И. Турбулентная свободная конвекция между вертикальными изотермическими пластинами с несимметричным нагревом / В.И. Терехов, А.Л. Экаид // Теплофизика и Аэромеханика. – 2013. – Т. 20. – № 2. – С. 153-164.

32. Терехов, В.И. Теплообмен при ламинарной свободной конвекции и отрывном течении за ребром в вертикальном канале с изотермическими стенками / В.И. Терехов, А.Л. Экаид, Х.Ф. Яссин // Теплофизика и Аэромеханика. – 2017. – №4. – С. 593-597.

33. Терехов, В.И. Методы интенсификации теплоотдачи в отрывных потоках / В.И. Терехов, Н.И. Ярыгина // Тепловые процессы в технике. – 2012. – №1. – С. 18-28.

34. Терехов, В.И. Обтекание системы из нескольких ребер в условиях высокой турбулентности / В.И. Терехов, Н.И. Ярыгина, Я.И. Смутьский // Теплофизика и аэромеханика. – 2006 . – Т.13. – № 3. – С. 361-368.

35. Терехов, В.И. Турбулентное отрывное течение за плоским ребром при различной ориентации к потоку / В.И. Терехов, Н.И. Ярыгина, Я.И. Смутьский // Промышленная теплотехника. – Киев: «Наукова думка». – 2006 – Т. 28. – № 6. – С. 21-26.

36. Черкасов, С.Г. Особенности пристеночной свободной конвекции в стратифицированной по температуре среде / С.Г. Черкасов, А.В. Ананьев, Л.А. Моисеева // Теплофизика высоких температур. – 2017. – Т. 55. – № 3. – С. 410-417.

37. Черкасов, С.Г. Квазистационарный режим естественной конвекции в вертикальном цилиндрическом сосуде / С.Г. Черкасов // МЖГ. – 1986. – № 1. – С. 146–152.

38. Черкасов, С.Г. Приближенное аналитическое решение двухмерной задачи о теплопроводном излучающем ребре / С.Г. Черкасов С.Г., И.В. Лаптев // ТВТ. – 2017. – Т. 55. – № 1. – С. 81-84.

39. Черкасов, С.Г. Упрощенный расчет ламинарного свободно-конвективного слоя в газе / С.Г. Черкасов, И.В. Лаптев // Тепловые процессы в технике. – 2017. – № 4. – С. 146-153.

40. Чумаков, Ю.С. Распределение температуры и скорости в свободно-конвективном пограничном слое на вертикальной изотермической поверхности / Ю.С. Чумаков // ТВТ. – 1999. – Т. 37. – № 5. – С. 744.

41. Шеремет, М.А. Сопряженный тепломассоперенос в областях с локальными источниками энергомассовыделения / М.А. Шеремет // Диссертация на соиск. ученой степени д.ф.-м.н. – Томск – 2012. – 425 с.

42. Шишков, И.А. Дымовые трубы энергетических установок / И.А. Шишков, В.Г. Лебедев, Д.С. Беляев. – М. – 1976.

43. Шлихтинг, Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: «Наука». – 1969. – 742 с.

44. Экаид, А.Л. Численное исследование свободноконвективного теплообмена в открытых и замкнутых прослойках / А.Л. Экаид. – Диссертация на соискание ученой степени к.т.н. – Новосибирск. – 2013. – 217 с.

45. Ясин, Х.Ф. Отрыв потока за ребром при ламинарной свободной конвекции в вертикальном канале с изотермическими стенками / Х.Ф. Ясин, А.Л. Экаид, В.И. Терехов // Тезисы докладов XXXIII Сибирского теплофизического семинара, 6-8 июня 2017. – Новосибирск. – С. 92.

46. Abidi-Saad Effect of adiabatic square ribs on natural convection in an asymmetrically heated channel // Heat Mass Transfer. – 2016. – Vol. 76, PP. 1–10. DOI 10.1007/s00231-016-1853-y.

47. Ahmadi M., Fakoor-Pakdaman M., Bahrami M. Natural Convection from Vertical Parallel Plates: An Integral Method Solution // J. Thermophys. Heat Transf. – 2015. – Vol. 29. – no 1. – PP. 140–149.

