

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук
(ОИВТ РАН)

на правах рукописи

Соколов Максим Александрович

**ЗАТОПЛЕННАЯ СТРУЯ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ПРОДОЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Специальность 1.3.14 – «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д. т. н. Разуванов Н.Г.

Москва 2026 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
1. Литературный обзор	18
1.1. Обзор гидродинамики и теплообмена жидкого металла в трубе в отсутствии магнитного поля.....	18
1.2. Влияние продольного магнитного поля на гидродинамику жидкого металла в трубе	21
1.3. Теплообмен жидкого металла в круглой трубе в условиях влияния продольного магнитного поля.....	25
1.4. Обзор гидродинамики затопленной струи в отсутствие магнитного поля при однородном профиле скорости	29
1.5. Гидродинамика затопленной струи в отсутствие магнитного поля при ламинарном режиме течения.....	32
1.6. Гидродинамика затопленной струи в отсутствие магнитного поля при турбулентном режиме течения.....	33
1.7. Влияние продольного магнитного поля на затопленную струю жидкого металла	36
2. Методика исследования.....	46
2.1. Математическая постановка задачи и экспериментальная установка	46
2.2. Экспериментальный жидкометаллический стенд.....	48
2.2.1. Рабочий участок	50
2.2.2. Продольный зонд типа «гребенка»	51
2.2.3. Корреляционно-кондукционный датчик скорости	52
2.2.4. Методика измерения скорости.....	54
2.2.5. Определение массового расхода.....	58
2.2.6. Определение магнитной индукции	59
2.2.7. Определение осреднённой во времени температуры	59
2.2.8. Определение статистических характеристик температурных пульсаций	59
2.2.9. Измерительное оборудование.....	61

2.2.10. Оценка неопределенностей.....	62
2.3. Численный расчет.....	64
2.3.1. Численный расчет с использованием RANS подхода.....	66
2.3.2. Численный расчет с использованием KDES подхода.....	69
3. Результаты экспериментальных исследований течения в обогреваемой трубе в продольном магнитном поле	76
4. Результаты экспериментальных исследований затопленной струи при наличии продольного магнитного поля.....	88
5. Результаты численного моделирования затопленной струи при наличии продольного магнитного поля методом RANS.....	114
6. Результаты численного моделирования подъемного течения ртути в обогреваемой трубе и затопленной струи при наличии продольного магнитного поля методом KDES.....	124
6.1. Результаты численного моделирования подъемного течения ртути в обогреваемой трубе при наличии продольного магнитного поля методом KDES.....	124
6.2. Результаты численного моделирования затопленной струи при наличии продольного магнитного поля методом KDES.....	129
Заключение	150
Список используемых сокращений.....	153
Список используемых обозначений.....	154
Индексы:.....	157
Список литературы	158

Введение

Динамика потребления энергии характеризуется сохранением тренда XX – начала XXI века: углеводородное преобладание с постепенным перераспределением между углем, нефтью и газом в пользу газа [1]. Вплоть до 2020 года мировой спрос на потребление энергии стабильно рос на 3 – 5 % ежегодно. Но 2020 год стал крупнейшим в истории снижения мирового потребления энергии [2] из-за последствий пандемии COVID-19. Однако динамика роста восстановилась уже в 2021 году. Таким образом, становится очевидным, что, несмотря на кризис, требуемое мировому сообществу количество энергии в будущем будет лишь расти.

Однако ресурсная база для удовлетворения этого роста ограничена. В XXI веке ожидается практически полное истощение ископаемых видов топлива (уголь, нефть, газ) [3]. В связи с этим ядерная энергетика рассматривается как один из ключевых источников (помимо ГЭС), способных заместить выбывающие мощности. Однако и здесь существуют серьезные ограничения.

Основу современной ядерной энергетики составляют реакторы на тепловых нейтронах, в которых энергия выделяется за счет деления изотопа ^{235}U . Однако его содержание в природном уране мало и приблизительно составляет 0.7%. Запасы в недрах Земли ограничены: порядка 16 млн. т, при этом экономически эффективными являются лишь 8.8 млн. т [5]. Согласно [6] ежегодно в мире производится около 60 тыс. т (кроме 2020 г., в котором было добыто 47.5 тыс.т).

На 01.01.2019 в мире работало порядка 450 реакторов установленной мощности 396.3 ГВт, а потребность в уране составляла 59.2 тыс. т. Согласно оценке всемирной ядерной ассоциации (WNA), к 2030 году мощность АЭС достигнет 420-440 ГВт, а потребность в уране возрастет до 85 тыс. т. По прогнозам Б.И. Нигматулина [6], к 2030 г. потребность составит от 70 тыс. т. (по низкому сценарию) до 79 тыс. т (по базовому сценарию).

Запасы вторичного ядерного топлива (оружейный плутоний и ОЯТ) оцениваются примерно в 270 кт с ежегодным приростом порядка 11-12 кт. Однако, как показывают оценки экспертов, даже с учетом вторичных источников при значительном увеличении выработки энергии традиционные реакторы на тепловых нейтронах исчерпают разведанные запасы урана в течение нескольких десятилетий.

Это делает критически важным развитие новых технологий. Перспективным направлением является управляемый ядерный синтез, в частности, создание ТИН для гибридной энергетики. Концепция базируется на возможности природных урановых (^{238}U) или ториевых руд (^{232}Th) производить делящийся материал при захвате нейтронов [7]. Данный подход позволяет вовлечь в топливный цикл фактически все запасы урана и тория, обеспечивая устойчивую выработку энергии. В ТИН отсутствует жёсткое требование поддержания критической массы делящегося материала, что позволяет гибко варьировать состав топливной загрузки и использовать, в частности, ^{232}Th и обеднённый уран без начальной наработки плутония. Это является существенным преимуществом перед реакторами на быстрых нейтронах.

Основной частью ТЯР является установка управляемого ядерного синтеза. Установка теоретически позволяет осуществить удержание высокотемпературной плазмы в МП, имеющих различную конфигурацию.

Наиболее известным проектом ТЯР является международный экспериментальный термоядерный реактор ITER [8]. Основной задачей данного проекта является демонстрация возможностей использования реакций термоядерного синтеза в энергетике.

На следующем этапе планируется создать реактор DEMO для демонстрации коммерческого потенциала термоядерной энергии. В отличие от ITER с водяным охлаждением, в DEMO предполагается использовать гелий или жидкий литий [9].

Для эффективной работы гибридных термоядерных установок критически важным является выбор оптимального теплоносителя. Перспективными для охлаждения элементов таких установок считаются жидкие металлы и расплавы солей. Однако при использовании расплавов солей требуются высокие температуры, которые могут приближаться к предельно допустимым для конструкционных сталей, используемых в установках.

Работа с ЖМ-теплоносителями в экспериментальных условиях связана с серьёзными сложностями. Для свинца, например, необходимы дорогостоящие ЖМ-установки, а рабочие температуры достигают 500 К и выше. Именно поэтому теория подобия, позволяющая перенести результаты модельных экспериментов на другие ЖМ-теплоносители, приобретает особое значение. Ртуть — наиболее подходящая модельная среда среди жидких металлов. Несмотря на свою токсичность, она сохраняет жидкое состояние при комнатной температуре. Это позволяет провести детальные измерения локальных гидродинамических параметров в условиях турбулентного течения.

Одним из важнейших модулей ITER и DEMO является бланкет. Существует более 180 вариантов его конструкции, среди которых есть проекты с использованием в качестве охладителя ЖМ эвтектики. Для ЖМ-бланкетов принципиально важно учитывать влияние МП на гидродинамику и теплообмен теплоносителя.

Сложная геометрия токамака определяет конструкцию теплообменных систем (бланкета, диверторов и др.). В них встречаются различные конфигурации каналов, в частности течение в трубе и течение при внезапном расширении.

Одним из ключевых узлов бланкета, определяющим эффективность теплосъёма и равномерность распределения теплоносителя, является распределительный коллектор. В частности, в концепции ЖМ модуля бланкета DCLL, распределительный коллектор представляет собой внезапное расширение канала (рисунок 1): жидкий металл из подводящей трубы малого

сечения поступает в расширенную область и затем распределяется по параллельным каналам зоны воспроизводства [10]. В этой области сильное тороидальное магнитное поле направлено вдоль расширения [11].

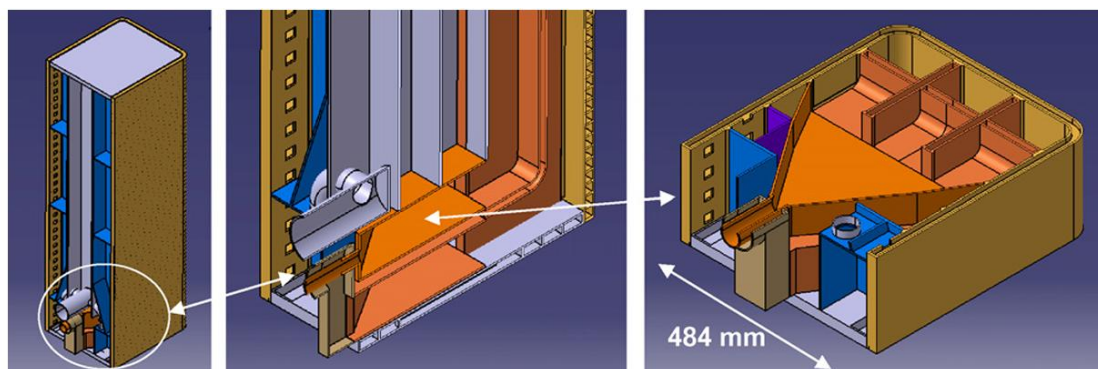


Рисунок 1. Распределительный коллектор DCLL [11].

В конструкции WCLL blankets для DEMO присутствуют зоны внезапного расширения канала, в частности на границе зоны воспроизводства и коллектора [12], а также в нижней расширительной камере, где поток из круглого входного патрубка расширяется вдоль тороидального направления [13]. Поскольку сильное магнитное поле в токамаке ориентировано в тороидальном направлении, в этих зонах поле является продольным по отношению к течению.

Структура затопленной струи непосредственно определяет гидродинамическое сопротивление, смешение и теплообмен в коллекторе, а следовательно, и рабочие характеристики всего blankets. Однако влияние ПМП на такую конфигурацию течения остаётся малоизученным, что обосновывает необходимость настоящего исследования.

В работе рассматриваются две задачи исследования: теплообмен при подъемном течении ЖМ в вертикальной обогреваемой трубе в ПМП и гидродинамика подъемного течения ЖМ с возникновением затопленной струи. Обе задачи взаимосвязаны, так как струйное течение по мере удаления от среза исчезает, переходя в стабилизированный поток в трубе.

Во Введении обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи исследования, изложены научная новизна и практическая значимость

работы, представлены выносимые на защиту положения, приведены сведения об апробации и публикациях.

В первой главе представлено современное состояние вопроса и обзор литературы по гидродинамике и теплообмену в условиях влияния магнитного поля. Описаны гидродинамика и теплообмен ЖМ в круглой трубе с учетом влияния ПМП и в его отсутствие. Влияние ПМП на ламинарное стабилизированное течение в канале круглого сечения отсутствует. В ПМП турбулентный перенос импульса подавляется частично или полностью в зависимости от соотношения чисел Re и Ha . Описаны основные положения о гидродинамике затопленной струи в отсутствие магнитного поля при однородном профиле скорости на входе. Особенностью течения затопленных струй является подобие профилей скорости, нормированных на осевую скорость, на различном удалении от среза струи. В главе приведены основные положения гидродинамики затопленной струи в отсутствие магнитного поля при ламинарном и турбулентном режимах течения. Большинство исследований посвящено истечению затопленных струй в большой объем. Выявлено, что эффективная длина струи и степень перемешивания в потоке зависят от геометрической формы сопла. При этом большинство авторов исследуют затопленные струи воздуха или воды. Описано влияние продольного магнитного поля на затопленную струю жидкого металла. Сделан вывод о том, что исследования ЖМ струй в каналах представлены в небольшом количестве и в узких диапазонах режимных параметров. В существующих работах были получены следующие результаты: ПМП снижает перенос импульса в поперечном направлении, уменьшает скорость в осевом направлении, снижает характерный уровень пульсаций в потоке; в ПМП увеличивается эффективная длина струи и затягивается ламинарно-турбулентный переход.

Во второй главе приводится постановка двух задач в ПМП: подъемного течения ЖМ в обогреваемой трубе и затопленной струи. Описаны экспериментальная установка и исследовательские зонды. Представлены

численные методики с использованием двух подходов: RANS и гибридного LES.

В третьей главе представлены результаты подробных измерений профилей и полей температуры в потоке ЖМ, полученные при подъемном течении в обогреваемой трубе в отсутствие и при наличии ПМП в диапазоне $Re = 10500 - 50100$ и $Ha = 0 - 460$ в поперечных сечениях, по длине и по углу. Также приводятся осциллограммы температуры, интенсивности пульсаций температуры в характерных точках и обобщение экспериментальных данных в виде критериальных зависимостей среднего и локальных чисел Нуссельта от числа Пекле.

В четвертой главе представлены результаты экспериментальных исследований, выполненных при подъёмном течении затопленной струи ртути в отсутствие и при наличии ПМП при $Re = 10000-72000$ и $Ha = 0-125$. Получены профили трех компонент скорости (продольной, радиальной и азимутальной) в поперечных сечениях и на оси. Также измерены осциллограммы компонент скорости и температуры и определены статистические характеристики.

В пятой главе представлены результаты численного моделирования осредненного течения затопленной струи ЖМ в ПМП в составной трубе с использованием RANS - подхода в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 10000 - 72000$ и Гартмана $Ha = 0 - 125$. Результаты расчетов без ПМП сравниваются с данными других авторов. Расчеты в ПМП сравниваются с экспериментальными результатами, полученными в данной работе.

В шестой главе представлены результаты численного моделирования методом KDES подъёмного течения в вертикальной обогреваемой трубе ($Re = 10500$, $Ha = 0$ и 460) и затопленной струи в составной трубе ($Re = 10000$, $Ha = 0-250$). Результаты сопоставляются с экспериментальными данными из четвертой главы работы и данными других авторов.

В заключении перечислены выводы по работе.

Степень разработанности темы.

Гидродинамика и теплообмен ЖМ в круглой трубе при отсутствии магнитного поля изучены достаточно подробно: имеются надёжные зависимости для коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи при ламинарном и турбулентном течениях, а также данные по влиянию термогравитационной конвекции. Влияние ПМП на течение в трубе также исследовано в ряде работ: показано, что ПМП подавляет турбулентные пульсации, затягивает ламинарно-турбулентный переход и снижает коэффициент гидравлического сопротивления. Влияние ПМП на теплообмен в круглой трубе исследовано теоретически и экспериментально; показано, что с ростом числа Гартмана теплоотдача снижается, а при определённых условиях возможно возникновение низкочастотных пульсаций температуры аномальной амплитуды. Однако все перечисленные работы выполнены либо при вынужденной конвекции без обогрева стенки, либо для опускных течений; систематические экспериментальные данные по подъёмному течению жидкого металла в обогреваемой трубе при совместном действии продольного магнитного поля и термогравитационной конвекции в литературе отсутствуют.

В отличие от канальных течений, гидродинамика затопленных струй ЖМ в ПМП исследована в значительно меньшем объёме. Большинство исследований затопленных струй проведено для воздуха или воды в неограниченном объёме. Имеющиеся работы по МГД-струям выполнены для ограниченных диапазонов параметров и не включают детальных измерений трёхкомпонентных полей скорости и пульсационных характеристик. Систематические экспериментальные данные по гидродинамике затопленной струи жидкого металла в канале с внезапным расширением при наличии продольного магнитного поля в литературе отсутствуют. Подробный обзор исследований, посвященный течениям ЖМ в ПМП представлен в первой главе диссертации.

Цель диссертационной работы – провести экспериментальное и численное исследование теплообмена при подъемном течении жидкого металла (ртути) в обогреваемой трубе, а также изучить гидродинамику затопленной струи ЖМ в продольном магнитном поле, установить закономерности течения и выбрать оптимальную расчётную модель для рассматриваемого типа задач.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Подготовка и модернизация ртутного стенда, находящегося на кафедре Инженерной теплофизики НИУ МЭИ, для исследования подъемного течения ЖМ в вертикальной обогреваемой трубе и возникновения затопленной струи в отсутствие и при наличии продольного магнитного поля.
2. Изготовление зонда для измерения полей температуры и распределений характеристик теплоотдачи в трубе при подъемном течении ЖМ. Разработка и изготовление микротермопарного корреляционно-кондукционного зонда для измерения трех компонент скорости (продольной, радиальной и азимутальной) в потоке с затопленной струей.
3. Экспериментальное исследование теплообмена при подъемном течении ЖМ в вертикальной трубе, а также гидродинамики затопленной струи при наложении ПМП и при его отсутствии. Получение подробных пространственных распределений осреднённых полей скорости и температуры, а также статистических характеристик их пульсаций.
4. Выполнение численного моделирования исследуемого течения в условиях, близких к экспериментальным, с использованием подходов RANS и гибридного метода крупных вихрей KDEs с целью выбора оптимальной расчетной модели.
5. Качественный и количественный анализ основных режимов течения в условиях влияния ПМП и без него.

Научная новизна

Впервые экспериментально с применением зондовой методики измерений получены поля и профили температуры, характеристики теплоотдачи и статистические характеристики пульсаций температуры при подъемном течении ЖМ в вертикальной обогреваемой трубе при наложении ПМП в диапазоне $Re = 10500 - 50100$, $Ha = 0 - 460$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$. Впервые в этих условиях обнаружены следующие закономерности теплообмена:

1. в отсутствие ПМП значения числа Нуссельта снижаются на 30 % относительно зависимости Лайона для развитого турбулентного течения без учёта гравитации, что согласуется с общими закономерностями смешанной конвекции. При наложении ПМП значения числа Нуссельта, в общем, остаются на уровне без поля, в частности, при $Re > 400$ теплоотдача незначительно (~5%) снижается;
2. если при малых Re (10500) в ПМП ($Ha \leq 460$) турбулентность подавляется, то при больших Re (30400 – 50100) в ПМП с ростом числа Гартмана обнаружен рост интенсивности пульсаций температуры за счёт подавления высокочастотных и усиления низкочастотных составляющих.

Для проведения экспериментальных исследований изготовлен оригинальный корреляционно-кондукционный зонд, позволяющий измерять три компоненты скорости и температуру в широком диапазоне режимных параметров.

Впервые экспериментально с применением зондовой методики получены профили трех компонент скорости (продольной, радиальной и азимутальной), осциллограммы компонент скорости и температуры, а также определены статистические характеристики затопленной струи ЖМ в ПМП при $Re = 10000 - 72000$ и $Ha = 0 - 125$. Впервые в этих условиях обнаружены следующие закономерности гидродинамики:

1. с ростом Ha от 0 до 125 эффективная длина струи увеличивается – струя вытягивается;

2. при больших Re абсолютный уровень пульсаций снижается по длине струи, а при малых изменяется немонотонно;
3. средние значения азимутальной и радиальной компонент скорости в измеренных режимах малы (менее 5%), а пульсационные составляющие могут достигать 10% от средней скорости течения, при этом выявлена качественно выраженная корреляция между пульсациями радиальной и азимутальной компонент скорости;
4. в ходе экспериментальных исследований в ПМП обнаружена закрутка струи в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 10000 - 15500$ и чисел Гартмана $Ha = 42 - 125$. Величина закрутки не превышает 5% средней скорости течения.

Впервые показано, что RANS-подход с моделью $k-\omega$ неудовлетворительно описывает влияние ПМП на осредненное течение затопленной струи вследствие отсутствия моделей подавления турбулентности. Гибридный LES-подход KDEs с учетом электромагнитных сил позволяет моделировать гидродинамику затопленной струи. Результаты LES расчетов удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. При этом закрутка струи расчетным методом не воспроизводится.

При $Re = 10000$ численно обнаружен эффект периодической деформации тела струи при $Ha = 180$. При увеличении числа Гартмана до $Ha = 210$ наблюдается эффект периодических смещений тела струи в поперечных направлениях.

Теоретическая и практическая значимость.

Результаты диссертационной работы носят как фундаментальное, так и прикладное значение.

Полученные в эксперименте и расчёте данные по полям скорости, температуры и пульсационным характеристикам могут применяться для дальнейшего развития и верификации моделей турбулентности, используемых для исследования МГД-течений.

Зондовая методика и оригинальный корреляционно-кондукционный зонд могут использоваться для исследования МГД-течений ЖМ в лабораторных и промышленных условиях.

Полученные в работе данные по теплообмену и гидродинамике могут учитываться при проектировании бланкетов и диверторов термоядерных установок (ИТЭР, DEMO, гибридных ТЯР, ТИН).

Обоснованная рекомендация использовать гибридный подход KDES вместо RANS даёт практический инструмент для инженерных расчётов подобных течений, позволяя повысить точность прогноза при умеренных вычислительных затратах.

Методология и методы исследования.

Экспериментальные исследования проводились на ртутном стенде кафедры инженерной теплофизики НИУ МЭИ. Измерения выполнялись с использованием двух типов зондов: погружного зонда типа «гребенка» для измерения полей температуры в обогреваемой трубе и оригинального корреляционно-кондукционного зонда для измерения трёх компонент скорости в затопленной струе. Продольная скорость определялась корреляционным методом по времени задержки сигналов между двумя термопарами, поперечная и азимутальная компоненты — кондукционным методом по разности потенциалов между электродами. Исследования выполнены в диапазоне $Re = 10500 - 50100$, $Ha = 0 - 460$ для трубы и $Re = 10000 - 72000$, $Ha = 0 - 125$ для струи. Численное моделирование проводилось в коде ANES20XE с использованием RANS (модель $k-\omega$) и гибридной LES-модели KDES. Расчёты KDES выполнялись в нестационарной постановке с генератором синтетической турбулентности PIG.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При подъёмном течении жидкого металла в вертикальной обогреваемой трубе в продольном магнитном поле экспериментально установлены следующие закономерности теплообмена: значения числа Нуссельта в условиях смешанной турбулентной конвекции при больших числах

Пекле ($Re > 400$) снижаются по сравнению с развитым турбулентным течением без учёта гравитации; при малых числах Рейнольдса ($Re = 10500$) магнитное поле подавляет турбулентность во всём спектре частот, тогда как при больших ($Re = 30400 - 50100$) с ростом числа Гартмана ($Ha \leq 460$) наблюдается усиление низкочастотных составляющих пульсаций температуры.

2. Для затопленной струи жидкого металла по результатам экспериментально полученных полей трех компонент скорости и температуры в продольном магнитном поле обнаружено: с ростом числа Гартмана ($Ha = 0-125$) струя становится более устойчивой и ее эффективная длина возрастает; в диапазоне $Re = 10000-15500$ и $Ha = 42-125$ обнаружена небольшая закрутка струи с азимутальной скоростью до 5% от продольной скорости течения.
3. RANS-подход с применением модели $k-\omega$ имеет слабую чувствительность к влиянию продольного магнитного поля на осреднённое течение и даёт качественно неверный результат в ближней зоне (до трех калибров от среза струи), вследствие отсутствия модели подавления турбулентности. При этом гибридная модель KDES обладает существенно более высокой чувствительностью и в целом удовлетворительно воспроизводит основные экспериментальные данные по полям осредненной и пульсационной скорости в отсутствие и при наличии продольного магнитного поля.
4. Численно с использованием модели KDES при $Re = 10000$ обнаружены эффекты периодической деформации тела струи при $Ha = 180$ и периодических поперечных смещений струи при $Ha = 210$ и 250 .

Достоверность полученных результатов.

Достоверность обеспечивается применением зондовой методики измерений, успешно прошедшей проверку в предшествующих исследованиях на кафедре Инженерной теплофизики НИУ «МЭИ» и в ФГБУН ОИВТ РАН, а также использованием поверенных средств измерений и автоматизированной

системы сбора данных. Воспроизводимость опытных данных и их согласие с известными литературными результатами подтверждают надёжность полученных выводов. Достоверность численных расчётов обоснована применением предварительно верифицированных моделей и исследованием сеточной сходимости.

Апробация работы

Основные результаты исследований представлялись и обсуждались на:

1. 8-й Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-8); ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ» (г. Москва, 2022 г.).
2. XXIV Школе-семинаре молодых ученых и специалистов под руководством академика А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (Казань, 2023 г.).
3. III Международной конференции «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии» (г. Таруса, 2023 г.).
4. IX Международной конференция «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках» (г. Нижний Новгород, 2023 г.).
5. Международной конференция «Теоретические и прикладные задачи конвективного тепломассопереноса» (г. Томск, 2025 г.)
6. Заседаниях лаборатории №5 ОИВТ РАН.
7. Семинаре физического факультета МГУ.

Соответствие паспорту специальности.

Представленное экспериментальное и численное исследование подъемного течения ЖМ в обогреваемой трубе в ПМП и затопленной струи в ПМП соответствует паспорту специальности 1.3.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника (физико-математические науки) по п.3 «Магнитная гидродинамика электропроводных сред».

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 6 статьях в рецензируемых научных журналах, из них 4 статьи индексируются в базах

Web of Science и Scopus [20, 94 - 96], и 2 статьи в журналах, входящих в перечень ВАК РФ [19, 93].

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своей семье, а также научному руководителю Разуванову Н. Г., который осуществлял руководство настоящей работой и оказал неоценимую помощь в проведении экспериментальных исследований. Также автор благодарит коллектив научной группы Янькова Г. Г. за создание и поддержку расчетного CFD комплекса ANES20XE и лично Артемова В.И. за оперативную поддержку кода и полезные расчетные рекомендации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка литературы и содержит 167 страниц машинописного текста, 108 рисунков и 1 таблицу. Список литературы включает 101 наименование.

1. Литературный обзор

1.1. Обзор гидродинамики и теплообмена жидкого металла в трубе в отсутствие магнитного поля

Для исследования влияния магнитного поля на затопленную струю ЖМ электропроводящей жидкости в ПМП предварительно необходимо понимать характер влияния продольного магнитного поля на течение в отсутствие сложной геометрии с внезапным расширением, которая исследуется в настоящей работе. В качестве простой геометрии чаще всего рассматривают круглую трубу. Гидродинамика в круглых трубах изучена достаточно подробно. Известно, что в условиях отсутствия магнитного поля ЖМ ведет себя как несжимаемая ньютоновская жидкость. Для прямых каналов гидравлическое сопротивление определяется потерями давления на трение жидкости о стенки, т.к. местные потери давления (углы поворота, внезапные расширения, сужения и т.д.) отсутствуют.

Формула Дарси–Вейсбаха [14] позволяет определить потери давления Δp в круглых трубопроводах длиной l в области стабилизированного течения:

$$\Delta p = \xi \frac{\rho u^2}{2} \frac{l}{d}. \quad (1.1)$$

Для вычисления коэффициента гидравлического сопротивления ξ (отношение потерянной энергии потока к кинетической энергии) для круглой трубы при ламинарном течении используется соотношение [15]:

$$\xi = \frac{64}{Re}, Re \leq 2 \cdot 10^3, \quad (1.2)$$

В свою очередь при турбулентном течении коэффициент гидравлического сопротивления для круглой трубы можно определить по известной формуле Блазиуса [15]:

$$\xi = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}, 4 \cdot 10^3 \leq Re \leq 1 \cdot 10^5. \quad (1.3)$$

Также достаточно известной является формула Филоненко – Альтшуля, которая охватывает большой диапазон чисел Рейнольдса [15]:

$$\xi = (1,82 \lg Re - 1.64)^{-2}, 1 \cdot 10^4 \leq Re \leq 3.2 \cdot 10^6. \quad (1.4)$$

Коэффициент теплоотдачи для стабилизированного ламинарного течения в круглой трубе постоянен и равен при граничном условии первого рода [15]:

$$Nu = 3.657, Re \leq 2 \cdot 10^3. \quad (1.5)$$

В свою очередь при наличии граничного условия второго рода коэффициент теплоотдачи для стабилизированного ламинарного течения в круглой трубе равен [15]:

$$Nu = 4.36, Re \leq 2 \cdot 10^3. \quad (1.6)$$

Наиболее надежные данные для коэффициента теплоотдачи на стабилизированном участке при турбулентном течении ЖМ для трубы лежат в диапазоне параметров между формулами Лайона [16]:

$$Nu = 7 + 0.025 \cdot Pe^{0.8}. \quad (1.7)$$

и формулой, предложенной в ФЭИ [17]:

$$Nu = 5 + 0.025 \cdot Pe^{0.8}. \quad (1.8)$$

Видно, что существенные различия между формулами (1.7) и (1.8) возникают только при небольших числах Пекле.

Приведённые выше зависимости получены для чисто вынужденного течения. В вертикальных трубах при наличии теплового потока может возникать ТГК, которая существенно модифицирует поля скорости и температуры, а следовательно, и коэффициенты теплоотдачи и трения. В классической работе [18] на примере воды экспериментально исследована местная теплоотдача при вязкостно-инерционно-гравитационном течении в вертикальных трубах в широком диапазоне чисел Re (300–30000), Ra (300– $8 \cdot 10^5$) и Pr (2–6).

Авторы выделяют две принципиально разные ситуации:

1. совпадение направлений свободной и вынужденной конвекции у стенки – при этом теплоотдача сначала падает (из-за подавления турбулентности), а затем растёт с увеличением Ra/Re^2 ;
2. встречное направление – определяющим становится параметр Ra/Re ; теплоотдача уменьшается незначительно, затем интенсивно возрастает за счёт перемешивания в пограничном слое.

В работе получены эмпирические корреляции, описывающие переходные и стабилизированные режимы. Хотя исследование выполнено для воды, эти результаты важны для понимания возможного влияния свободной конвекции в жидкометаллических теплоносителях, особенно при малых числах Рейнольдса и высоких тепловых нагрузках.

Экспериментальные исследования подъёмного течения ртути в вертикальной обогреваемой трубе при смешанной конвекции, выполненные при участии автора, изложены в работах [19, 20]. Применение микротермопарных зондов позволило получить профили осреднённой скорости и температуры, распределения локальных коэффициентов теплоотдачи и пульсационные характеристики температуры в потоке. В работе обнаружено, что без магнитного поля коэффициенты теплоотдачи снижаются по сравнению с чисто турбулентным уровнем, что качественно согласуется с общими закономерностями теплообмена при смешанной конвекции для неметаллических жидкостей [21]. Обнаружено, что с ростом влияния термогравитационной конвекции (увеличением числа Ричардсона Ri) профиль продольной скорости трансформируется и принимает М-образную форму. Интенсивность температурных пульсаций при этом возрастает в пристенной области, что свидетельствует об изменении структуры турбулентности под действием сил плавучести.

В работе [22] при опускном течении ртути в вертикальной обогреваемой трубе в ПМП выявлен ранее неизвестный эффект: в пристенной зоне возникают низкочастотные пульсации температуры аномально высокой интенсивности, обусловленные генерацией крупномасштабных низкочастотных вихревых структур. Такие пульсации не только интенсифицируют теплоотдачу, но и создают риск усталостного повреждения стенки из-за знакопеременных температурных напряжений.

Численно подъёмное течение ЖМ в обогреваемой трубе исследовано в [23], где методом DNS изучена смешанная конвекция при отсутствии МП. Показано, что сила плавучести оказывает как «внешнее» воздействие на

усреднённый профиль продольной скорости (трансформация к М-образной осесимметричной форме), так и «структурное» воздействие (влияние на турбулентный перенос, масштабы и интенсивность пульсаций). При малых числах Ричардсона ($Ri < 0,25$) это структурное воздействие проявляется в подавлении турбулентного переноса, сопровождающемся уменьшением кинетической энергии флуктуаций по всей длине обогреваемого участка. При $Ri > 0,25$ на начальном участке энергия флуктуаций сначала также снижается (тем быстрее, чем выше Ri), однако затем начинает расти и достигает максимума, что связано с развитием неустойчивости М-образного профиля скорости и возникновением крупномасштабных флуктуаций — то есть структурное воздействие меняет знак и начинает усиливать турбулентность. Далее, по мере продвижения по потоку, энергия пульсаций стабилизируется на уровне, соответствующем чисто вынужденной турбулентной конвекции. Коэффициент теплоотдачи в целом растёт с увеличением Ri , за исключением узкой области $0,1 < Ri < 0,2$, где наблюдается его незначительное снижение.

1.2. Влияние продольного магнитного поля на гидродинамику жидкого металла в трубе

В условиях ПМП вследствие параллельности векторов скорости и индукции магнитного поля, индуцированное электрическое поле $E_{\text{инд}}$ отсутствует:

$$E_{\text{инд}} = \mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (1.9)$$

Отсутствие внешних электрических полей, подводимых к трубе, приводит к тому, что электрические токи в ней не протекают. Как следствие, электромагнитные силы f_m (1.10) обращаются в нуль.

$$f_m = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (1.10)$$

Для ламинарного течения в круглой трубе ПМП не оказывает влияния на гидродинамику. Следовательно, коэффициенты гидравлического сопротивления и теплоотдачи могут определяться по зависимостям (1.1) – (1.2), (1.5) – (1.6).

Осреднённое турбулентное течение в ПМП не меняется, поскольку векторы скорости и магнитной индукции параллельны. В то же время ПМП влияет на пульсационную составляющую: поперечные пульсации подавляются напрямую, а продольная компонента u'_z — опосредованно, через перераспределение энергии между пульсациями скорости с участием пульсаций давления p' . В итоге продольные пульсации тоже уменьшаются под действием поля, но слабее поперечных.

Таким образом, ПМП в круглой трубе подавляет как пульсации, поступающие с потоком из зоны без поля, так и вновь возникающие пульсации скорости.

Затягивание ламинарно-турбулентного перехода наблюдается по мере роста Ha . Это ведёт к увеличению критического числа Рейнольдса $Re_{кр\ Ha}$, которое можно рассчитать по эмпирическому соотношению [24]:

$$Re_{кр\ Ha} = Re_{кр\ 0} \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{0.4Ha^2}{Re_{кр\ 0}}} \right), \quad (1.11)$$

где $Re_{кр\ 0} = 2250$ – критическое число Рейнольдса при отсутствии магнитного поля.

Для оценочных расчетов также можно использовать соотношения:

$$Re_{кр\ Ha} = 30Ha, \quad (1.12)$$

$$Re_{кр\ Ha} = 1125 + 30Ha, \quad (1.13)$$

Зависимости (1.11) – (1.13) можно проиллюстрировать графиком, представленным на рисунке 1.1.

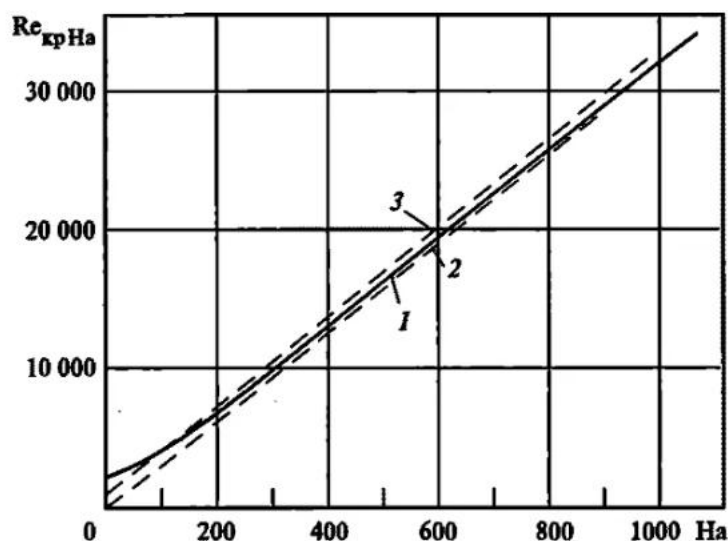


Рисунок 1.1. Зависимость критического числа Рейнольдса от числа Гартмана [25]: 1 – расчет по (1.11); 2 – (1.12); 3 – (1.13)

В работе [26] для измерения скорости использовался зонд полного давления, который представляет собой неравноплечий рычаг с отношением плеч 1:3.2. Для перемещения зонда по сечению трубы авторы использовали координатник, который позволял установить зонд в любой точке сечения. Авторам удалось исследовать широкий диапазон безразмерных чисел Рейнольдса (до 10^5) и Гартмана (до 614).

При наличии ПМП наблюдается снижение коэффициента гидравлического сопротивления. Опытные данные из [26] представлены на рисунке 1.2. Согласно рисунку 1.2 при достаточно высоких числах Гартмана можно практически полностью подавить турбулентность. При этом течение становится практически ламинарным, что позволяет описать коэффициент гидравлического сопротивления формулой (1.2). Данный эффект подтверждают экспериментальные данные С. Глоуба [27], а также результаты работы Д. С. Ковнера и В. Б. Левина [28].

Влияние магнитного поля становится пренебрежимо малым при достаточно больших числах Рейнольдса. Это подтверждается тем, что при фиксированном Ha коэффициент гидравлического сопротивления с ростом Re увеличивается и стремится к значениям, соответствующим формуле (1.3).

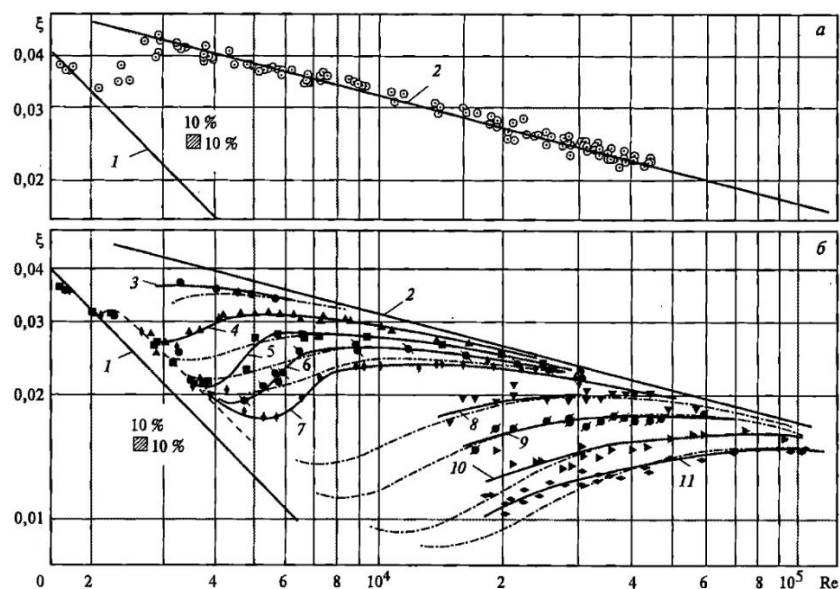


Рисунок 1.2. График зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от Re в условиях влияния ПМП [26]: а) – в отсутствие магнитного поля; б) – при наличии магнитного поля; 1 – формула (1.2); 2 – (1.3); 3 – $Ha = 40.4$; 4 – $Ha = 66.5$; 5 – $Ha = 93.5$; 6 – $Ha = 120$; 7 – $Ha = 146$; 8 – $Ha = 279$; 9 – $Ha = 390$; 10 – $Ha = 502$; 11 – $Ha = 614$

Профили скорости при изотермическом течении ЖМ изучены достаточно подробно. Например, в работе [28] автором для исследования профиля скорости использовался корреляционный датчик. Автором работы [29] была разработана модель турбулентности, с помощью которой было проведено численное исследование влияния ПМП на течение ЖМ теплоносителя.

Результаты исследований [26] и [29] показали, что профили скорости с ростом числа Гартмана становятся менее заполненными вследствие уменьшения турбулентной вязкости и касательного напряжения при наличии ПМП (рисунок 1.3). Профили скорости на рисунке 1.3 представлены в безразмерных координатах $\phi(\eta)$.

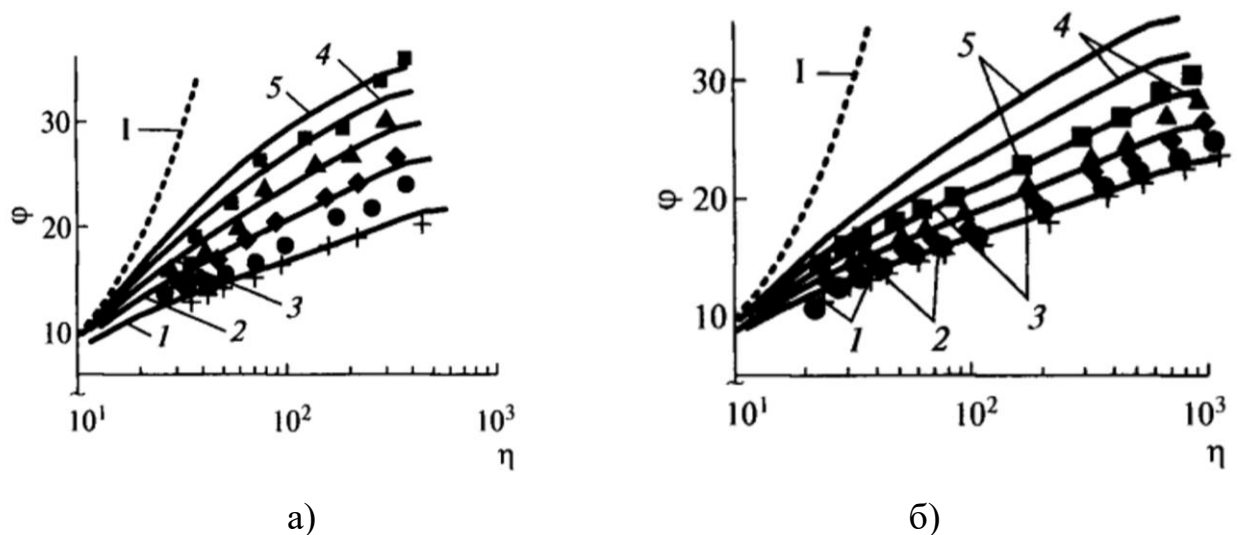


Рисунок 1.3. Профили скорости в виде безразмерной зависимости $\varphi(\eta)$, $x/d = 25$, а) - $Re = 2 \cdot 10^4$; б) - $Re = 4.25 \cdot 10^4$; точки — опытные данные [26]; линии - расчетные данные [29] при 1 - $Ha = 0$, 2 - 139.5, 3 - 195, 4 - 251, 5 - 307; I - профиль скорости при ламинарном течении

1.3. Теплообмен жидкого металла в круглой трубе в условиях влияния продольного магнитного поля

Вследствие того, что ПМП не действует на ламинарное течение, коэффициент теплоотдачи на стабилизированном участке при ламинарном течении постоянен и равен значениям (1.5) – (1.6) в зависимости от типа граничного условия.

При установившемся турбулентном течении влияние ПМП на теплообмен в круглой трубе одним из первых теоретически исследовал Е. Ю. Красильников [30]. В [30] предполагалось, что теплообмен стабилизирован, а стенки трубы поддерживаются при постоянной температуре. Исследовались режимы течения, при которых турбулентный перенос тепла в ЖМ играет существенную роль, $Re \geq 10^4$. Согласно [30] при увеличении Ha наблюдается уменьшение коэффициента теплоотдачи. Графически результаты [30] представлены на рисунке 1.4.

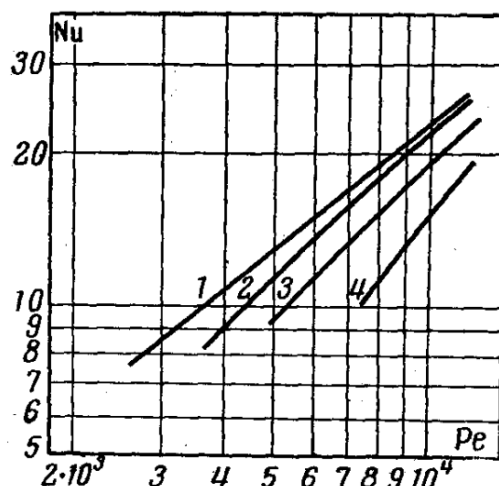


Рисунок 1.4. Теоретические зависимости Nu от Re в круглой обогреваемой трубе в ПМП: 1 – $\sigma Ha^2 = 0$; 2 – 10^4 ; 3 – $2 \cdot 10^4$; 4 – $5 \cdot 10^4$

Экспериментально влияние магнитного поля на теплообмен в круглой трубе при опускном течении исследовали в работах [31, 32]. Опытный участок представлял из себя вертикальную трубу диаметром 19 мм. Рассматривался диапазон чисел Рейнольдса $Re = 7 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^4$ и Гартмана $Ha = 0 - 550$. Результаты исследования указывают на то, что при увеличении Ha профиль температуры вытягивается (рисунок 1.5). В условиях эксперимента при $Ha = 500$ турбулентный перенос был полностью подавлен ПМП, и профили температуры совпали с ламинарными.