48. Ali M. Natural convection heat transfer along vertical rectangular ducts // *Heat Mass Transf.* – 2009. – Vol. 46. – no 2. – PP. 255–266.
49. Anand N.K., Kim S.H., Fletcher L.S. The effect of plate spacing on free convection between heated parallel plates // *J. Heat Transfer.* – 1992. – Vol. 114, no. 2. – PP. 515–518.
50. Andreozzi A., Manca O. Thermal and fluid dynamic behavior of symmetrically heated vertical channels with auxiliary plate // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 2001. – Vol. 22. – no. 4. – PP. 424–432.
51. Andreozzi A., Buonomo B., Manca O. Numerical investigation of transient natural convection in a vertical channel-chimney system symmetrically heated at uniform heat flux // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2012. – Vol. 55. – no. 21–22. PP. 6077–6089.
52. Andreozzi A., Buonomo B., Manca O. Thermal and fluid dynamic behaviors in symmetrical heated channel-chimney systems Thermal and fluid dynamic behaviors in symmetrical heated channel-chimney systems // *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow.* – 2010. – Vol. 20. – no. 7. – PP. 811–833.
53. Andreozzi A., Buonomo B., Manca O. Thermal management of a symmetrically heated channel – chimney system // *Int. J. Therm. Sci.* – 2009. – Vol. 48. – no. 3. – PP. 475–487.
54. Andreozzi A., Campo A., Manca O. Compounded natural convection enhancement in a vertical parallel-plate channel // *Int. J. Therm. Sci.* – 2008. – Vol. 47. – no. 6. – PP. 742–748.
55. Andreozzi A., Federico II, Buonomo B., Manca O. Thermal and fluid dynamic behaviors in symmetrical heated channel-chimney systems // *Int. J. Num. Methods Heat Fluid Flow.* – 2010. – Vol. 20. – no. 7. – PP. 811–833.
56. Andreozzi A., Manca O., Naso V. Natural convection in vertical channels with an auxiliary plate // *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow.* – 2002. – Vol. 12. – no. 6. – PP. 716–734.

57. Auletta A., Manca O., Morrone B., Naso V. Heat transfer enhancement by the chimney effect in a vertical isoflux channel // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2001. – Vol. 44. – PP. 4345–4357.

58. Auletta A., Manca O., Musto M., Nardini S. Thermal design of symmetrically and asymmetrically heated channel-chimney systems in natural convection // *Appl. Therm. Eng.* – Vol. 23. – no. 5. – PP. 605–621.

59. Aung W. Fully developed laminar free convection between vertical plates heated asymmetrically // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1972. – Vol. 15. – no. 8. – PP. 1577–1580.

60. Aydin M. Dependence of the natural convection over a vertical flat plate in the presence of the ribs // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* – 1997. – Vol. 24. – no. 4. – PP. 521–531.

61. Bacharoudis E., Vrachopoulos M.G.R., Koukou M.K., Filios A.E. Numerical investigation of the buoyancy-induced flow field and heat transfer inside solar chimneys / Greece: International Conference on Energy & Environmental Systems. – 2006. – Vol. 2006. – PP. 293–298.

62. Bacharoudis E.C. Laminar free convection in vertical and inclined air channels // In 2nd International Conference “From Scientific Computing to Computational Engineering. –2006.– no. 5–8 July. – PP. 1–9.

63. Bar-Cohen A., Herman A. Experimental investigation of transient natural convection heat transfer in vertical enclosures (constant heating) // *Lett. Heat Mass Transf.* Pergamon Press. – 1977. – Vol. 4. – no.2. – PP. 111–118.

64. Bhavnani S.H., Bergles E. Effect of surface geometry and orientation on laminar natural convection heat transfer from a vertical flat plate with transverse roughness elements // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1990. – Vol. 33. – no. 5. – PP. 965–981.

65. Bilgen E. Natural convection in cavities with a thin fin on the hot wall // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2005. – Vol. 48. – no.17. – PP. 3493–3505.

66. Bodoia J.R., Osterle J.F. The Development of Free Convection between Heated Vertical Plates // *J. Heat Transfer.* – 1962. – no. February. – PP. 40–43.

67. Bondareva N.S., Sheremet M.A., Oztop H.F., Abu-Hamdeh N. Heatline visualization of natural convection in a thick walled open cavity filled with a nanofluid // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 2017. – Vol. 109. – PP. 175-186.

68. Bouraoui M., Rouabah M.S., Abidi-Saad A., Korichi A., Popa C., Polidori G. Numerical simulation of a double skin with secondary ventilation flow on adiabatic wall // *Front. Heat Mass Transf.* – 2017. – Vol. 8. – no. 18. – PP. 1–6.

69. Bouter J.A., Munnik B.D., Heertjes P.M. Simultaneous Heat and Mass Transfer in Laminar Free Convection from a Vertical Plate // *Chem. Eng. Sci.* Pergamon Press. – 1968. – Vol. 23. – no. 10. – PP. 1185–1190.

70. Burch T., Rhodes T., Acharya S. Laminar natural convection between finitely conducting vertical plates // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1985. – Vol. 28. – no. 6. – PP. 1173–1186.

71. Campo A., Manca O., Morrone B. Natural convection in vertical, parallel-plate channels with appended unheated entrances // *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow.* – 2005. – Vol. 15. – no. 2. – PP. 183–204.