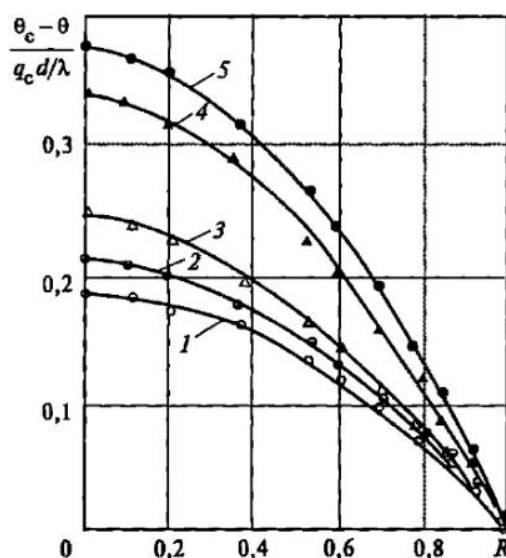


Рисунок 1.5. Влияние продольного магнитного поля на профиль температуры при $Re = 10^4$ [31, 32]: 1 – $Ha = 0$; 2 – 250; 3 – 400; 4 – 500; 5 – 550

В экспериментальной работе [33] исследовалась теплоотдача в продольном магнитном поле. Авторами [33] доказано, что при больших отношениях Ha/Re ПМП способно полностью подавить турбулентный перенос тепла. Также подтверждено, что с ростом Ha критическое число Рейнольдса также растет. При превышении критического числа Рейнольдса теплоотдача увеличивается, и число Нуссельта можно рассчитывать по формуле (1.7). При превышении $Re_{кр}$ увеличение теплоотдачи носит кризисный характер. Это иллюстрируют результаты исследований [31–33], представленные на рисунке 1.6.

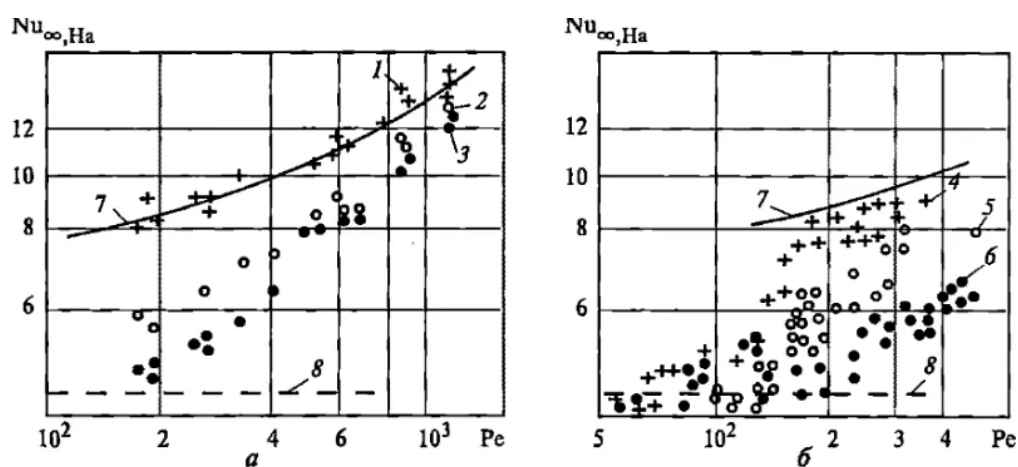


Рисунок 1.6. Зависимости Nu от Re для круглой трубы в условиях влияния ПМП: а) данные работ [31 - 32]: $l/d = 25$; 1 – $Ha = 0$; 2 – 400; 3 – 550; б) – данные работы [33]: $l/d > 0.06 \cdot Re_{кр}$; 4 – $Ha = 0$; 5 – 70; 6 – 200; 7 – формула (1.8); 8 – (1.6)

При больших тепловых нагрузках в вертикальных трубах с обогревом течение соответствует условиям неустойчивой стратификации плотности, при которых влияние ТГК становится определяющим. При этом наложение ПМП может не только не подавлять, но в определенных условиях усиливать ТГК, что приводит к интенсификации теплоотдачи. При некоторых сочетаниях параметров пульсации скорости и температуры в ПМП могут быть сильнее, чем без него. Наиболее опасны низкочастотные пульсации температуры большой амплитуды в пристенной области (рисунок 1.7), которые создают риски для материалов элементов конструкций [22, 34–36].

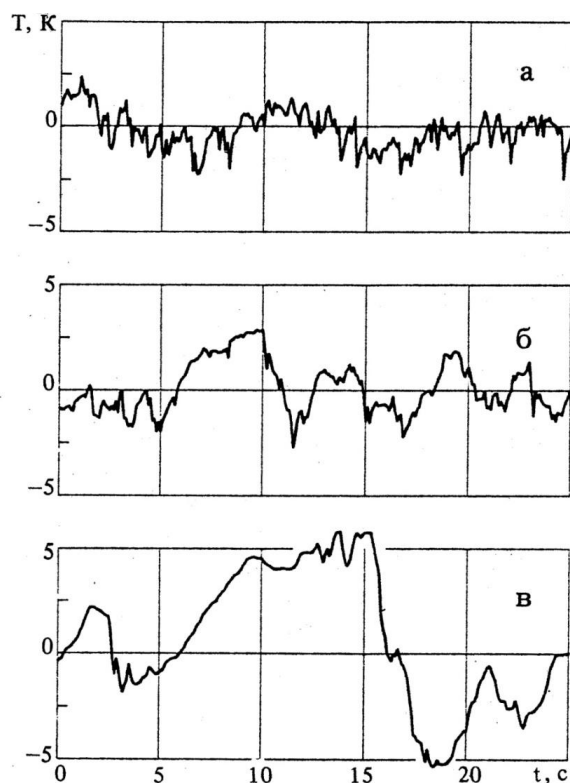


Рисунок 1.7. Осциллограммы пульсаций температуры в вертикальной трубе в продольном МП, $Re=7500$, $z/d=35$: а) $Ha = 0$, б) 200, в) 400 [22, 34-36].

Важно отметить, что экспериментальные исследования совместного влияния ТГК и ПМП в вертикальных трубах выполнены преимущественно для опускных течений с обогревом. В то же время систематических экспериментальных работ по подъёмным течениям в аналогичных условиях крайне мало и параметрических данных, достаточных для построения надёжных эмпирических корреляций или верификации расчётных моделей, по-прежнему недостаточно. Это делает актуальным дальнейшее изучение подъёмных течений жидких металлов в поперечном и продольном магнитных полях с учётом ТГК, особенно в условиях, характерных для blankets термоядерных реакторов.

В настоящее время усилиями научно – исследовательских групп ОИВТ РАН и НИУ МЭИ продолжаются исследования закономерностей стабилизированного течения ЖМ при различном направлении массовых сил, разных степенях влияния термогравитационной конвекции, направления магнитного поля и различных геометрических форм каналов.

Так, например, в XXI веке были получены достоверные данные исследования МГД – теплообмена при течении в условиях продольного и поперечного МП в горизонтальной трубе, обогреваемой как однородно, так и неоднородно [37]. Авторы [38] обнаружили, что в горизонтальной трубе с неоднородным нагревом возникают и развиваются низкочастотные квазигармонические колебания температуры большой интенсивности.

1.4. Обзор гидродинамики затопленной струи в отсутствие магнитного поля при однородном профиле скорости

К затопленным струям относятся струи, распространяющиеся в покоящейся среде или среде, которая обладает одинаковыми со струей свойствами. В [39] представлен подробный анализ и обобщение литературных данных по этой тематике.

Одним из наиболее важных типов затопленных струй являются струи, возникающие на участках с внезапным расширением. Подобный тип течения может встречаться в различных конфигурациях каналов бланкета ТЯР.

В условиях внезапного расширения при равномерном распределении скорости на срезе образуется затопленная струя, которая при удалении от среза полностью растекается по сечению. Схематично эволюция затопленной струи представлена на рисунке 1.8.

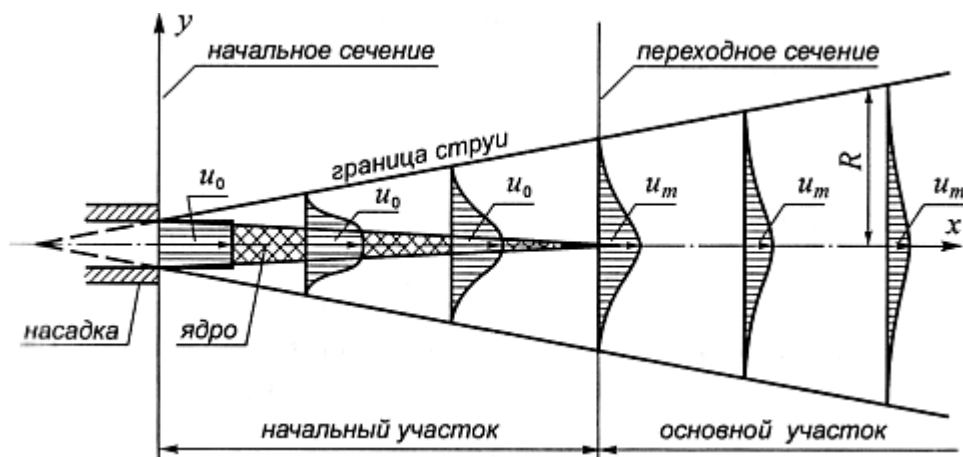


Рисунок 1.8. Эволюция затопленной струи при удалении от среза

В процессе распространения затопленной струи на ее границах возникает пограничный слой (ПС), который представляет собой расходящиеся

поверхности. ПС с внешней стороны соприкасается с покоящейся жидкостью. С внутренней стороны ПС формируется ядро струи, имеющее постоянную скорость, равную скорости на ее срезе. С удалением от среза ширина струи нарастает по линейному закону.

Известной особенностью затопленных струй, истекающих в большой объем, является малость поперечных составляющих скорости относительно продольной.

Одним из первых затопленную струю исследовал Трюпель [40]. В эксперименте рассматривалась затопленная струя воздуха, истекающая в неподвижный воздух. Трюпель получил кривые распределения скорости на различных расстояниях от среза. Опыты указывают на наличие непрерывной деформации профиля скорости в струе. При удалении от среза профиль становится более заполненным, а величина скорости уменьшается (рисунок 1.9).

Еще одной интересной особенностью течения затопленных струй является подобие отношения профилей скорости к осевой скорости u/u_m на различном удалении от среза струи. То есть безразмерные скорости u/u_m в двух равных поперечных безразмерных координатах $y/y_{0,5}$ ($y_{0,5}$ - координата, в которой скорость равна половине скорости струи) различных сечений одинаковы. Также важно отметить, что описанные особенности течения характерны и для затопленных струй, истекающих из прямоугольных отверстий [41, 42]. Данная особенность представлена на рисунке 1.10.

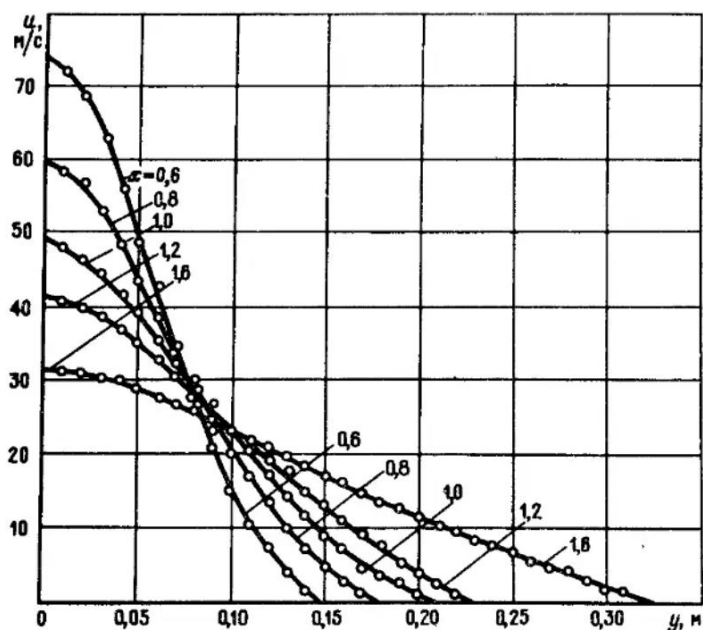


Рисунок 1.9. Профили скорости на различных расстояниях x от среза сопла осесимметричной затопленной струи по опытным данным [40]

В процессе распада затопленной струи образуются завихрения, которые постепенно распадаются. Гидравлические потери при внезапном расширении связаны с данными вихреобразованиями. При этом коэффициент гидравлического сопротивления зависит только от отношения площадей большего и меньшего сечения [15]:

$$\zeta_{\text{кр На}} = \frac{\Delta p}{\rho V_0^2 / 2} = \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2, \quad (1.14)$$

В реальных условиях, как правило, распределение скорости перед участком с внезапным расширением не является равномерным. В подобных условиях гидравлические потери становятся существенно большими относительно формулы (1.14).

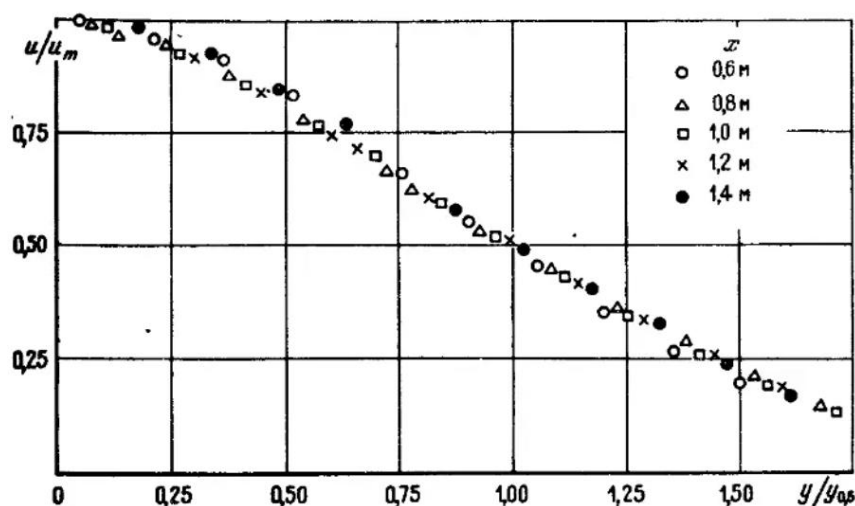


Рисунок 1.10. Безразмерный профиль скорости на различных расстояниях x от среза сопла осесимметричной затопленной струи по опытным данным [40]

Известно, что для струйных течений важную роль имеет входящий в зону расширения профиль скорости. По этой причине вышеперечисленное описание течения затопленной струи, как правило, не справедливо для течений, реализуемых в реальных условиях.

1.5. Гидродинамика затопленной струи в отсутствие магнитного поля при ламинарном режиме течения

Исследования ламинарных затопленных струй, а также струй в условиях ламинарно-турбулентного перехода наиболее распространены в микроэлектронике, по этой причине существуют работы, посвященные данной тематике. Например, в экспериментальной работе [43] исследовалось течение затопленной струи, истекающей из плоского канала, при низких числах Рейнольдса $Re = 100 - 6000$ при помощи метода PIV. В работах [43-44] представлены экспериментальные исследования ламинарно-турбулентного перехода с использованием термоанемометра. Теоретически ламинарно-турбулентный переход исследован в работе [45]. Результатами работ стали графики зависимости координаты зоны ламинарно-турбулентного перехода (рисунки 1.11 - 1.12).

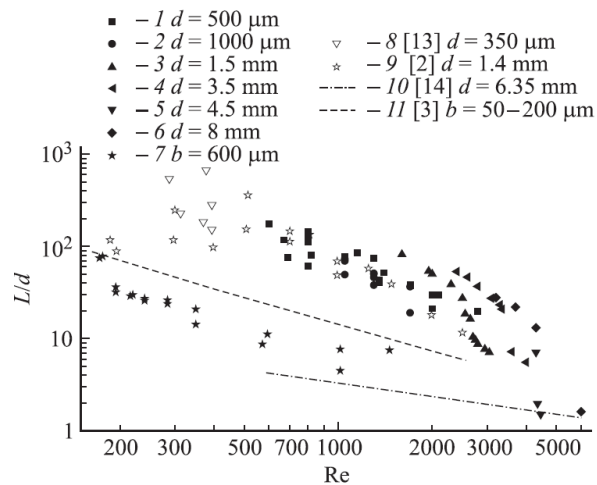


Рисунок 1.11. Координата зоны ламинарно-турбулентного перехода в затопленных струях [43]

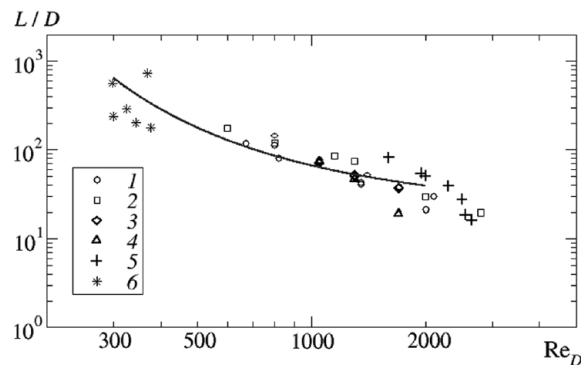


Рисунок 1.12. Координата зоны ламинарно-турбулентного перехода в затопленных струях: 1, 2, 3, 4, 5 – работа [44]; 6 – работа [45]; линия – теоретическая кривая [43]

1.6. Гидродинамика затопленной струи в отсутствие магнитного поля при турбулентном режиме течения

Турбулентные затопленные струи без влияния магнитного поля изучаются давно. В [46] методом PIV исследовано истечение круглой воздушной струи в большой объём при $Re = 5000$ и $10\,000$. Описано слияние и распад тороидальных вихрей; показано, что развитие неустойчивостей в сдвиговом слое порождает вихревые структуры.

Круглая затопленная струя воды при $Re = 5000$ (отношение диаметров 1:56) исследована в [47] с помощью томографического метода. В работе подробно рассмотрен процесс зарождения, объединения и разрушения тороидальных вихрей, образующихся в струе (см. рисунок 1.13). Данный

процесс характеризуется пиками осевой и радиальной турбулентности в сдвиговых слоях. Определено, что осевая деформация потока приводит к образованию трехмерных структур, таких как азимутально-вихревые неустойчивости и встречно вращающиеся по течению вихри осевой и радиальной завихренности. Также получены статистические характеристики потока.

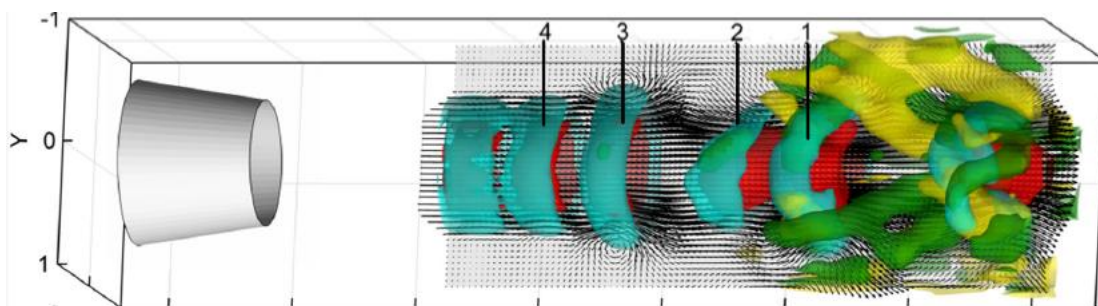


Рисунок 1.13. Визуализация круговой струи. Изоповерхности завихренности [47]

В [48] с помощью программного комплекса PHOENIX получено численное решение для вертикальной круглой струи гелия, который рассматривался как несжимаемая среда. Турбулентность описывалась $k-\epsilon$ RNG моделью. В [49] выполнено экспериментальное исследование затопленной струи воздуха в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Расчётные профили скорости струи в радиальном и осевом направлениях показали хорошее согласие с экспериментом.

В работе [50] наиболее детально исследована область автомодельности затопленной струи при Re порядка 10^5 . Показано, что профиль становится автомодельным уже в нескольких калибрах от среза. Однако даже на оси струи интенсивность турбулентных пульсаций заметно отличается от автомодельных значений [52–53].

В [54] измерены поля скорости осесимметричной струи с помощью импульсного лазерного доплеровского анемометра, а также методов стационарной (SHW) и летающей (FHW) горячей проволоки. Установлено, что рассеяние струи локально осесимметрично.

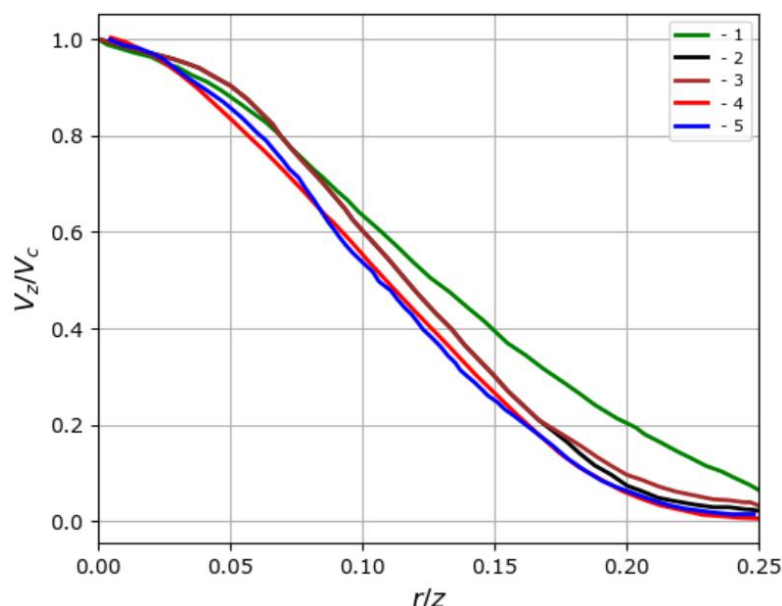


Рисунок 1.14. Осредненные профили скорости в автомодельных координатах r/z : 1) – [48]; 2) – [49]; 3) – [51]; 4) – [52]; 5) – [53]

В экспериментальной работе [55] исследовано влияние геометрии на течение затопленной турбулентной струи при $Re = 13000$. Измерения проводились при помощи акустического доплеровского анемометра. Было рассмотрено четыре варианта выходного сечения сопла: круглое, эллиптическое, квадратное и треугольное. Поле скоростей измерялось в автомодельной области. Результаты показывают, что несмотря на примерно одинаковые скорости затухания средних осевых скоростей, радиальные профили средней осевой скорости варьировались в струях с различным поперечным сечением сопла. Профили радиальной скорости для эллиптических струй были самыми заполненными из рассмотренных и наименее заполненными для треугольных. При этом различия в скорости для струй различных сечений незначительны. Выявлено, что эллиптическая струя имеет наибольшее перемешивание в потоке. Радиальные профили для струй с различными выходными сечениями из работы [55] представлены на рисунке 1.15.

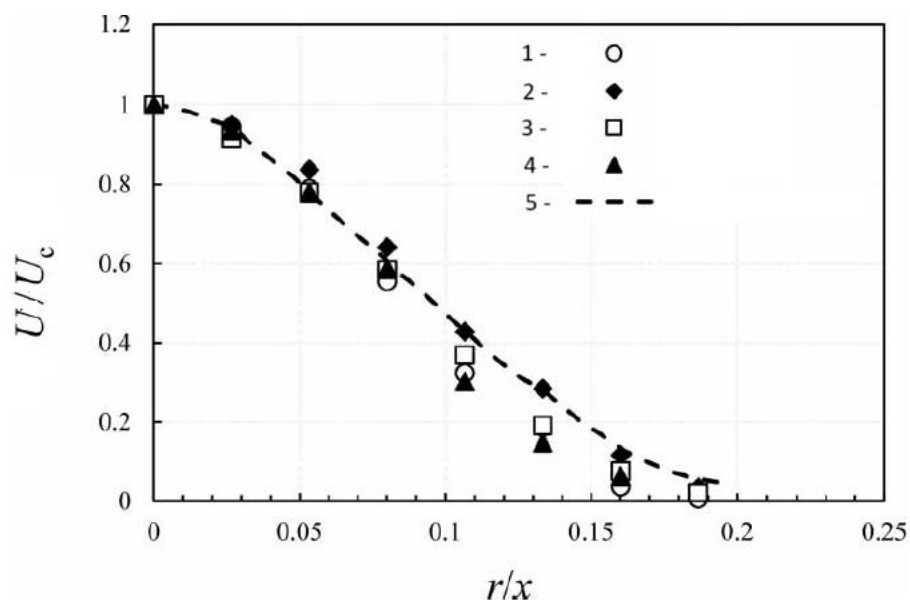


Рисунок 1.15. Радиальный профиль средней осевой скорости [55]:

- 1) – круглое сопло; 2) – эллиптическое; 3) – квадратное; 4) – треугольное;
5) – [49]

Отметим, что во всех упомянутых работах рассматривалось истечение в неограниченное пространство. В то же время исследований, касающихся возникновения затопленной струи в каналах недостаточно.

1.7. Влияние продольного магнитного поля на затопленную струю жидкого металла

Исследования влияния магнитного поля на затопленные струи жидкого металла ведутся по двум основным направлениям: поперечное и продольное поле. В работе [56] выполнено экспериментальное исследование круглой затопленной струи жидкого металла (ртути), втекающей в квадратный канал, заполненный той же средой, при воздействии поперечного магнитного поля. Эксперименты проведены в области высоких чисел Рейнольдса и Гартмана. Установлено, что даже в сильных поперечных полях струя сохраняет высокоамплитудные колебания; интенсивность пульсаций продольной скорости немонотонно зависит от числа Стюарта, а энергетические спектры трансформируются к виду, характерному для двумерной турбулентности. Показано, что геометрия канала оказывает определяющее влияние на характеристики струйных течений в МГД-условиях.

В отличие от поперечного поля, влияние продольного магнитного поля на затопленную струю исследовано в значительно меньшем объеме. Ниже представлен обзор доступных экспериментальных и численных работ по данной тематике.

В работе [57] экспериментально исследовано течение эвтектической среды индий–галлий–олово в однородном стационарном магнитном поле при $Re = 3300$. Рабочий участок из [57] представлен на рисунке 1.16. Рабочий участок располагался в отверстии соленоида, охлаждаемого водой. Соленоидом создавалось однородное магнитное поле на длине 1.3 м с точностью до 3%. В работе использовалось входное устройство, предназначенное для выравнивания потока и снижения входных возмущений. Входное устройство представляло собой последовательно расположенные равномерный хонейкомб, мелкопористую сетку и конфузур. Для устранения влияния магнитного поля на начальный профиль скорости стенка конфузур проходила близко к соответствующей силовой линии поля рассеяния соленоида. В экспериментах с затопленной струей возникают области рециркуляционного течения. Воздействие МП на эти вторичные течения искажает воздействие на турбулентное расширение струи. В работе [57] в исследуемой зоне рециркуляционное течение близко к ламинарному режиму, а отношение диаметров рабочего участка и струи велико и составляет 7.5. По этой причине авторами работы сделан вывод о том, что рециркуляционное течение и стабилизирующее воздействие стенки рабочего участка практически не искажает результаты измерений. Измерения проводились при помощи введения в поток электродов датчика кондукционного анемометра и сплющенного конца трубки Пито, т.к. в экспериментальных исследованиях МГД влияние переднего следа увеличивает требования к уменьшению загромождения потока. Оба датчика скорости крепились к координатнику.

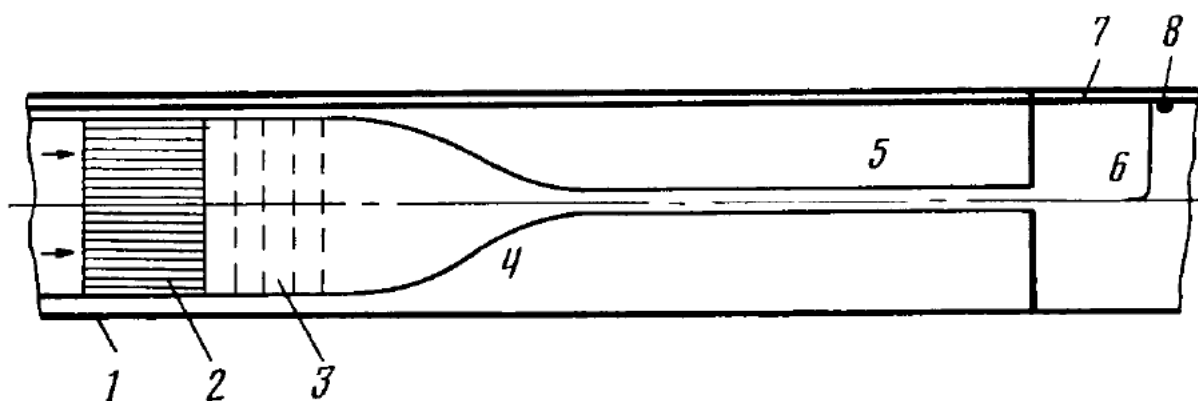


Рисунок 1.16. Рабочий участок экспериментального стенда из [57]:

- 1) – цилиндрическая труба; 2) – равномерный хонейкомб; 3) – мелкопористая сетка; 4) – конфузор; 5) – цилиндрическая труба; 6) – трубка Пито; 7) – координатник

Профиль скорости на расстоянии 0.3 см от среза струи в отсутствие и при наличии ПМП представлен на рисунке 1.17. Согласно рисунку 1.17, ПМП практически не повлияло на начальный профиль скорости.

На графике (рис. 1.18) показана зависимость безразмерной длины перехода от ламинарного течения к турбулентному $x_1 = x_{Ha}/x_0$ от Ha . Здесь x_0 соответствует значению x_{Ha} в отсутствие поля. При $Ha \approx 116$ наблюдается резкий рост x_1 , свидетельствующий о смещении течения к ламинарному режиму.

При наложении ПМП, как показано в [57], эффективная длина струи растёт, а ламинарно-турбулентный переход затягивается. В этой же работе получены радиальные и азимутальные пульсационные скорости в различных сечениях струи.

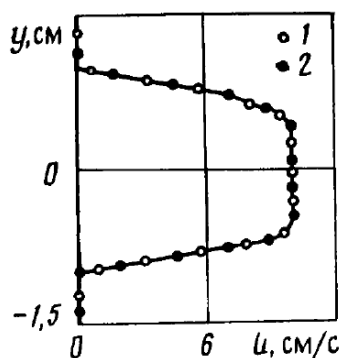


Рисунок 1.17. Профиль скорости [57] на расстоянии 0.3 см от среза струи при $Re = 3300$ в продольном магнитном поле: 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 120$

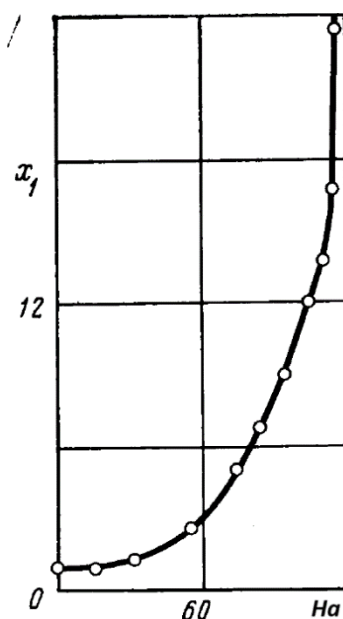


Рисунок 1.18. График зависимости безразмерной длины перехода от ламинарного режима течения к турбулентному x_1 от числа Гартмана Ha [57]

Качественно динамику расширения затопленной струи в ПМП исследовали Sajben M. и Fay J. [58]. При $Re = 10\,000$ и числе Стюарта $N = Ha^2/Re$ от 0 до 1 экспериментально изучено поле скорости круглой струи ртути, вытекающей в спутный поток с низкой скоростью и подверженной воздействию однородного ПМП. На рисунке 1.19 представлен чертеж коаксиальной проточной камеры из работы [58]. Исследования производились при помощи метода горячей проволоки. Для устранения неоднородностей во вторичном течении использовались последовательно установленные экраны различной пропускной способности, обеспечивающие желаемое равномерное распределение поля скорости. Средняя скорость вторичного потока составляла порядка 10% от первичного течения. Радиальное распределение средней и флуктуирующей составляющей скорости измерялось на четырех осевых станциях скорости, расположенных на расстояниях от 2 до 34 диаметров от среза струи. Датчик с горячей проволокой можно было перемещать по сечению на каждой станции скорости. Чувствительным элементом датчика скорости была вольфрамовая проволока диаметром 38 мкм и длиной 5 мм, покрытая эмалевым покрытием толщиной 2.5 мкм. Для калибровки на фиксированной эталонной скорости использовалась эталонная

струи. Исследуемая камера была окружена пятью магнитными катушками, сложенными вертикально, что обеспечивало почти равномерное распределение напряженности магнитного поля.

При достаточно больших значениях индукции поле подавляет низкочастотные составляющие турбулентного движения в струе и высокочастотные пульсации во вторичном течении. Это подтверждают экспериментальные данные, которые также свидетельствуют о том, что в ПМП струя снижает перенос импульса в направлении, перпендикулярном полю. Как следствие, осевая скорость растёт по мере усиления поля (рисунки 1.20–1.21). На оси струи, где градиенты скорости невелики, ПМП особенно заметно уменьшает интенсивность турбулентности (рисунок 1.22).

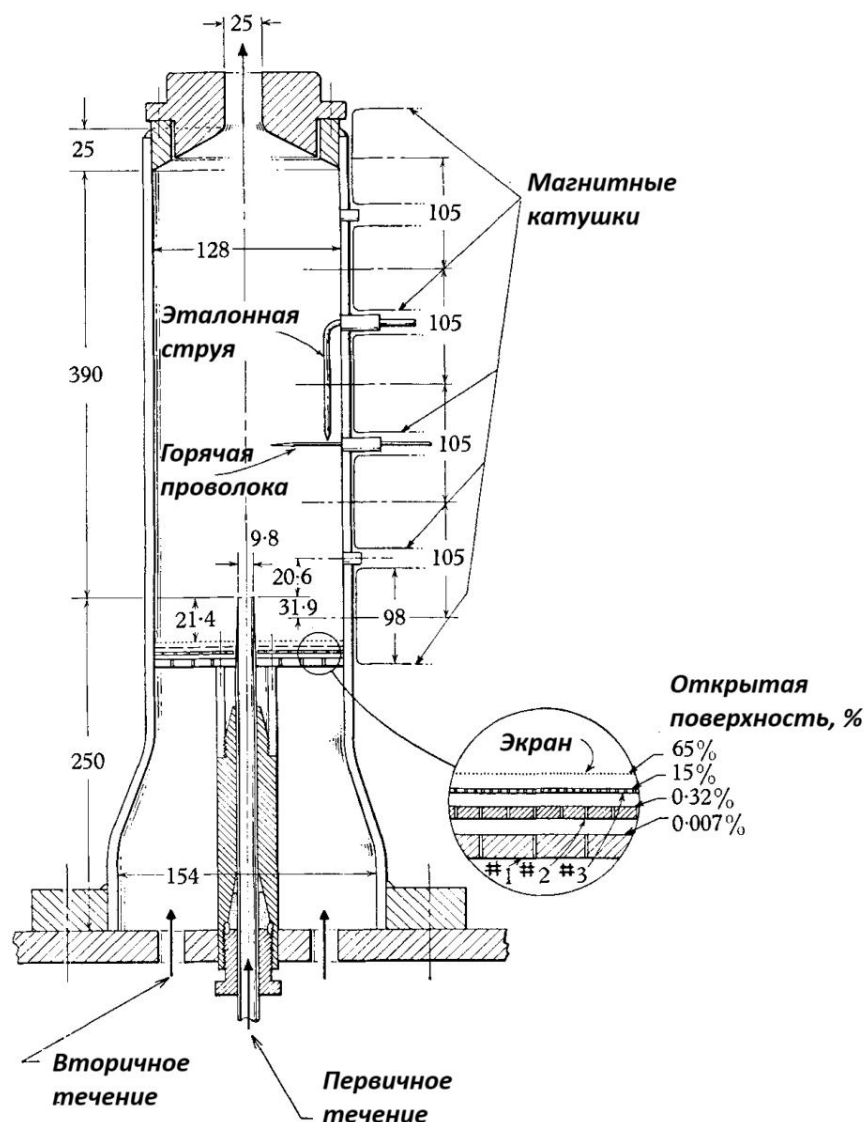


Рисунок 1.19. Схема рабочего участка из работы [58]

Авторы [58] считают, что высокочастотные компоненты колебаний во вторичном потоке, по-видимому, затухают сильнее, чем колебания на низких частотах, в то время как в ядре струи первичного потока наблюдается обратная картина.

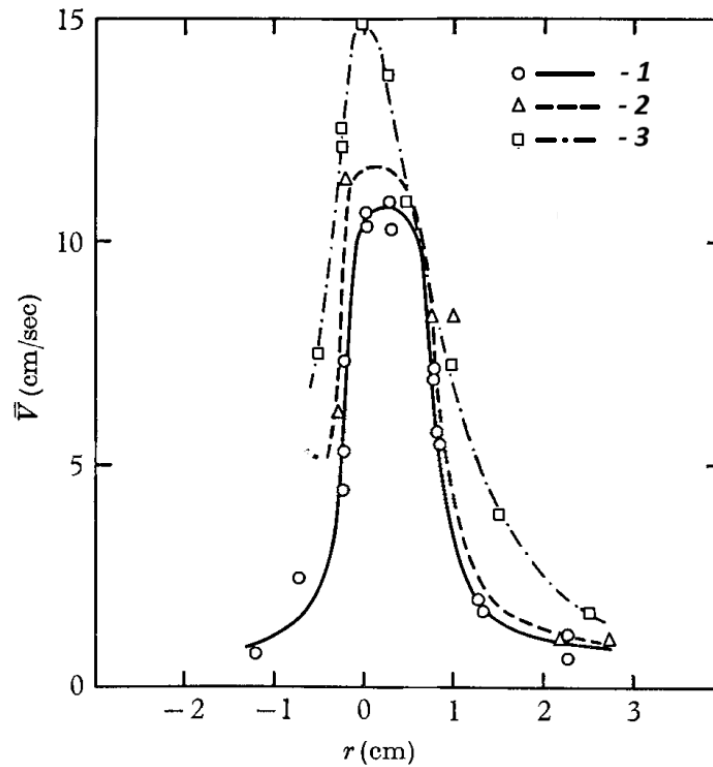


Рисунок 1.20. Профили радиальной скорости при $z/d = 2.1$ [58]: 1) – $N = 0$; 2) – -0.424 ; 3) – -0.853

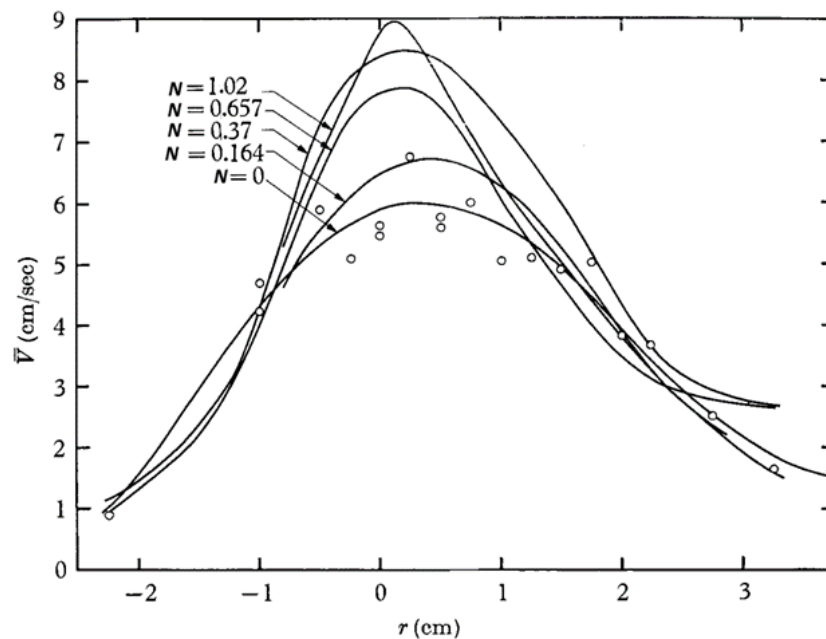


Рисунок 1.21. Профили радиальной скорости при $z/d = 12.8$ [58]

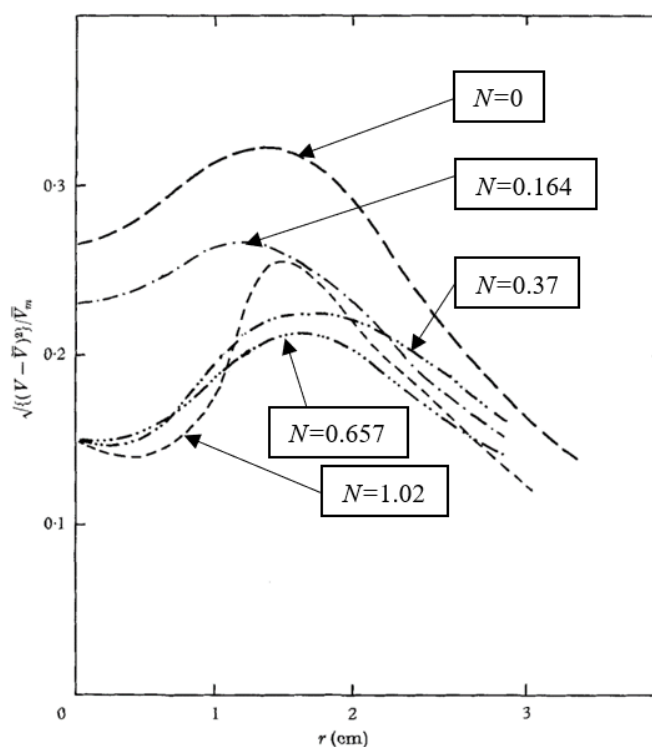


Рисунок 1.22. Радиальное распределение интенсивности турбулентности на оси струи при $z/d = 12.8$ [58]

Численно затопленная струя исследована в работе [59]. Исследование выполнено с использованием метода прямого численного моделирования. Струя формировалась при внезапном расширении потока из отверстия в трубу (соотношение диаметров 1:5).

Обнаружено, что без магнитного поля возвратные течения у стенки вызывают быстрое расширение струи: уже на расстоянии 30 калибров от входа течение становится канальным. Длина этого перехода зависит от числа Рейнольдса.

Увеличение эффективной длины струи (рис. 1.23) обусловлено тем, что электромагнитная сила ограничивает расширение струи, замедляя падение её скорости и смещая его вниз по потоку. При этом с ростом Na ПМП подавляет турбулентность и ламинаризирует поток.

При дальнейшем росте Na выявлено возникновение неустойчивости, вызывающей закрутку струи вокруг продольной оси (рисунок 1.24). Вращение порождается поперечными деформациями профиля скорости из-за интенсивных вторичных течений у фронта струи и усиливается магнитным

полем. Возмущения развиваются неоднородно во времени: наблюдается перемежаемость режимов с разной амплитудой пульсаций. При этом азимутальная скорость растёт с Ha и достигает 12 % от средней скорости потока.