72. Chamkha A.J., Groşan T., Pop I. Fully developed free convection of a micropolar fluid in a vertical channel // *Int. Comm. Heat Mass Transf.* – 2002. – vol. 29. – no. 8. – PP. 1119–1127.

73. Chang P.L. *Separation of Flow* / P.L. Chang. – Pergamon Press, Oxford, London, Edinburgh, 1971.

74. Chang T.S., Tsay Y.L. Natural convection heat transfer in a enclosure with a heated backward step // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2001. – Vol. 44. – no. 20. – PP. 3963–3971.

75. Cheng C.H., Yang J.J. Buoyancy-induced recirculation bubbles and heat convection of developing flow in vertical channels with fin arrays // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 1994. – Vol. 15. – no. 1. – PP. 11–19.

76. Cheng Ch.H., Kou H.S., Huang W.H. Locally Fully Developed Laminar Free Convection within Asymmetrically Heated Vertical Channel // *JSME International J.* – 1990. – Vol. 33. – no. 2. – PP. 305–315.

77. Chong S.Ng, Ooi A., Lohse D., Chung D. Vertical natural convection: application of the unifying theory of thermal convection // *J. Fluid Mech.* – Vol. 764. – PP. 349–361.

78. Delmastro D.F., Chasseur A.F., Garcia J.C. Fully developed laminar convection with variable thermophysical properties between two heated vertical parallel plates // *Latin. American. Appl. Res.* – 2009. – Vol. 39. – no. 1. – PP. 85–90.

79. Desrayaud G., Fichera A. Laminar natural convection in a vertical isothermal channel with symmetric surface-mounted rectangular ribs // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – Vol. 23. – PP. 519–529.

80. Desrayaud G., Lauriat G. Heat and mass transfer analogy for condensation of humid air in a vertical channel // *Heat Mass Transf.* – 2001. – Vol. 37. – PP. 67–76.

81. Durst F., Founti M., Obi S. Experimental and computational investigation of the two-dimensional channel flow over two fences in tandem // *J. Fluids Eng.* – 1988. – Vol. 110. – PP 48-54.

82. Durmuş A., Daloğlu A. Numerical and Experimental Study of Air Flow by Natural Convection in a Rectangular Open Cavity: Application in a Top Refrigerator // *Exp. Heat Transf.* – 2008. – Vol. 21. – no. 4. – PP. 281–295.

83. Elenbaas W. Heat dissipation of parallel plates by free convection // *Physica.* – 1942. – Vol. 9. – no. 1. – PP. 1–28.

84. Ellerbroek B., Kolin A. Thermal convection in a uniformly heated fluid between vertical parallel plates // *J. Appl. Phys.* – 1979. – Vol. 50. – no. 8. – PP. 5544-5546.

85. Esmail M.A., Mokheimer Spreadsheet numerical simulation for developing laminar free convection between vertical parallel plates convection between vertical parallel plates // *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* – 1999. – Vol. 178. – no. September. – PP. 393–412.

86. Fossa M., Menezo C., Leonardi E. Experimental natural convection on vertical surfaces for building integrated photovoltaic (BIPV) applications // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 2008. – Vol. 32. – PP. 980–990.

87. Frederick R.L., Valencia A. Natural convection in central microcavities of vertical, finned enclosures of very high aspect ratios // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 1995. – Vol. 16. – PP. 114–124.

88. Fujii Masao Enhancement of Natural Convection Heat Transfer from a Vertical Heated Plate Using Inclined Fins // *Heat Transf.* – 2007. – Vol. 36. – no. 6. – PP. 334–344.

89. Fukuda M. Laminar Natural Convection in vertical Tubes with One End Closed / Ph.D Thesis, Oregon State University. – 1982. – 196 p.

90. Goldstein R.J., Eckert E.R.G. The steady and transient free convection boundary layer on a uniformly heated vertical plate // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1960. – Vol. 1. – no. 2–3. – PP. 208–218.

91. Gorla R.S.R. Unsteady natural convection from a heated vertical plate in micropolar fluid // *Numer. Heat Transf. Part A Appl.* – 1995. – Vol. 28. – no.2. – PP. 253–262.

92. Gryzagoridis J. Leading edge effects on the Nusselt number for a vertical plate in free convection // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1973. – Vol. 16. – no. 2. – PP. 517–520.

93. Gryzagoridis J. Temperature Profiles of a nonisothermal vertical plate in free convection // *Lett. Heat Mass Transf.* Pergamon Press. – 1976. – Vol. 3. – PP. 343–353.

94. Habchi S., Acharya S. Laminar mixed convection in a symmetrically or asymmetrically heated vertical channel // *Numer. Heat Transf.* – 1986. – Vol. 9. – PP. 605–618.