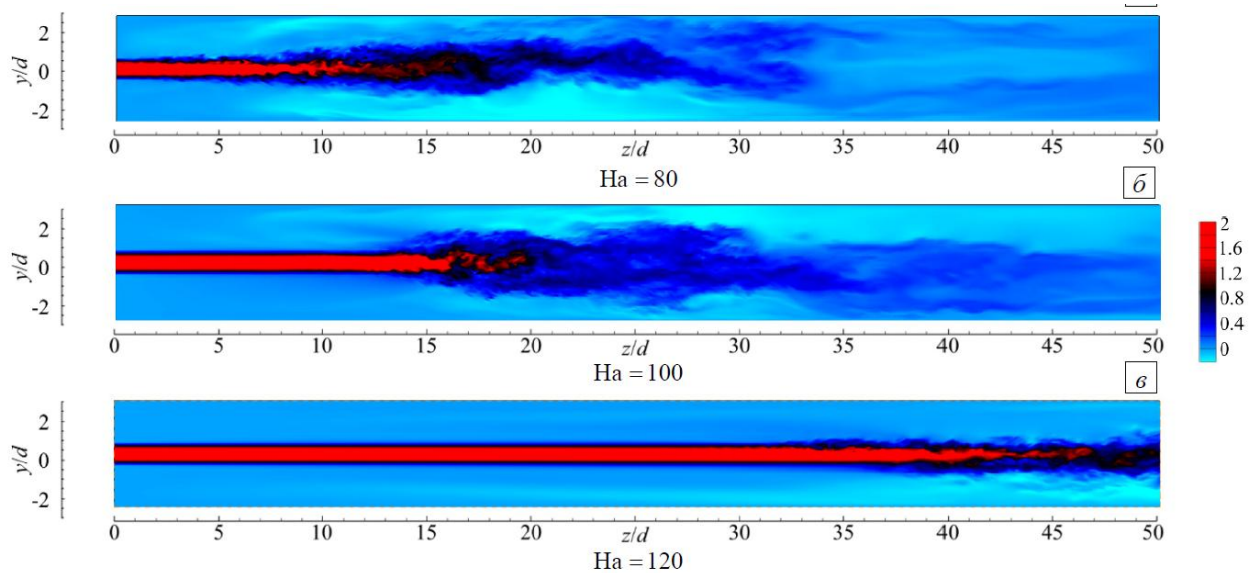


Рисунок 1.23. Мгновенное поле продольной скорости V_z/V_0 в продольном сечении при $Re = 10000$ и различных числах Гартмана Ha [59]: 80 (а), 100 (б), 120 (в)

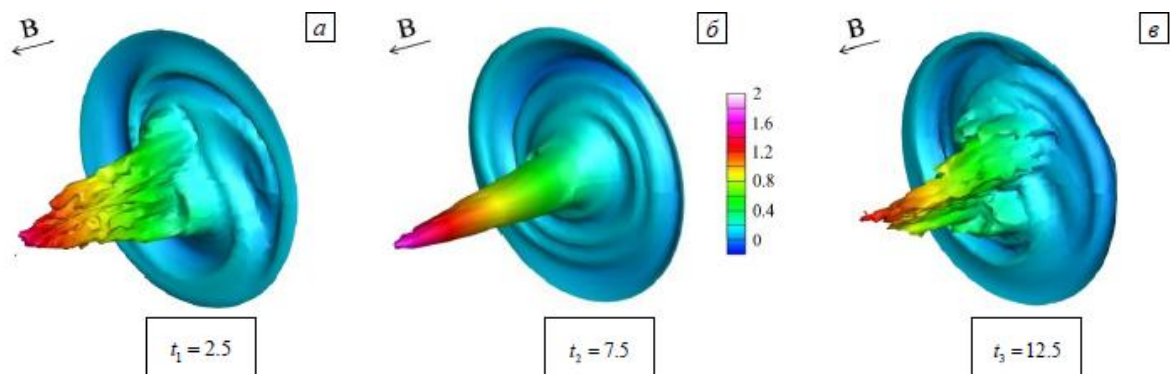


Рисунок 1.24. Мгновенные поля продольной скорости V_z/V_0 при $Ha = 180$, $Re = 10000$ в поперечном сечении в момент времени t [59]: 2.5 (а), 7.5 (б); 12.5 (в)

Таким образом, анализ работ [58-59] показывает, что влияние ПМП на затопленную струю ЖМ качественно отличается от влияния на течение в трубе. Оно проявляется в подавлении турбулентного перемешивания в слоях смешения, что приводит к замедлению расширения струи, увеличению ее эффективной длины и, как следствие, к затягиванию перехода к

турбулентному режиму. При определенных параметрах (Ha , Re) возможно возникновение крупномасштабных неустойчивостей, например, закрутки струи.

В [59] основное внимание уделено DNS. Метод отличается высокой точностью, но из-за жёстких требований к расчетной сетке его вычислительные затраты очень велики, что делает DNS малоприменимым для практических задач.

Заключение по Главе 1.

- 1) Существует достаточное количество работ, посвященных исследованиям гидродинамики и теплообмена ЖМ в канале круглого сечения без наличия магнитного поля, позволяющих получить качественные и количественные данные о течении.
- 2) Выявлено, что влияние ПМП на характеристики течения и теплообмена ЖМ в канале круглого сечения является существенным. Влияние ПМП на ламинарное течение отсутствует. В зависимости от отношения Re и Ha ПМП способно частично или полностью подавлять турбулентный перенос импульса. В настоящее время продолжаются исследования, посвященные одновременному влиянию ПМП и ТГК.
- 3) Исследования, посвященные гидродинамике затопленных струй, ведутся достаточно давно. Большинство работ рассматривают истечение затопленных струй в неограниченное пространство и демонстрируют хорошее взаимное согласие. Обнаружено, что эффективная длина струи и степень перемешивания в потоке зависят от геометрической формы сопла. Также большинство авторов исследуют затопленные струи воздуха или воды. Исследования ЖМ струй в каналах представлены в небольшом количестве.
- 4) Систематических экспериментальных данных, посвященных влиянию ПМП на гидродинамику затопленных струй, недостаточно. В существующих работах были получены результаты, характеризующие эффекты влияния ПМП на течение:

- ПМП снижает перенос импульса в поперечном относительно течения струи направлении;
- ПМП уменьшает скорость в осевом направлении;
- ПМП снижает характерный уровень пульсаций в потоке;
- в ПМП увеличивается эффективная длина струи;
- в ПМП затягивается ламинарно-турбулентный переход.

Однако комплексного исследования влияния ПМП на гидродинамику при внезапном расширении канала с образованием затопленной струи ЖМ до сих пор не проводилось, что и определяет актуальность настоящей работы.

В частности, актуальной задачей является разработка (подбор) достаточно быстрого инженерного метода для получения трехмерных полей теплофизических величин.

2. Методика исследования.

2.1. Математическая постановка задачи и экспериментальная установка

В работе рассматривались стабилизированное течение и теплообмен при подъемном течении ртути в вертикальной трубе диаметром 19 мм (рисунок 2.1, а), а также гидродинамика затопленной струи ртути на участке с внезапным расширением с диаметрами трубы 5 мм и 25 мм (рисунок 2.1, б). Исследование проводилось в отсутствие и при наличии ПМП.

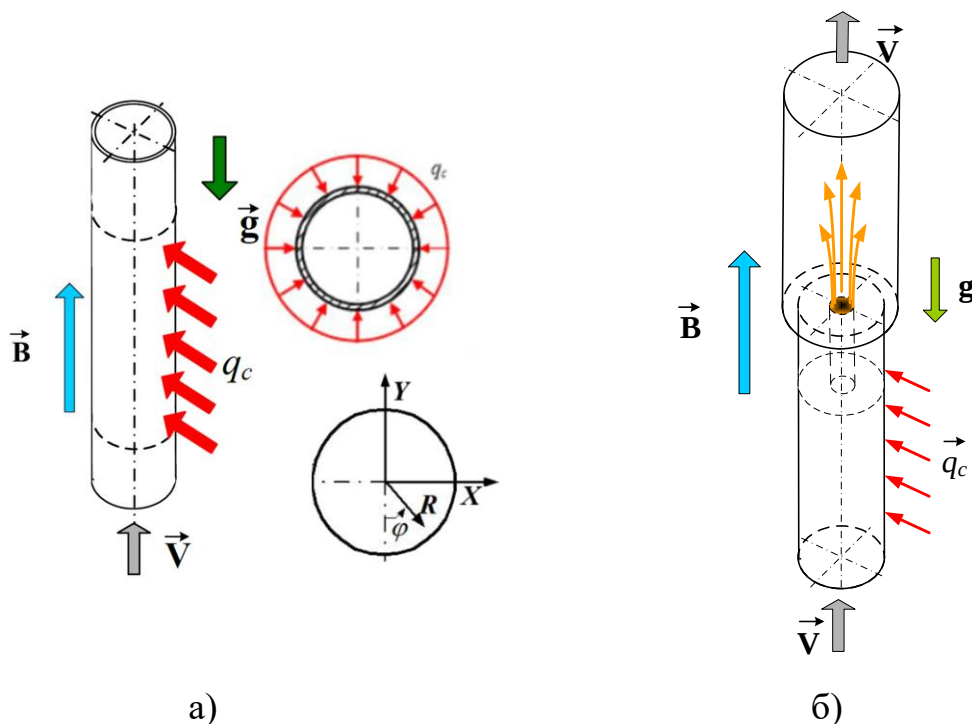


Рисунок 2.1. Исследуемая конфигурация течения: а) круглая труба, б) затопленная струя.

Система уравнений, описывающая течение несжимаемой вязкой жидкости с постоянными свойствами, включает в себя уравнение неразрывности, уравнение сохранения импульса и энергии. При использовании приближения Бусинеска для учета переменности плотности в декартовой системе координат система уравнений имеет вид:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \mu \nabla \mathbf{u}) = -\nabla p + \mathbf{f}_g + \mathbf{f}_m, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho c_p \mathbf{u} T - \lambda \nabla T) = q_v. \quad (2.3)$$

Статическое давление за вычетом гидростатического давления столба жидкости плотностью ρ_0 рассчитывается по соотношению:

$$p = P - \rho_0 \mathbf{g} \cdot \mathbf{z}. \quad (2.4)$$

Сила плавучести $\mathbf{f}_g$ и электромагнитная сила $\mathbf{f}_m$ рассчитываются по соотношениям:

$$\mathbf{f}_g = -\mathbf{g} \rho_0 \beta (T - T_0). \quad (2.5)$$

$$\mathbf{f}_m = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (2.6)$$

Объемная плотность джоулева тепловыделения q_v рассчитывается по формуле (2.7):

$$q_v = \mathbf{j} \cdot \mathbf{j} / \sigma. \quad (2.7)$$

При наличии стенки система дополняется уравнением теплопроводности (2.8):

$$\rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial \tau} - \nabla \cdot (\lambda_w \nabla T) = q_v. \quad (2.8)$$

В работе рассматривается несжимаемая вязкая электропроводящая жидкость с постоянными свойствами. Вследствие этого, в условиях постоянного магнитного поля система уравнений (2.1)–(2.8) оказывается незамкнутой: для её замыкания необходима плотность электрического тока $\mathbf{j}$. Чтобы найти $\mathbf{j}$, в систему добавляют уравнения Максвелла [60] и закон Ома:

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \tau}, \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \tau}, \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e, \quad (2.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.12)$$

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

Магнитное поле постоянно и однородно, а магнитное число Рейнольдса мало ($Re_m \ll 1$), - используется безындукционное приближение. Из 2.10, пренебрегая током смещения, следует закон Кирхгофа:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

Электрическое поле потенциально ($\mathbf{E} = -\nabla\varphi$), тогда уравнение для потенциала с учетом обобщенного закона Ома и закона Кирхгофа имеет вид:

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = \nabla \cdot (\sigma \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.13)$$

2.2. Экспериментальный жидкометаллический стенд

Для настоящего проекта ртутный стенд кафедры инженерной теплофизики НИУ МЭИ был реконструирован с целью реализации подъёмного течения ЖМ в вертикальной обогреваемой трубе и подъёмного течения затопленной струи в составной трубе (рисунок 2.2) при наличии ПМП. Ранее этот стенд неоднократно использовался в МГД-исследованиях, например, в работах [26, 61–63] изучено влияние ТГК на опускное течение ЖМ в ПМП в вертикальной трубе, а в [64, 65] — в горизонтальной.

Экспериментальный стенд позволяет получать характеристики гидродинамики и теплообмена в следующих диапазонах безразмерных параметров (в пересчете на трубу диаметром 5 мм): $Re \leq 200000$; $Pe \leq 4300$; $Gr \leq 6 \cdot 10^5$; $Na \leq 130$. Стенд позволяет изучать МГД-эффекты и исследовать ранее неизвестные закономерности МГД-течений.

Несмотря на свою токсичность, ртуть является удобной модельной средой для измерения характеристик гидродинамики и теплообмена в турбулентных потоках. Именно ртуть используется в качестве рабочей жидкости на стенде. Благодаря теории подобия и применению зондовых методов результаты, полученные на ртути, могут быть распространены на другие жидкометаллические теплоносители.

На рисунке 2.3 приведена схема экспериментального стенда МЭИ. Внутри герметичного резервуара с ртутью размещён центробежный насос (8), который подаёт ртуть в бак постоянного уровня (9). Этот бак обеспечивает стабильное давление перед рабочей зоной и сглаживает пульсации, возникающие при работе насоса. Бак поднят на 2,5 м относительно рабочего участка. Из бака ртуть направляется в рабочий участок. По пути потока установлена труба Вентури (5) с дифманометром для измерения массового

расхода. Затем после запорно-регулирующего вентиля (6) ртуть поступает в теплообменник-охладитель типа «труба в трубе» (7), который обеспечивает термически стабилизированное течение на входе в рабочий участок. После этого ртуть возвращается в резервуар.

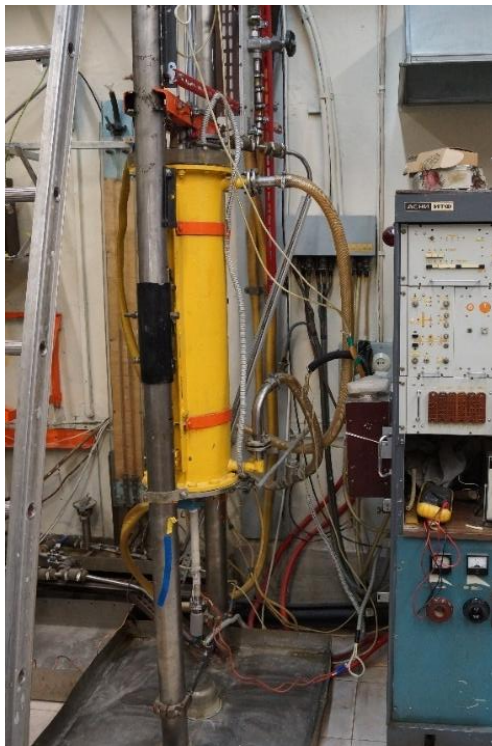


Рисунок 2.2. Экспериментальный стенд МЭИ для исследования гидродинамики и теплообмена ЖМ в ПМП

Для создания ПМП рабочие участки были расположены во внутренней трубе соленоида диаметром 30 мм. Соленоид представляет собой корпус, внутри которого установлены 60 медных спиралей. Длина обмотки соленоида составляет 700 мм. Соленоид позволяет создавать постоянное однородное ПМП (с точностью 5%). Максимальная величина магнитной индукции составляет 0.95 Тл. Охлаждение соленоида осуществлялось водопроводной водой.

Использовались два рабочих участка: труба диаметром 19 мм и составная труба, состоящая из трех секций с внутренними диаметрами 18 мм, $d_1 = 5$ мм и $d_2 = 25$ мм. Материал рабочих участков и соединительных фланцев – 12X18Н10Т. Длина рабочего участка для исследования течения и

теплообмена в трубе составляла 1 м. Обогрев и воздействие ПМП осуществлялись по всей длине участка.

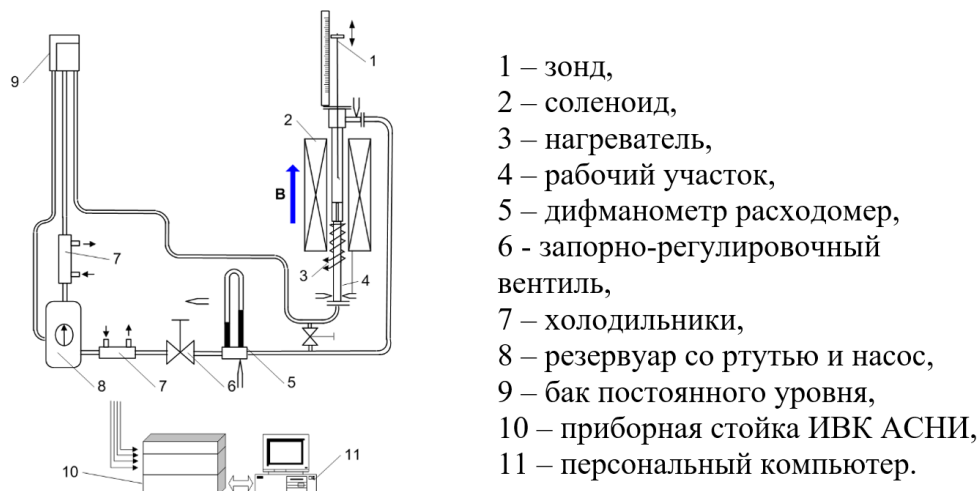


Рисунок 2.3. Схема экспериментального стенда МЭИ

2.2.1. Рабочий участок

Составная труба имела общую длину 1.4 м, из которых длина секции диаметром 18 мм равна 700 мм, секции диаметром 5 мм – 100 мм, секции диаметром 25 мм – 600 мм. Рабочий участок заканчивался камерой смешения с выходным патрубком. На первой трубе диаметром 18 мм смонтирован ленточный нагреватель косвенного обогрева, изготовленный из нихромовой ленты $8 \times 0.2 \text{ мм}^2$, продетой в чулок из стеклоткани, навитый на трубу. Подложка из стеклоткани, пропитанная электроизоляционным лаком КО-85, обеспечивает электроизоляцию. Питание нагревателя осуществляется переменным током через автотрансформатор РНО-10. Секции диаметрами 5 и 25 мм, на стыке которых возникала затопленная струя, не обогревались. Длина участка наложения магнитного поля для составной трубы равнялась 0.7 м. Нагреватель необходим для создания тепловых неоднородностей в потоке, что обеспечивает работоспособность корреляционного микротермопарного датчика скорости. С торца рабочих участков через выходной фланец в поток вводились исследовательские зонды.

Вид и чертеж рабочего участка с внезапным расширением представлены на рисунке 2.4 (а).

2.2.3. Корреляционно-кондукционный датчик скорости

Для измерения продольной, радиальной и азимутальной компонент скорости течения использовался корреляционно-кондукционный зонд. Данный зонд объединил в себе два метода: для измерения продольной компоненты скорости V_z применялся корреляционный метод, а для радиальной V_r и азимутальной V_a скоростей – кондукционный.

При проектировании и разработке термопарных зондов для измерений температуры и скорости в потоках ЖМ необходимо принимать во внимание ряд факторов:

- Высокая плотность ртути обуславливает необходимость обеспечения достаточной механической прочности зонда, чтобы он выдерживал совместное действие гидростатического давления и динамического напора.
- Для уменьшения тепловой инерционности спай термопары выполняется оголённым и находится в прямом контакте с ртутью. Это приводит к возникновению значительных синфазных помех в измерительной цепи, вызванных разностью потенциалов между жидким металлом и «землёй» цифрового вольтметра. Для их подавления используется трёхпроводная схема, в которой защитный электрод вваривается непосредственно в спай термопары.

Благодаря высокой молекулярной теплопроводности ртути профили осреднённой температуры и статистические характеристики температурных пульсаций изменяются по сечению достаточно плавно (за исключением области границы струи, где продольная скорость меняет знак). Это позволяет снизить требования к размеру спаев термопар по сравнению с экспериментами на неметаллических жидкостях.

Микротермопарный зонд изготовлен так, чтобы влияние распространения вверх по потоку возмущения, вносимого зондом, было пренебрежимо мало. Подобное возмущение явно проявляется именно в ПМП [61].

Корреляционно-кондукционный зонд вводился в поток через выходной фланец рабочего участка. Модификация зонда проходила поэтапно. На первом этапе использовался корреляционный зонд с двумя термопарами – исследовалась только продольная скорость. На втором этапе был добавлен дополнительный медный электрод для образования кондукционной пары – появилась возможность измерять азимутальную компоненту скорости. Финальная конструкция зонда состоит из двух медь-константановых термопар и двух медных электродов. Расстояние между термопарами корреляционной пары составляло 4.2 мм. Диаметр спая термопар не превышал 0.1 мм. Расстояние между электродами кондукционной пары для измерения радиальной скорости V_r составляло 1.3 мм, а для азимутальной компоненты скорости V_a – 1.2 мм. Схема зонда представлена на рисунке 2.6.

Когда в потоке возникает радиальная компонента скорости V_r и наложено ПМП, возникает ЭДС. Это приводит к пространственному разделению зарядов и появлению вектора напряженности электрического поля. Аналогично при наличии азимутальной компоненты скорости V_a вектор напряжённости электрического поля возникает в радиальном направлении.

С целью уточнения градуировки датчика проводилась серия отдельных измерений в трубе, в которой осевая скорость потока была заранее определена [66].

Термопары помещались в стальные капилляры и фиксировались высокотемпературным эпоксидным клеем. Центрирующий механизм гарантировал сохранение радиальных координат термопар с точностью 0.1 мм.

Корреляционно-кондукционный зонд можно было перемещать по длине, а также поворачивать по углу трубы вокруг оси.

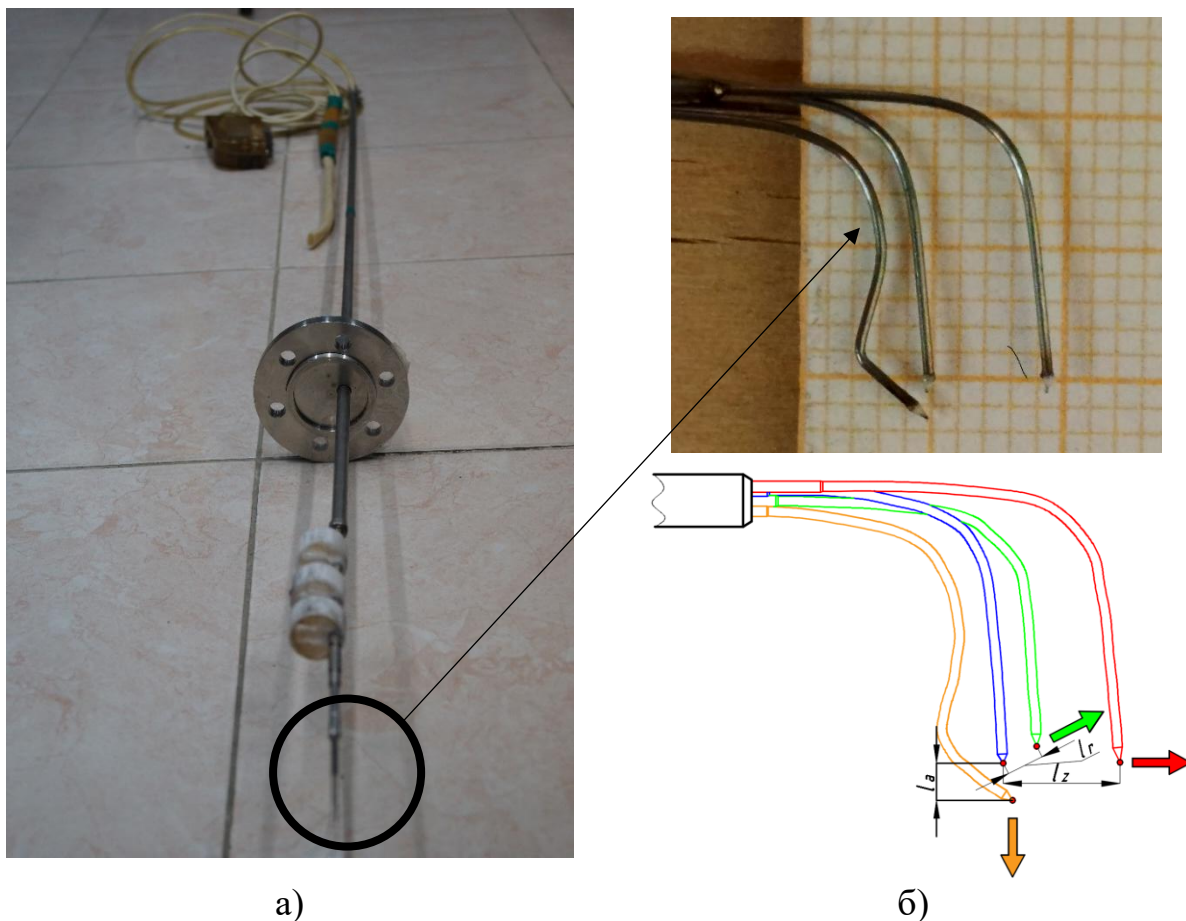


Рисунок 2.6. Корреляционно-кондукционный зонд для измерения скорости: а) – вид датчика, извлеченного из экспериментального стенда; б) – схема зонда

2.2.4. Методика измерения скорости

В настоящей работе для измерения продольной компоненты скорости используется корреляционный метод. В основе данного метода лежит гипотеза о замороженной турбулентности Дж. Тейлора [67, 68, 69]. Тейлор был первым, кто предложил использовать статистические методы для исследования турбулентности, которые основаны на преобразованиях Фурье. В своих работах Тейлор выдвинул гипотезу о том, что в турбулентном потоке (для которого величина колебаний невелика) можно вывести величины пространственной турбулентности из временных рядов при их измерении в одной точке. Использование данной гипотезы позволяет получить пространственную информацию о турбулентном течении при измерениях в

одной точке или последовательности точек, в которых измерения не проводились одновременно.

Корреляционный метод измерения скорости заключается в измерении времени задержки между двумя одинаковыми по форме сигналами, которые смещены относительно друг друга на время задержки.

Поскольку у стенок гипотеза Тейлора о замороженной турбулентности теряет силу, измерения скорости были сосредоточены в ядре струи.

Осредненное по времени значение продольной скорости V_z рассчитывается следующим образом:

$$V_z = \frac{l_{\text{корр}}}{s}. \quad (2.14)$$

где $l_{\text{корр}}$ – фиксированное расстояние между термопарами, s – время задержки сигнала второй термопары относительно первой.

Координата максимума кривой взаимно-корреляционной функции (ВКФ) в корреляционном методе соответствует времени задержки сигнала первой термопары относительно второй. Для двух стационарных случайных сигналов $X(\tau)$ и $Y(\tau)$ ВКФ определяется следующей формулой:

$$R_{XY}(s) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \int_0^t X(\tau)Y(\tau + s)d\tau, \quad (2.15)$$

где τ – текущий момент времени, t – время осреднения.

Таким образом, время задержки может быть получено на основе сведений о мелкомасштабной структуре температурных пульсаций в турбулентном потоке.

Из (2.15) для двух дискретных ограниченных по времени сигналов термопар можно записать выражение для ВКФ:

$$R_{12}(s) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_1(i \cdot \Delta\tau) T_2(i \cdot \Delta\tau + s), \quad (2.16)$$

где $T_1(\tau)$, $T_2(\tau)$ – термопарные сигналы корреляционного датчика; $s=j \cdot \Delta\tau$ ($j = 0, 1, \dots$) – сдвиг по времени; $\Delta\tau$ – шаг по времени, определяется частотой опроса измерительной платы; N – объем выборки.

На рисунке 2.7 показан пример записи сигналов с двух термопар корреляционно-кондукционного зонда. Хорошо заметно, что сигналы почти повторяют друг друга по форме, но сдвинуты во времени на величину s . Этот сдвиг находится как координата максимума ВКФ R_{12} , пример которой представлен на рисунке 2.8.

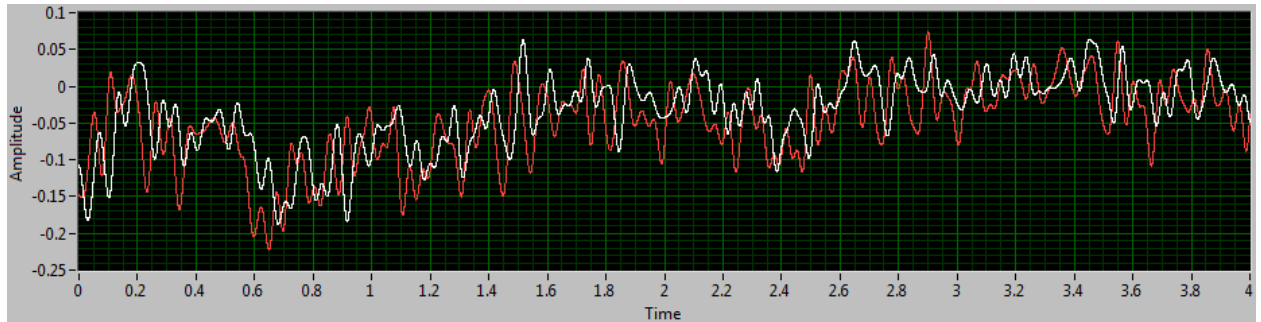


Рисунок 2.7. Пример характерных сигналов температур с двух термопар корреляционной пары зонда

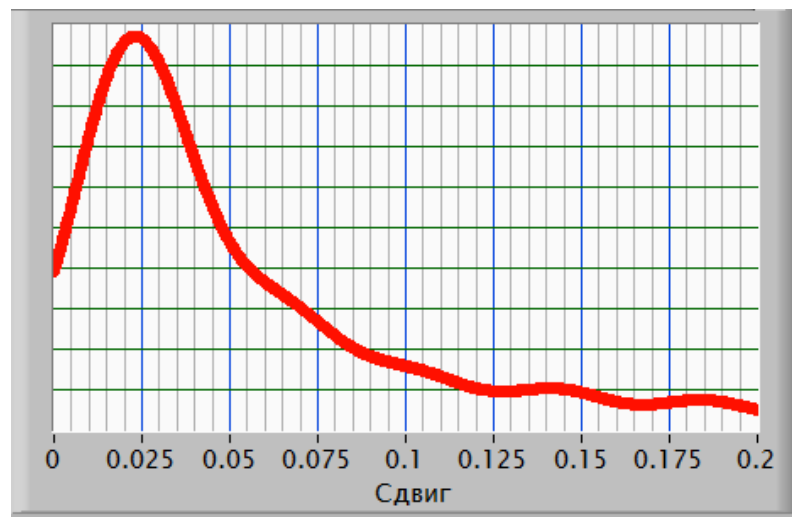


Рисунок 2.8. Пример вида ВКФ.

В рамках безиндукционного приближения и при условии, что в исследуемой конфигурации пути замыкания вихревых токов затруднены, соответствующей проекцией плотности тока j_i в уравнении для закона Ома можно пренебречь. Тогда в проекции на ось, перпендикулярную оси трубы и линии, соединяющей электроды, из закона Ома следуют расчётные формулы для радиальной V_r и азимутальной V_a скоростей:

$$V_r = \frac{U_r}{B_0 l_r}, \quad (2.17)$$

$$V_a = \frac{U_a}{B_0 l_a}, \quad (2.18)$$

где U_r, U_a – разность потенциалов между электродами термопар, l_r, l_a – расстояние между термопарами кондукционной пары.

Частота опроса аналоговых сигналов на всех рассмотренных режимах течения составляла 5 кГц (0.2 мс). При этом время задержки варьировалось в диапазоне от 50 до 200 мс в зависимости от режима течения. Измерения в каждой точке проводились в течение 60 с. Объем выборки для каждой точки составил 300000 измерений. Итоговое значение скорости в точке получалось путем осреднения полученных измерений.

Одной из трудностей в подобных измерениях является наложение наводки от сети величиной 50 Гц, регистрируемой в некоторых точках сечения потока. Наводка искажала форму ВКФ, добавляя лишний максимум на частоте 50 Гц, и тем самым усложняла определение времени задержки. Для повышения точности максимум ВКФ находили путём интерполяции функции параболой и по положению её вершины определяли время задержки между двумя термопарными сигналами.

Корреляционно-кондукционный зонд вводился в трубу рабочего участка диаметром 25 мм с эксцентриситетом относительно оси. Схема, поясняющая метод определения координаты, представлена на рис. 2.9. Радиус r , соответствующий точке измерения скорости, определяется по длине хорды окружности радиусом $R_1 = 8.5$ мм и по углу поворота ϕ , который измеряется по угловому лимбу в градусах:

$$r = 2R_1 \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (2.19)$$

Погрешность позиционирования корреляционного датчика составляла $\pm 0.5^\circ$ по лимбу и ± 0.5 мм по оси.

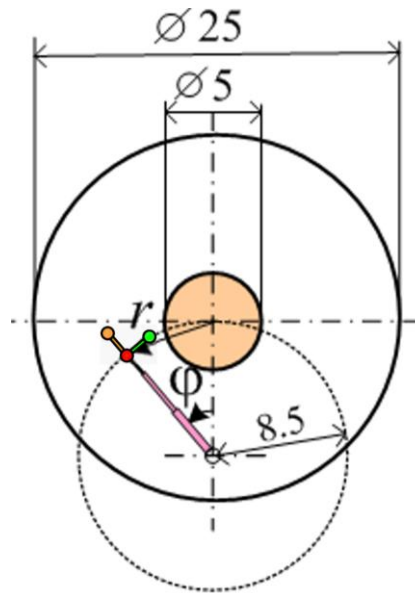


Рисунок 2.9. Схема определения координаты точки измерения скорости

2.2.5. Определение массового расхода

Для получения корректных результатов исследования в ртутном контуре требуется поддерживать постоянный массовый расход G . В работе G определялся двумя способами: первый – по показаниям расходомерного устройства в роли которого использовался дифференциальный манометр, а во втором способе по тепловому балансу.

Массовый расход по расходомерному устройству рассчитывался по следующей формуле (применяется при больших числах Re):

$$G = C \sqrt{\rho_1(\rho_2 - \rho_v) \Delta h}, \quad (2.20)$$

где ρ_1 – плотность ртути при температуре расходомерного устройства, ρ_2 и ρ_v – плотности ртути и воды в дифманометре, C – градуировочная постоянная (зависит от Re), Δh – разность уровней ртути в дифманометре.

Массовый расход по тепловому балансу рассчитывался по следующей формуле (применяется при малых числах Re):

$$G = \frac{Q(L)}{h_{\text{вых}} - h_{\text{вх}}}, \quad (2.21)$$

где $Q(L)$ – тепловой поток в зоне обогрева с учетом потерь; $h_{\text{вых}}$, $h_{\text{вх}}$ – энтальпия ртути на входе и выходе зоны обогрева.

При условии, что теплоемкость ртути постоянна можно выразить энтальпию по формуле: $h = c_p T$. Тогда выражение (2.21) можно записать в следующем виде:

$$G = \frac{Q(L)}{c_p (T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}})}, \quad (2.22)$$

где $T_{\text{вых}}, T_{\text{вх}}$ – температуры ртути на входе и выходе зоны обогрева.

2.2.6. Определение магнитной индукции

Индукция ПМП рассчитывается по формуле:

$$B = C_m \cdot \Delta U, \quad (2.23)$$

где C_m – градуировочная постоянная, определенная в [70] с точностью 2%; ΔU – падение напряжения на образцовом сопротивлении, которое включено в цепь питания. Областью однородного поля считалась зона, в которой индукция превышает 95% от максимального значения.

2.2.7. Определение осреднённой во времени температуры

Осредненная во времени температура в точке потока определяется как среднее значение массива значений температуры одной из термопар:

$$\bar{T} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i. \quad (2.24)$$

2.2.8. Определение статистических характеристик температурных пульсаций

Если течение стационарно и неизотермично, то температура в произвольной точке потока может быть представлена в виде стационарной случайной функции, состоящей из осреднённой температуры и пульсационной составляющей, взятой в данный момент времени.

В экспериментальной магнитной гидродинамике важны статистические характеристики турбулентного течения и теплообмена. В частности, для анализа течения принято использовать одноточечные моменты, которые определены в данной точке пространства, такие как дисперсия и также АКФ. Согласно [71] для детерминированного сигнала АКФ имеет вид:

$$K_{uu}(\tau) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} u(t)u(t + \tau)dt, \quad (2.25)$$

в свою очередь дисперсия рассчитывается следующим образом:

$$\sigma_{uu}^2 = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} u^2(t)dt. \quad (2.26)$$

Уравнения (2.25) и (2.26) справедливы в условиях, когда математическое ожидание $\mu(u) = 0$. Анализируя уравнения (2.25) и (2.26), получим:

$$\sigma_{uu}^2 = K_{uu}(0). \quad (2.27)$$

Согласно теореме Винера-Хинчина [72] спектральная плотность и АКФ связаны интегральным преобразованием Фурье:

$$S_{uu}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} K_{uu}(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau, \quad (2.28)$$

$$K_{uu}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{uu}(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega, \quad (2.29)$$

Также вместо АКФ и спектральной плотности можно использовать коэффициент автокорреляции (2.30) и нормированный спектр (2.31).

$$R_{uu}(\tau) = \frac{K_{uu}(\tau)}{K_{uu}(0)} = \frac{K_{uu}(\tau)}{\sigma_u^2} \quad (2.30)$$

$$S_{uu}^* = \frac{S_{uu}(\omega)}{\sigma_u^2} \quad (2.31)$$

В эксперименте АКФ вычислялась по формуле:

$$K_{uu}(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n u(t_i) u(t_i + \tau) \quad (2.32)$$

где $u(t)$ - центрированный сигнал термопары, n – число точек в выборке.

Согласно теореме Котельникова [73], аналоговый сигнал, имеющий ограниченный спектр может быть однозначно и без потерь восстановлен при условии, что частота выхваченных дискретных значений этого сигнала в два раза выше максимальной частоты данного сигнала. Формула Котельникова имеет вид:

$$\Delta\tau \leq \frac{1}{2f_{\text{макс}}} \quad (2.33)$$

Сигналы от экспериментальных датчиков имели максимальную частоту до 15 Гц, в то время как частота опроса данных равнялась 5000 Гц.

2.2.9. Измерительное оборудование

Процесс измерений на экспериментальном стенде был автоматизирован благодаря АСНИ. АСНИ представляет из себя комплекс, включающий в себя ИВК, состоящий из измерительного оборудования на базе приборного интерфейса стандарта КОП и персонального компьютера (рисунок 2.10).



Рисунок 2.10. Вид установки АСНИ

Схема АСНИ представлена на рисунке 2.11. АСНИ включает в себя два ИВК: ИВК 1 и ИВК 2.

Отдельно отметим основные элементы ИВК 1. Для регистрации напряжения постоянного тока и омического сопротивления применялся мультиметр HP 3455 А. Коммутатор HP 3497 А по команде контроллера подключал сигналы к цифровому вольтметру, а также переключал управляющие цепи установки. Сигнал термопары зонда предварительно центрировался и усиливался двухканальным усилителем низкочастотных сигналов. Измерение сигналов термопар выполнялось с помощью 16-разрядной многофункциональной платы NI USB-6221, которая позволяет одновременно опрашивать 16 каналов с частотой до 100 кГц. Управление коммутатором и мультиметром производилось с персонального компьютера. Обмен информацией между элементами системы осуществлялся через интерфейсную шину GPIB и кабели.

Система ИВК 1 была продублирована системой ИВК 2. Далее отметим основные элементы ИВК 2. В ИВК 2 параллельно установлен крейт PXI, а также подведены кабели от датчиков. Крейт включает в себя персональный компьютер, цифровой мультиметр E1412A и мультиплексор E1476A. Мультиметр измеряет напряжение постоянного тока U_1 сигналов до 100 мВ (погрешность составляет $0.004 + 0.035 \cdot 100/U_2$) и напряжение переменного тока U_2 сигналов до 100 В ($0,05 + 0,03 \cdot 100/U_2$). Мультиплексор обеспечивает последовательный опрос измерительных каналов. Управление стендом осуществляется при помощи среды программирования LabWindows/CVI.

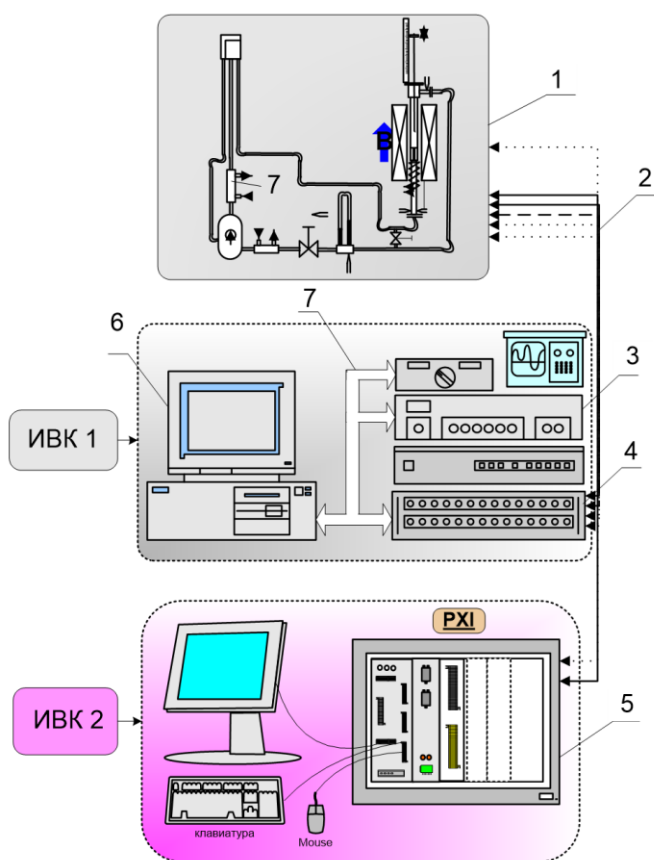


Рисунок 2.11. Схема АСНИ:
 1 - экспериментальный стенд;
 2 - измерительные и управляющие линии;
 3 - цифровой мультиметр HP 3455 A;
 4 - коммутатор измерительных сигналов HP 3497 A;
 5 – усилитель низкочастотных сигналов;
 6 - крейт PXI;
 7 - магистраль приборного интерфейса;
 8 – управляющий компьютер со встроенными измерительными платами.

2.2.10. Оценка неопределенностей.

В работе определялись следующие безразмерные параметры: числа Рейнольдса Re , Гартмана Ha , Грасгофа Gr , Нуссельта Nu , а также параметр МГД-взаимодействия $N = Ha^2/Re$. Кроме того, проводились измерения трёх компонент скорости: продольной V_z , радиальной V_r и азимутальной V_a . Ниже приведены оценки относительных погрешностей этих величин.

Относительная погрешность Re вычисляется по формуле:

$$\delta Re = \sqrt{(\delta G)^2 + (\delta d)^2 + (\delta v)^2 + (\delta \rho)^2}, \quad (2.34)$$

Относительная погрешность измерения расхода теплоносителя δG определяется погрешностью дифманометра расходомера и составляет 2.0 %. Относительная погрешность определения плотности $\delta \rho$ и кинематической вязкости $\delta \nu$ составляет не более 2 % в соответствии со справочными данными. Диаметр измерен с точностью 0.1 мм, что для $d = 19$ мм дает $\delta d \approx 0.53\%$, для $d_1 = 5$ мм – $\delta d = 2.0\%$. В итоге суммарная относительная погрешность, с которой определяется Re , не превышает 4 %.

Относительная погрешность Gr вычисляется по формуле:

$$\delta Gr = \sqrt{(\delta \beta)^2 + (\delta q)^2 + 16(\delta d)^2 + (\delta \lambda)^2 + 4(\delta \nu)^2}, \quad (2.35)$$

Общая относительная погрешность измерения плотности теплового потока, складывающаяся из неопределенностей измерения тока и напряжения на нагревателях и тепловых потерь, оценивается в 4%. Относительная погрешность определения коэффициента объемного расширения $\delta \beta$ и коэффициента теплопроводности $\delta \lambda$ составляет не более 2 % в соответствии со справочными данными. В итоге суммарная относительная погрешность, с которой определяется Gr , не превышает 10 %.

Относительная погрешность Nu вычисляется по формуле:

$$\delta Nu = \sqrt{(\delta q)^2 + (\delta d)^2 + (\delta \lambda)^2 + \left(\frac{\Delta T_c + \Delta T_{ж}}{\Delta T_c - T_{ж}}\right)^2}, \quad (2.36)$$

Погрешности ΔT_c , $\Delta T_{ж} \approx 0.2$ °С. Типичный перепад температур $T_c - T_{ж} = 4-10$ °С. В итоге суммарная относительная погрешность, с которой определяется Nu , не превышает 4-12 %.

Относительная погрешность Na вычисляется по формуле:

$$\delta Na = \sqrt{(\delta B)^2 + (\delta d)^2 + 0.25(\delta \sigma)^2 + 0.25(\delta \mu)^2}, \quad (2.37)$$

Относительная погрешность определения индукции магнитного поля δB определяется погрешностью магнитометра и составляет 1.5%. Относительная погрешность электропроводности $\delta \sigma$ и динамической вязкости $\delta \mu$ составляет 2% в соответствии со справочными данными. В итоге суммарная относительная погрешность, с которой определяется Na , не превышает 4 %.

Погрешность измерения продольной скорости V_z корреляционным методом оценивается в $\delta V_z \leq 8\%$ и определяется точностью измерения расстояния между термопарами (5%) и погрешностью определения времени задержки (2–3%). Погрешность измерения радиальной V_r и азимутальной V_a компонент скорости кондукционным методом оценивается в $\delta V_r, \delta V_a \leq 9\%$ и складывается из погрешностей измерения разности потенциалов (1–2%), расстояния между электродами (5%) и индукции магнитного поля (1.5%).