95. Habib M.A., Said S.A.M., Ahmed S.A., Asghar A. Velocity characteristics of turbulent natural convection in symmetrically and asymmetrically heated vertical channels // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 2002. – Vol. 26. – Issue. 1. – PP. 77–87.

96. Hung Y.H., Shiau W.M. Local steady-state natural convection heat transfer in vertical parallel plates with a two-dimensional rectangular rib // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1988. – Vol. 31. – no. 6. – PP. 1279–1288.

97. Inagaki T., Maruyama S. Turbulent heat transfer of natural convection between two vertical parallel plates // *Heat Transf. Res.* – 2002. – Vol. 31. – no. 1. – PP. 56–67.

98. Jha B.K., Ajibade A.O. Transient natural convection flow between vertical parallel plates: One plate isothermally heated and the other thermally insulated // *Proc. Inst. Mech. Eng. Part E J. Process Mech. Eng.* – 2010. – Vol. 224. – no. 4. – PP. 247–252.

99. Joshi H.M. Transient effects in natural convection cooling of vertical parallel plates // *Int. Comm. Heat Mass Transf.* – 1988. – Vol. 15. – no. 2. – PP. 227–238.

100. Kaiser A.S., Zamora B., Viedma A. Correlation for Nusselt number in natural convection in vertical convergent channels at uniform wall temperature by a numerical investigation // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 2004. – Vol. 25. – no. 4. – PP. 671–682.

101. Karakaya H., Durmuş A. Numerical and Experimental Study of Air Flow by Natural Convection in a Rectangular Open Cavity Cooled Top and Bottom Surfaces // *J. Life Sci.* – 2016. – Vol. 6. – no. 2. – PP. 98–116, 2016.

102. Kazansky S., Dubovsky V., Ziskind G., Letan R. Chimney-enhanced natural convection from a vertical plate: Experiments and numerical simulations // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2003. – Vol. 46. – no. 3. – PP. 497–512.

103. Kettleborough C.F. Transient laminar free convection between heated vertical plates including entrance effects // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1972. – Vol. 15. – no. 5. – PP. 883–896.

104. Kim J.S., Park B.K., Lee J.S. Natural convection heat transfer around microfin arrays // *Exp. Heat Transf.* – 2008. – Vol. 21. – PP. 55–72.

105. Kim W.T., Boehm R.F. Laminar buoyancy-enhanced convection flows on repeated blocks with asymmetric heating // Numer. Heat Transf. Part A: Appl. – 1992. – Vol. 22. – no. 4. – PP. 421–434.
106. Kimouche N., Abidi-Saad A. Effect of inclination angle of the adiabatic wall in asymmetrically heated channel on natural convection: Application to double-skin façade design // J. Build. Eng. – 2017. – Vol. 12. – PP. 171–177.
107. Kimura F. Fluid Flow and Heat Transfer of Natural Convection Adjacent to Upward-Facing Inclined Heated Plates // Heat Transf. - Asian Res. – 2003. – Vol. 32. – no. 3. – PP. 278–291.
108. Kimura F., Ishihara S., Kitamura K. Flow and Heat Transfer of Natural Convection around an Upward-Facing Horizontal Plate with a Vertical Plate at the Edge // Heat Transf. - Asian Res. – 2004. – Vol. 33. – no. 8. – PP. 527–539.
109. Krishnan A.S. Combined experimental and numerical approaches to multi-mode heat transfer between vertical parallel plates // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2004. – Vol. 29. – no. 1. – PP. 75–86.
110. Kumar D.S., Murugesan K., Thomas H.R. Effect of the aspect ratio of a heated block on the interaction between inertial and thermosolutal buoyancy forces in a lid-driven cavity // Numer. Heat Transf. Part A Appl. – 2011. – Vol. 60. – no. 7. – PP. 604–628.
111. Kundu K.M. An analysis on free convection flow from a vertical plate with generalized wall temperature distribution // Appl Math. Model. – 1981. – Vol. 5. – PP. 122–126.
112. Kwak C.E., Song T.H. Experimental and numerical study on natural convection from vertical plates with horizontal rectangular grooves // Int. J. Heat Mass Transf. – 1998. – Vol. 41. – no. 16. – PP. 2517–2528.
113. Lau G.E., Yeoh G.H., Timchenko V., Reizes J.A. Large-Eddy Simulation of Turbulent Natural Convection in Vertical Parallel-Plate Channels // Numer. Heat Transf. Part B. – 2011. – Vol. 59. – no. 4. – PP. 259–287.