2.3. Численный расчет

Расчеты производились при помощи исследовательского CFD кода ANES [74, 75]. CFD моделирование – это инструмент, который позволяет рассчитать характеристики процессов гидродинамики и тепломассообмена с использованием математических и численных методов. Основой любой задачи в области CFD-моделирования является система уравнений гидродинамики и теплообмена.

Численное моделирование осуществлялось в три основных этапа:

- 1) построение геометрии расчетной области задачи, формулировка граничных и начальных условий, дискретизация расчетной области и искомых функций;
- 2) выбор численных методов дискретизации исходных дифференциальных уравнений сохранения; решение систем алгебраических уравнений (дискретных аналогов исходных дифференциальных уравнений) с использованием различных алгоритмов поиска согласованных полей скорости, давления и температуры;
- 3) анализ полученных результатов.

Дискретизация дифференциальных уравнений может осуществляться различными методами:

- 1) методом контрольных объёмов (МКО) [76];
- 2) методом конечных разностей (МКР) [77];
- 3) методом конечных элементов (МКЭ) [78] и др.

Код ANES развивается на кафедре инженерной теплофизики МЭИ с 1984 года. Код предназначен для моделирования процессов в энергетическом оборудовании, тем самым его настройка для задач тепло – и массообмена значительно проще, чем других CFD – кодов.

Численные алгоритмы ANES основаны на методе контрольного объема. Согласно этому методу, дискретизация задачи осуществляется при помощи разбиения всей расчетной области на конечное количество контрольных объемов. Для каждого из этих объемов записываются уравнения баланса. Для решения уравнений Навье-Стокса используют алгоритм SIMPLE, PIMPLE или их различные модификации.

Код ANES использует два типа сеток контрольных объемов: структурированные и неструктурированные (рисунок 2.12), которые могут быть реализованы в декартовой, либо в цилиндрической системах координат.

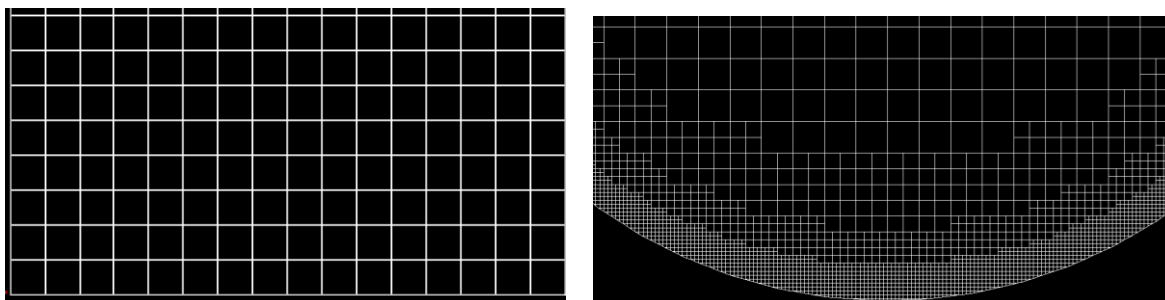


Рисунок 2.12. Пример структурированной (а) и неструктурированной (б) сетки

В данной работе для описания расчетной геометрии использовались неструктурные сетки кода с локальным дроблением.

В работе применялось два подхода для моделирования:

- 1) RANS, суть которого состоит в том, что уравнения сохранения получаются путем использования операции осреднения Рейнольдса [79] для мгновенных уравнений сохранения. При этом система уравнений остается незамкнутой. Для ее замыкания используются различные модели турбулентности.

2) KDES – гибридный подход, сочетающий достоинства RANS и LES подходов. Идея LES заключается в том, что крупномасштабные вихревые структуры разрешаются явно, а мелкие – моделируются с использованием моделей подсеточного замыкания. В LES подходе уравнения сохранения получают фильтрацией мгновенных уравнений сохранения. Данный подход позволяет получать статистические характеристики течения. Для замыкания системы уравнений используются различные модели подсеточной вязкости.

RANS – моделирование для затопленной струи было выполнено для всего диапазона безразмерных критериев Re и Ha , в которых были выполнены эксперименты. Вследствие быстрого роста требований по уровню дискретизации сеточной модели и снижении шага по времени при росте Re , KDES моделирование затопленной струи в работе проводилось для режима при числе $Re = 10000$, т.к. для более высоких Re требуются более существенные вычислительные ресурсы. При этом число Гартмана варьировалось в диапазоне $Ha = 0-250$. Проводилось исследование гидродинамики, без учета теплообмена.

Для моделирования подъемного течения в круглой обогреваемой трубе использовалась только модель KDES. Выбран режим при числе $Re = 10500$ и числах $Ha = 0$ и $Ha = 460$.

2.3.1. Численный расчет с использованием RANS подхода

Расчётная область для задачи о затопленной струе при RANS моделировании представляет собой трубопровод, состоящий из двух участков общей длиной 450 мм. Первый участок имеет диаметр 5 мм и длину 50 мм, второй — диаметр 25 мм и длину 400 мм. Предполагается, что внутренний объём трубопровода заполнен ЖМ (ртутью). ЖМ рассматривается как электропроводящая несжимаемая вязкая ньютоновская жидкость с постоянными свойствами. При этом рассматривается проводящая среда в отсутствие объемных зарядов.

Система уравнений сохранения массы и импульса для RANS моделирования после операции осреднения по правилам Рейнольдса имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \bar{u}_k \bar{u}_i - \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \tau_{ik}^t) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + F_i \quad (2.39)$$

$$\tau_{ik}^t = -\rho \overline{u'_i u'_k} \quad (2.40)$$

где τ_{ik}^t –тензор турбулентных напряжений; F_i – компонента удельного силового источника.

Система (2.38-2.40) незамкнута. В компьютерном коде ANES для замыкания используется модель турбулентной вязкости μ_t :

$$\tau_{ik}^t - \frac{1}{3} \delta_{ik} \tau_{mm}^t = 2\mu_t (S_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} S_{mm}), \quad (2.41)$$

где $S_{mm} = \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_m}$, $\tau_{mm}^t = -\rho \overline{u'_m u'_m} = -2\rho k$.

Учитывая (2.41), система уравнений для RANS моделирования (2.38-2.40) имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \bar{u}_k \bar{u}_i - (\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right] = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + F_i \quad (2.43)$$

$$F_i = \varepsilon_{ijk} j_j B_k; \quad j_i = \sigma_e (E_i + \varepsilon_{ijk} \bar{u}_j B_k); \quad E_i = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_i}$$

Рассматриваемое течение является магнитогидродинамическим, поэтому система уравнений должна быть дополнена уравнением, описывающим электромагнитное поле. В коде ANES используется подход с использованием потенциала электрического поля φ . Уравнение сохранения для φ записывается в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\sigma_e \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \sigma_e \varepsilon_{kij} \bar{u}_i B_j = 0 \quad (2.44)$$

При решении уравнения для потенциала электрического поля φ задаются следующие граничные условия: на стенках трубопровода — условие

изолированной стенки $\partial\varphi/\partial n=0$ (нулевой нормальный градиент потенциала); на входе и выходе расчётной области — условие эквипотенциальности $\varphi=\text{const}$, что соответствует замыканию электрической цепи вне расчётной области.

ПМП приложено только на участке секции трубопровода диаметром 25 мм (рисунок 2.13).



Рисунок 2.13. Область наложения ПМП при моделировании (выделена красным цветом) и зона PIG (выделена зеленым цветом)

Граничное условие на входе задавалось в виде стабилизированного профиля скорости, найденного предварительно из решения отдельной задачи без магнитного поля. На стенках задано условие прилипания. Замыкание системы определяющих уравнений (2.42–2.43) требует определения турбулентной вязкости μ_t . Существует достаточно большое число различных моделей турбулентности. В работе использована двухпараметрическая модель $k - \omega$. Для описания диссипации турбулентной энергии применяется удельная скорость диссипации $\omega = \frac{\varepsilon}{k C_\mu}$.

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \bar{u}_k k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] = \mu_t G - \rho C_\mu f_k \omega k \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \bar{u}_k \omega - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] = \rho (C_{\omega 1} f_\omega G - C_{\omega 2} \omega^2) \quad (2.46)$$

$$\mu_t = \rho f_\mu \frac{k}{\omega} \quad (2.47)$$

$$G = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right)$$

$$f_k = \frac{0.024 + \frac{Re_T}{6}}{1 + \frac{Re_T}{6}}; \quad f_\omega = \frac{0.111 + \frac{Re_T}{2.95}}{1 + \frac{Re_T}{2.95}};$$

$$f_{\mu} = \frac{0.2667 + \left(\frac{Re_T}{6}\right)^4}{1 + \left(\frac{Re_T}{6}\right)^4}; \quad Re_T = \frac{\rho k}{\omega \mu}$$

где σ_k , σ_{ω} , C_{μ} , $C_{\omega 1}$, $C_{\omega 2}$ – константы модели; G – диссипативная функция; f_k , f_{ω} , f_{μ} – функции, учитывающие низкорейнольдсовыи эффекты течения и зависящие от Re_T ; Re_T – турбулентное число Рейнольдса.

Сеточная модель в поперечном сечении (x, y) для RANS-моделирования представлена на рисунке 2.14. По длине трубы использовалось 450 ячеек, в поперечных направлениях – 168 ячеек. Вблизи стенок выполнено локальное дробление сетки, с уровнем дробления, равным двум. Сеточная модель была выбрана по результатам предварительного исследования на сеточную сходимость. При увеличении числа ячеек в два раза полученные результаты отличались не более чем на 1%.

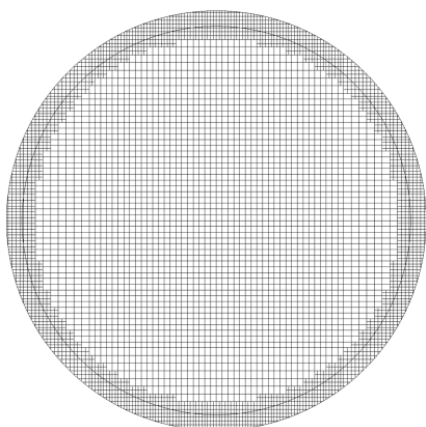


Рисунок 2.14 – Расчетная сетка в поперечном сечении для RANS моделирования

Аппроксимация потоков через границы контрольных объемов в RANS модели проводилась по степенной схеме.

2.3.2. Численный расчет с использованием KDES подхода

Моделирование проводилось в нестационарной постановке. Для выполнения операции фильтрования используются различные фильтры. В коде ANES реализован классический фильтр “tophat” [75].

Уравнения неразрывности, движения и энергии (для задачи о подъемном течении ЖМ в обогреваемой трубе в ПМП) в декартовой системе с учетом постоянства свойств в классической LES-постановке имеют вид:

$$\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \tilde{u}_i) - \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_k^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ik}^{sgs}}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{F_i}{\rho} + \frac{F_g}{\rho}, \quad (2.49)$$

$$\rho C_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} + \rho C_p \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \tilde{T}) - \lambda \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_k^2} + \frac{\partial q_k^{sgs}}{\partial x_k} = q_v, \quad (2.50)$$

$$\tau_{ik}^{sgs} = \rho \widetilde{u_i u_k} - \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_k. \quad (2.51)$$

$$q_k^{sgs} = \rho C_p \widetilde{u_k T} - \rho C_p \tilde{u}_k \tilde{T}. \quad (2.52)$$

где F_i, F_g – электромагнитная сила и сила плавучести; τ_{ik}^{sgs} – подсеточные напряжения; q_k^{sgs} – подсеточный тепловой поток; q_v – объемная плотность джоулевого тепловыделения в жидкости.

В уравнениях сохранения величины с тильдой отфильтрованные, они удовлетворяют уравнению:

$$\tilde{F}(x) = \int F(x_1) G_1(x_1, x) dV_1, \quad (2.53)$$

где G_1 – фильтр, удовлетворяющий условиям нормировки:

$$\int G_1(x_1, x) dV_1 = 1. \quad (2.54)$$

Для замыкания системы уравнений необходимо задать модель для тензора подсеточных напряжений τ_{ik}^{sgs} и подсеточного теплового потока q_k^{sgs} . В коде ANES используется модель подсеточной турбулентной вязкости:

$$\tau_{ik}^{sgs} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \tau_{mm}^{sgs} = 2\mu_{sgs} (\tilde{S}_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \tilde{S}_{mm}). \quad (2.55)$$

$$q_k^{sgs} = -\frac{\mu_{sgs} C_p}{Pr_{sgs}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_k} \quad (2.56)$$

где $\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$ – тензор скоростей деформации фильтрованного течения, $Pr_{sgs} = 0.85$.

LES модели занимают промежуточное положение между подходами DNS и RANS. Существуют различные модели, основная роль которых состоит в обеспечении передачи энергии от крупных структур к более мелким вихрям, то есть в обеспечении правильной скорости диссипации наименьших разрешаемых вихрей [80].

В коде ANES реализовано несколько LES моделей. В данной работе для моделирования турбулентности используется гибридная модель KDES [81, 82, 83], сочетающая достоинства RANS и LES подходов.

Выбор KDES обусловлен несколькими причинами:

1. Чистые LES-модели (Смагоринского [84], WALE [85] и CSM [86]) не имеют RANS-зоны у стенки. Они требуют разрешения вязкого подслоя, то есть y^+ порядка единицы. WALE и CSM обладают пристеночной адаптацией: их подсеточная вязкость автоматически стремится к нулю у стенки, что избавляет от необходимости вводить демпфирующую функцию, как для модели Смагоринского. Однако эта адаптация касается только формы подсеточной вязкости и не снижает требований к сетке.
2. KDES работает по гибриднему принципу: пристеночные области описываются с помощью RANS-модели, где она наиболее эффективна, а для крупных нестационарных вихрей в отрывных зонах и ядре течения используется LES-режим. По этой причине требования к сетке в сравнении с чистыми моделями существенно ниже.
3. Ранее приемлемая точность KDES при моделировании МГД-течений в каналах была продемонстрирована в [83]. В том числе в условиях влияния ТГК.

В основе модели KDES лежит двуслойная k - ε модель турбулентности [87, 88]. Вблизи стенок, где турбулентное число Рейнольдса $R_k = \frac{\sqrt{k}y_w}{\nu} < 200$ (y_w – расстояние до ближайшей твердой стенки, м), решается только уравнение для турбулентной кинетической энергии k . Скорость диссипации ε и турбулентная вязкость ν_t рассчитываются по алгебраическим соотношениям. Уравнение для турбулентной кинетической энергии:

$$\frac{\partial k}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{u}_k k - \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k}) = \nu_t G - \varepsilon \quad (2.57)$$

где $G = 2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}$; σ_k – константа модели.

Моделирование подсеточной турбулентной энергии k_{sgs} проводится с помощью уравнения, аналогичного (2.57), в котором соответствующим образом выбирается масштаб длины.

Для описания электромагнитного поля, по аналогии с RANS подходом, решается уравнение для потенциала электрического поля φ (2.63 – для потока ртути, 2.64 – для стальной электропроводной стенки). При моделировании используется безындукционное приближение.

Общий вид системы уравнений KDES модели (с учетом уравнения теплопроводности для твердой стенки и обобщённого закона Ома) имеет вид:

$$\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \tilde{u}_i - (v + v_{sgs}) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{F_i}{\rho} + \frac{F_g}{\rho}, \quad (2.59)$$

$$F_i = \varepsilon_{ijk} j_j B_k, \quad F_g = -g_i \rho_0 \beta (\tilde{T} - T_0)$$

$$j_i = \sigma_e (E_i + \varepsilon_{ijk} \tilde{u}_j B_k), \quad E_i = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_i}$$

$$\rho C_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} + \rho C_p \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \tilde{T}) - \lambda \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_k^2} - \lambda_{sgs} \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_k^2} = q_v, \quad (2.60)$$

$$\rho_w C_{pw} \frac{\partial T}{\partial \tau} - \lambda_w \frac{\partial^2 T}{\partial x_k^2} = q_{v,w}, \quad (2.61)$$

$$q_v = \frac{j_i j_i}{\sigma_e}, \quad q_{v,w} = \frac{j_i j_i}{\sigma_w}$$

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k k_{sgs} - (v + v_{sgs}) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_k}) = v_{sgs} \tilde{G} - \varepsilon, \quad (2.62)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\sigma_e \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} (\sigma_e \varepsilon_{kij} \tilde{u}_i B_j) = 0. \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\sigma_w \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \right) = 0. \quad (2.64)$$

где F_i – компоненты удельного силового источника (рассматривается проводящая среда ($\sigma_e \neq 0$) при отсутствии объемных зарядов), Н/м³; $v_{sgs} = \mu_{sgs}/\rho$ – кинематическая подсеточная турбулентная вязкость, м²/с; $\lambda_{sgs} = \frac{\mu_{sgs} C_p}{Pr_{sgs}}$ – подсеточная теплопроводность, Вт/(мК); $\tilde{G} = 2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}$; $q_{v,w}$ – объемная плотность джоулева тепловыделения в стенке.

Для затопленной струи система уравнений (2.58) – (2.64) решалась без учета теплообмена.

Скорость диссипации ε и подсеточная вязкость ν_{sgs} рассчитываются по алгебраическим соотношениям:

$$\nu_{sgs} = C_\mu^{\frac{1}{4}} f_\mu(R_k) \sqrt{k_{sgs}} L_{des}, \quad (2.65)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{\frac{3}{4}} f_\varepsilon(R_k) \frac{k_{sgs}^{\frac{3}{2}}}{L_{des}}, \quad (2.66)$$

где $L_{des} = \min \{L_{rans}, L_{les}\}$; $L_{les} = C_{sgs} \Delta_{les} \psi_L$, $\psi_L = \frac{f_\varepsilon^{\frac{1}{4}}}{f_\mu^{\frac{3}{4}}}$; $L_{rans} = \kappa y_w$; $\kappa = 0.41$;

$C_\mu = 0.09$.

Для демпфирующих функций f_μ и f_ε , зависящих от модифицированного турбулентного числа Рейнольдса R_k , в коде ANES реализована модель Вольфштейна [85]:

$$f_\mu = 1 - \exp\left(\frac{-R_k}{A_\mu}\right),$$

$$f_\varepsilon = \left[1 - \exp\left(\frac{-R_k}{A_\varepsilon}\right)\right]^{-1},$$

$$A_\mu = 70, \quad A_\varepsilon = 5.1.$$

Для вычисления Δ_{les} (масштаба фильтрации в методе LES) в коде ANES реализован вариант:

$$\Delta_{les} = \sqrt[3]{\Delta V}$$

где ΔV – объем ячейки расчетной сетки.

При использовании подхода KDES необходимы корректные нестационарные поля на входе, соответствующие мгновенным полям на стабилизированном участке трубы. Корректные нестационарные поля на входе формируются двумя способами: посредством генераторов синтетической турбулентности либо на основе данных DNS или LES моделирования стабилизированного участка канала. В диссертационной работе применялась модель PIG, реализованная в программном комплексе ANES. Согласно модели PIG, перед основной расчётной областью размещается дополнительный участок канала круглого сечения, диаметр которого соответствует входному диаметру исследуемого участка (19 мм для

трубы, 5 мм для струи), а протяжённость равна S_p ; на границах участка устанавливаются периодические граничные условия. Связь зон является односторонней: основная область не влияет на течение в зоне PIG, а её выходная граница определяет входные условия для основной области. Для нормальной работы алгоритма достаточно длины S_p , равной 10 калибрам [89]. В расчете длина S_p составляла 20 калибров. Пример положения области PIG в расчетной модели для струи выделено зеленым цветом на рисунке 2.13.

Граничные условия для задачи о подъемном течении в обогреваемой трубе в ПМП:

1. прилипания на стенке: $\tilde{u}_i = 0$;
2. непрерывности температуры на стенке: $\tilde{T}_f = T_w$;
3. непрерывности теплового потока на стенке: $(\lambda_{sgs} + \lambda) \frac{\partial \tilde{T}_f}{\partial n} = \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial n}$;
4. непрерывности потенциала: $\varphi_f = \varphi_w$;
5. непрерывности нормального тока: $\sigma_e \frac{\partial \varphi_f}{\partial n} = \sigma_w \frac{\partial \varphi_w}{\partial n}$;
6. тепловой поток на внешней границе стенки: $-\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial n} = q_c$;
7. электроизоляция на внешней границе стенки: $\frac{\partial \varphi_w}{\partial n} = 0$.

Граничные условия для затопленной струи в ПМП:

1. прилипания на стенке: $\tilde{u}_i = 0$;
2. электроизоляция на внешней границе расчетной области: $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$.

Сеточные модели для расчета методом KDES представлены на рисунке 2.17. Для исследования подъемного течения в круглой обогреваемой трубе использовалась неструктурная сетка, длина расчетной области 1 м. По оси z сетка равномерна (1000 ячеек); в направлении осей x и y она сгущается к стенкам трубы. В поперечных направлениях сеточная модель имеет 192 ячейки.

Затопленная струя рассчитывалась на неструктурной сетке (длина расчетной области 0.5 м). По оси z сетка была равномерной и содержала 1000 ячеек. В направлениях x и y сетка сгущалась к стенкам трубопровода и в

окрестности центра ($x = 0, y = 0$). В поперечном сечении сеточная модель содержала 280 ячеек.

Обе сеточные модели были выбраны по результатам предварительного исследования на сеточную сходимость. При увеличении числа ячеек в два раза полученные результаты отличались не более чем на 2%.

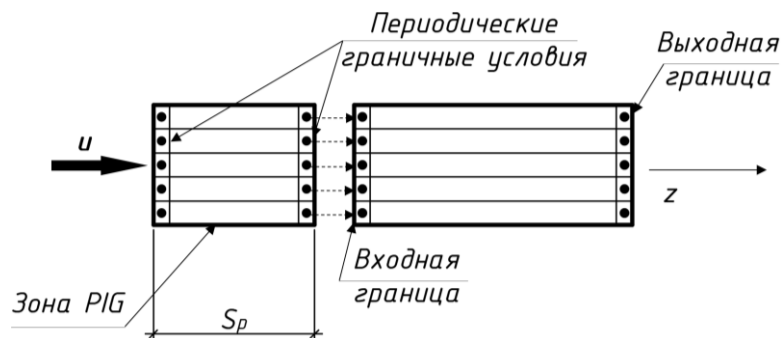


Рисунок 2.16. Графическое представление модели PIG кода ANES

Аппроксимация потоков через границы контрольных объемов проводилась по схеме II порядка SuperBee. В качестве численной схемы по времени использовалась трехслойная схема II порядка.

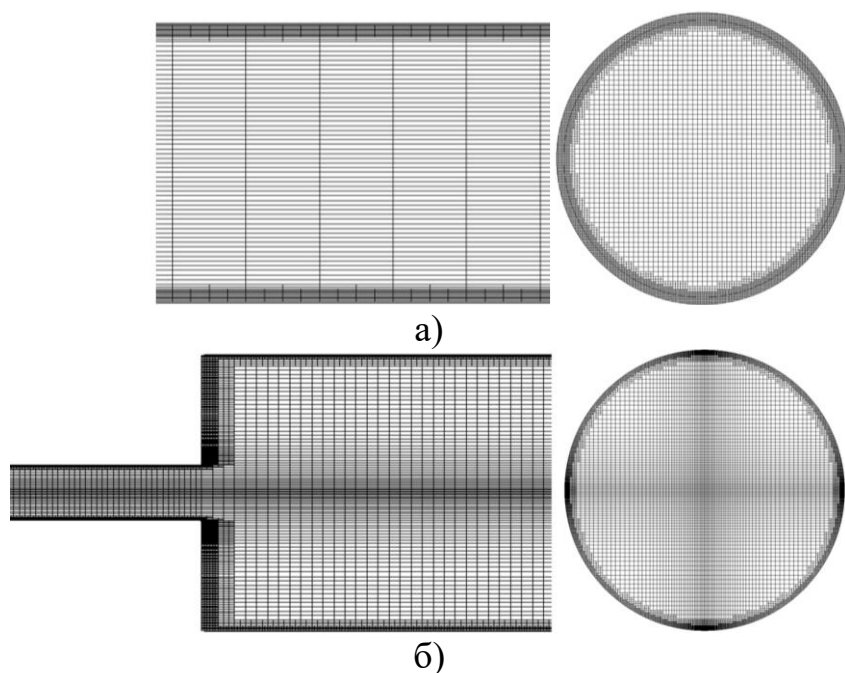


Рисунок 2.17.
Сеточная модель
CFD-кода ANES при
KDES-
моделировании:
а) для подъемного
течения в круглой
трубе; б) для
затопленной струи.

3. Результаты экспериментальных исследований течения в обогреваемой трубе в продольном магнитном поле

Прежде чем перейти к исследованию струи в вертикальной трубе интересно исследовать течение в трубе. В главе представлены результаты исследований подъемного течения в круглой обогреваемой трубе в условиях ПМП и в его отсутствие.

Характерные поля температуры в сечении трубы показаны на рисунке 3.1 для различных Na и для $Re = 10500$.

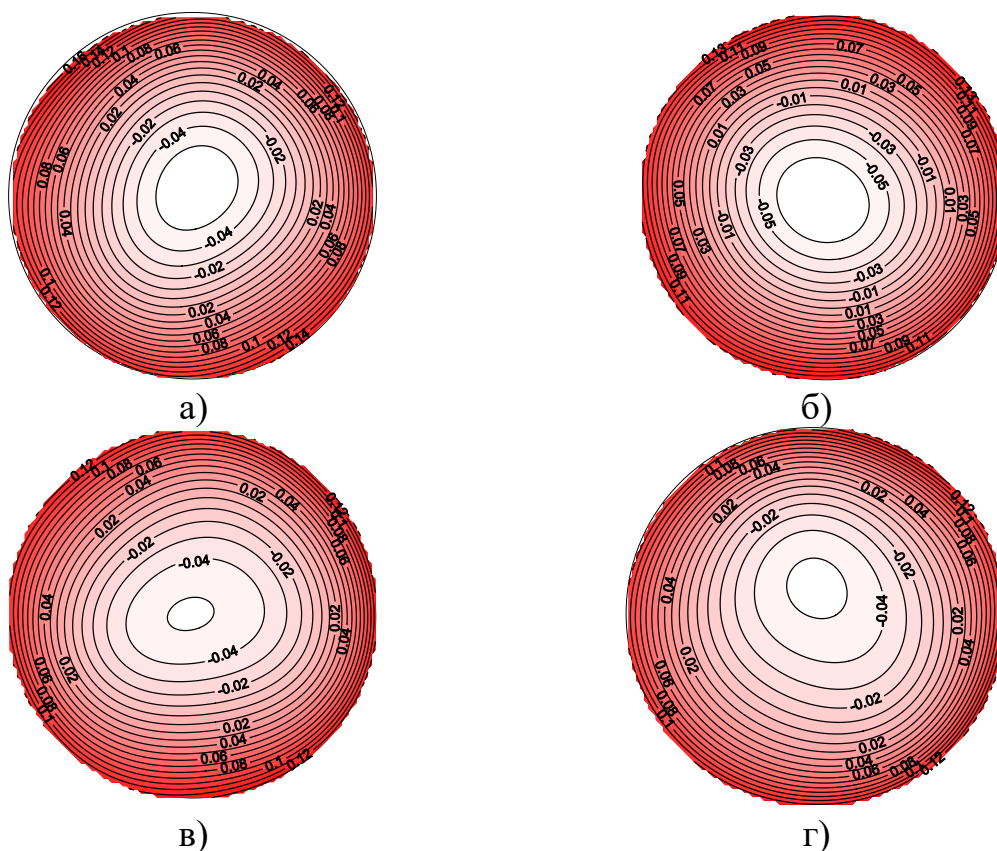


Рисунок 3.1 Поля осредненной безразмерной температуры Θ в сечении $z/d=38$, $Re=10500$, $q_c=30$ кВт/м²: а) $Na = 0$; б) 150; в) 300; г) 460.

Распределения безразмерной температуры Θ по осям x и y для различных Re представлены на рисунках 3.2 и 3.3. Профиль температуры остается практически симметричным относительно оси трубы. С ростом Na профили температуры вытягиваются, что является следствием подавления турбулентности - ламинаризации течения внешним магнитным полем. Также интересно отметить нарушение осевой симметрии поля температуры при $Re=10500$ и $Na = 460$ (рисунок 3.1).

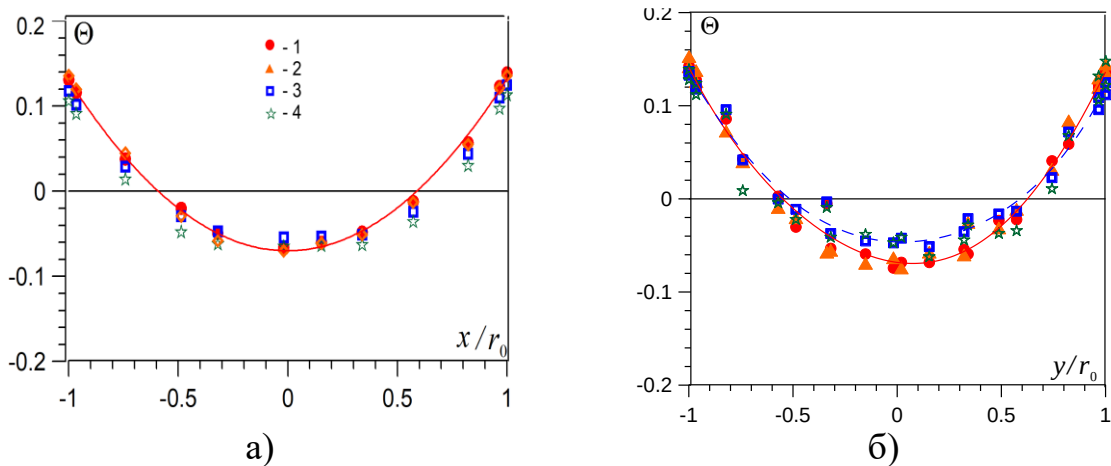


Рисунок 3.2. Профили осредненной безразмерной температуры Θ в сечении $z/d=38$ при $Re=10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$: 1) $Na=0$; 2) 150; 3) 300; 4) 460.

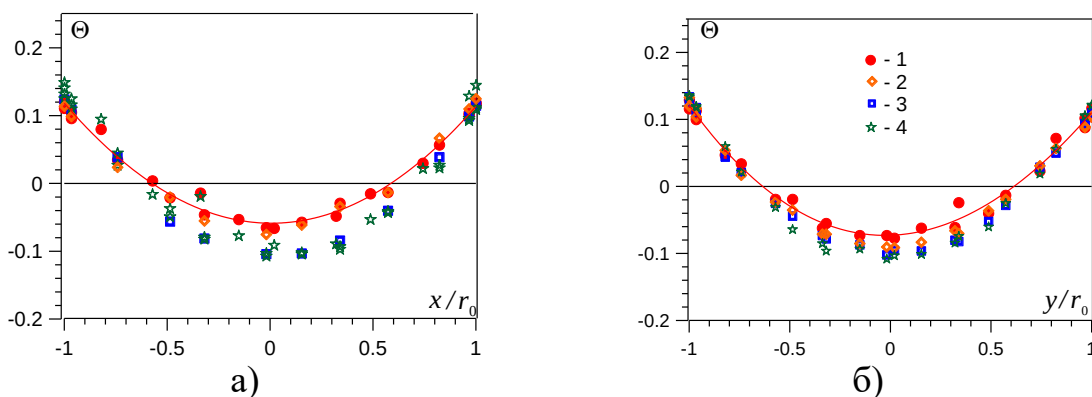
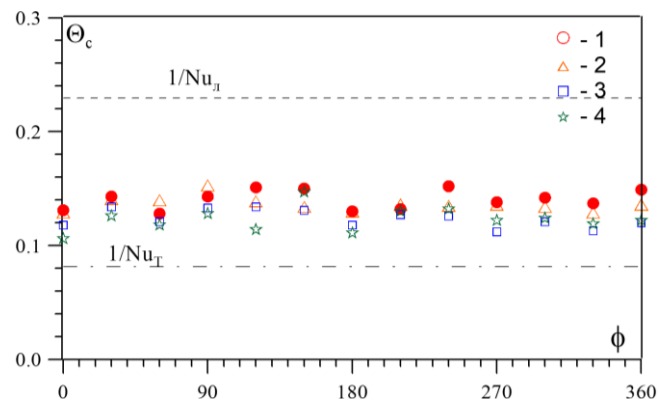


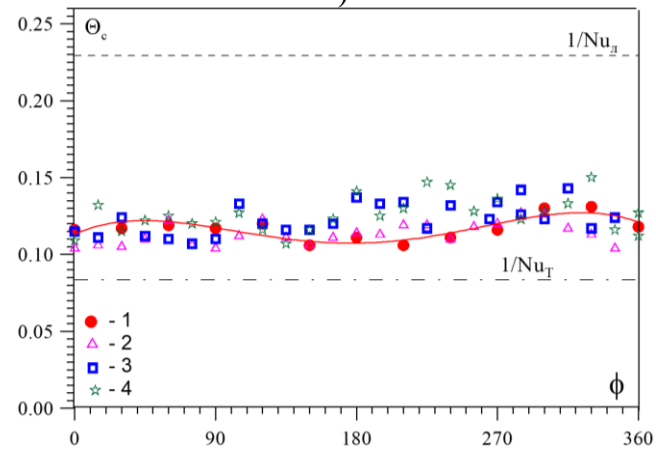
Рисунок 3.3. Профили осредненной безразмерной температуры Θ в сечении $z/d=38$ при $Re=30400$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$: 1) $Na=0$; 2) 150; 3) 300; 4) 460.

На рисунке 3.4 представлены распределения безразмерной температуры стенки Θ_c по углу. При $Re = 10500$ наблюдается снижение Θ_c с ростом числа Na . Напротив, при $Re = 30400$ Θ_c возрастает с увеличением Na . Данная тенденция к росту Θ_c прослеживается и при $Re = 50100$. При этом в условиях влияния ТГК значения Θ_c располагаются между значениями $1/Nu_d$ и $1/Nu_t$, но ближе к $1/Nu_t$. Данный факт указывает на ухудшение теплоотдачи относительно турбулентного режима течения. На рисунке 3.5 показано распределение осредненной безразмерной температуры стенки Θ_c по длине участка обогрева при различных Re . С увеличением Na безразмерная разность температур стенки и среднемассовой температуры монотонно растёт, локальные числа Нуссельта снижаются. Начальный термический участок при этом удлиняется, зона стабилизации смещается вдоль участка обогрева. При

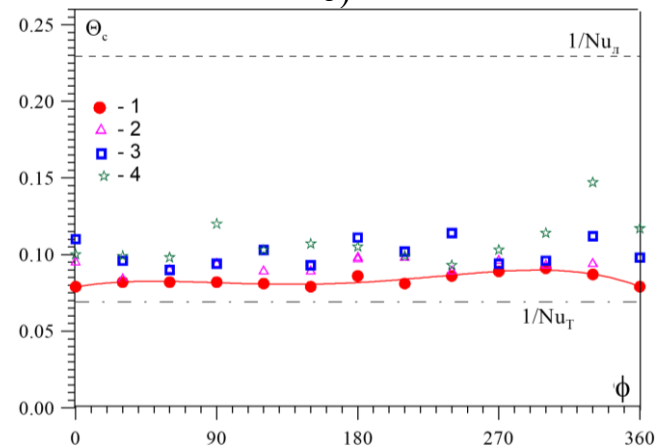
этом влияние ПМП существенно ниже, в сравнении с влиянием поперечного МП. На рисунке 3.5 также представлена эпюра ПМП, полученная в эксперименте.



а)

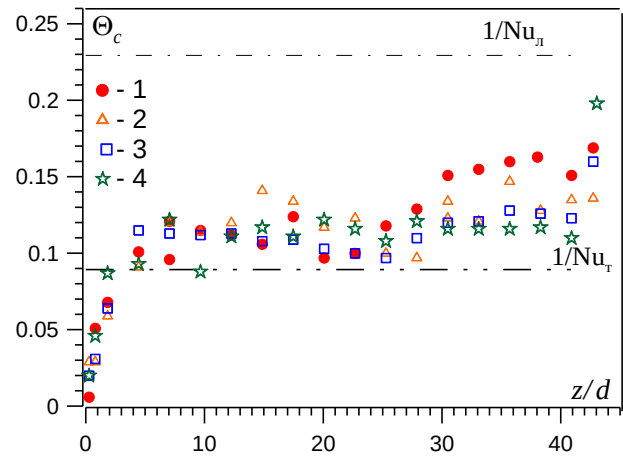


б)

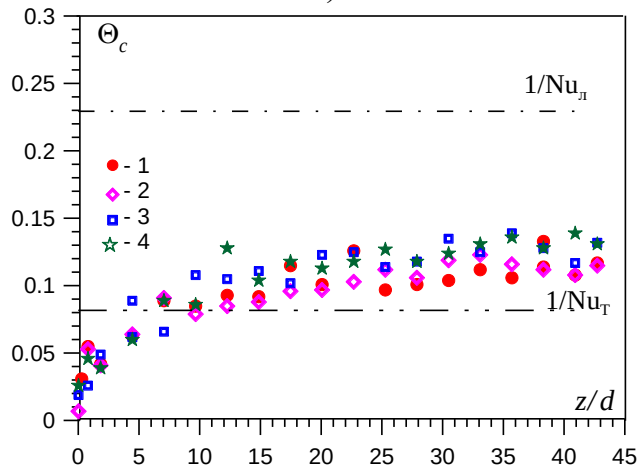


в)

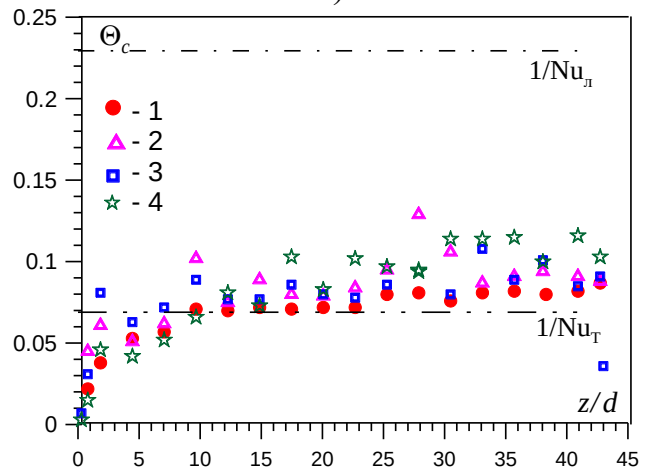
Рисунок 3.4. Распределение осредненной безразмерной температуры стенки Θ_c по углу в сечении $z/d=38$ при $Gr = 9 \cdot 10^7$ и при $Re=10500$ (а), $Re=30400$ (б), $Re=50100$ (в): 1) $Ha = 0$; 2) 150; 3) 300; 4) 460.



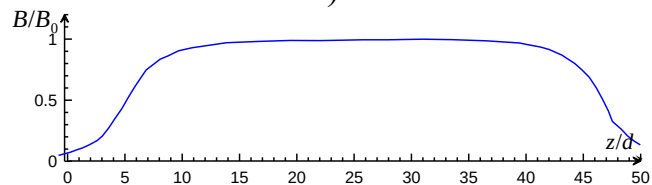
a)



б)



в)



г)

Рисунок 3.5. Распределение осредненной безразмерной температуры стенки Θ_c по длине участка обогрева при $Gr = 9 \cdot 10^7$ и при $Re = 10500$ (a), $Re = 30400$ (б), $Re = 50100$ (в) и эпюра ПМП (г): 1) $Ha = 0$; 2) 150; 3) 300; 4) 460.

Числа Нуссельта в отсутствие ПМП при подъемном течении в трубе оказываются ниже теоретической зависимости Лайона $Nu_T = 7 + 0.025 Re^{0.8}$ (рисунок 3.6). Этот факт подтверждает общие закономерности теплообмена при смешанной турбулентной конвекции в вертикальной трубе, обнаруженные в экспериментальных исследованиях на неметаллических теплоносителях [21], в опытах с натрием [90], а также подробно в ранних экспериментах, полученных на ртутном стенде [91]. Результаты эксперимента указывают на наличие двух различных зон влияния ПМП: при числах $Re < 400$ ПМП увеличивает теплоотдачу относительно режима без ПМП, при $Re > 400$ наблюдается обратный эффект. Числа Нуссельта в рассмотренных режимах располагаются ниже теоретической зависимости Лайона.

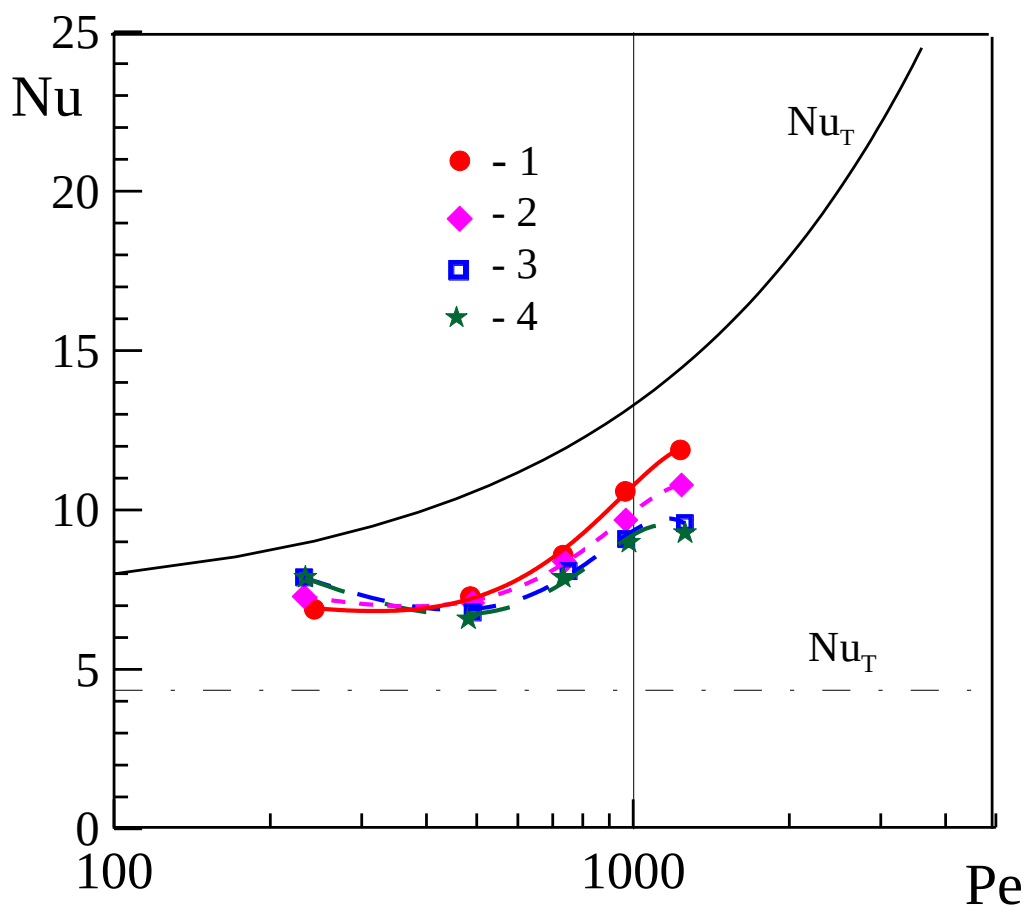


Рисунок 3.6. Зависимость Nu от Re , $q_c = 30 \text{ кВт/м}^2$: 1) $Na = 0$; 2) $Na = 150$,
3) $Na = 300$; 4) $Na = 460$.

Примеры осциллограмм пульсаций температуры T' в ПМП представлены на рисунках 3.7–3.9. При $Re = 10500$ ПМП подавляет турбулентность, интенсивность пульсаций существенно снижается. При $Na = 460$ высокочастотные гармоники в спектре практически отсутствуют.

Иная картина при $Re = 30400$ и 50100 (рисунки 3.8 и 3.9): в сильном ПМП интенсивность не падает, а растёт. Форма сигнала существенно меняется: высокочастотные составляющие подавляются, при этом низкочастотные усиливаются. Это сопровождается сужением частотного спектра с 10 Гц ($Na = 0$) до 2 Гц ($Na = 460$).

Похожий эффект наблюдался при опускном течении в ПМП в работе [92]. Авторы объяснили возникновение эффекта совместным влиянием ТГК и ПМП на течение. При подавлении турбулентности складывались условия, при которых силы плавучести, направленные навстречу вынужденному потоку, усиливали неустойчивость, возникающую у стенки. ПМП затягивало рост вязкого подслоя, а силы плавучести, наиболее сильные вблизи стенки, где градиенты температуры максимальные, приводили к его отрыву, порождая крупномасштабные вихри. То есть рассмотренная в [92] конфигурация благоприятна для возникновения неустойчивостей.