114. Lee K.-T. Natural convection heat and mass transfer in partially heated vertical parallel plates // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1999. – Vol. 42. – PP. 4417–4425.
115. Lee K.-T. Natural Convection in Vertical Parallel plates With an Unheated Entry or Unheated Exit // *Numer. Heat Transf. Part A.* – 1994. – Vol. 25. – no. 4. – PP. 477–493.
116. Lee T.S. Natural Convection In A vertical Channel With Opposing Buoyancy Forces // *J. Heat Mass Transf.* – 1982. – Vol. 25. – no. 4. – PP. 499–511.
117. Letan R., Dubovsky V., Ziskind G. Passive ventilation and heating by natural convection in a multi-storey building // *Build. Environ.* – 2003. – Vol. 38. – no. 2. – PP. 197–208.
118. Lin T.-Y., Hsieh S.-S. Natural convection of opposing / assisting flows in vertical channels with asymmetrically discrete heated ribs // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1990. – Vol. 33. – no. 10. – PP. 2295–2309.
119. Long J., Yang Z. Experimental Study on Heat Transfer Enhancement on Natural Convection in a Vertical Plate by Using Longitudinal Vortex Generators arranged in Rows // *Heat Transf. - Asian Res.* – 2006. – Vol. 35. – no. 5. – PP. 351–358.
120. Lu Q., et al. Experimental research on heat transfer of natural convection in vertical rectangular channels with large aspect ratio // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 2010. – Vol. 34. – no. 1. – PP. 73–80.
121. Madrid C.N., Alhama F. Study of the laminar natural convection problem along an isothermal vertical plate based on discriminated dimensional analysis // *Chem. Eng. Commun.* – 2008. – Vol. 195. – no. 12. – PP. 1524–1537.
122. Manca O., Musto M., Naso V. Experimental Investigation of Natural Convection in an Asymmetrically Heated Vertical Channel with an Asymmetric Chimney // *Trans. ASME.* – 2005. – Vol. 127. – no. August 2005. – PP. 888–896.
123. Marneni N. Transient Free Convection Flow Between Two Long Vertical Parallel Plates with Constant Temperature and Mass Diffusion // *Proceedings of the world congress on Engineering.* – London, U.K. – 2008. – Vol. II. – PP. 1–6.

124. Martínez-Suástegui L., Treviño C. Transient laminar opposing mixed convection in a differentially and asymmetrically heated vertical channel of finite length // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2008. – Vol. 51. – no. 25–26. – PP. 5991–6005.

125. Martynenko O.G., Berezovsky A.A., Sokovishin Y.A. Laminar free convection from a vertical plate // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1984. – Vol. 27. – no. 6. – PP. 869–881.

126. Miroshnichenko I.V., Sheremet M.A. Turbulent natural convection heat transfer in rectangular enclosures using experimental and numerical approaches: A review // *Renewable and Sustainable Energy Reviews.* – 2018. – Vol. 82. – PP.40–59.

127. Mittelman G., Alshare A., Davidson J.H. Composite relation for laminar free convection in inclined channels with uniform heat flux boundaries // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2009. – Vol. 52. – no. 21–22. – PP. 4689–4694.

128. Miyamoto M. et al. Effects of axial heat conduction in a vertical flat plate on free convection heat transfer // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1980. – Vol. 23. – PP. 1545–1553.

129. Mokheimer E.M.A., Sami S., Yilbas B.S. Heat transfer enhancement and pressure drop reduction due to mixed convection between two vertical parallel plates // *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow.* – 2010. – Vol. 20. –no. 8. – PP. 867–896.

130. Moulic S.G., Yao L.S. Non-Newtonian Natural Convection along a Vertical Flat Plate with Uniform Surface Temperature // *J. Heat Transfer.* – 2009. – Vol. 131. – no. 2. – PP. 1–8.

131. Nagendra H.R., Tirunarayanan M.A. Free Convection Heat Transfer Between Vertical Parallel Plates // *Nucl. Eng. Des.* – 1971. – Vol. 15. – PP. 17–28.

132. Nakamura H., Asako Y., Naitou T. Heat Transfer by Free Convection between Two Parallel Flat Plates // *Numer. Heat Transf.* – 1982. – Vol. 5. – PP. 95–106.

133. Nasri Z., Laatar A. H., Balti J. Natural convection enhancement in an asymmetrically heated channel-chimney system // *Int. J. Therm. Sci.* – 2015. – Vol. 90. – PP. 122–134.

134. Naylor D., Floryan J.M., Tarasuk J.D. A Numerical Study of Developing Free Convection Between Isothermal Vertical Plates // *J. Heat Transfer.* – 1991. – Vol. 113. – no. 3. – PP. 620–626.

135. Nelson D.J., Wood B.D. Combined heat and mass transfer natural convection between vertical parallel plates // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1989. – Vol. 32. – no. 9. – PP. 1779–1787.

136. Novak M.H., Nowak E.S. The CAV program for numerical evaluation of laminar natural convection heat transfer in vertical rectangular cavities // *Comput. Phys. Commun.* – 1993. – Vol. 78. – no. 1–2. – PP. 95–104.