При подъемном течении у стенки работает похожий механизм. Силы плавучести ускоряют течение вблизи стенки, это сопровождается ростом градиентов скорости и, следовательно, вязких напряжений. В результате течение теряет устойчивость. А поскольку теплоотдача снижена ещё до включения ПМП по сравнению с чисто турбулентным теплообменом, это приводит к росту интенсивности пульсаций температуры в ПМП (рисунок 3.10).

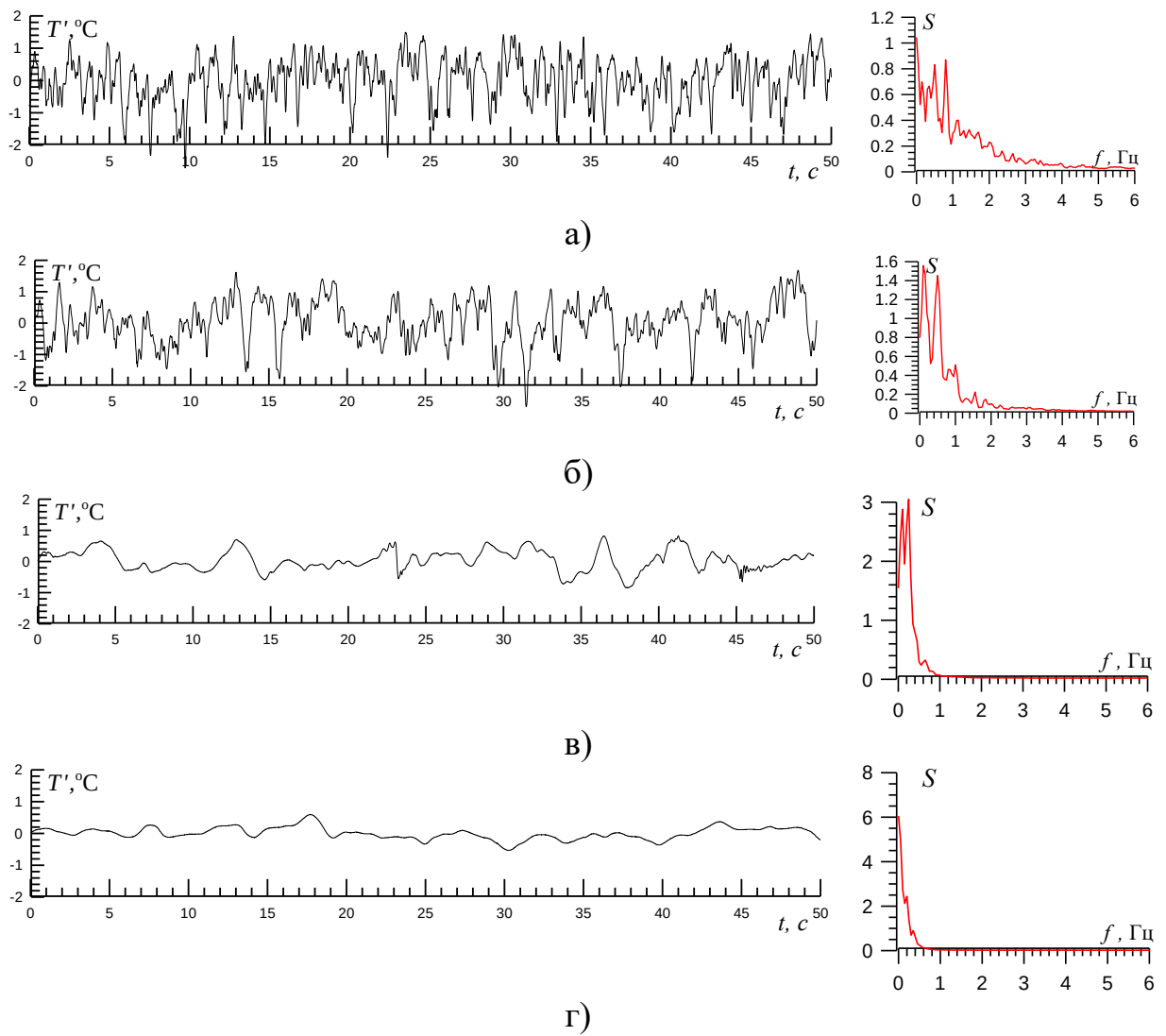


Рисунок 3.7. Осциллограммы и спектры пульсаций температуры T' вблизи стенки ($y/r_0 = 0.8$) на расстоянии $z/d = 38$ при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$:
а) $Ha = 0$; б) $Ha = 150$; в) $Ha = 300$; г) $Ha = 460$.

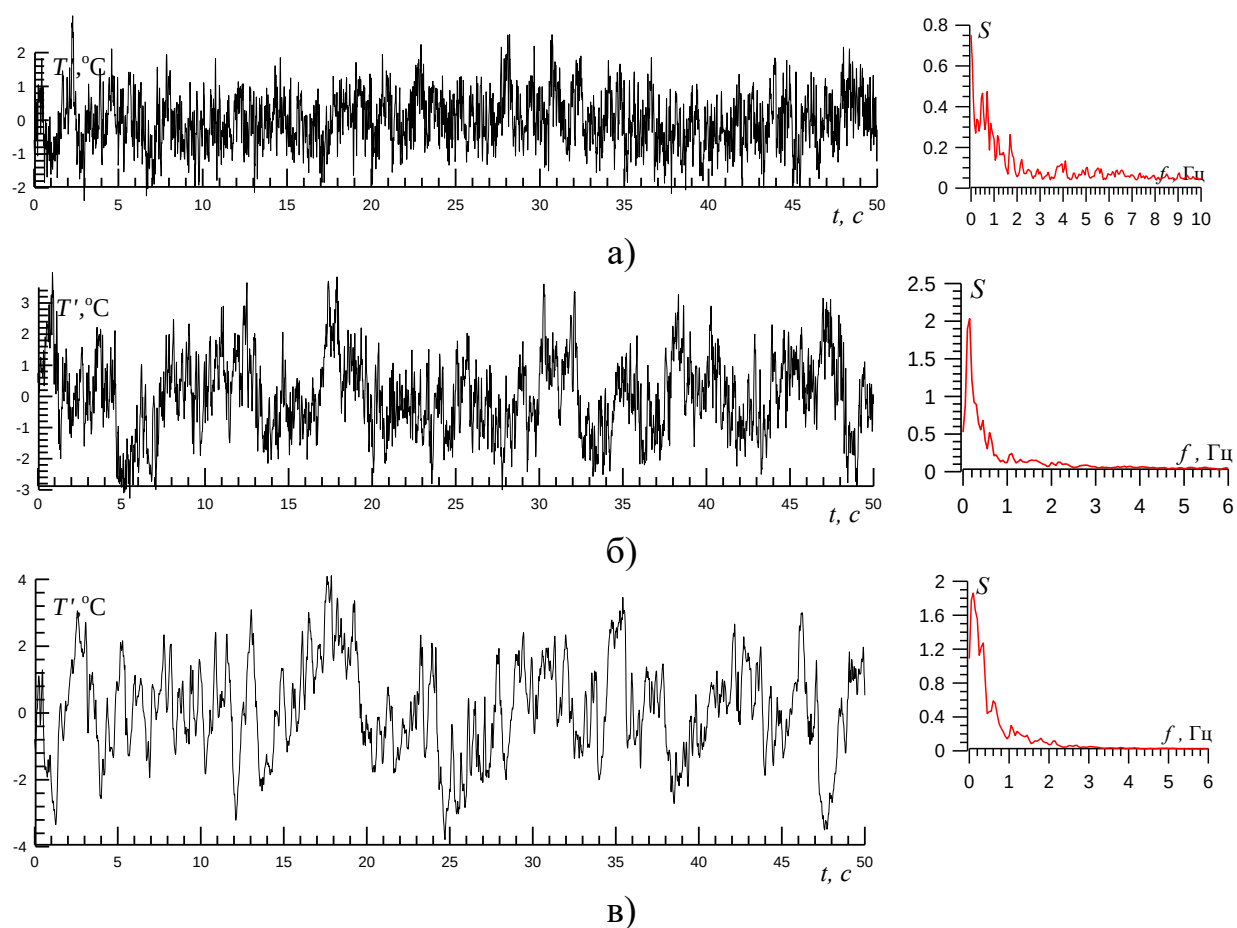


Рисунок 3.8. Осциллограммы и спектры пульсаций температуры T' вблизи стенки ($y/r_0 = 0.8$) на расстоянии $z/d = 38$ при $Re = 30400$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$:

а) $Ha = 0$; б) $Ha = 150$; в) $Ha = 300$.

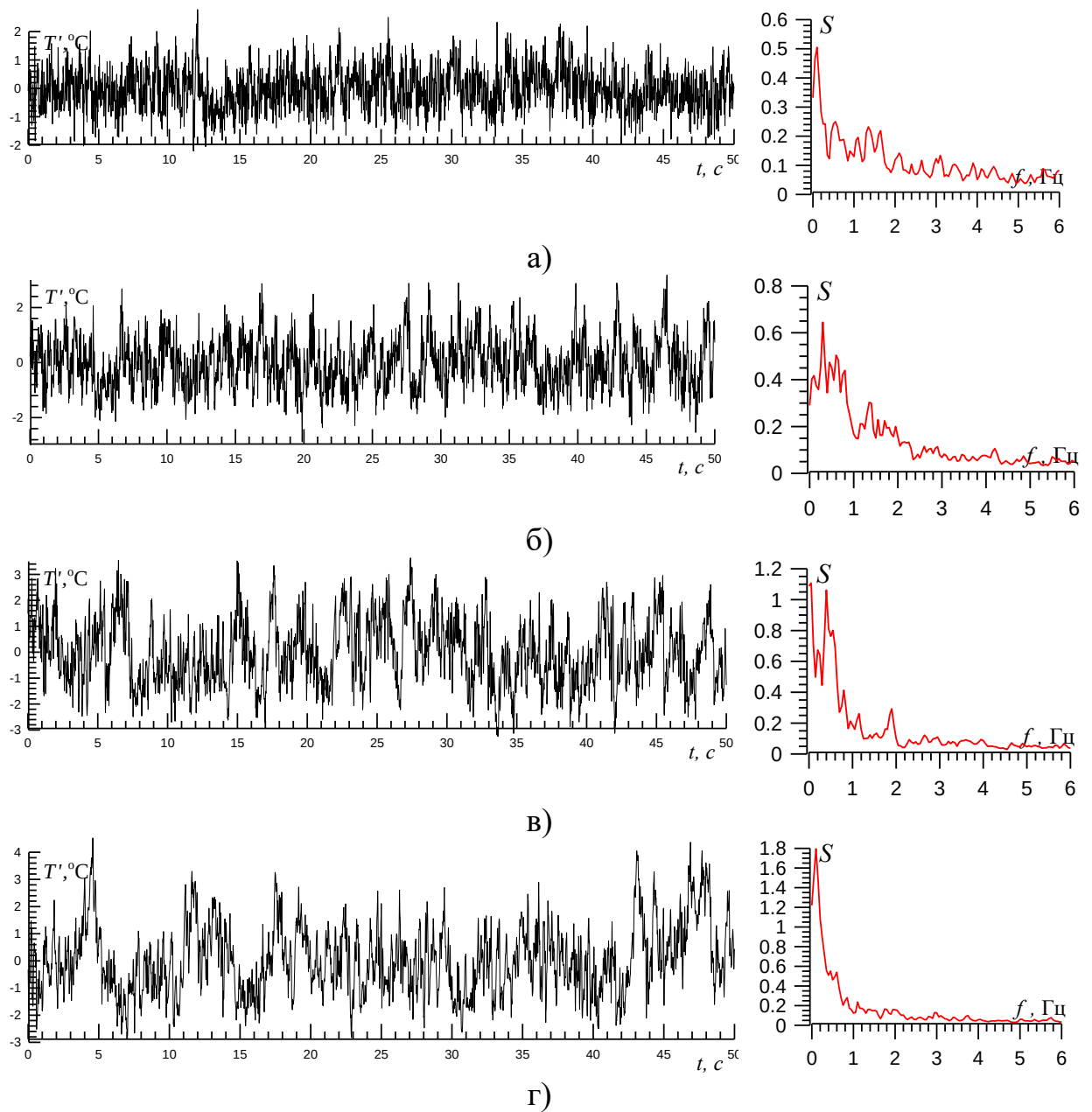


Рисунок 3.9. Осциллограммы и спектры пульсаций температуры T' вблизи стенки ($y/r_0 = 0.8$) на расстоянии $z/d = 38$ при $Re = 50100$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$:

а) $Ha = 0$; б) $Ha = 150$; в) $Ha = 300$; г) $Ha = 460$.

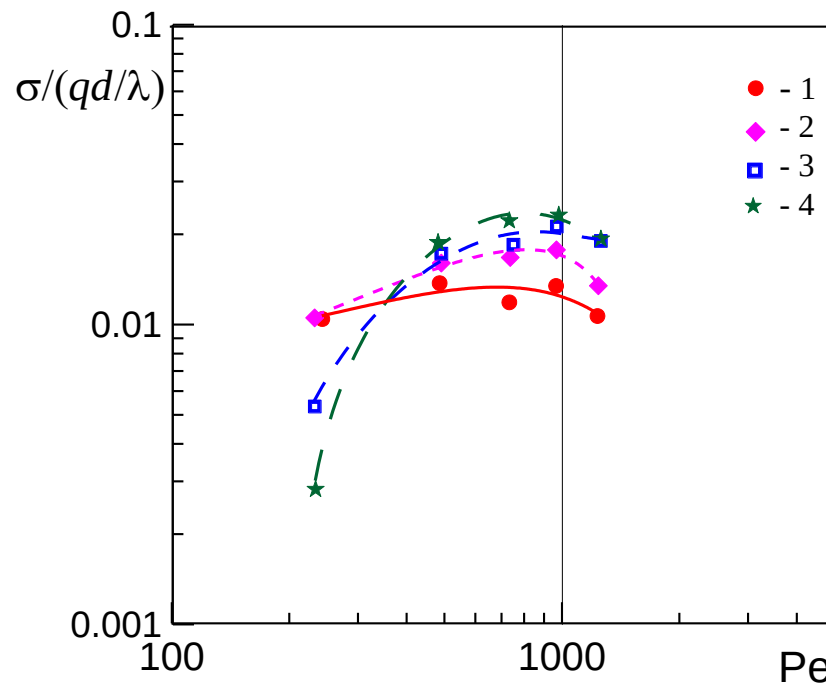


Рисунок 3.10. Безразмерные интенсивности пульсаций температуры при $Gr = 9 \cdot 10^7$ и при $z/d=38$, $y/r_0=0.8$: 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 150$, 3) $Ha = 300$; 4) $Ha = 460$.

Заключение по Главе 3.

В главе представлены результаты экспериментального исследования теплообмена при подъемном течении ЖМ (ртути) в вертикальной круглой обогреваемой трубе в ПМП. Измерения выполнены в диапазоне чисел Рейнольдса $Re=10500-50100$, чисел Гартмана $Ha=0-460$ при постоянной плотности теплового потока на стенке $q_c=30 \text{ кВт/м}^2$. Основные выводы:

- 1) С ростом Ha профили температуры вытягиваются, что является следствием подавления турбулентности - ламинаризации течения внешним магнитным полем. Обнаружена асимметрия профиля температуры при $Re=10500$ и $Ha=460$.
- 2) Установлено, что характер изменения температуры стенки по углу зависит от Re . При $Re=10500$ с ростом Ha безразмерная температура стенки Θ_c монотонно снижается, тогда как при $Re=30400$ и $Re=50100$ наблюдается её увеличение. Это указывает на смену доминирующих механизмов теплообмена при переходе к более высоким скоростям течения.

- 3) Локальные Nu по длине участка обогрева трубы с ростом Ha , в общем, снижаются, а безразмерная разность температур стенки и среднемассовой растёт. Зона стабилизации при этом смещается вниз по потоку, начальный термический участок удлиняется. Отмечено, что влияние ПМП на теплоотдачу оказывается существенно слабее, чем влияние поперечного поля.
- 4) Выявлена немонотонная зависимость влияния ПМП на среднюю теплоотдачу: при $Re < 400$ наложение ПМП приводит к росту среднего по сечению Nu относительно режима без поля, тогда как при $Re > 400$ наблюдается обратный эффект – теплоотдача снижается. Во всех рассмотренных режимах экспериментальные значения Nu оказываются ниже теоретической зависимости Лайона, что согласуется с известными данными для смешанной конвекции в вертикальных трубах и подтверждает влияние сил плавучести на структуру течения.
- 5) Анализ осциллограмм и спектров турбулентных пульсаций температуры в пристенной области показал, что характер воздействия ПМП зависит от числа Рейнольдса. При $Re = 10500$ магнитное поле подавляет турбулентность во всём диапазоне частот, приводя к снижению интенсивности пульсаций и исчезновению высокочастотных гармоник. Напротив, при $Re = 30400$ и $Re = 50100$ наблюдается рост интенсивности низкочастотных пульсаций при одновременном подавлении высокочастотных составляющих; спектр сужается с 10 Гц до 2 Гц. Данный эффект объясняется взаимодействием сил плавучести с магнитным полем: в условиях подавления мелкомасштабной турбулентности возрастает роль тепловой гравитационной конвекции, что приводит к отрыву вязкого подслоя и формированию крупномасштабных вихревых структур.
- 6) Полученные экспериментальные данные дополняют имеющиеся представления о влиянии продольного магнитного поля на теплообмен

жидких металлов в условиях смешанной конвекции. Они могут быть использованы для верификации и совершенствования моделей турбулентности, а также для оценки теплогидравлических характеристик каналов жидкометаллических систем охлаждения.

4. Результаты экспериментальных исследований затопленной струи при наличии продольного магнитного поля

В главе представлены результаты экспериментальных исследований, выполненных при подъёмном течении затопленной струи ртути в отсутствие и при наличии ПМП при $Re = 10000–72000$ и $Ha = 0–125$. Получены профили трех компонент скорости (продольной, радиальной и азимутальной) в различных поперечных сечениях и на оси. Также измерены осциллограммы компонент скорости и температуры и определены статистические характеристики.

С ростом расстояния от среза струя расширяется, причем на небольшом удалении $z/d_2 \leq 2.2$ (здесь и далее продольная координата z отсчитывается от среза струи) расширение практически линейно (рисунок 4.1). При этом осевая скорость струи снижается. Вблизи стенок трубы с диаметром d_2 возникают возвратные течения.

На рисунках 4.2–4.5 приведены распределения скорости V_z/V_0 по радиусу r/r_2 на различных расстояниях от среза струи. Здесь и далее для струи средняя скорость V_0 рассчитана по Re в трубе диаметром d_1 . С ростом Ha профиль скорости существенно перестраивается. Поперечные пульсации скорости под действием ПМП подавляются, вследствие чего ослабевают трение и вихреобразование на границе струи, а интенсивность перемешивания с окружающей жидкостью снижается. При этом импульс и кинетическая энергия струи расходуются на увлечение окружающей жидкости в меньшей степени и сохраняются на большем удалении от среза. Как следствие, с ростом Ha скорость на оси струи растет, что свидетельствует об увеличении её эффективной длины. Результаты измерений согласуются с данными [58, 59].

Ширина струи с ростом Ha уменьшается под действием электромагнитной силы. При радиальном движении жидкости данная сила оказывает тормозящее воздействие, вследствие чего радиальное расширение затопленной струи подавляется. Граница между струёй и окружающей жидкостью при этом становится более четкой.

Важно отметить, что корреляционный метод измерений имеет ограниченную применимость вблизи границы струи, в областях, где скорость меняет знак.

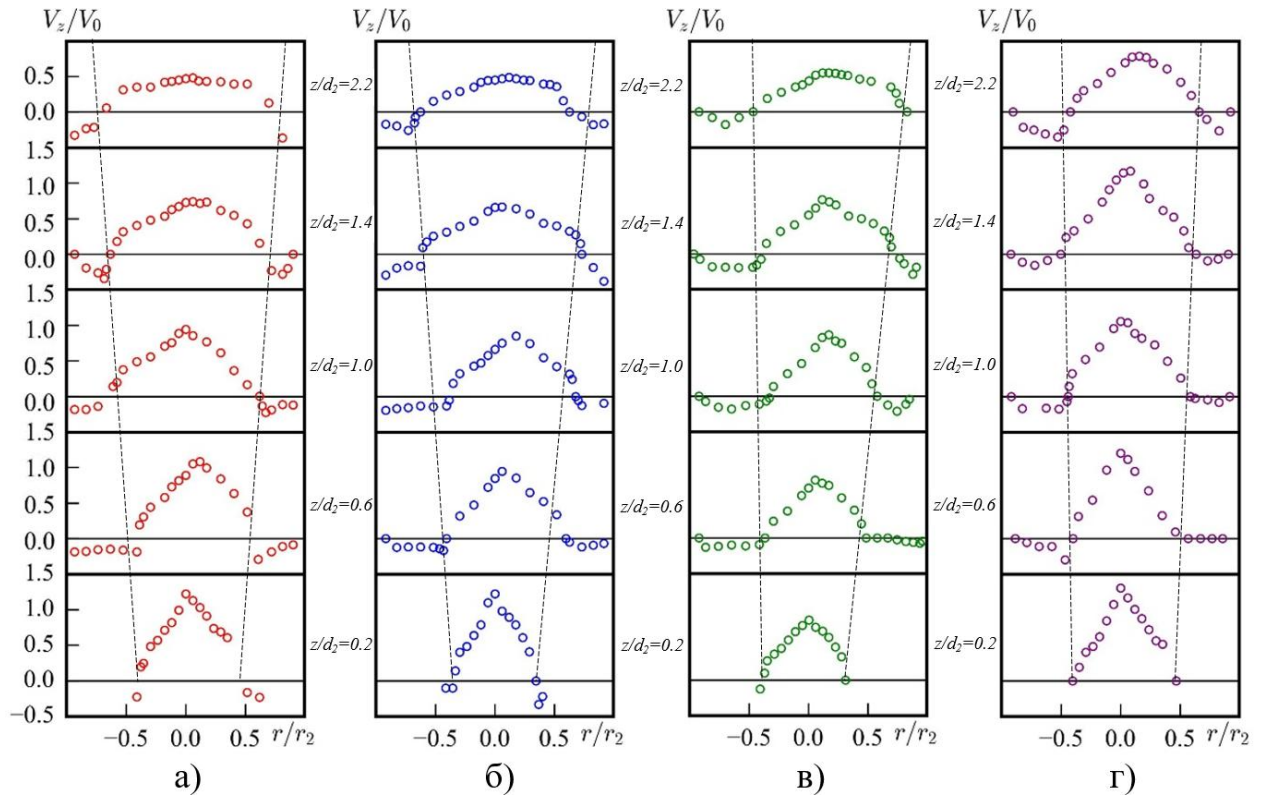


Рисунок 4.1. График зависимости безразмерной скорости V_z/V_0 от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 10000$: а) $Ha = 0$; б) $Ha = 42$; в) $Ha = 83$; г) $Ha = 125$.

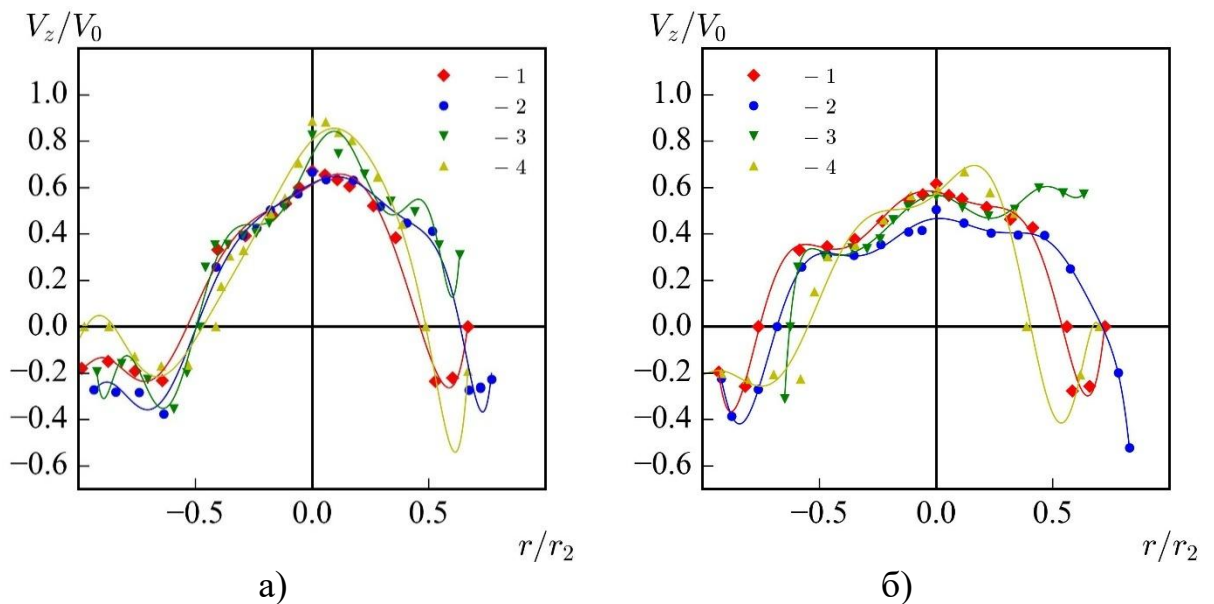


Рисунок 4.2. График зависимости безразмерной скорости V_z/V_0 от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 15500$ при $z/d_2 = 1.6$ (а), $z/d_2 = 2.2$ (б): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

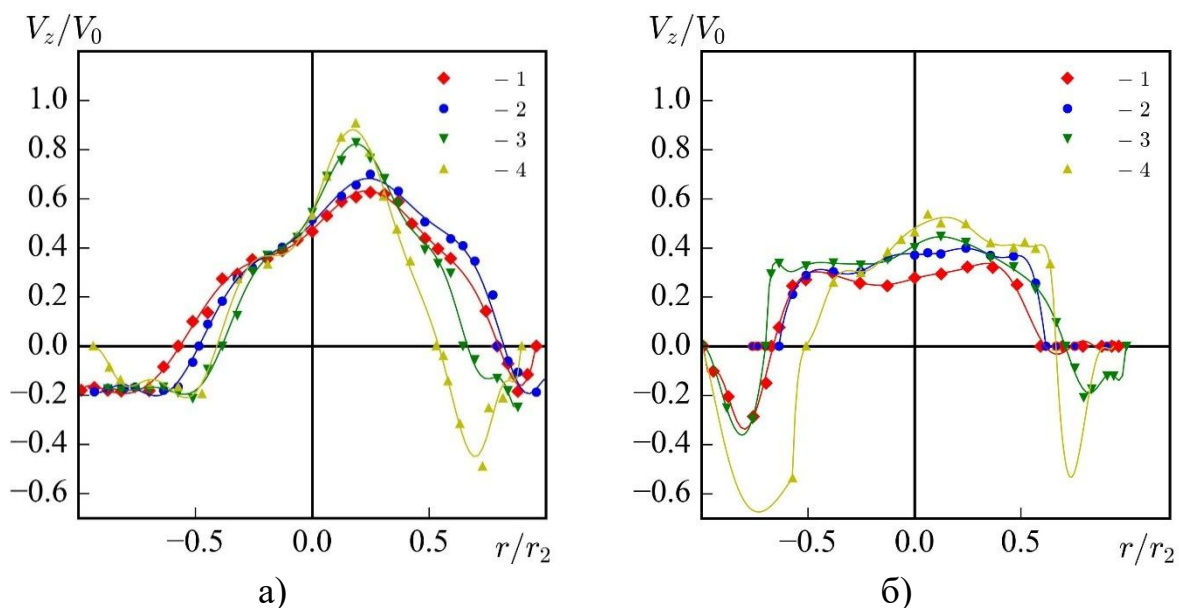


Рисунок 4.3. График зависимости безразмерной скорости V_z/V_0 от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 28000$ при $z/d_2 = 1.4$ (а) и $z/d_2 = 2.8$ (б): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

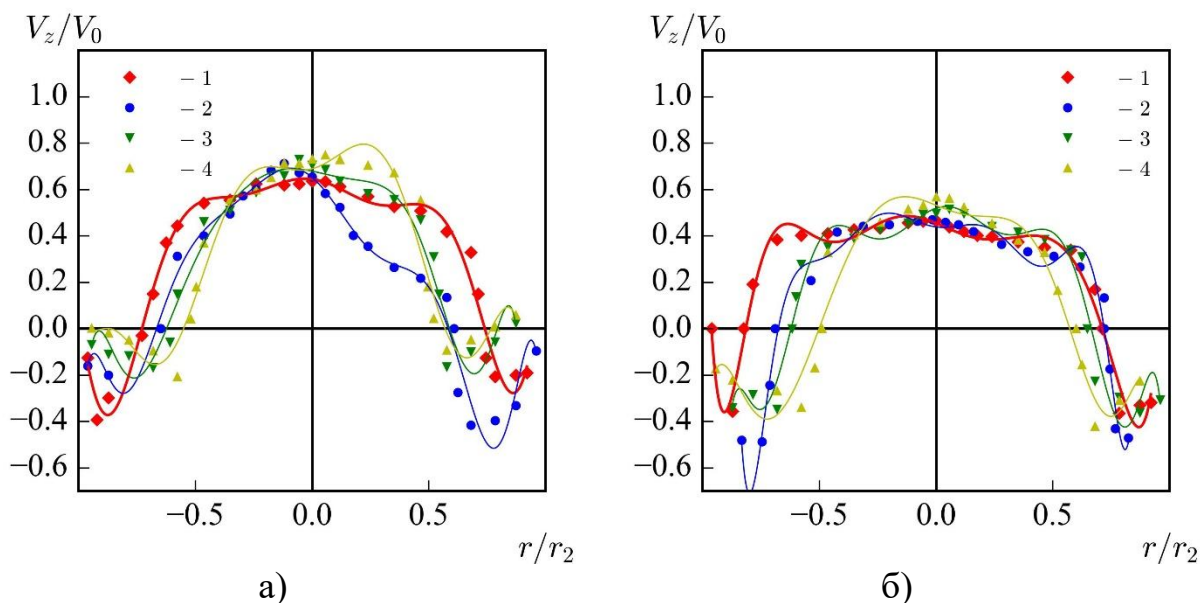


Рисунок 4.4. График зависимости безразмерной скорости V_z/V_0 от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 54000$ при $z/d_2 = 1.0$ (а), $z/d_2 = 1.4$ (б): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

На рисунке 4.6 представлены графики зависимости скорости на оси V_z/V_0 от продольной координаты z/d_2 при различных Ha . Электромагнитная сила препятствует расширению струи, поэтому при увеличении Ha начало спада осевой скорости сдвигается вниз по течению. При снижении Ha влияние ПМП ослабевает.

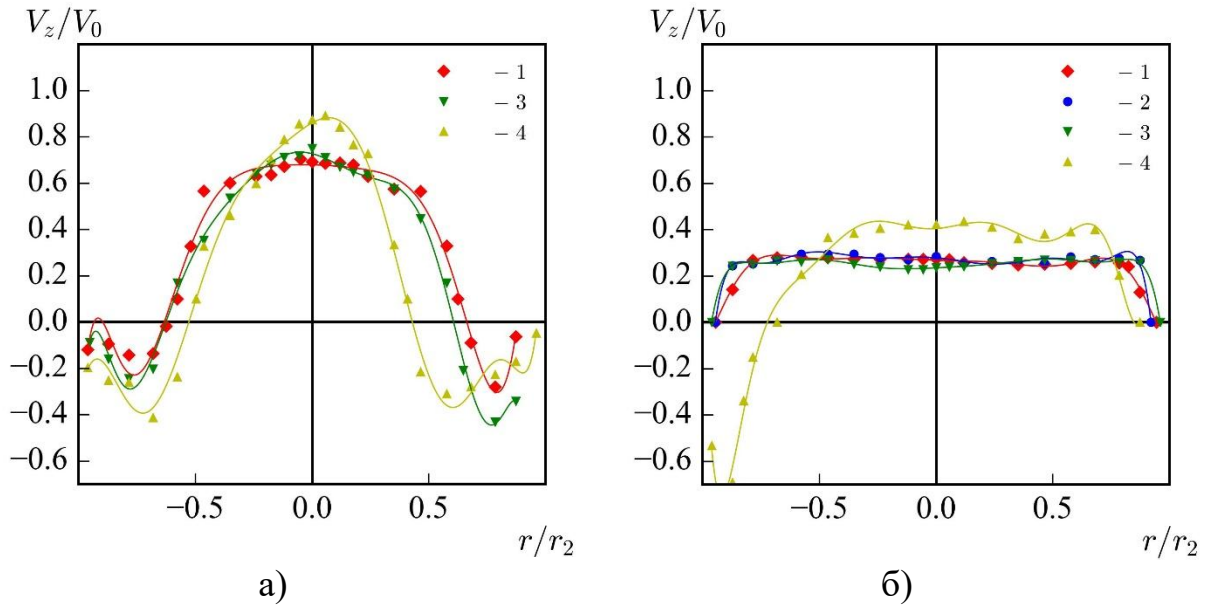


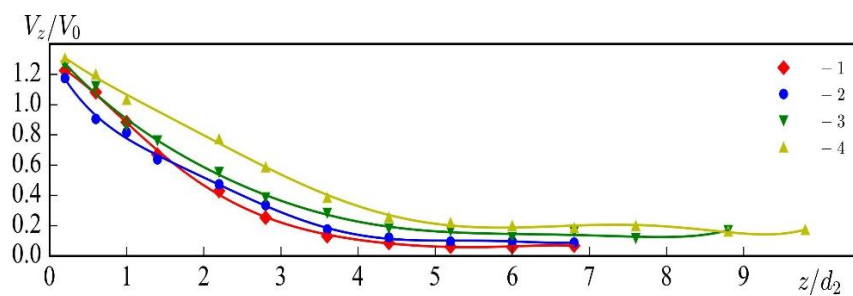
Рисунок 4.5. График зависимости безразмерной скорости V_z/V_0 от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 72000$ при $z/d_2 = 0.6$ (а), $z/d_2 = 2.2$ (б): 1) $Na = 0$; 2) $Na = 42$; 3) $Na = 83$; 4) $Na = 125$.

На рисунке 4.7 приведены характерные осциллограммы безразмерной температуры θ на оси трубы при $Re = 10000$ в сечении $z/d_2 = 1$ в струе ($r/r_2 = 0$) и вне струи ($r/r_2 = 0.5$). Безразмерная температура θ вводится соотношением:

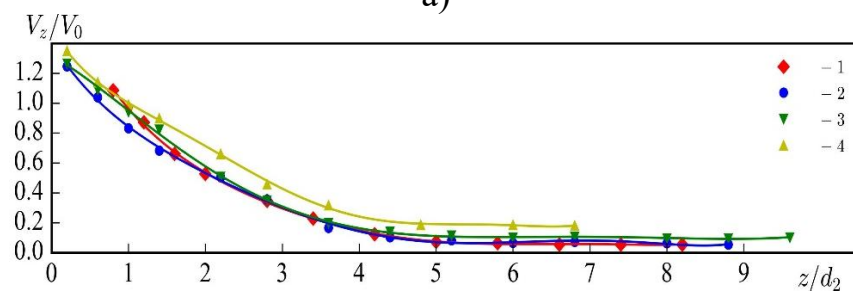
$$\theta = \frac{(T - T_0)\lambda}{q_c d_1}, \quad (4.1)$$

$$q_c = \frac{UI}{\pi d_1 L} - \frac{1}{L} \int_0^L q_{\text{пот}}(z) dz,$$

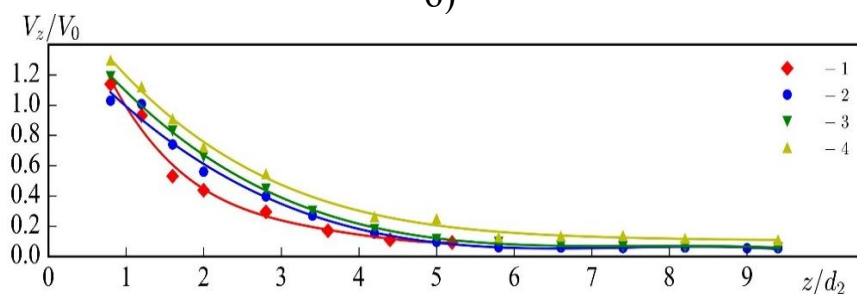
где T – температура, измеряемая термопарой корреляционно-кондукционного датчика скорости, К; q_c – тепловой поток на поверхности трубы диаметром $d = 18$ мм (секция рабочего участка, на которой смонтирован ленточный нагреватель для обеспечения работоспособности корреляционного метода измерения скорости), Вт/м²; L – длина участка обогрева; z – расстояние от начала обогрева.



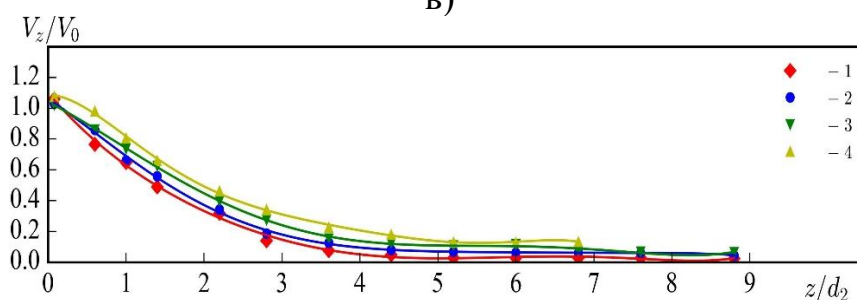
а)



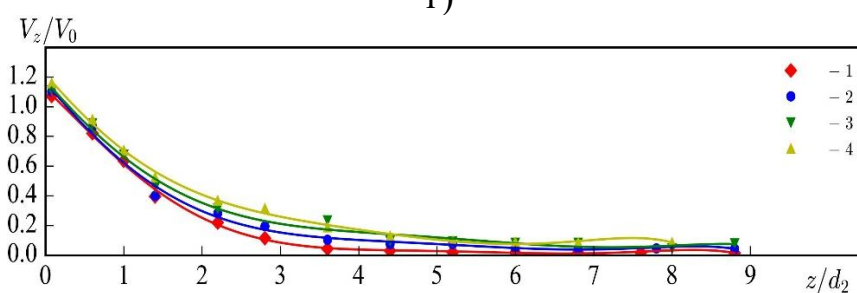
б)



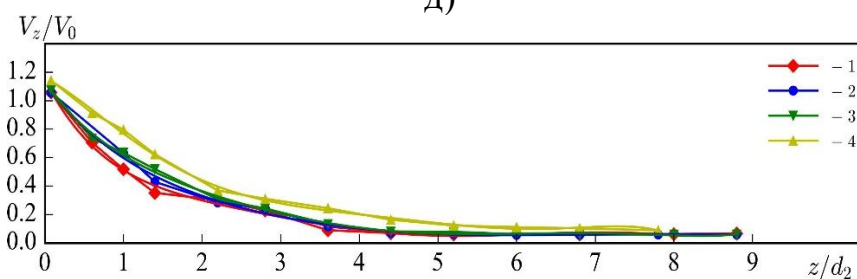
в)



г)



д)



е)

Рисунок 4.6.

График

зависимости

безразмерной

скорости V_z/V_0 на

оси от

безразмерной

продольной

координаты z/d_2

при $Re = 10000$ (а),

$Re = 15500$ (б),

$Re = 28000$ (в),

$Re = 36000$ (г),

$Re = 54000$ (д),

$Re = 72000$ (е):

1) $Ha = 0$;

2) $Ha = 42$;

3) $Ha = 83$;

4) $Ha = 125$.

Частота сигнала в струе выше, чем вне струи. В ПМП спектр сигнала от термопары корреляционно-кондукционного датчика смещен в низкочастотную область, что связано с подавлением поперечных компонент скорости.

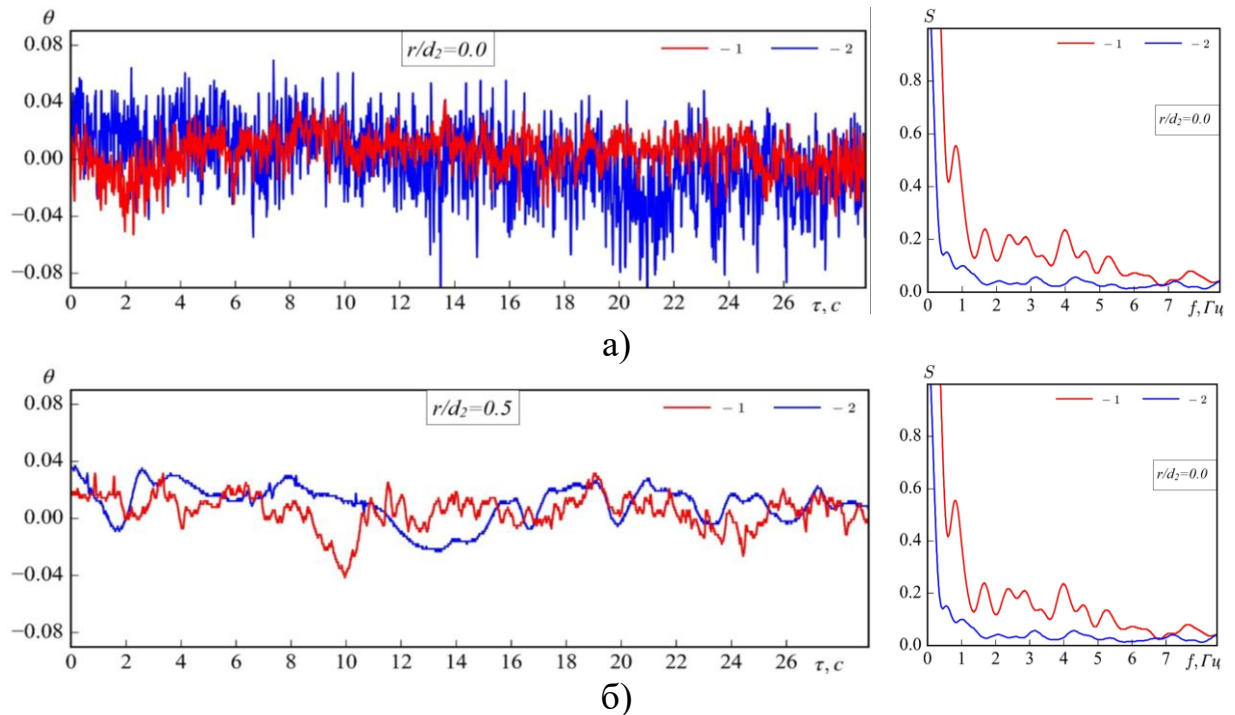


Рисунок 4.7. Характерные осциллограммы и спектры температуры при $Re = 10000$ на оси струи при $r/r_2 = 0.0$ (а) и при $r/r_2 = 0.5$ (б) в сечении $z/d_2 = 1: 1$) при отсутствии МП; 2) при $Na = 125$.

Ниже представлены характерные осциллограммы и спектры турбулентных пульсаций безразмерной температуры θ на оси трубы при различных Re и Na (рисунки 4.8 – 4.9).

С ростом z/d_2 наблюдается уменьшение амплитуды пульсаций температуры θ . С ростом Re данное уменьшение проявляется в большей степени: для $Re = 36000$ снижение амплитуды примерно в 5 раз, в свою очередь для $Re = 10000$ амплитуда пульсаций вблизи среза и на удалении сопоставимы по величине.