137. Olsson C.O. Prediction of Nusselt Number and Flow Rate of Buoyancy Driven Flow Between Vertical Parallel Plates // *J. Heat Transfer* – 2004. – Vol. 126. – no. 1. – PP. 97–104.

138. Pantokratoras A. Fully Developed Laminar Free Convection With Variable Thermophysical Properties Between Two Open-Ended Vertical Parallel Plates Heated Asymmetrically With Large Temperature Differences // *J. Heat Transfer.* – 2006. – Vol. 128. – no. April 2006. – PP. 405–408.

139. Projahn U., Beer H. Theoretical and experimental study of transient and steady-state natural convection heat transfer from a vertical flat plate partially immersed in water // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1984. – Vol. 28. – no. 8. – PP. 1487–1498.

140. Rodrigues A.M., et al. Modelling natural convection in a heated vertical channel for room ventilation // *Build. Environ.* – 2000. – Vol. 35. – PP. 455–469.

141. Roeleveld D., Naylor D., Oosthuizen P.H. Empirical correlations for free convection in an isothermal asymmetrically heated vertical channel // *Heat Transf. Eng.* – 2009. – Vol. 30. – no. 3. – PP. 189–196.

142. Saito A., Yamasaki K. Natural Convection Heat Transfer from a Finite Vertical Thick Plate at Low Grashof Numbers // Heat Transf.-Asian Research. – 2000. – Vol. 29. – no. 8. – PP. 609–622.
143. Sharif A.R., Mohammad T.R. Natural convection in cavities with constant flux heating at the bottom wall and isothermal cooling from the sidewalls // Int. J. Therm. Sci. – 2005. – Vol. 44. – no. 9. – PP. 865–878.
144. Shah R.K., London A.L. Laminar Flow Forced Convection in Ducts / New York: Academic Press, Adv. in Heat Transfer, 1978.
145. Silva A.K.Da, Bejan A. Constructal multi-scale structure for maximal heat transfer density in natural convection // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2005. – Vol. 26. – no. 1. – PP. 34–44.
146. Scozia, R., Frederick, R.L. Natural convection in slender cavities with multiple fins attached to an active wall // Num. Heat Transfer. – 1991. – Vol. 20. – PP. 127-158.
147. Sparrow E.M., Azevedo L.F.A. Vertical-channel natural convection spanning between the fully-developed limit and the single-plate boundary-layer limit // Int. J. Heat Mass Transf. – 1985. – Vol. 28. – no. 10. – PP. 1847–1857.
148. Spiga M., Vocale P. Step response for free convection between parallel walls // Heat Mass Transf. – 2015. – Vol. 51. – no. 12. – PP. 1761–1768.
149. Suárez Ch. et al. Heat transfer and mass flow correlations for ventilated facades // Energy Build. – 2011. – Vol. 43. – no. 12. – PP. 3696–3703.
150. Tanda G., Devia F. Application of a schlieren technique to heat transfer measurements in free-convection // Exp. Fluids. – 1998. – Vol. 24. – PP. 285–290.
151. Tanda G. Natural convective heat transfer in vertical channels with low-thermal-conductivity ribs // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2008. – Vol. 29. – PP. 1319–1325.
152. Tanda G. Natural convection heat transfer in vertical channels with and without transverse square ribs // Int. J. Heat Mass Transf. – 1997. – Vol. 40. – no. 9. – PP. 2173–2185.

153. Taowang, Zeliangyang, Guangchangfeng Experimental Study on Heat Transfer Enhancement in the Vertical Nature Convection by Using Delta-Winglet Longitudinal Vortex Generators // Heat Transf. - Asian Res. – 2006. – Vol. 35. – no. 6. – PP. 402–409.

154. Teertstra P. et al. Analytical Model for Simulating the Thermal Behavior of Microelectronic Systems // Adv. Electron. Packag. ASME. – 1995. – Vol. 10. – no. 2. – PP. 927–936.

155. Terekhov V.I., Ekaid A.L. Laminar natural convection between vertical isothermal heated plates with different temperatures // J. Eng. Thermophys. – 2011. – Vol. 20. – no. 4. – PP. 416–433.

156. Terekhov V.I., Terekhov V.V. Numerical investigation of heat transfer in tall enclosure with ribbed walls // Comput. Therm. Sci. An Int. J. – 2010. – Vol. 2. – no. 1. – PP. 33–42.

157. Terekhov V.I., Ekaid A.L., Yassin K.F. Laminar Free Convection Heat Transfer and Separated Flow Structure in a Vertical Channel with Isothermal Walls and Two Adiabatic Opposing Fins // Journal of Engineering Thermophysics. – 2017. – Vol. 26. – no. 3. – PP. 339–352.

158. Terekhov V.I., Ekaid A.L., Yassin Kh.F. The effect of rib width on the laminar natural convection between two vertical parallel isothermal plates heated symmetrically // Proc. Of CHT-17. – 2017, Napoly, Italy, ICHMT Digital Library Online, PP: 1005-1020.

159. Terekhov V.I., Ekaid A.L. Numerical investigation of free convection and heat transfer between vertical parallel plates with different temperatures // ICHMT Digital Library Online. – 2012. 18 p.

160. Terekhov V.I., Ekaid A.L., Yassin K.F. Laminar free convection heat transfer between vertical isothermal plates // J. Eng. Thermophys. – 2016. – V. 25. N. 4. – P. 509–519.

161. Terekhov V.I., Ekaid A.L., Yassin K.F., Laminar natural convection between two vertical parallel isothermal plates with different aspect ratios // Proc.

9th Int. Conf. on Computational Heat and Mass Transfer ICCHMT 2016. – 2016. – Paper № 431. – 8 p.

162. Terekhov V.I., Ekaid A.L., Yassin K.F. The effect of aspect ratio on the laminar free convection inside a vertical channel heated isothermally // Proc. 11th Int. Forum on Strategic Technology (IFOST). – 2016. – Pt. 2. – PP. 619-625.

163. Terekhov V.I., Terekhov V.V. Heat-transfer in a high vertical enclosure with multiple fins attached to the wall // Int. J. Enhanced Heat Transfer. – 2008. – Vol. 15, No 4 – PP. 302-312.

164. Terekhov V.V., Terekhov V.I. Formation of Vortex Structures in a Vertical Enclosure with Finning of Its Both Walls // Heat Transfer Res. – 2010. – Vol. 41. – no. 4. – PP. 353-368.

165. Terekhov V.V., Terekhov V.I., Numerical Investigation of Heat Transfer in Tall Enclosure with Ribbed Walls // Comput. Thermal Sci. – 2010. – Vol. 2. – no. 1. – P. 33-42.

166. Tieszen S., et al. Modeling of natural convection heat transfer // Cent. Turbul. Res., Proceedings Summer Progr.– 1998. – PP. 287–302.

167. Tkachenko O.A., et al. Numerical and experimental investigation of unsteady natural convection in a non-uniformly heated vertical open-ended channel // Int. J. Therm. Sci. – 2016. – Vol. 99. – PP. 9–25.

168. Umavathi J.C., Chamkha A.J., Mohiuddin S. Combined effect of variable viscosity and thermal conductivity on free convection flow of a viscous fluid in a vertical channel // Int. J. Num. Methods Heat Fluid Flow. – 2016. – Vol. 26. – no. 1. – PP. 18–39.

169. Viswathmula P., Amin M.R. Effects of multiple obstructions on natural convection heat transfer in vertical channels // Int. J. Heat Mass Transf. – 1995. – Vol. 38. – no. 11. – PP. 2039–2046.

170. Vorayos N. Laminar Natural Convection within Long Vertical Uniformly Heated Parallel-Plate Channels and Circular Tubes / Ph.D. Thesis in Mech. Eng., Oregon State University. – 2000.

171. W.M. Yan, T.F. Lin Natural convection heat transfer in vertical open channel flows with discrete heating // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* – 1987. – Vol. 14. – no. 2. – PP. 187–200.

172. Wang C.Y. The Effects of Buoyancy on the Stagnation Flow on a Heated Vertical Plate // *Chem. Eng. Commun.* – 1988. – Vol. 68. – no. 1. – PP. 237–243.

173. Wang X., Pepper D.W. Numerical simulation for natural convection in vertical channels // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2009. – Vol. 52. – no. 17–18. – PP. 4095–4102.

174. Webb B.W., Hill D.P. High Rayleigh Number Laminar Natural Convection in an Asymmetrically Heated Vertical Channel // *ASME J. Heat Transf.* – 1989. – Vol. 111. – no. August 1989. – PP. 649–656.

175. Wu-Shung Fu, et al. Flow downward penetration of vertical parallel plates natural convection with an asymmetrically heated wall // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* – 2016. – Vol. 74. – PP. 55–62.

176. Xin Shine, Quere P.L. Direct numerical simulation of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4 // *J. Fluid Mech.* – 1995. – Vol. 304. – PP. 87–118.

177. Yan W.M., Lin T.F. Combined heat and mass transfer in natural convection between vertical parallel plates with film evaporation // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1990. – Vol. 33. – no. 3. – PP. 529–541.

178. Yan W.M., Lin T.F., Chang C.J. Combined heat and mass transfer natural convection between vertical parallel plates // *Inter. J. Heat Mass Transf.* – 1988. – Vol. 23. – no. 9. – pp. 69–76.