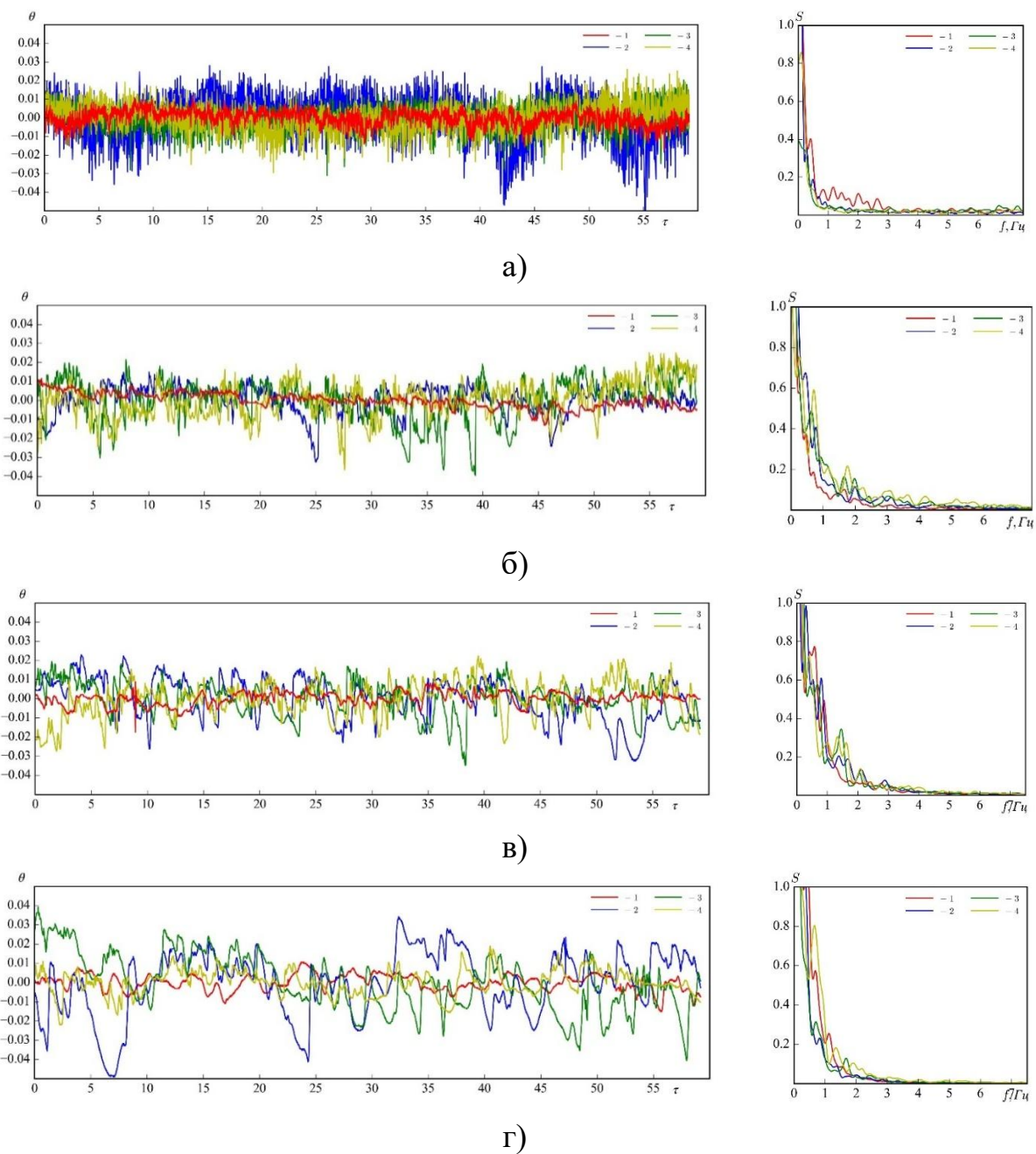


Рисунок 4.8. Осциллограммы и спектры турбулентных пульсаций температуры на оси при $Re = 10000$ на различном удалении от среза струи z/d_2 : а) – 1; б) – 3.6; в) – 4.4; г) – 5.2: 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

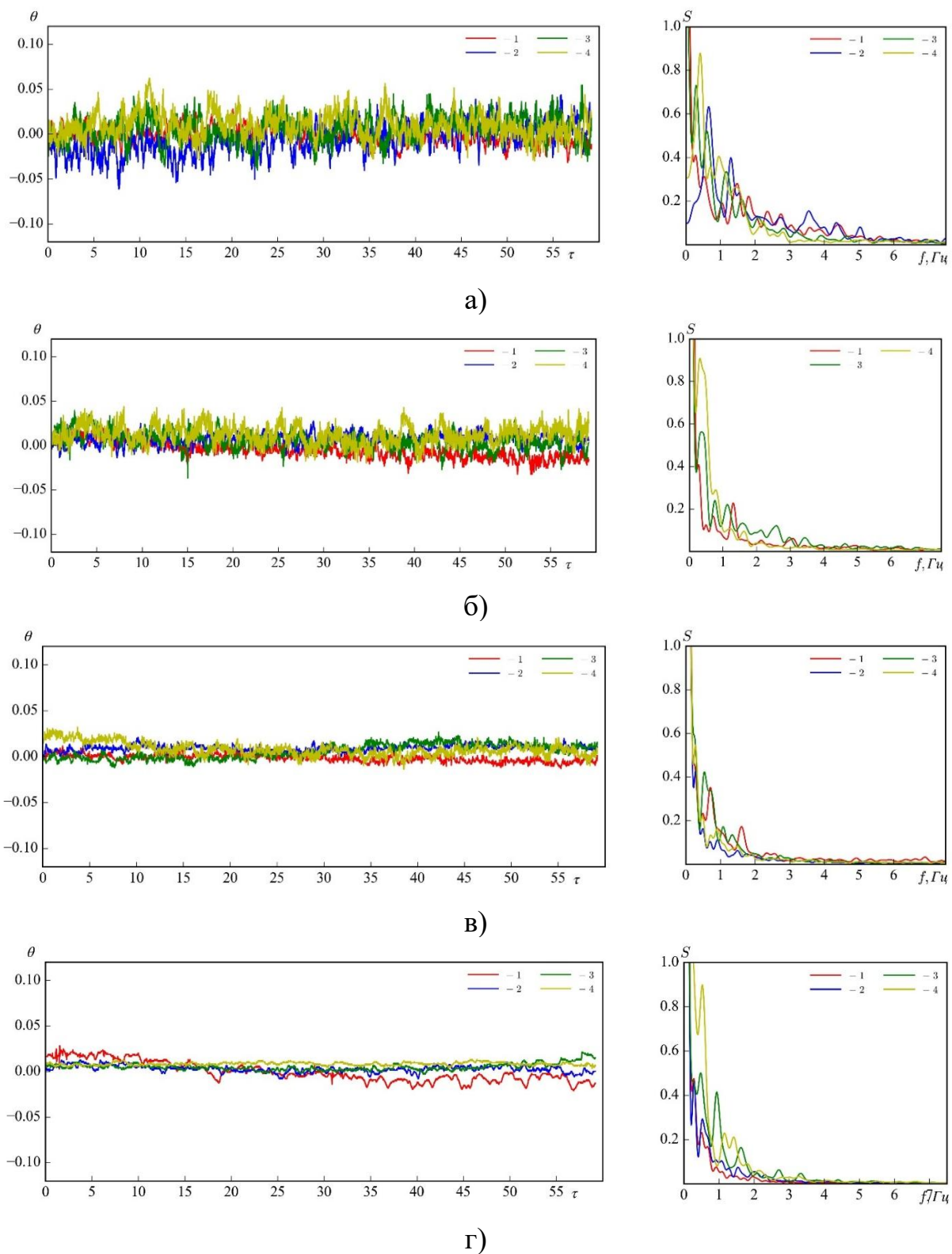


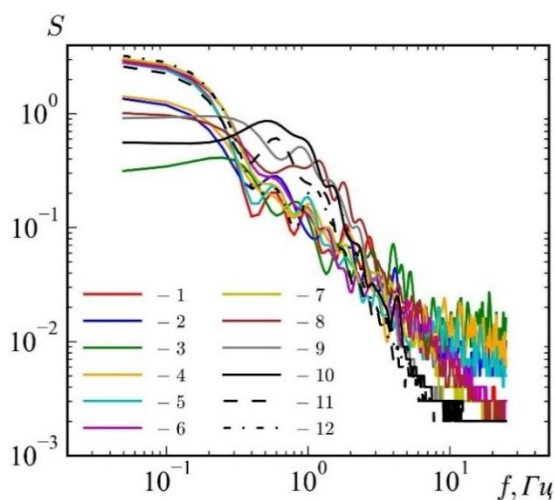
Рисунок 4.9. Осциллограммы и спектры турбулентных пульсаций температуры на оси при $Re = 36000$ на различном удалении от среза струи z/d_2 : а) – 0.1; б) – 1.0; в) – 2.2; г) – 6.8: 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

Для дальнейшего анализа были построены спектры турбулентных пульсаций температуры в отсутствие ПМП на оси при различном удалении от среза струи при различных Re в логарифмических координатах (рисунок 4.10). Согласно рисунку 4.10, на режиме при числе Рейнольдса $Re = 15500$ на удаленных от среза струи участках ($z/d_2 \geq 6.6$) преобладают низкочастотные гармоники. Данный факт обуславливается стабилизацией течения и постепенной ламинаризацией потока. При приближении к срезу струи ($2.8 \leq z/d_2 \leq 6.6$) наблюдается рост частоты сигнала термопары. Данный рост продолжается вплоть до участка ($1.6 \leq z/d_2 \leq 2$), где наблюдается наиболее высокочастотный сигнал, что говорит о развитой турбулентности в области, вследствие воздействия возникающих вторичных течений на поток. На участке ($0.8 \leq z/d_2 \leq 1.2$) частота сигнала снижается, а спектральная характеристика занимает промежуточное положение между участками ($z/d_2 \geq 6.6$) и ($2.8 \leq z/d_2 \leq 6.6$). На режимах при $Re = 10000$ и 28000 наблюдается качественно схожее распределение частотных гармоник в потоке струи. Но стоит отметить, что на режиме $Re = 10000$ турбулентные спектры температурных пульсаций умещаются в более узком диапазоне, в отличие от данных на режиме $Re = 15500$ и 28000 .

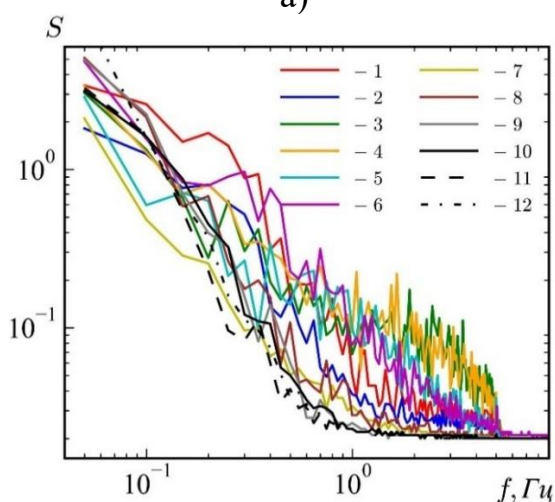
На рисунке 4.11 представлены зависимости безразмерной интенсивности пульсаций температуры $\sigma/(q_c d \lambda)$ на оси от безразмерной продольной координаты z/d_2 при различных Re . В качестве значения d использовано значение 18 мм – диаметр первого трубопровода по потоку теплоносителя, на котором смонтирован нагреватель.

При относительно низких числах $Re = 10000, 15500$ интенсивность температурных пульсаций на оси затопленной струи ртути при воздействии ПМП зависит от числа Гартмана. Без ПМП и в слабых полях ($Ha \leq 42$) нагретая струя перемешивается с холодной окружающей жидкостью вблизи среза. Это приводит к монотонному росту интенсивности (например, при $Re = 15500, Ha = 42$) либо к

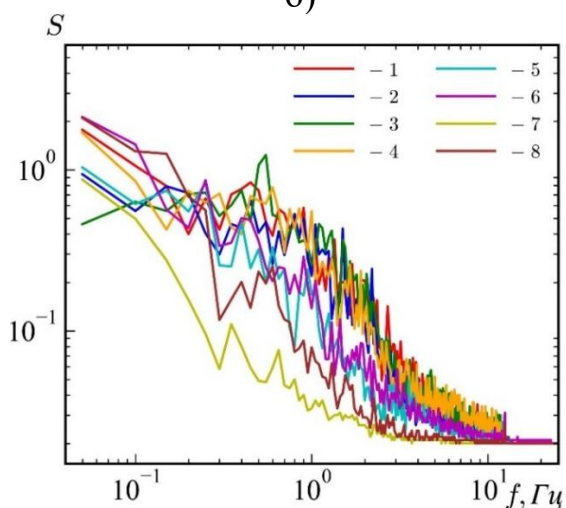
выходу на постоянное значение (например, при $Re = 10000$, $Ha = 42$). В сильных полях ($Ha \geq 83$) проявляется немонотонность: интенсивность пульсаций растет до $z/d_2 \approx 6-7$, после чего сменяется спадом.



а)



б)



в)

Рисунок 4.10. Спектры турбулентных пульсаций температуры в отсутствие магнитного поля на оси при различном удалении от среза струи на режиме:

а) $Re = 10000$ при z/d_2 :

1 – 0.2; 2 – 0.6; 3 – 1; 4 – 1.4;
5 – 2.2; 6 – 2.8; 7 – 3.6; 8 – 4.4;
9 – 5.2; 10 – 6; 11 – 6.8; 12 – 8;

б) $Re = 15500$ при z/d_2 :

1 – 0.8; 2 – 1.2; 3 – 1.6; 4 – 2;
5 – 2.8; 6 – 3.4; 7 – 4.2; 8 – 5; 9 –
5.8; 10 – 6.6; 11 – 7.4; 12 – 8.2;

в) $Re = 28000$ при z/d_2 :

1 – 0.8; 2 – 1.2; 3 – 1.6; 4 – 2;
5 – 2.8; 6 – 3.6; 7 – 4.4; 8 – 5.2.

Это поведение является результатом взаимодействия двух механизмов. Вблизи среза преобладает подавление поперечного перемешивания (рост интенсивности пульсаций): поле подавляет каскад энергии в мелкие масштабы, крупные вихри сохраняются, но не могут переносить тепло в стороны, поэтому температурные контрасты на оси сохраняются, и пульсации растут. При удалении от среза происходит естественное затухание турбулентности (снижение интенсивности пульсаций), так как при пересчете на трубу диаметром d_2 числа Рейнольдса оказываются в диапазоне $Re = 2000 - 3100$, что соответствует переходному режиму течения в круглой трубе на стабилизированном участке. Данный факт не означает полную ламинаризацию струи, но в сочетании с МГД-подавлением турбулентности приводит к её затуханию.

С повышением числа Рейнольдса до $Re = 28000$ характер изменения интенсивности пульсаций усложняется: в зависимости от Na возникают множественные максимумы, что свидетельствует о переходном режиме, в котором инерционные силы и влияние ПМП становятся сравнимыми. На срезе уровень пульсаций температуры ожидаемо достигает максимальных значений, поскольку высокая турбулентная кинетическая энергия генерируется максимальным градиентом скорости. В области $z/d_2 \leq 4$ инерция настолько велика, что поле не успевает эффективно подавить поперечное движение крупных вихрей. Однако поле подавляет каскадный распад энергии на мелкие масштабы, сохраняя энергию крупных вихревых структур. В результате крупные вихри дольше переносят температурные пульсации на ось струи с ростом Na .

При $Re = 36000$ характер интенсивности упрощается: во всем диапазоне Na наблюдается качественно одинаковый профиль: сначала снижение, затем рост и вновь снижение. Однако в сравнении с режимами при низких $Re = 10000 - 15500$ зона роста смещается к срезу $z/d_2 = 3 - 6$, а величина максимума снижается, что связано с ростом влияния инерционных сил. Эта эволюция подтверждает ослабление роли ПМП по мере роста Re .

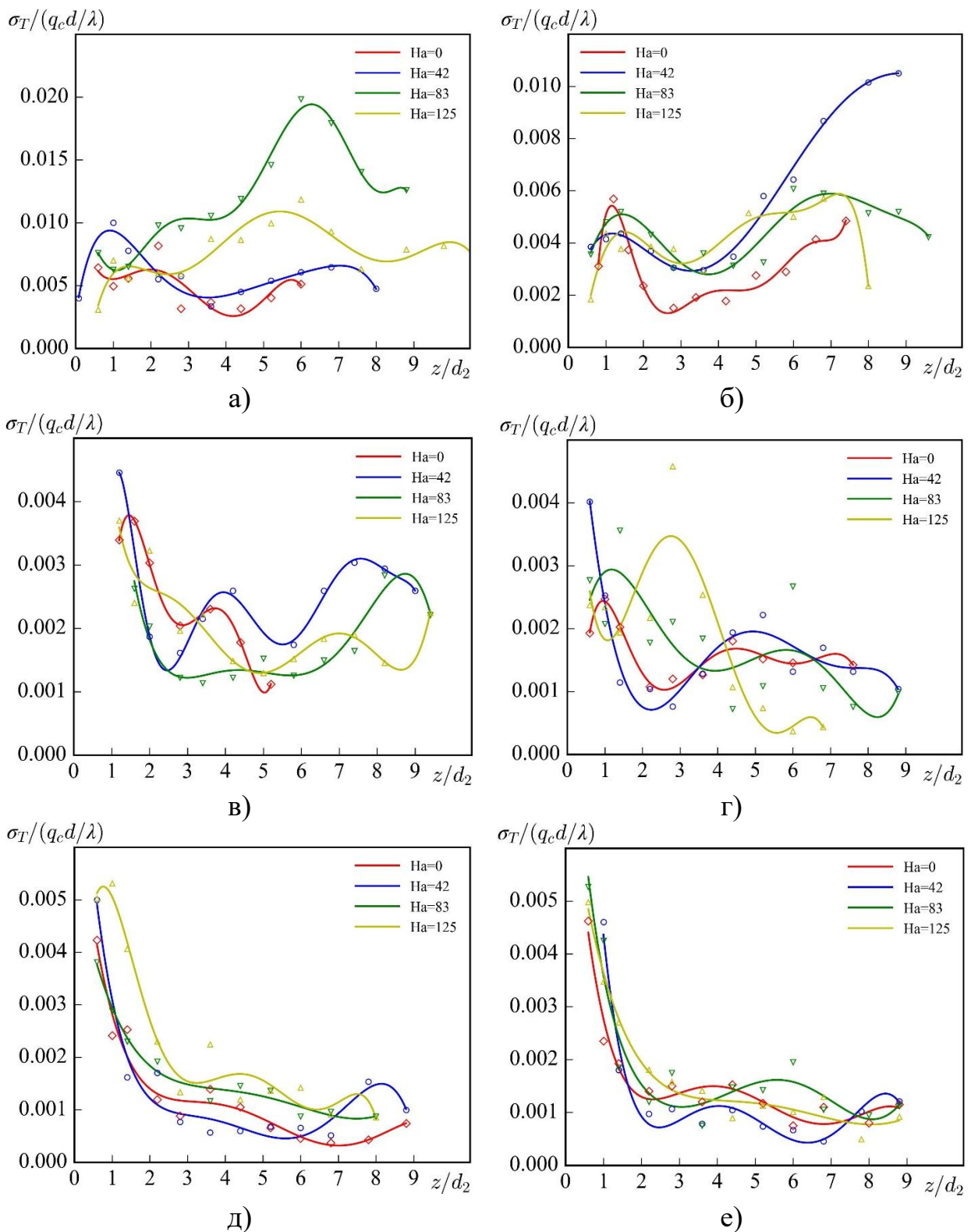


Рисунок 4.11. Зависимости безразмерной интенсивности пульсаций температуры $\sigma/(q_c d\lambda)$ на оси от безразмерной продольной координаты z/d_2 при $Re = 10000$ (а), $Re = 15500$ (б), $Re = 28000$ (в), $Re = 36000$ (г), $Re = 54000$ (д), $Re = 72000$ (е).

На развитом участке струи $z/d_2 \geq (4-5)$ в отличие от случая $Re=10000 - 15500$, где в сильных магнитных полях наблюдается немонотонный пик, при $Re = 54000$ кривые интенсивности для всего рассмотренного диапазона чисел Гартмана выходят на асимптотический режим и становятся практически постоянными по продольной координате. Это свидетельствует о наступлении динамического равновесия между генерацией турбулентности и её диссипацией за счет того, что высокое Re обеспечивает непрерывную подпитку вихрей энергией из осредненного течения, а ПМП ограничивает их поперечный распад.

В экспериментах при наличии ПМП наблюдается закрутка струи (наличие закрутки определялось по изменению знака V_a/V_0 при переходе через $r/r_2 \approx 0$). Эксперименты проводились как без нагрева – в изотермическом потоке (рисунки 4.12 – 4.17) секции составной трубы диаметром 18 мм, так и с нагревом – в неизотермическом потоке (рисунок 4.18).

Таблица 4.1. Интервалы z/d_2 , в которых обнаружена закрутка

№	Число Рейнольдса Re	Число Гартмана Ha	Интервал z/d_2 с наличием закрутки
1	10000	42	$0 \leq z/d_2 \leq 0.6$
		83	$0 \leq z/d_2 \leq 0.6$
		125	$0 \leq z/d_2 \leq 0.6$
2	15500	42	$0 \leq z/d_2 \leq 0.6$
		83	$0 \leq z/d_2 \leq 0.6$
		125	$0 \leq z/d_2 \leq 1.4$
3	28000	42	закрутка не обнаружена
		83	
		125	
4	36000	42	закрутка не обнаружена
		83	
		125	данные отсутствуют

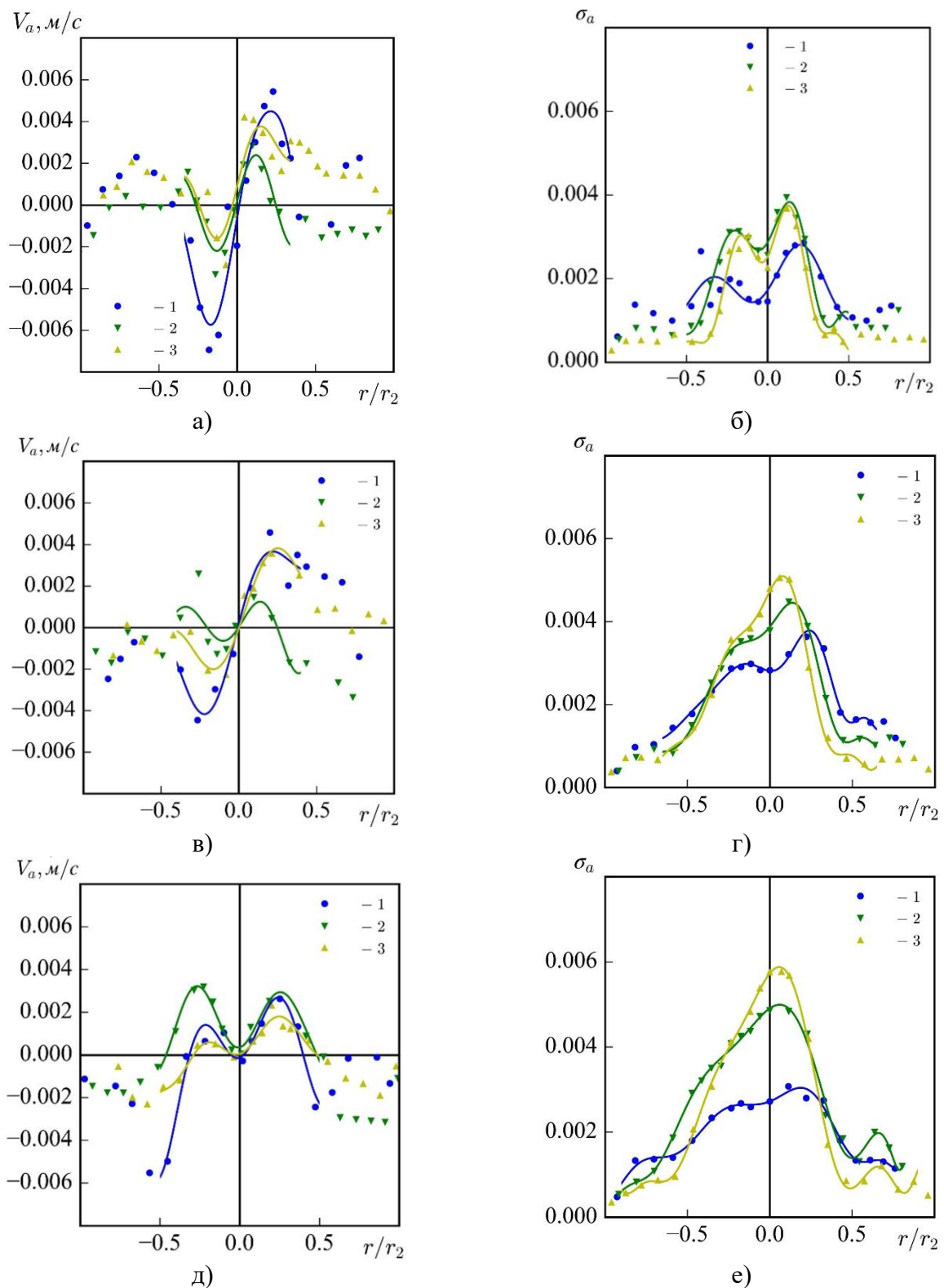
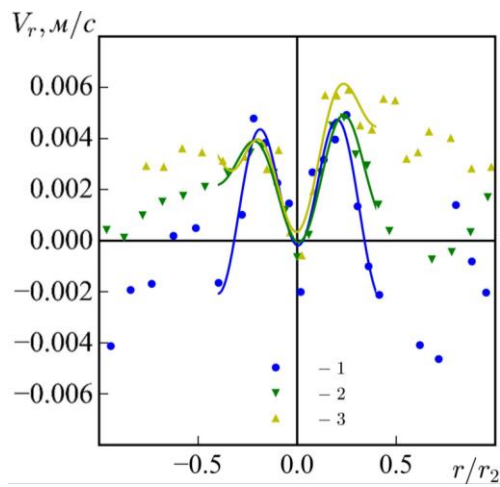
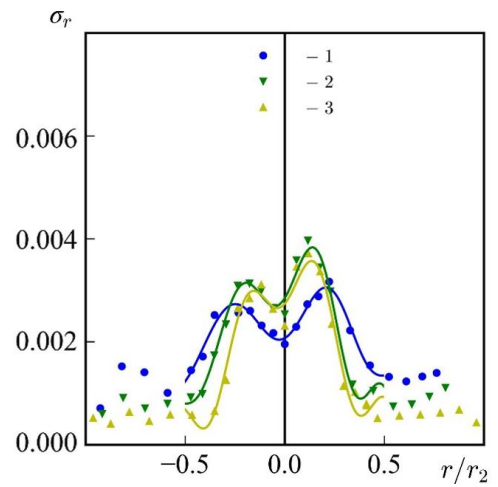


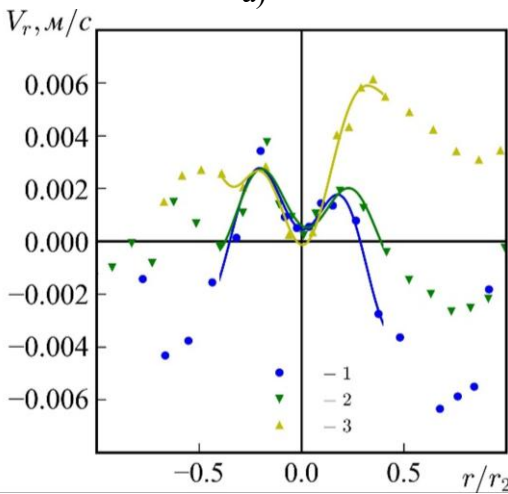
Рисунок 4.12. Профили осредненной азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 (а, в, д) и интенсивности турбулентных пульсаций азимутальной скорости σ_a (б, г, е) от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 10000$ при $z/d_2 = 0$ (а, б), 0.6 (в, г), 1.0 (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.



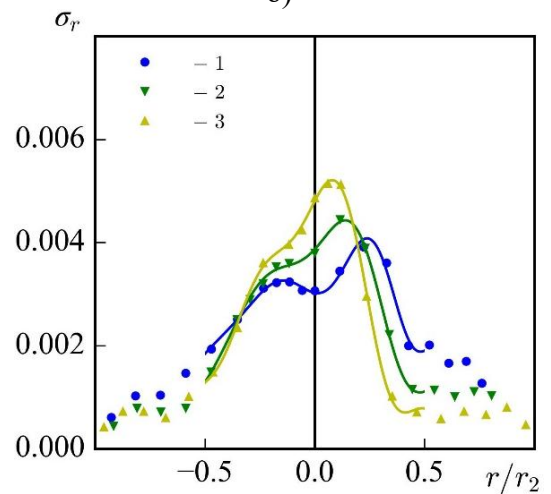
а)



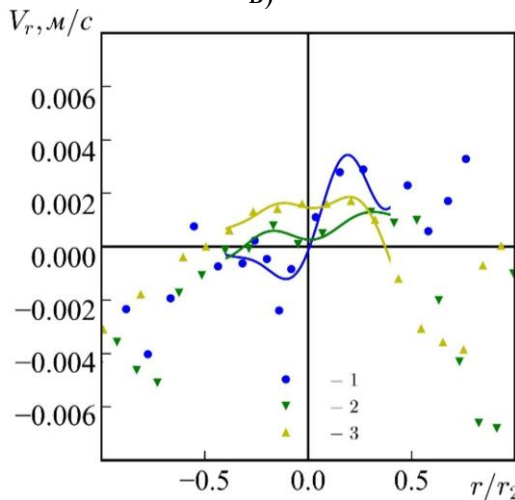
б)



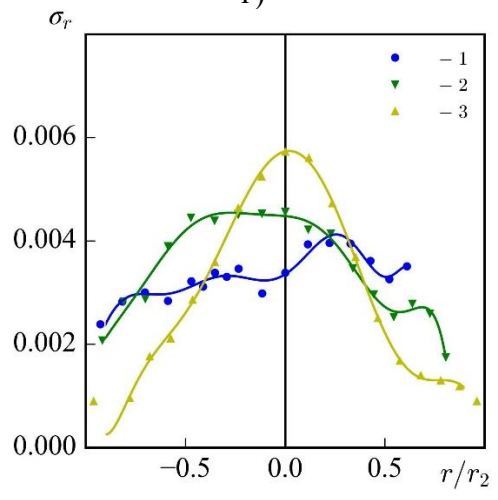
в)



г)



д)



е)

Рисунок 4.13. Профили осредненной радиальной компоненты скорости V_r/V_0 (а, в, д) и интенсивности турбулентных пульсаций радиальной скорости σ_r (б, г, е) от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 10000$ при $z/d_2 = 0$ (а, б), 0.6 (в, г), 2.2 (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

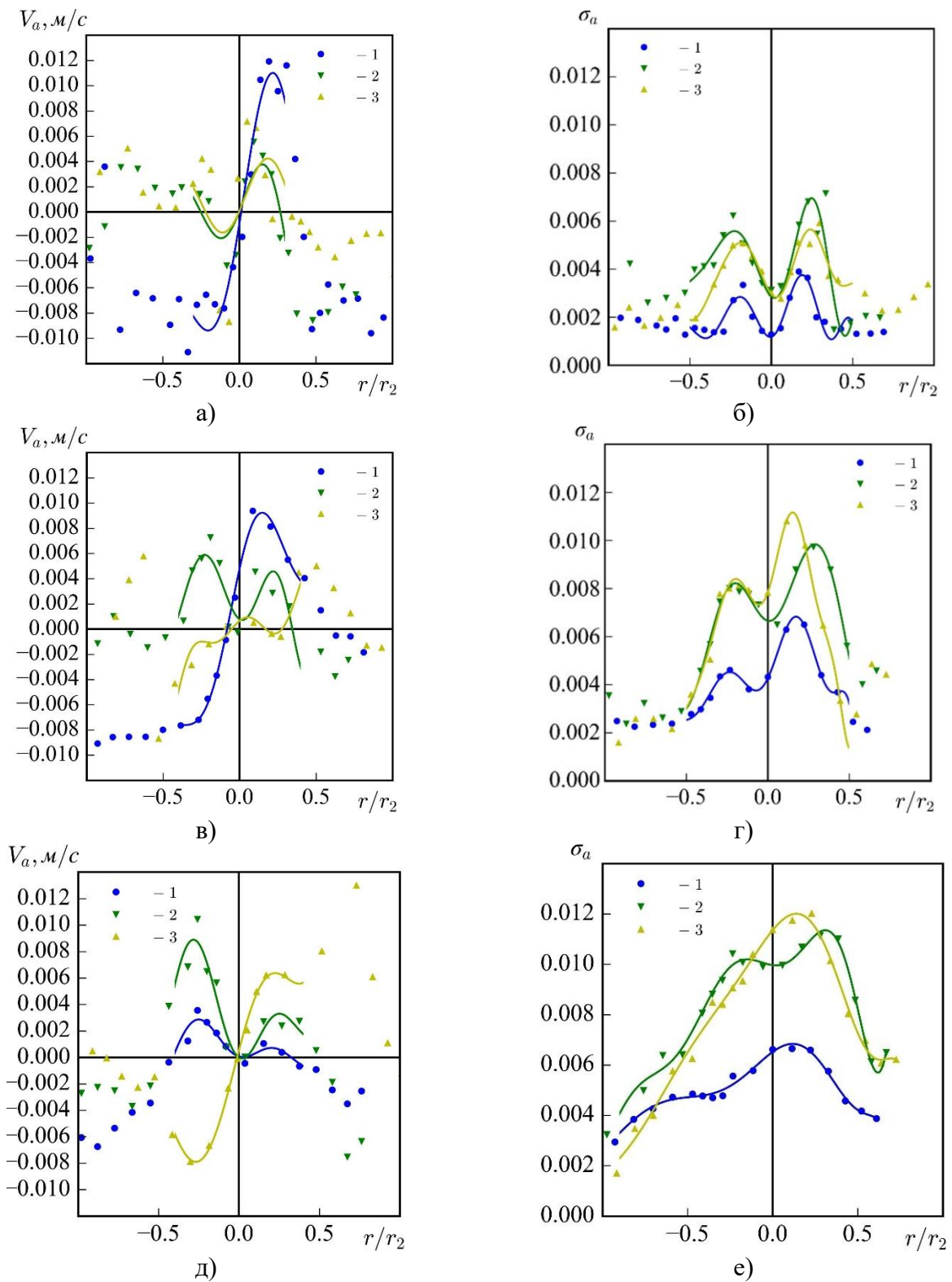


Рисунок 4.14. Профили осредненной азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 (а, в, д) и интенсивности турбулентных пульсаций азимутальной скорости σ_a (б, г, е) от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 15500$ при $z/d_2 = 0.0$ (а, б), 0.6 (в, г), 1.4 (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

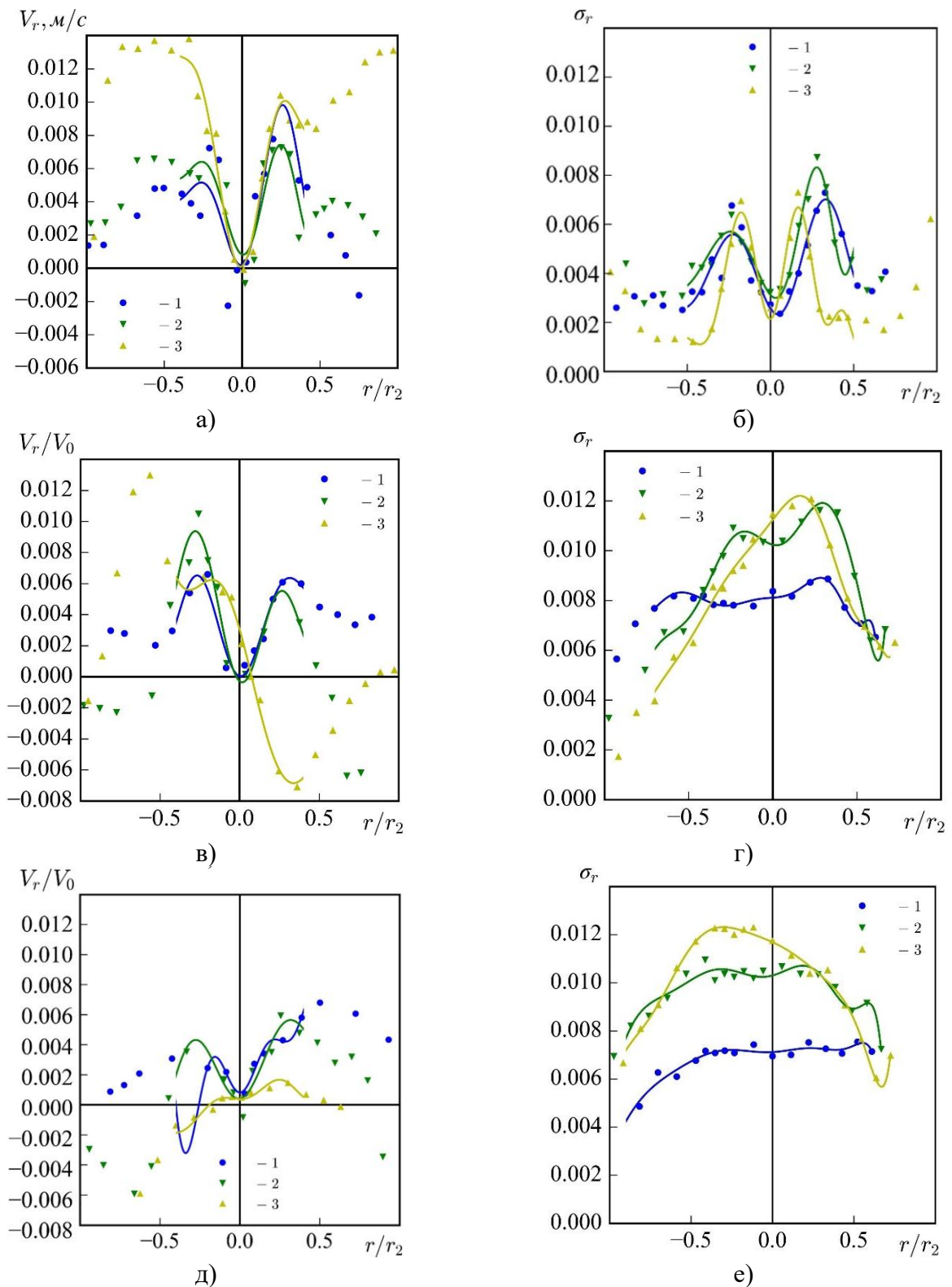


Рисунок 4.15. Профили осредненной радиальной компоненты скорости V_r/V_0 (а, в, д) и интенсивности турбулентных пульсаций радиальной скорости σ_r (б, г, е) от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 15500$ при $z/d_2 = 0$ (а, б), 1.4 (в, г), 2.2 (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

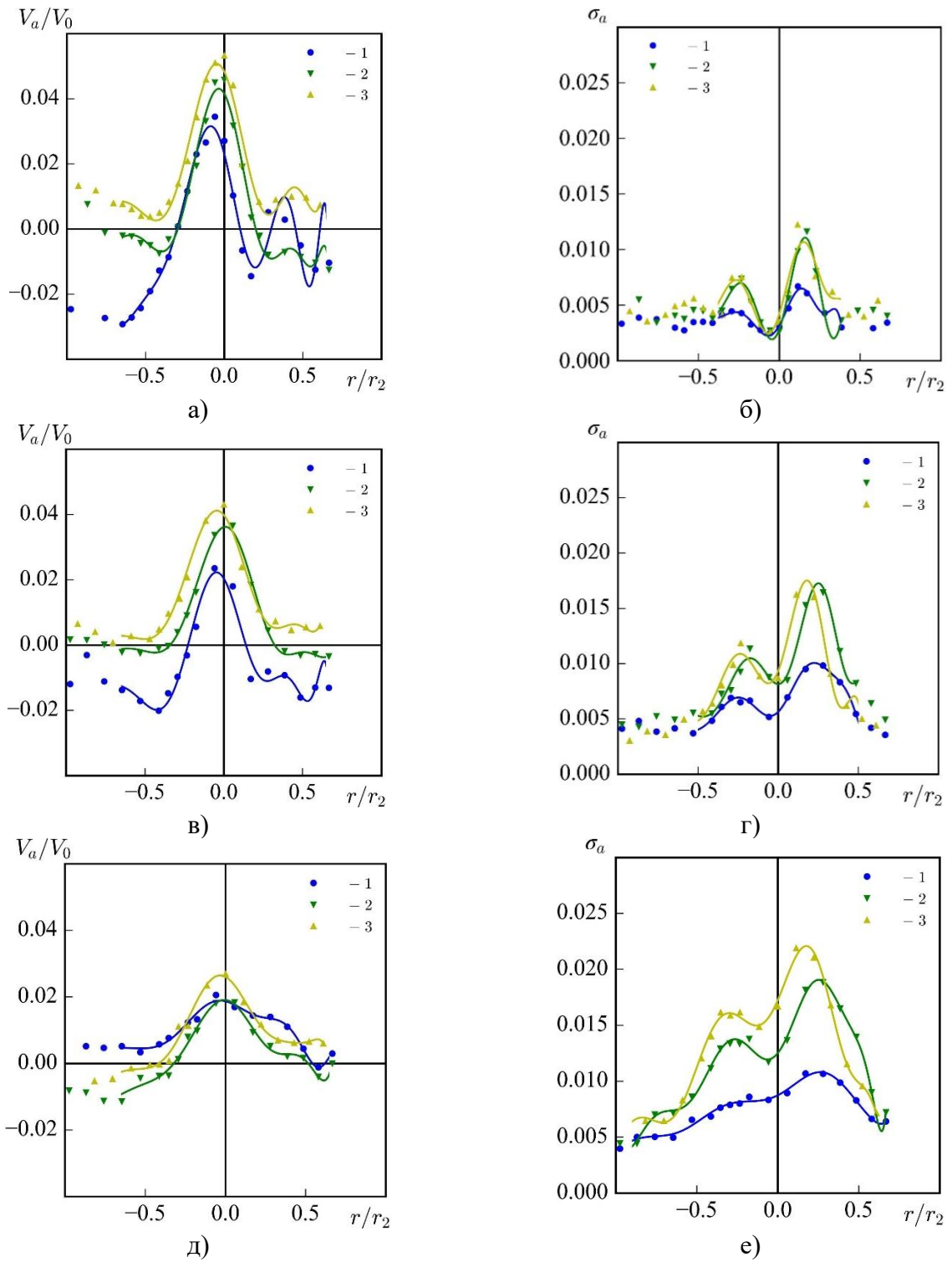
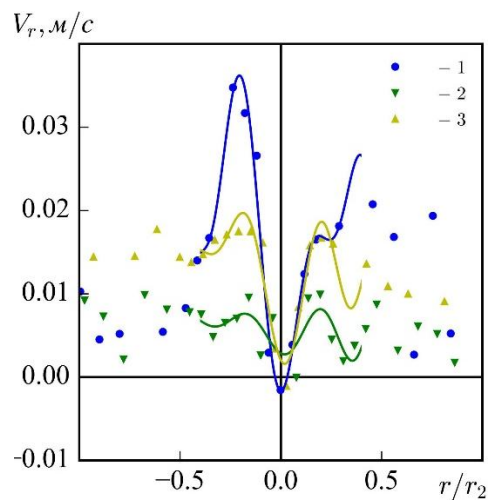
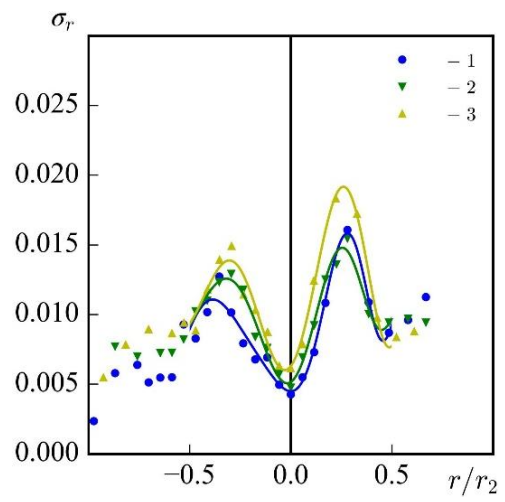


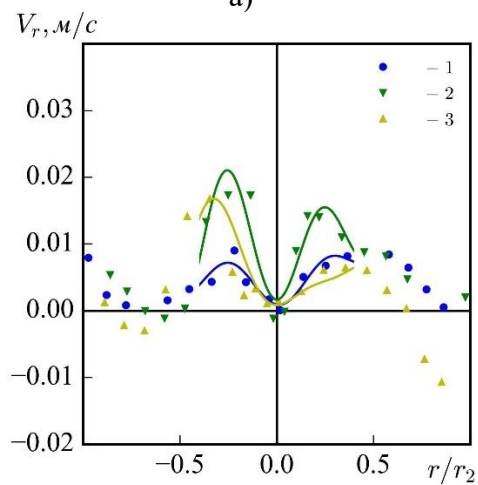
Рисунок 4.16. Профили осредненной азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 (а, в, д) и интенсивности турбулентных пульсаций азимутальной скорости σ_a (б, г, е) от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 28000$ при $z/d_2 = 0$ (а, б), 0.6 (в, г), 1.4 (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.