179. Yan W.M., Tsay Y.L., Lin T.F. Combined heat and mass transfer in turbulent natural convection between vertical parallel plates // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1989. – Vol. 32. – no. 8. – PP. 1581–1584.

180. Yan W.M., Tsay Y.L., Lin T.F. Simultaneous heat and mass transfer in laminar mixed convection flows between vertical parallel plates with asymmetric heating // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 1989. – Vol. 10. – no. 3. – PP. 262–269.

181. Yazicioglu B., Yuncu H. Optimum fin spacing of rectangular fins on a vertical base in free convection heat transfer // *Heat Mass Transf.* – 2007. – Vol. 44. – PP. 11–21.

182. Younis O., Pallares J., Grau F.X. Effect of the thermal boundary conditions and physical properties variation on transient natural convection of high Prandtl number fluids // *Comput. Fluid Dyn.* – 2009. – PP. 813–818.

183. Younis O., Pallares J., Grau F.X. Numerical study of transient laminar natural convection cooling of high Prandtl number fluids in a cubical cavity: Influence of the Prandtl number // *World Acad. Appl. Sci. Eng. Technol.* – 2007. – Vol. 36. – PP. 116–121.

184. Younis O., Pallares J., Grau F.X. Transient natural convection cooling of a high Prandtl number fluid in a cubical cavity // *Meccanica.* – 2011. – Vol. 46. – no. 5. – PP. 989–1006.

185. Yucel N., Ozdem A.H. Natural convection in partially divided square enclosures // *Heat Mass Transf.* – 2003. – Vol. 40. – PP. 167–175.

186. Zamora B., Hernández J. Influence of variable property effects on natural convection flows in asymmetrically-heated vertical channels // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* – 1997. – Vol. 24. – no. 8. – PP. 1153–1162.

187. Zamora B., Kaiser A.S. Optimum wall-to-wall spacing in solar chimney shaped channels in natural convection by numerical investigation // *Appl. Therm. Eng.* – 2009. – Vol. 29. – no. 4. – PP. 762–769.

ПРИЛОЖЕНИЕ

**АКТЫ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ
В НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИХ РАЗРАБОТКАХ И УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ**

«УТВЕРЖДАЮ»

Директор ФГБУН Институт теплофизики им.
С.С. Кутателадзе СО РАН, член-корреспондент

Маркович
 « 25 » сентября 2018 г. Маркович Д.М.

АКТ

об использовании результатов научной работы соискателя Яссина Халила Фархана Яссина в научно-технических разработках Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Настоящий акт подтверждает, что результаты исследований, полученные в диссертационной работе Яссина Халила Фархана Яссина «Ламинарный свободно - конвективный теплообмен в вертикальном канале с отрывом потока», аспиранта кафедры технической теплофизики НГТУ, были использованы в Институте теплофизики СО РАН в комплексе работ, посвященных проблемам энергосбережения. В частности, данные численных исследований течения и теплообмена в протяженных каналах при малых числах Релея были использованы при расчетах систем вентилируемых зазоров реальных навесных фасадных систем зданий и сооружений в условиях их длительной эксплуатации. Полученные автором результаты, а также пакеты прикладных программ позволяют оперативно и с достаточной для практики точностью прогнозировать тепловой и влажностной режимы при вариации размеров зазоров и термогазодинамических условий окружающей среды.

Зав. лабораторией
 проблем энергосбережения, д.т.н.

Низовцев
Бородулин

Низовцев М.И.

Ведущий инженер

Бородулин В.Ю.



«УТВЕРЖДАЮ»
Проректор НГТУ
по научной работе
д.т.н., профессор
А.Г. Вострецов

« 17 » 10 2018 г.

АКТ

внедрения результатов научной работы в учебный процесс

Настоящий акт подтверждает, что научно-методические и прикладные результаты, полученные в диссертационной работе «Ламинарный свободно-конвективный теплообмен в вертикальном канале с отрывом потока» аспиранта Яссин Халил Фархан Яссина, были использованы ФГБОУВО «Новосибирский государственный технический университет» (НГТУ) на кафедре Технической теплофизики (ТТФ) в следующих дисциплинах и видах учебных работ подготовки бакалавров и магистрантов.

1. Полученные научные результаты используются при чтении лекций по следующим дисциплинам: «Тепломассообмен», «Вычислительная математика», «Основы теории пограничного слоя», «Системы кондиционирования воздуха».

2. На основании разработанного пакета прикладных программ подготовлены комплексы лабораторных работ и индивидуальные задания по дисциплинам:

- а) «Вычислительная математика» – для бакалавров 3 курса;
- б) «Основы теории пограничного слоя» – для магистрантов первого года обучения.

Заведующий кафедрой ТТФ
д.т.н., профессор

А.В. Чичиндаев

Ученый секретарь кафедры ТТФ
к.т.н., доцент

М.В. Горбачев