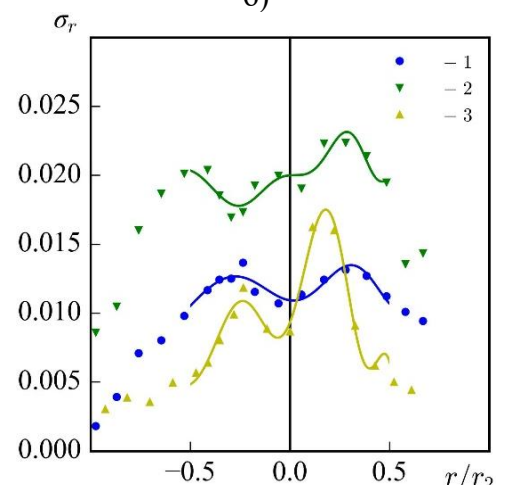
а)



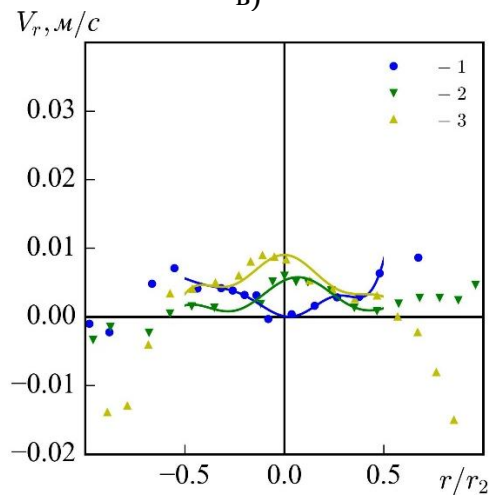
б)



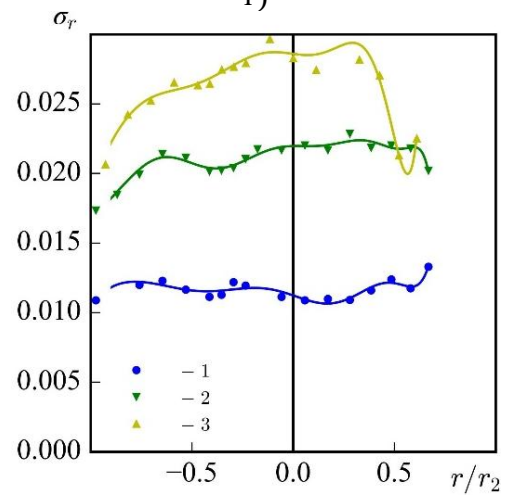
в)



г)



д)



е)

Рисунок 4.17. Профили осредненной радиальной компоненты скорости V_r/V_0 (а, в, д) и интенсивности турбулентных пульсаций радиальной скорости σ_r (б, г, е) от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 28000$ при $z/d_2 = 0$ (а, б), 1.0 (в, г), 2.2 (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

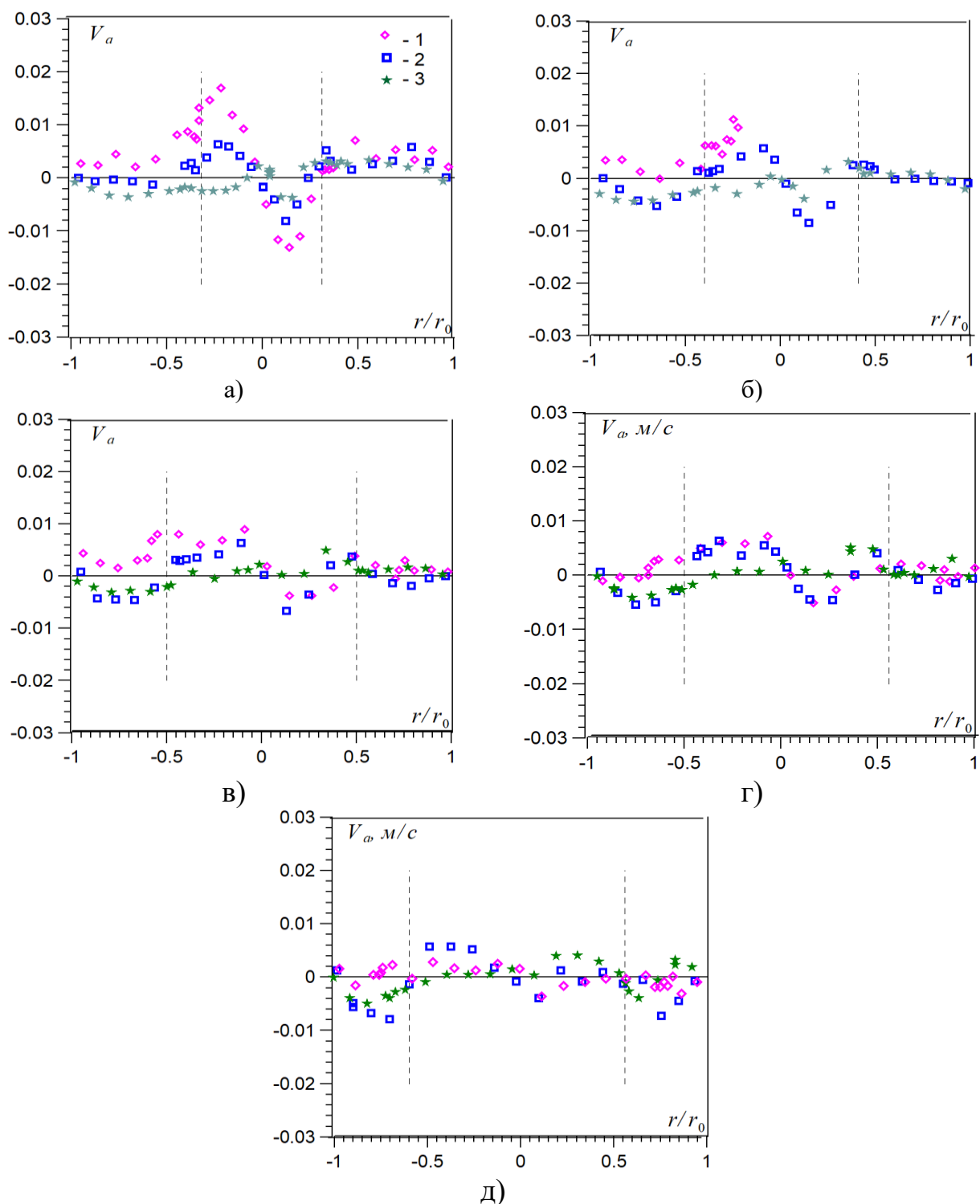


Рисунок 4.18. Профили азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 при $Re = 10000$ в неизотермическом потоке при $z/d_2 = 0$ (а), 0.6 (б), 1.0 (в), 1.4 (г), 2.2 (д): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

В неизотермическом потоке интенсивность закрутки оказалась больше, чем в изотермическом (в 2-3 раза). Наличие закрутки обнаружено на режимах при

числах Рейнольдса в диапазоне $Re = 10000-15500$. Исследования азимутальной и радиальной компонент скорости для режимов $Re \geq 54000$ не проводились по техническим причинам. В таблицу 4.1 сведены интервалы z/d_2 , в которых обнаружена закрутка. Также обращает на себя внимание более выраженная несимметричность профиля интенсивности турбулентных пульсаций азимутальной скорости σ_a при наличии закрутки.

На рисунке 4.19 представлены осциллограммы радиальной и азимутальной компонент скорости на режиме $Re = 10000$, $Ha = 42$, полученные в эксперименте. Представленные результаты указывают на наличие качественно выраженной корреляции между пульсациями радиальной и азимутальной компонент скорости: сигналы имеют схожую форму, положения максимумов и минимумов практически совпадают по времени.

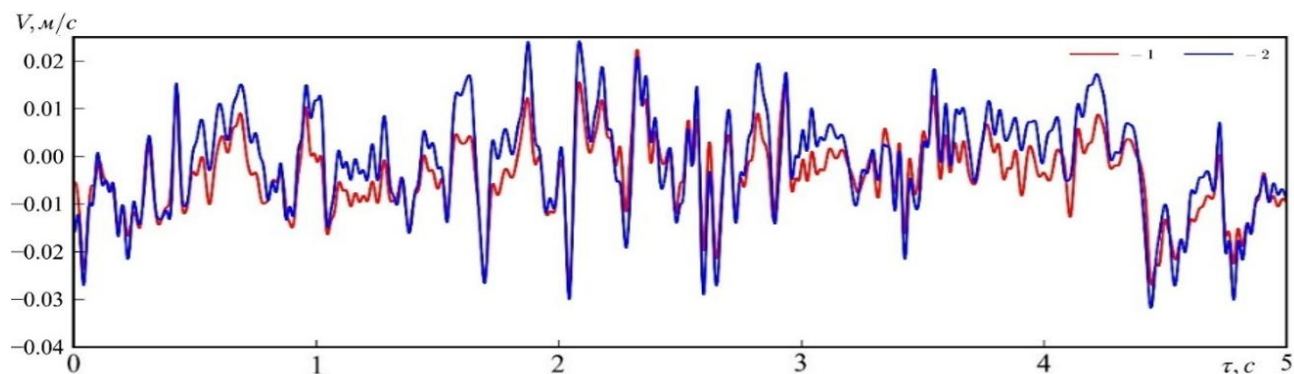


Рисунок 4.19. Осциллограммы азимутальной (1) и радиальной (2) компонент скорости на режиме $Re = 10000$ и $Ha = 42$ при $z/d_2 = 1.0$, $r/r_2 = 0.5$.

На рисунках 4.20 – 4.25 представлены осциллограммы радиальной и азимутальной компонент скорости на оси при различном удалении от среза. Важно отметить, что осредненные азимутальная и радиальная компоненты скорости близки к нулю, при этом амплитуды сигналов осциллограмм существенно превосходят осредненные значения и могут превышать значение $0.1 \cdot |V_r/V_0|$.

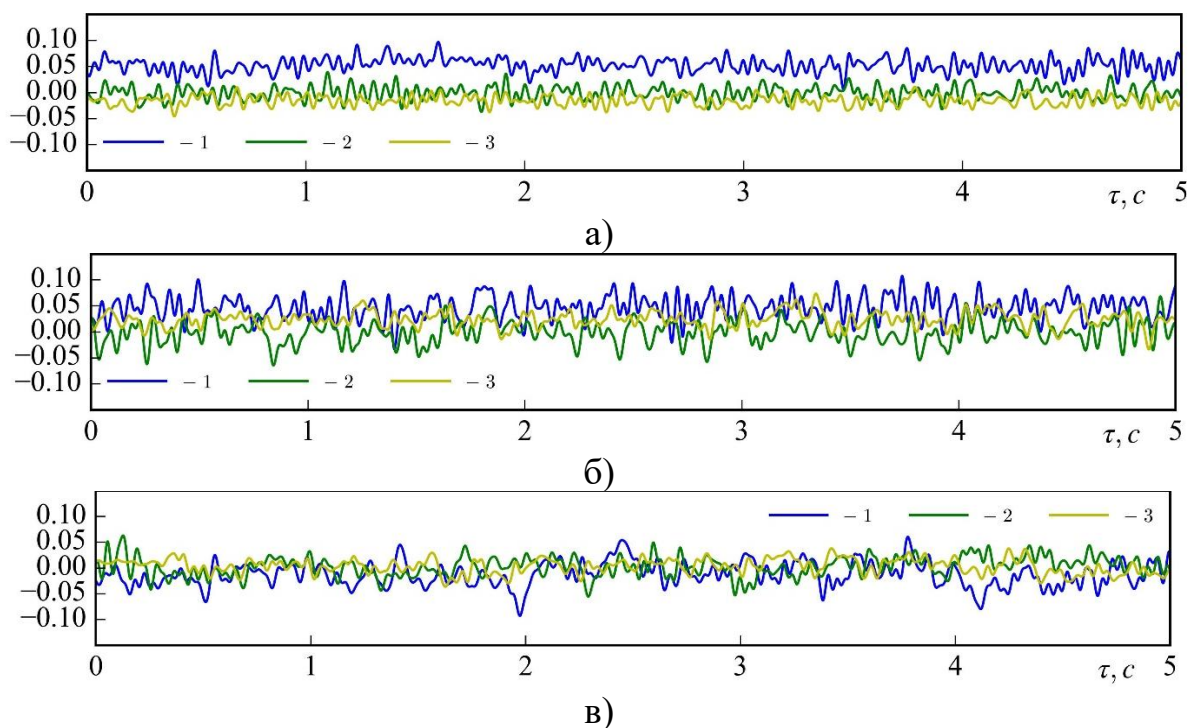


Рисунок 4.20. Осциллограммы азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 на режиме $Re = 10000$ при различном удалении от среза сопла z/d_2 : а) – 0.1; б) – 1.0; в) – 2.2: 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

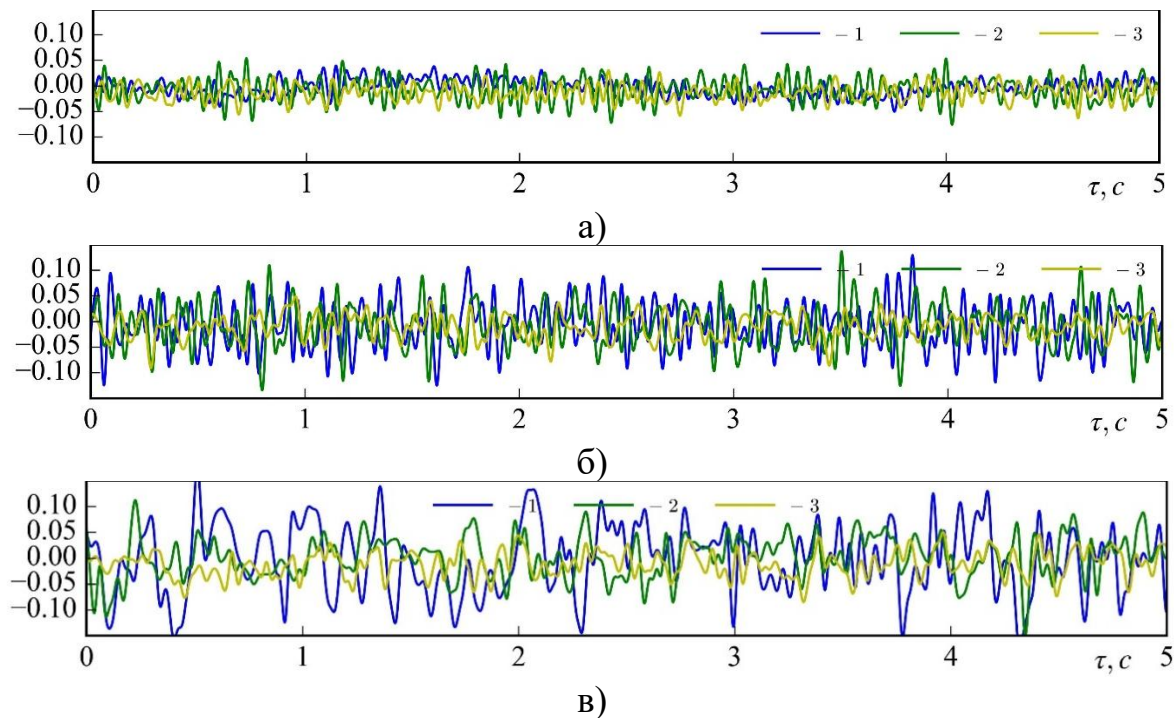


Рисунок 4.21. Осциллограммы радиальной компоненты скорости на режиме $Re = 10000$ при различном удалении от среза сопла z/d_2 : а) – 0.1; б) – 1.0; в) – 2.2: 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

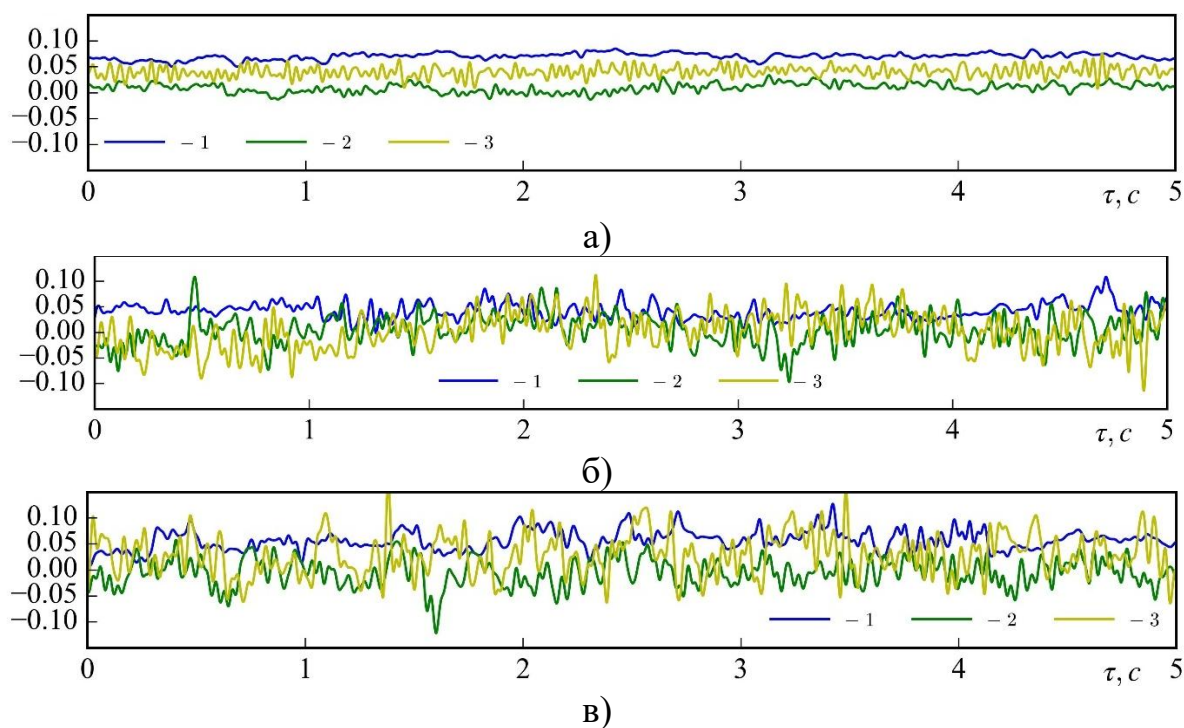


Рисунок 4.22. Осциллограммы азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 на режиме $Re = 15500$ при различном удалении от среза сопла z/d_2 : а) – 0.0; б) – 1.0; в) – 2.2: 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

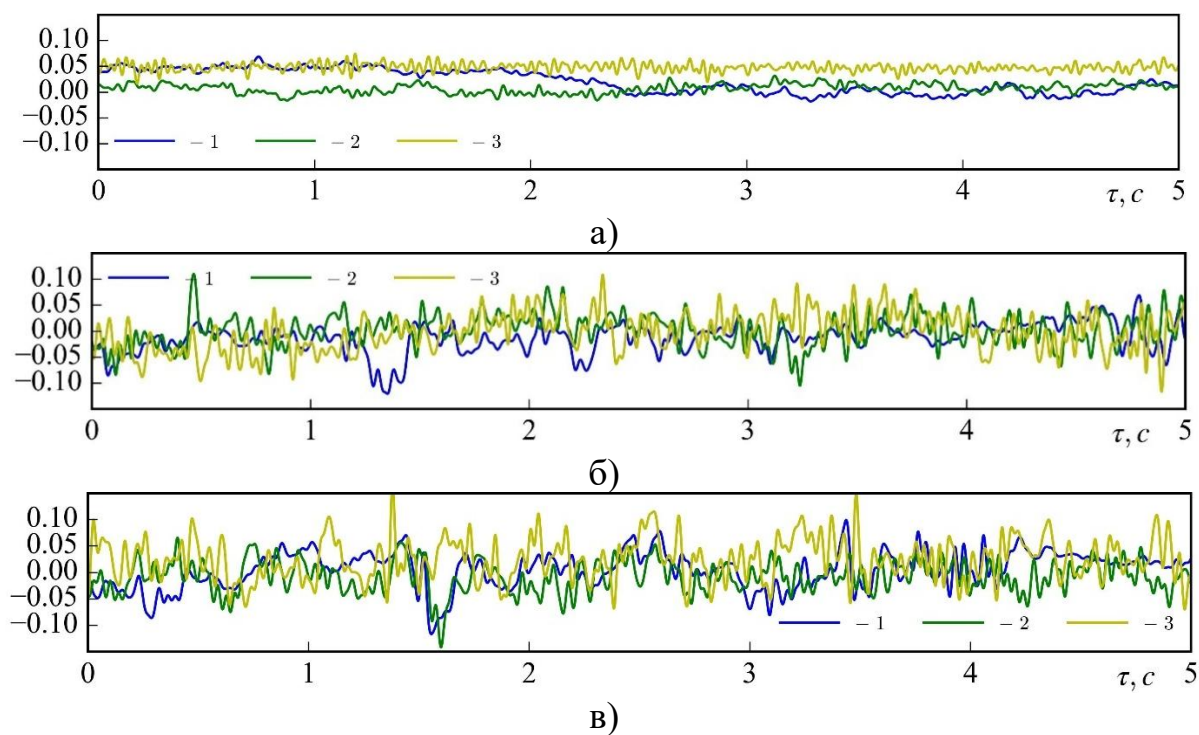


Рисунок 4.23. Осциллограммы радиальной компоненты скорости V_r/V_0 на режиме $Re = 15500$ при различном удалении от среза сопла z/d_2 : а) – 0.0; б) – 1.0; в) – 2.2: 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

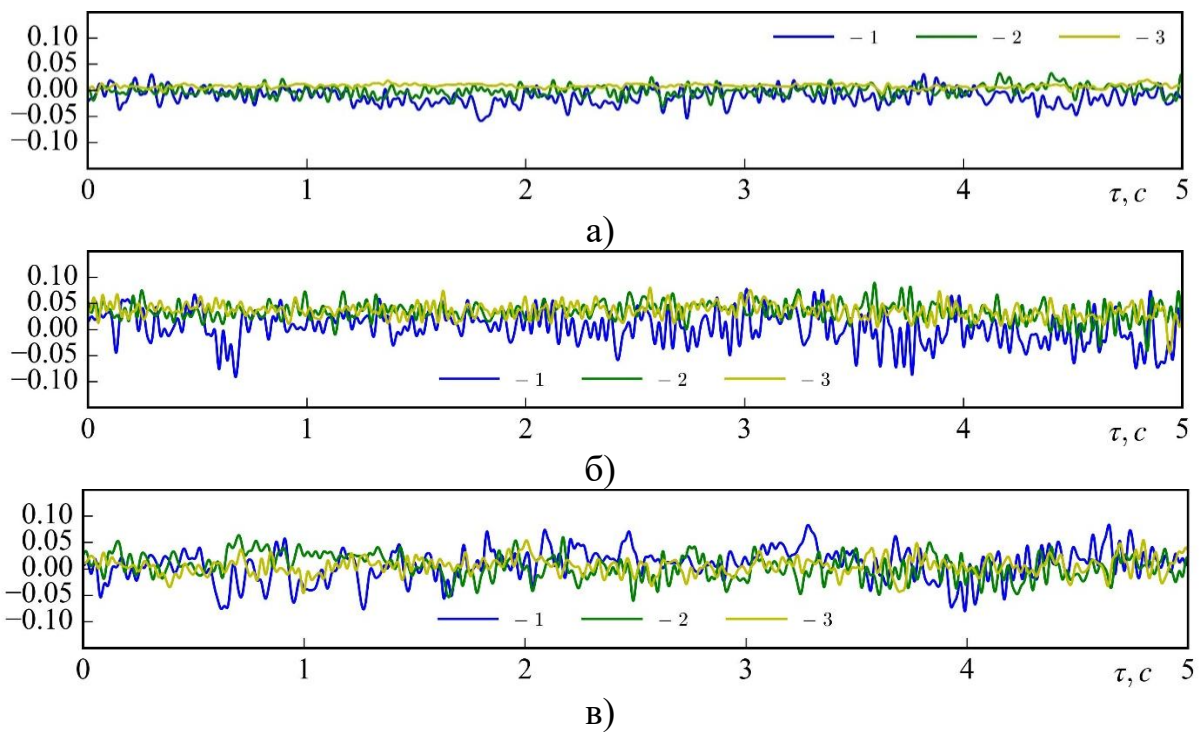


Рисунок 4.24. Осциллограммы азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 на режиме $Re = 28000$ при различном удалении от среза сопла z/d_2 : а) – 0.0; б) – 1.0; в) – 2.2: 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

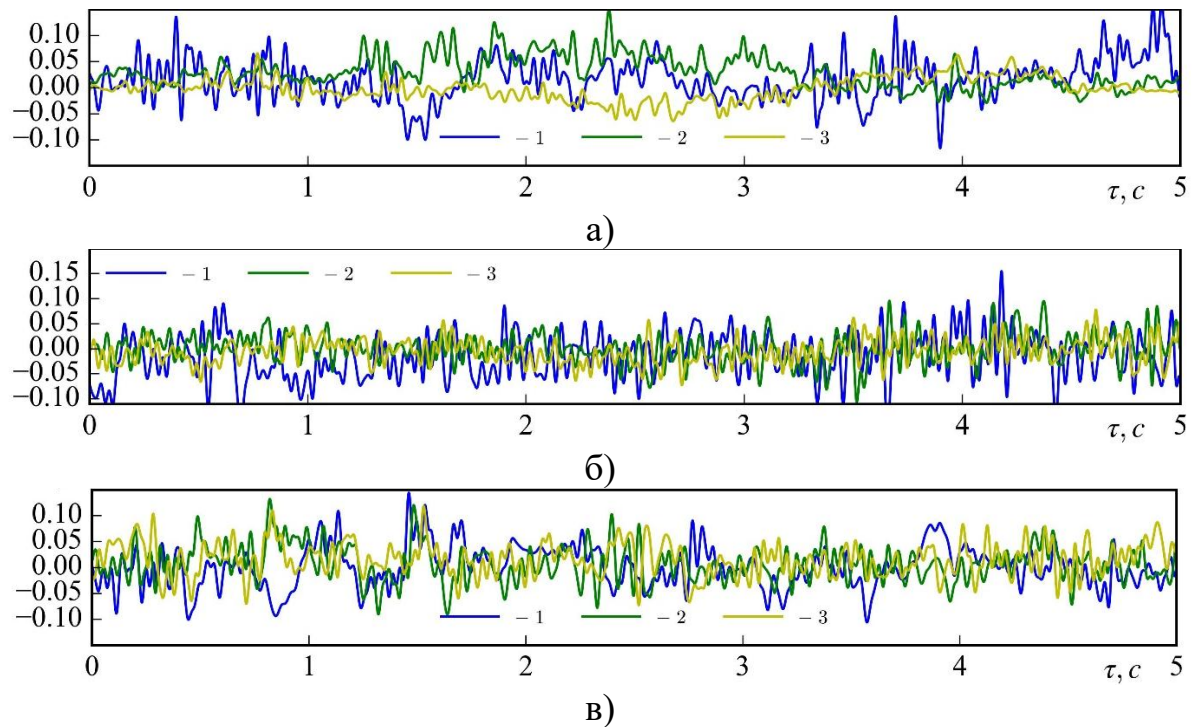


Рисунок 4.25. Осциллограммы радиальной компоненты скорости V_r/V_0 на режиме $Re = 28000$ при различном удалении от среза сопла z/d_2 : а) – 0.6; б) – 1.0; в) – 2.2: 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

Заключение по Главе 4.

Впервые выполнено экспериментальное исследование подъемного течения затопленной струи ЖМ (ртути) при истечении из трубы с диаметром $d_1 = 5$ мм в соосную трубу с диаметром $d_2 = 25$ мм в вертикальной трубе при отсутствии и при наличии ПМП в диапазоне $10000 \leq Re \leq 72000$ и $0 \leq Na \leq 125$. Измерения выполнены с использованием корреляционно-кондукционного зонда (корреляционная пара – для продольной компоненты скорости, кондукционные пары – для радиальной и азимутальной).

Применялась зондовая методика измерений с использованием корреляционно-кондукционного зонда. Впервые для рассмотренной конфигурации были получены профили скорости в различных сечениях трубы, характеризующих расширение затопленной струи при удалении от среза. Также получены распределения скорости по длине на оси трубы. Влияние ПМП на течение оказывается заметным. Чем выше Na , тем сильнее подавляются поперечные пульсации; как следствие, скорость на оси струи растёт, а эффективная длина струи увеличивается.

Впервые получены осциллограммы температуры и спектры турбулентных пульсаций в ядре струи и за его границей при наличии ПМП и без него. В ПМП граница струи более резкая и дольше сохраняет форму при удалении от среза; кроме того, наблюдается падение абсолютного уровня флуктуаций.

Обнаружено наличие осевой закрутки струи в диапазоне $10000 < Re < 15500$ и $42 < Na < 125$ на различных расстояниях от среза $0 \leq z/d_2 \leq 1.4$. Определено, что увеличение Re приводит к смещению участка закрутки в сторону роста z/d_2 .

Подтвержден эффект увеличения эффективной длины струи с ростом числа Na .

Выявлена качественная корреляция между пульсациями азимутальной и радиальной компонент скорости. Это подтверждает взаимосвязь между компонентами скорости.

Установлено, что ПМП оказывает немонотонное влияние на интенсивность температурных пульсаций на оси затопленной струи ртути, причём характер этого влияния зависит от Re и Ha . При $Re = 10000$ и 15500 в слабых полях ($Ha \leq 42$) вблизи среза наблюдается монотонный рост интенсивности либо выход на постоянное значение, а в сильных полях ($Ha \geq 83$) возникает немонотонность: рост до $z/d_2 \approx 6-7$ сменяется спадом. Это связано с конкуренцией двух механизмов: вблизи среза поле подавляет поперечное перемешивание и каскадный распад энергии на мелкие масштабы, из-за чего крупные вихри сохраняются и удерживают температурные контрасты на оси (пульсации растут); при удалении от среза преобладает естественное затухание турбулентности (пульсации падают). При $Re = 28000$ картина усложняется: в зависимости от Ha появляются множественные максимумы, что указывает на переходный режим, в котором инерционные силы и влияние ПМП сравнимы; вблизи среза поле не успевает эффективно подавить поперечное движение крупных вихрей, но подавляет каскадный распад энергии, поэтому крупные структуры дольше переносят пульсации на ось струи с ростом Ha . С дальнейшим ростом Re до 36000 профиль упрощается, и зона роста смещается к $z/d_2 = 3-6$, а при $Re = 54000$ на развитом участке кривые выходят на асимптотический режим, что свидетельствует о динамическом равновесии генерации и диссипации турбулентности.

5. Результаты численного моделирования затопленной струи при наличии продольного магнитного поля методом RANS

В главе представлены результаты численного моделирования стационарного течения затопленной струи ЖМ в ПМП в трубе с использованием метода RANS с моделью $k-\omega$ во всем экспериментальном диапазоне режимных параметров $10000 \leq Re \leq 72000$ и $0 \leq Ha \leq 125$.

В главе представлены поля продольной компоненты скорости и профили скорости в различных сечениях и на оси. Приведено сравнение профилей скорости с экспериментальными данными. Результаты в отсутствие магнитного поля сопоставляются с данными других авторов, исследовавших затопленную струю, истекающую в неограниченный объем.

Прежде чем перейти к исследованию затопленной жидкометаллической струи в вертикальной составной трубе при наличии ПМП, было бы полезно изучить характер течения струи в отсутствие магнитного поля.

На рисунке 5.1 приведена зависимость обратной осевой скорости от расстояния от среза струи для разных Re . До $z/d_2 < 2.5$ профиль удовлетворительно совпадает с автомодельным решением для истечения струи в неограниченный объём [53]. С ростом расстояния от среза начинает сказываться влияние стенки трубы. На это указывает рост расхождения с автомодельным решением при увеличении z/d_2 . В отличие от свободной затопленной струи, в составной трубе осевая скорость при $z/d_2 > 2.5$ снижается нелинейно.

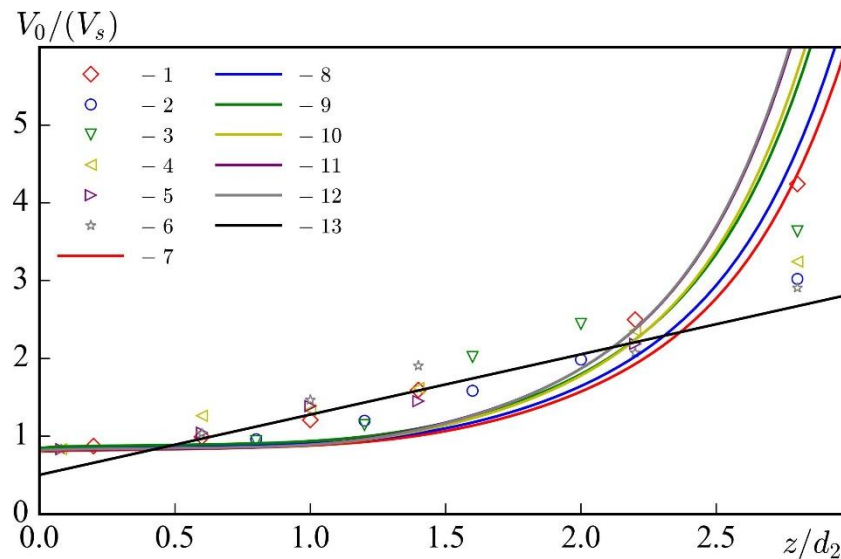
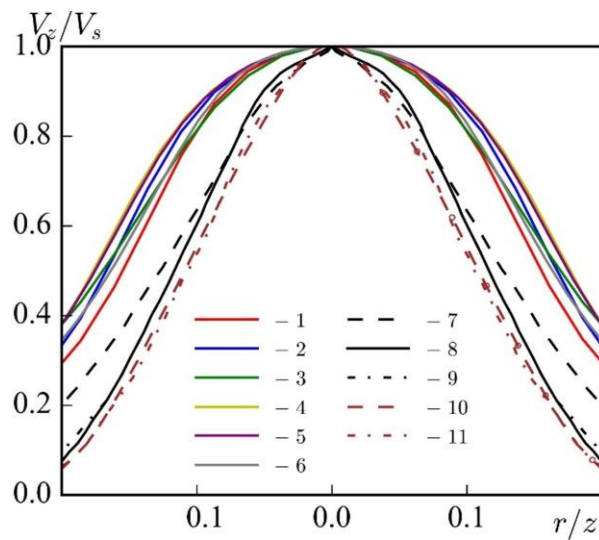


Рисунок 5.1. Зависимость обратной осевой скорости V_0/V_s от z/d_2 :

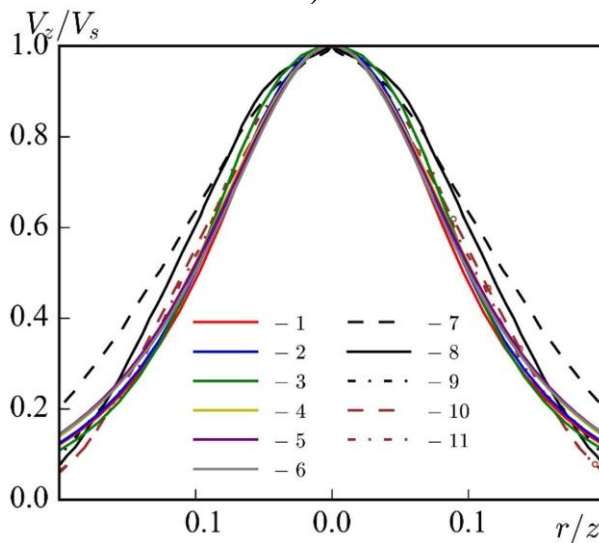
эксперимент: 1) $Re = 10000$; 2) 15500; 3) 28000; 4) 36000; 5) 54000; 6) 72000;
 RANS – моделирование: 7) $Re = 10000$; 8) 15500; 9) 28000; 10) 36000; 11) 54000;
 12) 72000; 13) – автомодельное решение [53]

На рисунке 5.2 представлена зависимость продольной компоненты скорости V_z/V_s (V_s – локальная скорость на оси) от автомодельной координаты r/z в интервале $0 < z/d_2 < 1.6$ в сопоставлении с данными других авторов.

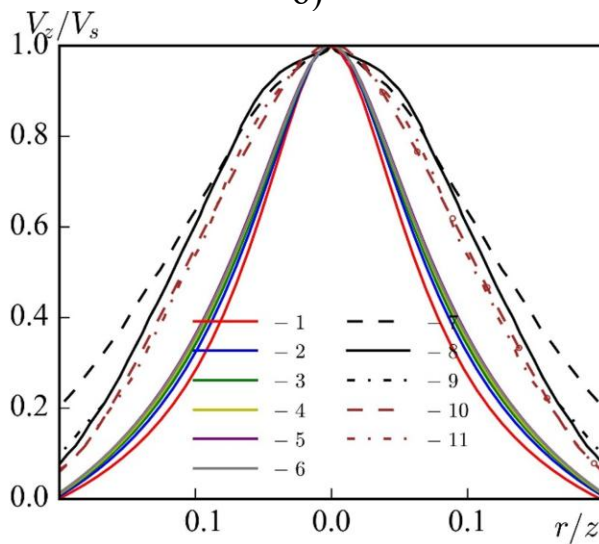
Количественное совпадение результатов наблюдается при $z/d_2 \approx 1$. При $z/d_2 > 1$ автомодельность исследуемого течения отсутствует. Наличие автомодельности лишь на небольшом удалении от среза струи можно объяснить все более существенным влиянием стенок трубопровода на профили скорости с увеличением z/d_2 . В частности, наличие стенок объясняет возникновение возвратных течений в потоке ртути.



а)



б)



в)

Рисунок 5.2. Профили
продольной компоненты
скорости V_z/V_s
при z/d_2 : а) 0.6, б) 1, в) 1.6,
в зависимости от
автомоделной координаты
 r/z :

- 1 – RANS при $Re = 10000$;
- 2 – RANS при $Re = 15500$;
- 3 – RANS при $Re = 28000$;
- 4 – RANS при $Re = 36000$;
- 5 – RANS при $Re = 54000$;
- 6 – RANS при $Re = 72000$;
- 7 – данные [49];
- 8 – данные [50];
- 9 – данные [52];
- 10 – данные [53];
- 11 – данные [54]

На рисунке 5.3 приведены экспериментальные и расчётные профили продольной компоненты скорости на оси V_z/V_0 при различных Re и Na .

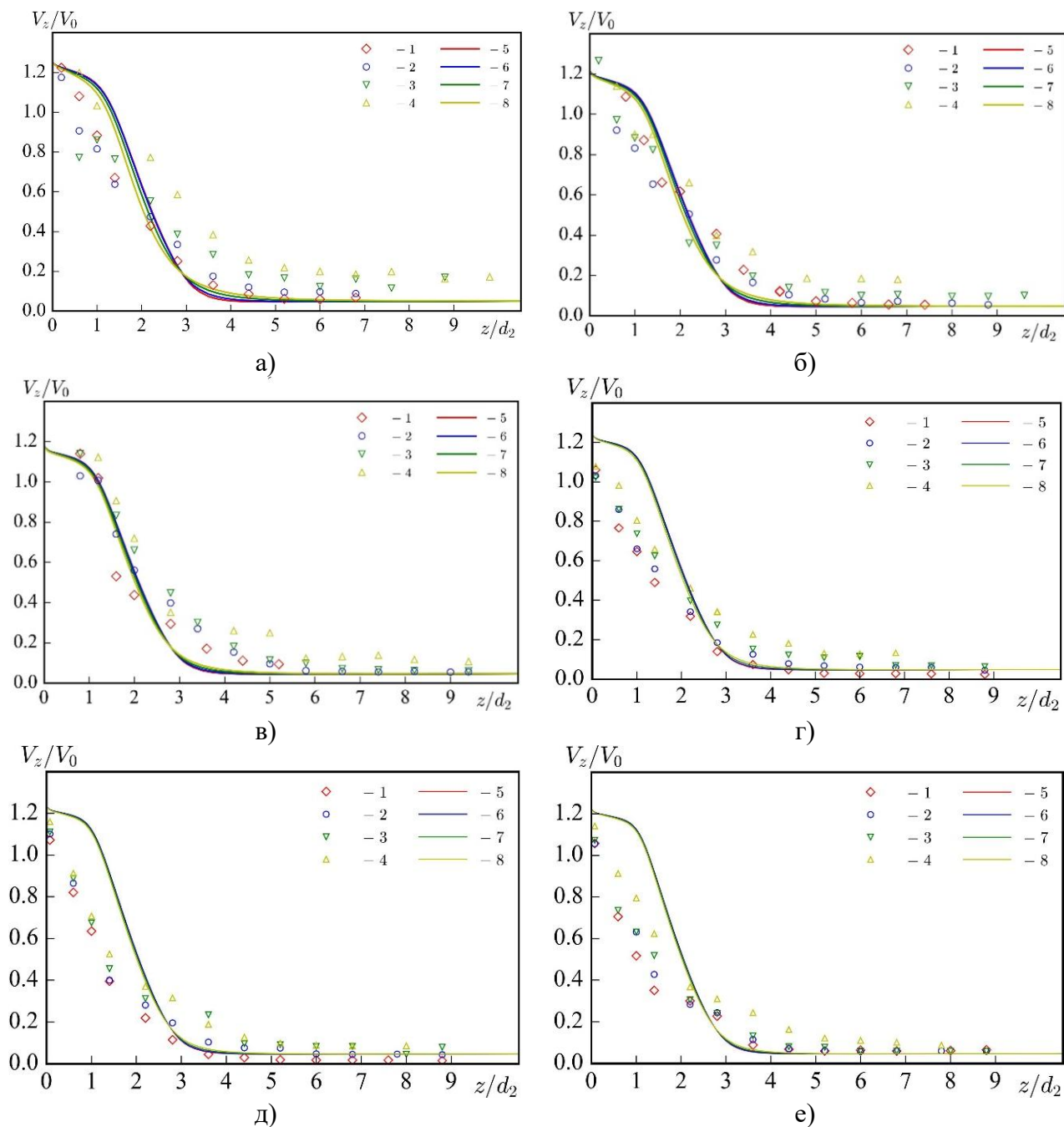


Рисунок 5.3. Профили продольной компоненты скорости на оси V_z/V_0 при

$Re = 10000$ (а); 15500 (б); 28000 (в); 36000 (г); 54000 (д); 72000 (е):

1) – эксперимент при $Na = 0$; 2) – эксперимент при $Na = 42$; 3) – эксперимент при $Na = 83$; 4) – эксперимент при $Na = 125$; 5) – RANS при $Na = 0$; 6) – RANS при $Na = 42$; 7) – RANS при $Na = 83$; 8) – RANS при $Na = 125$.

Результаты RANS-расчета в дальней зоне от среза ($z/d_2 \geq 3$) качественно отражают эффект увеличения длины струи, выявленный в эксперименте. Однако, как будет показано ниже, в ближней зоне ($z/d_2 < 3$) модель дает качественно неверный результат. Одна из причин расхождения результатов расчёта и эксперимента заключается в разных условиях на срезе струи. Секция рабочего участка диаметром d_1 короткая, ее длина составляет 20 калибров (100 мм), поэтому профиль скорости на срезе струи в эксперименте может быть не полностью стабилизированным. В расчёте на входе задавался полностью развитый профиль.

Также важно отметить, что прямого воздействия ПМП на продольную компоненту скорости V_z/V_0 в RANS нет. Влияние ПМП на V_z/V_0 проявляется косвенно, через подавление поперечных компонент V_a/V_0 , V_r/V_0 и связь между компонентами скорости через поле давления. При этом в RANS не учитывается действие ПМП на пульсационные составляющие, которые могут играть существенную роль в условиях влияния ПМП на течение, как это было показано в эксперименте.

На рисунках 5.4 и 5.5 представлены расчетные профили продольной компоненты скорости V_z/V_0 на различных расстояниях от среза струи при различных Re , Ha .

Из рисунков 5.4 и 5.5 видно, что в условиях задачи у стенок возникают возвратные течения. При $z/d_2 = 2.2$ RANS расчет дает качественно неверный результат по сравнению с экспериментальными данными. В реальном течении скорость на оси при наличии ПМП превышает значения при отсутствии поля на всех исследованных расстояниях от среза. Это свидетельствует о том, что подавление турбулентного перемешивания является доминирующим эффектом с самого начала развития струи.

Напротив, используемая $k-\omega$ модель предсказывает в сечении $z/d_2 = 2.2$ более быстрое падение осевой скорости в поле, чем без него (рисунок 5.4). Это указывает на то, что RANS-модель существенно переоценивает роль градиента давления, возникающего при торможении радиального расширения струи силой Лоренца, и не учитывает прямое подавление турбулентных пульсаций. В результате модель искусственно занижает осевую скорость в ближней к срезу зоне.

В сечении $z/d_2 = 4.4$ RANS-модель дает качественно правильный тренд (осевая скорость в поле выше, чем без поля), однако количественные значения остаются заниженными относительно экспериментальных данных. Судя по всему, это объясняется тем, что по мере естественного затухания турбулентности влияние ошибок, связанных с неучётом МГД-эффектов, уменьшается, и модель начинает качественно верно отражать подавление перемешивания.

Для качественного анализа расширения затопленной струи в ПМП на рисунке 5.6 приведена зависимость отношения осевой скорости V_s к той же величине без поля от комплекса Ha^2/Re . Результаты эксперимента качественно согласуются с данными DNS-моделирования [59]. RANS расчет при $z/d_2 = 4$ удовлетворительно совпадает с данными [59] при $z/d_2 = 3$.

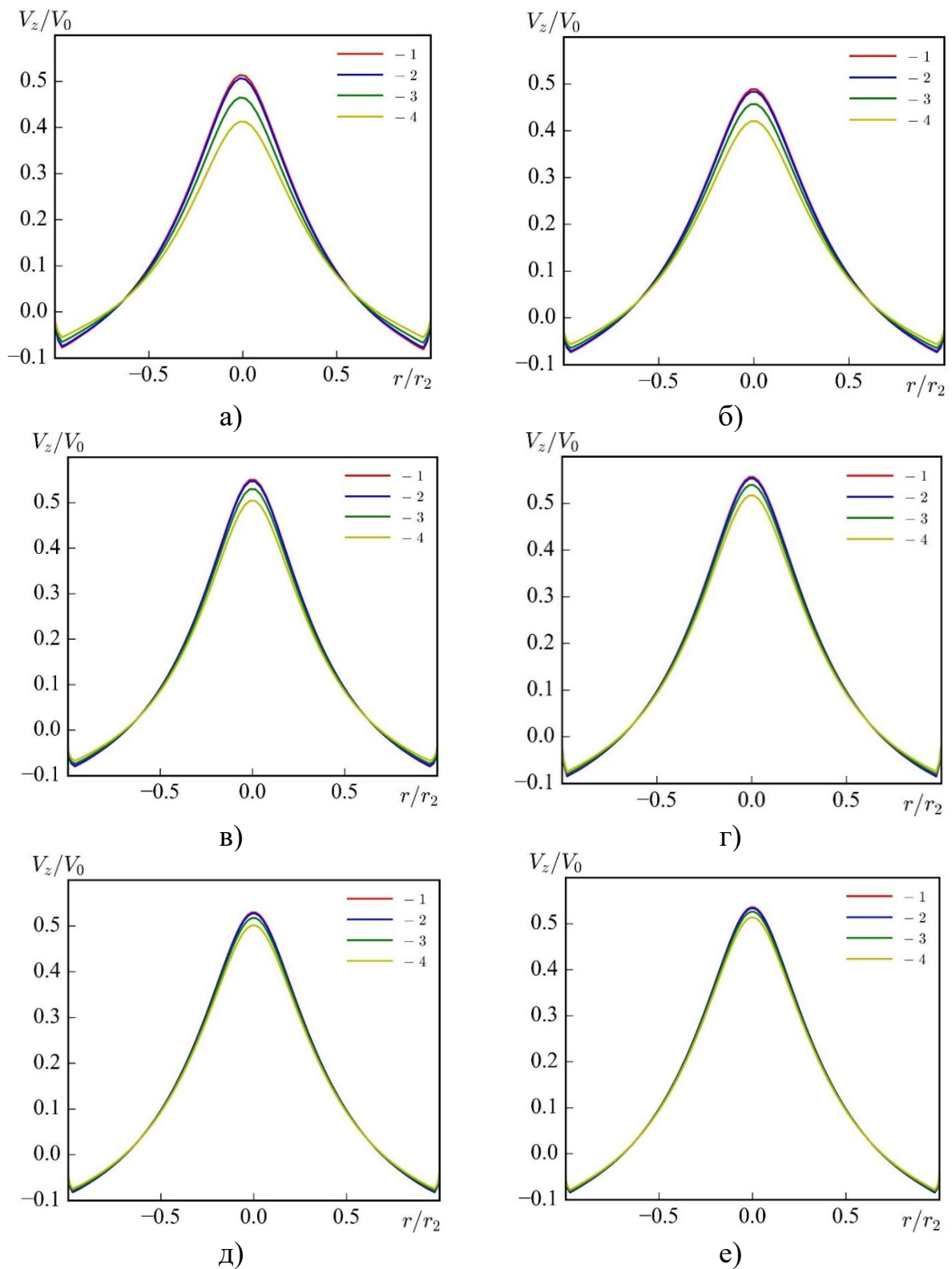


Рисунок 5.4. Профили продольной компоненты скорости V_z/V_0 на расстоянии $z/d_2 = 2.2$ от среза при $Re = 10000$ (а); 15500 (б); 28000 (в); 36000 (г); 54000 (д); 72000 (е): 1) – RANS при $Ha = 0$; 2) – RANS при $Ha = 42$; 3) – RANS при $Ha = 83$; 4) – RANS при $Ha = 125$.

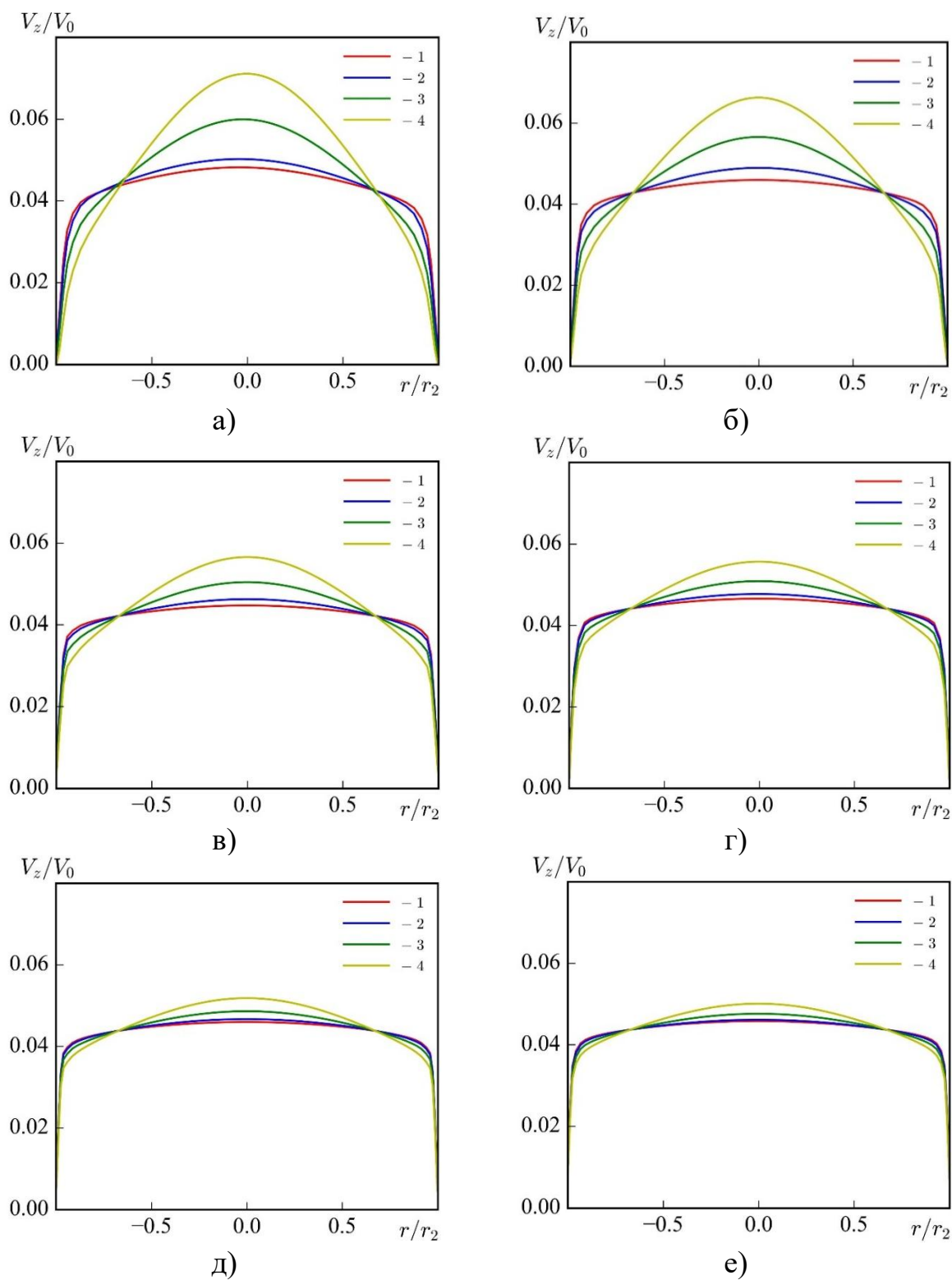


Рисунок 5.5. Профили продольной компоненты скорости V_z/V_0 на расстоянии $z/d_2 = 4.4$ от среза при $Re = 10000$ (а); 15500 (б); 28000 (в); 36000 (г); 54000 (д); 72000 (е): 1) – RANS при $Ha = 0$; 2) – RANS при $Ha = 42$; 3) – RANS при $Ha = 83$; 4) – RANS при $Ha = 125$.

$$V_s/V_s(Ha=0)$$

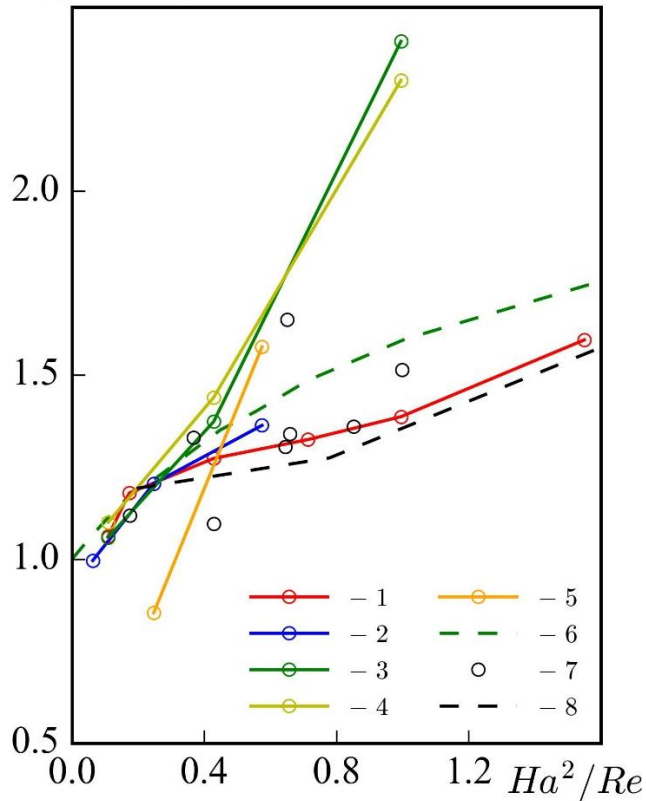


Рисунок 5.6. Зависимость отношения осевой скорости в ПМП к осевой скорости при отсутствии ПМП $V_s/V_s(Ha=0)$ от комплекса Ha^2/Re :

- 1) – эксперимент при $z/d_2 = 1.4$;
- 2) – эксперимент при $z/d_2 = 2.2$;
- 3) – эксперимент при $z/d_2 = 4.4$;
- 4) – эксперимент при $z/d_2 = 5.2$;
- 5) – эксперимент при $z/d_2 = 6.6$;
- 6) – RANS расчет при $z/d_2 = 4$;
- 7) – данные [58] в диапазоне $2.1 \leq z/d_2 \leq 34.2$;
- 8) – данные [59] при $z/d_2 = 3$.

Поля продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ представлены на рисунке 5.7. При наложении ПМП на течение затопленной струи RANS расчет отображает незначительное изменение поля скорости – увеличение эффективной длины струи. Для наглядности изменения поля скорости добавлена отметка расстояния от среза струи $z/d_2=1.6$. При этом важно отметить, что изменение поля скорости и, соответственно, подавление турбулентности не столь заметно по сравнению с результатами DNS расчета, представленными на рисунке 1.23. RANS модель лишь частично воспроизводит качественную картину течения, однако количественно занижает эффект подавления турбулентности, что указывает на необходимость модификации модели с учетом влияния ПМП.

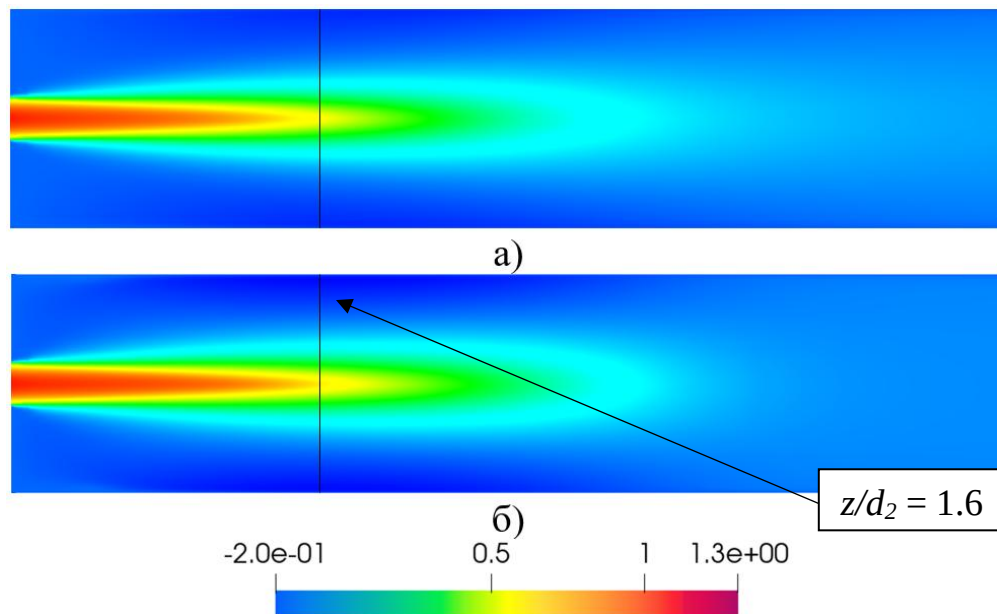


Рисунок 5.7. Поле продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$:

а) $Ha = 0$; б) $Ha = 125$.

Заключение по Главе 5.

Выполнено численное RANS-моделирование затопленной струи в ПМП и при его отсутствии с использованием модели $k - \omega$ в диапазонах $10000 \leq Re \leq 72000$ и $0 \leq Ha \leq 125$.

Получены расчётные поля и профили скорости в сечениях и на оси. Расчётные данные дополняют экспериментальные результаты и позволяют детальнее исследовать гидродинамические особенности задачи.

Сравнение экспериментальных данных и результатов расчета показывает качественное соответствие в дальней зоне ($z/d_2 \geq 3$), где RANS-модель правильно воспроизводит действие поля. Однако в ближней зоне ($z/d_2 < 3$) модель дает качественно неверный результат, занижая скорость в сравнении с экспериментом. Это указывает на необходимость доработки существующих RANS моделей или разработки новых.

6. Результаты численного моделирования подъемного течения ртути в обогреваемой трубе и затопленной струи при наличии продольного магнитного поля методом KDES

В главе представлены результаты численного моделирования методом KDES подъемного течения в вертикальной обогреваемой трубе ($Re = 10500$, $Ha = 0$ и 460) и затопленной струи в составной трубе ($Re = 10000$, $Ha = 0-250$). Результаты сопоставляются с экспериментальными данными из четвертой главы работы и данными других авторов.

6.1. Результаты численного моделирования подъемного течения ртути в обогреваемой трубе при наличии продольного магнитного поля методом KDES

На рисунках 6.1 и 6.2 представлены поля продольной и поперечных компонент скорости. Поля скорости и температуры для удобства визуализации сжаты вдоль продольной оси z в 10 раз. В условиях обогрева как при отсутствии, так и при наличии ПМП профиль V_z/V_0 приобретает М-образную форму (здесь и далее для круглой обогреваемой трубы средняя скорость V_0 рассчитана по Re в трубе диаметром d). Осредненный по времени профиль V_z/V_0 при отсутствии ПМП сохраняет осевую симметрию (рисунок 6.3), тогда как мгновенное поле V_z/V_0 может быть несимметричным (рисунок 6.1). Такая несимметрия профиля скорости может объясняться существенным влиянием вторичных течений на основное, при этом структура этих течений перестраивается под действием ПМП. Под действием ПМП значения скорости на оси оказываются ниже, чем без поля.

На поле V_z/V_0 в продольном сечении при отсутствии ПМП (рисунок 6.1, а) заметно образование вихревых структур у стенок трубы, возникающих под действием ТКК. Эти структуры сносятся потоком вдоль трубы. Поля поперечных компонент скорости V_x/V_0 , V_y/V_0 (рисунок 6.2) подтверждают существование

данных структур. В условиях ПМП наблюдается практически полное подавление поперечных компонент скорости при $Na = 460$.

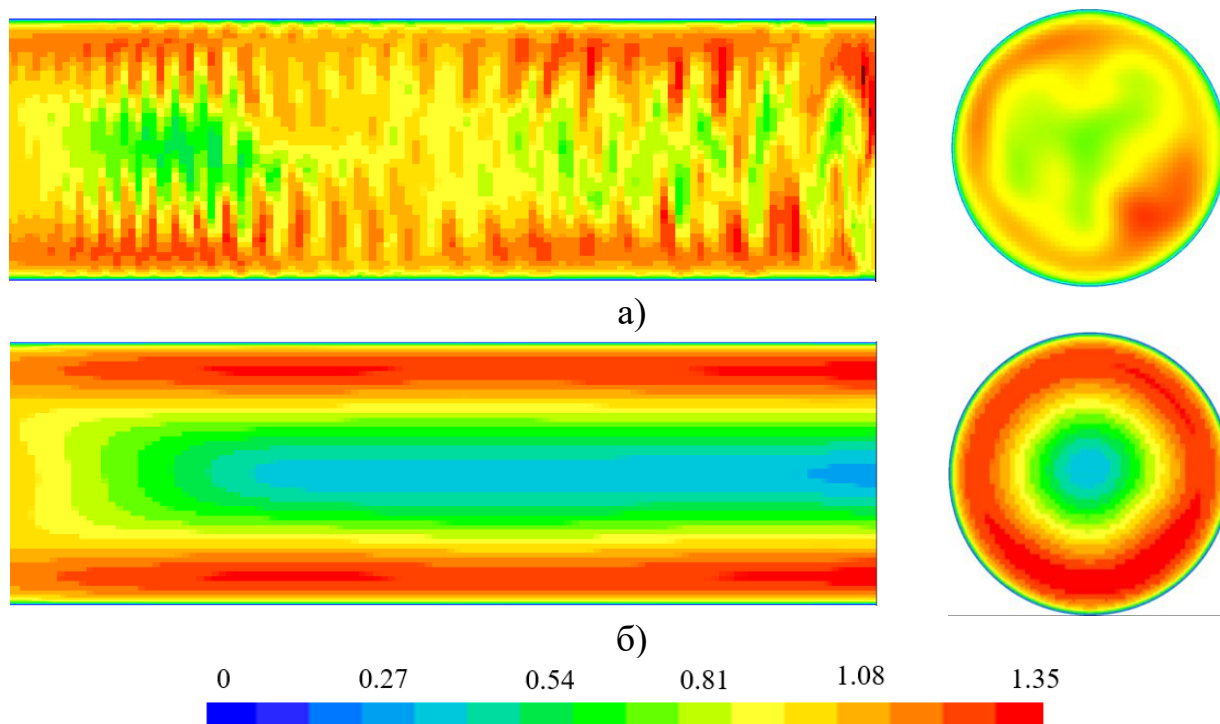


Рисунок 6.1. Мгновенное поле продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$ в продольном сечении xz (масштаб по оси z сжат в 10 раз) и в поперечном сечении $z/d=38$: а) $Na = 0$; б) $Na = 460$.

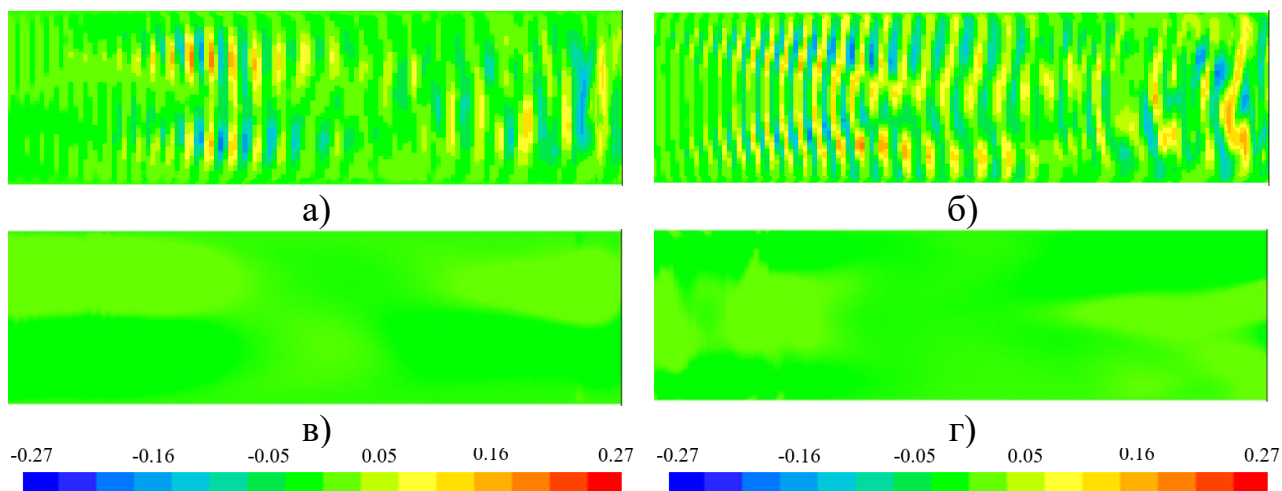


Рисунок 6.2. Мгновенное поле поперечных компонент скорости V_x/V_0 (а, в) и V_y/V_0 (б, г) при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$ в продольном сечении xz (масштаб по оси z сжат в 10 раз) при $Na = 0$ (а, б) и $Na = 460$ (в, г).

Эти результаты наглядно проявляются на профилях продольной компоненты скорости V_z/V_0 (рисунок 6.3). В условиях ПМП скорость на оси снижается более чем в два раза, при этом наблюдается рост скорости вблизи стенок примерно на 15%, что обусловлено меньшей эффективностью перемешивания теплоносителя, вследствие подавления поперечных компонент скорости. Сравнение с данными DNS [23] режима без поля указывает на качественное и удовлетворительное количественное соответствие.

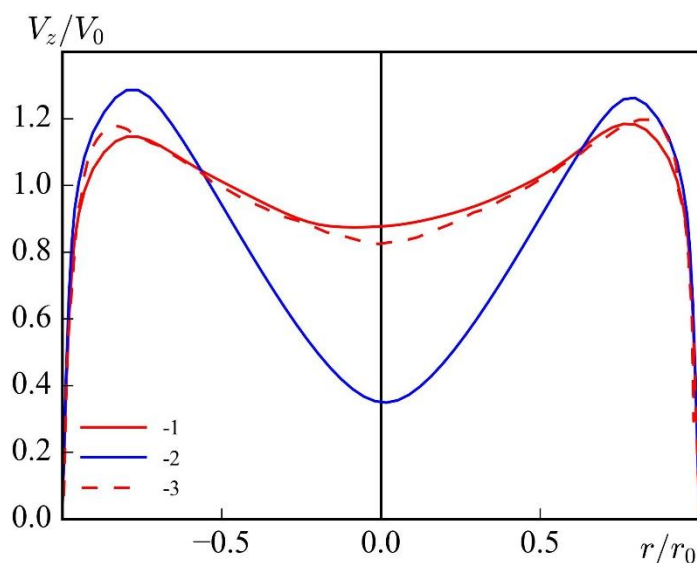


Рисунок 6.3. Профили продольной компоненты скорости V_z/V_0 в сечении $z/d=38$ при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$: 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 460$; 3) данные DNS [23].

На рисунках 6.4 и 6.5 представлены поля температуры в продольном и поперечном сечениях. При наличии ПМП наблюдается практически полное отсутствие возмущений температуры. Температура на оси трубы в ПМП выше относительно режима без поля. Эти эффекты подтверждаются профилями осредненной безразмерной температуры θ в поперечном сечении $z/d=38$ (рисунок 6.6). Наблюдается качественное и удовлетворительное количественное соответствие результатов эксперимента и расчета.

На рисунке 6.7 показано распределение осредненной безразмерной температуры стенки θ_c по длине участка обогрева. Следует отметить, что и расчет, и эксперимент показывают, что при $Ha=460$ температура стенки при

$z/d \geq 25$ ниже, чем при отсутствии поля. При этом расчет практически на всем диапазоне z/d дает более высокую температуру для режима без поля по сравнению с режимом $Ha = 460$. Эксперимент при $z/d \leq 25$ может давать как завышение, так и занижение температуры на режиме без поля.

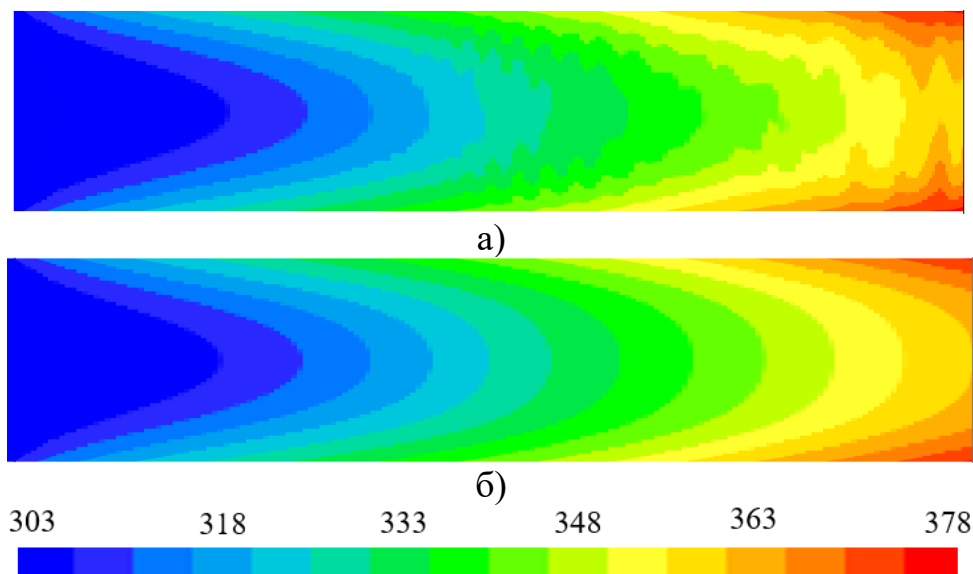


Рисунок 6.4. Мгновенное поле температуры T , К при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$ в продольном сечении xz (масштаб по оси z сжат в 10 раз): а) $Ha = 0$; б) $Ha = 460$.

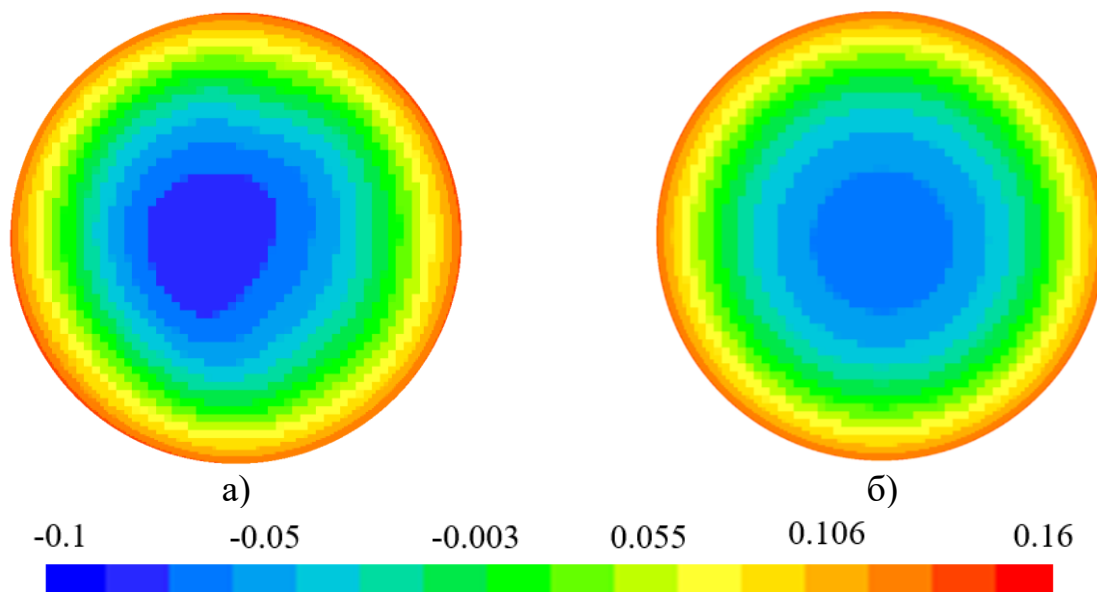


Рисунок 6.5. Мгновенное поле безразмерной температуры θ в поперечном сечении $z/d=38$ при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$: а) $Ha = 0$; б) $Ha = 460$.

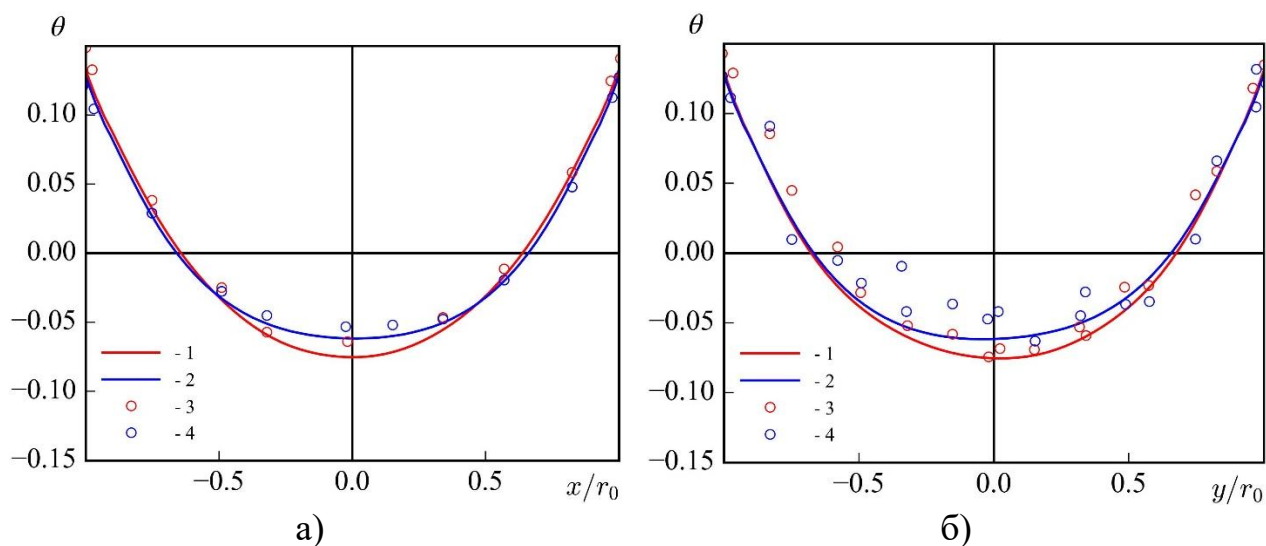


Рисунок 6.6. Профили осредненной безразмерной температуры θ в сечении $z/d=38$ по оси x (а) и по оси y (б) при $Re = 10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$: 1) расчет при $Na = 0$; 2) расчет при $Na = 460$; 3) эксперимент при $Na = 0$; 4) эксперимент при $Na = 460$.

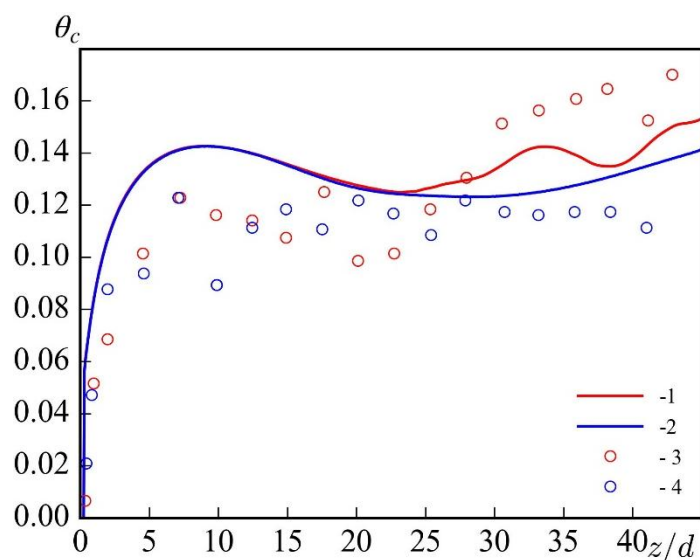
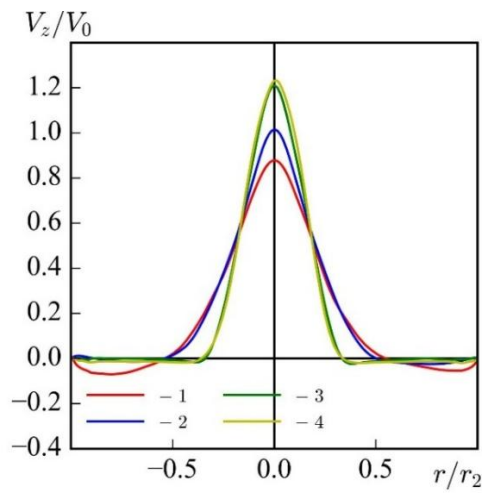


Рисунок 6.7. Распределение осредненной безразмерной температуры стенки θ_c по длине участка обогрева, $Re=10500$ и $Gr = 9 \cdot 10^7$: 1) расчет при $Na = 0$; 2) расчет при $Na = 460$; 3) эксперимент при $Na = 0$; 4) эксперимент при $Na = 460$.

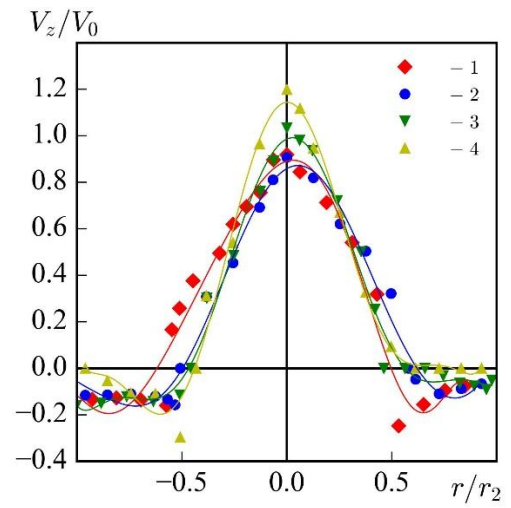
6.2. Результаты численного моделирования затопленной струи при наличии продольного магнитного поля методом KDES

Получены осреднённые по времени профили продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и различных Ha (рисунок 6.8) в различных сечениях трубы большего диаметра z/d_2 . KDES-моделирование качественно воспроизводит поведение струи, наблюдаемое в опытах. Количественное расхождение расчёта с экспериментом может объясняться разными условиями на срезе струи: в эксперименте профиль скорости не успевает полностью стабилизироваться. Несмотря на количественное отклонение, наблюдается чувствительность KDES к влиянию ПМП. Расчетным путем подтверждён эффект увеличения эффективной длины струи с ростом Ha (вытягивание профиля скорости в продольном направлении). Описанное изменение пространственной структуры струи с использованием метода RANS воспроизвести не удалось.

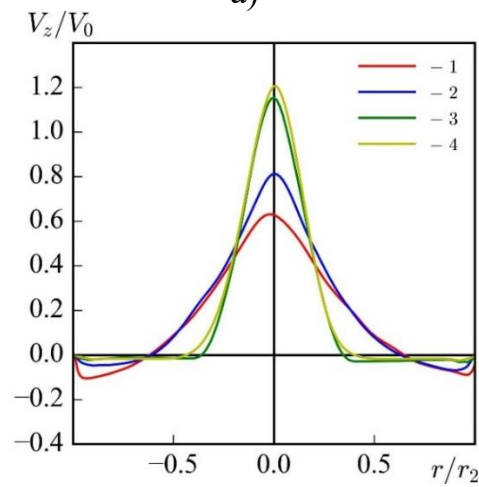
На экспериментальных профилях скорости отчетливо наблюдаются обратные токи (отрицательные значения скорости) в области вне струи. Расчетом данное явление воспроизводится в меньшей степени. Это указывает на меньшую скорость расширения струи в численной модели, что обусловлено различием входных условий в расчете и в эксперименте.



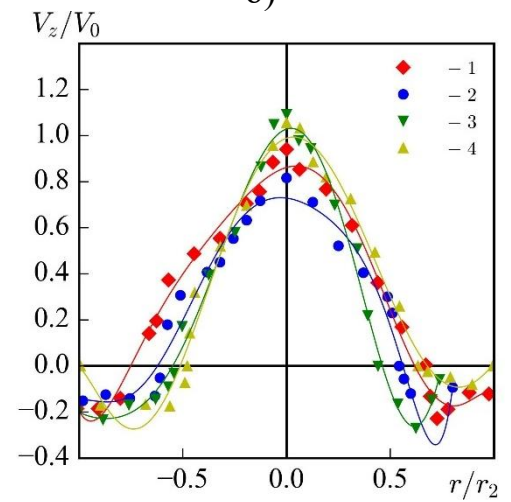
а)



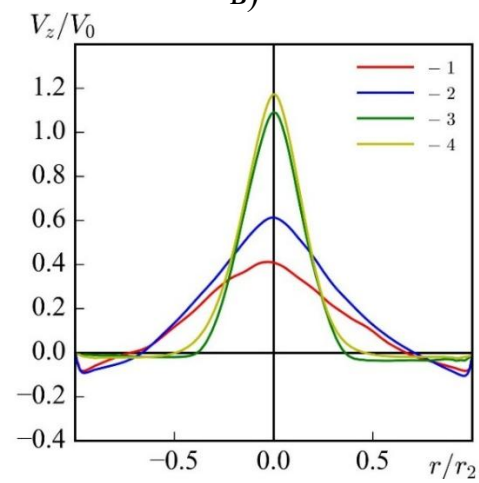
б)



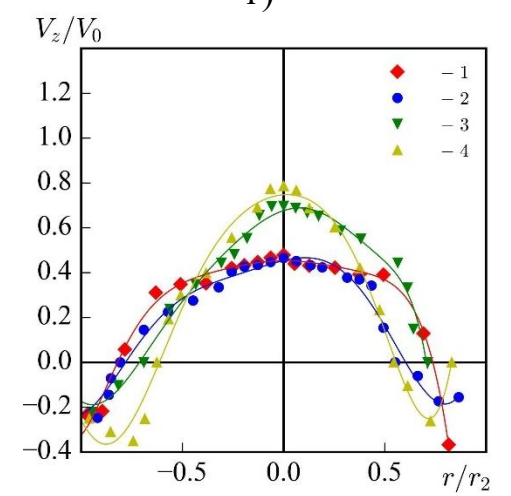
в)



г)



д)



е)

Рисунок 6.8. Расчетные (а, в, д) и экспериментальные (б, г, е) профили продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ при $z/d_2 = 0.6$ (а, б), $z/d_2 = 1.0$ (в, г), $z/d_2 = 2.2$ (д, е): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

С ростом числа Гартмана наблюдается изменение формы расчетных кривых осевой скорости (рисунок 6.9). При $Ha = 0$ и 42 профиль скорости имеет вогнутую форму: вблизи от среза происходит интенсивное торможение струи, которое существенно замедляется с увеличением z/d_2 . При $Ha = 83$ и 125 профиль становится выпуклым: начальный спад скорости незначителен, а основное торможение происходит на некотором расстоянии от среза. Такое изменение формы профиля указывает на смену доминирующего механизма.

При малых значениях Ha (0 и 42) определяющим является инерционно-турбулентное смешение. Отрыв пограничного слоя на срезе генерирует когерентные вихревые структуры, которые активно захватывают окружающую жидкость и вовлекают её в ядро струи, что и вызывает её интенсивное начальное торможение на начальном участке (рисунки 6.8, 6.9). С удалением от среза крупные вихри разрушаются, а разность скоростей струи и внешней среды снижается, турбулентный перенос импульса ослабевает, и темп спада скорости снижается. На расстоянии $z/d_2 \approx 4$ затопленная струя практически неразличима в потоке. Течение практически полностью перестраивается на режим, характерный для канального течения в трубе, и осевая скорость выходит на постоянное значение, определяемое расходом жидкости.

При $Ha = 83$ и 125 сила Лоренца подавляет поперечные пульсации скорости, струя у среза практически ламинаризуется, и турбулентное смешение значительно ослабевает (рисунки 6.8, 6.9). Из-за этого начальное торможение почти не проявляется. Основную роль в диссипации импульса начинает играть вязкое трение на границе квазиламинарной струи. По мере распространения струи площадь контакта с окружающей жидкостью возрастает, что увеличивает эффективность вязкого торможения и, соответственно, ускоряет спад скорости вниз по течению. Полное разрушение струи происходит на расстоянии $z/d_2 \approx 6$, после чего осевая скорость стабилизируется на постоянном уровне.

Хотя в экспериментальных результатах выпуклая форма профиля выражена менее отчетливо, общая тенденция к её формированию с ростом Ha также прослеживается.

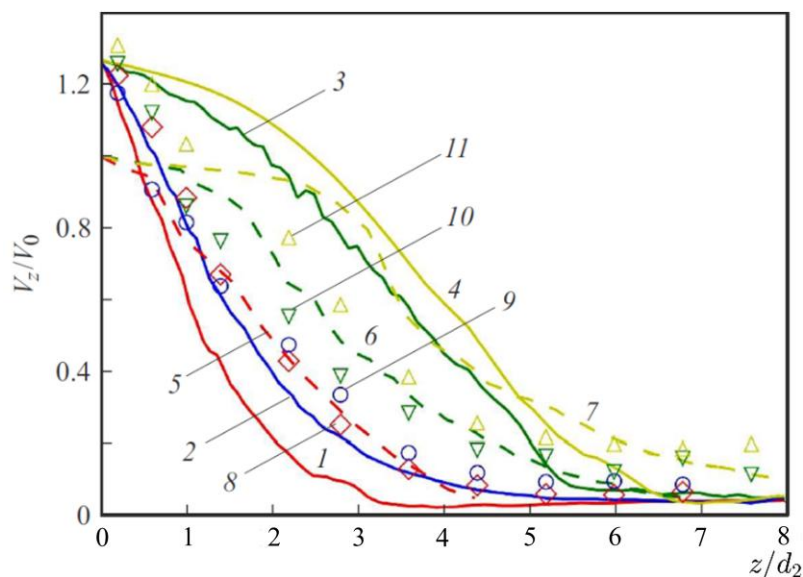


Рисунок 6.9. Профили зависимости продольной компоненты скорости V_z/V_0 на оси от продольной координаты z/d_2 при $Re = 10000$. $Ha = 0$ (1, 5, 8), 42 (2, 9), 83 (3, 10), 125 (4, 7, 11) и 80 (6). 1–4 — результаты KDES, 5–7 — данные DNS расчета [59], 8–11 — экспериментальные данные.

С удалением от среза струи амплитуды радиальной и азимутальной компонент скорости монотонно убывают (рисунки 6.10, 6.11). Профили радиальной скорости имеют М-образную форму; граница зоны возвратного течения соответствует точке смены знака V_r/V_0 . Отметим, что профиль радиальной скорости при $Ha = 0$ в эксперименте отсутствует, поскольку кондукционный метод измерения не работает в отсутствие магнитного поля.

Важно, что ни KDES-моделирование, ни DNS [59] не воспроизводят закрутку струи, наблюдавшуюся в эксперименте в диапазоне $Ha = 42–125$. Это расхождение, по-видимому, обусловлено асимметрией входного профиля скорости в экспериментальной установке, которая могла инициировать азимутальные возмущения, не учтённые в расчётной постановке.

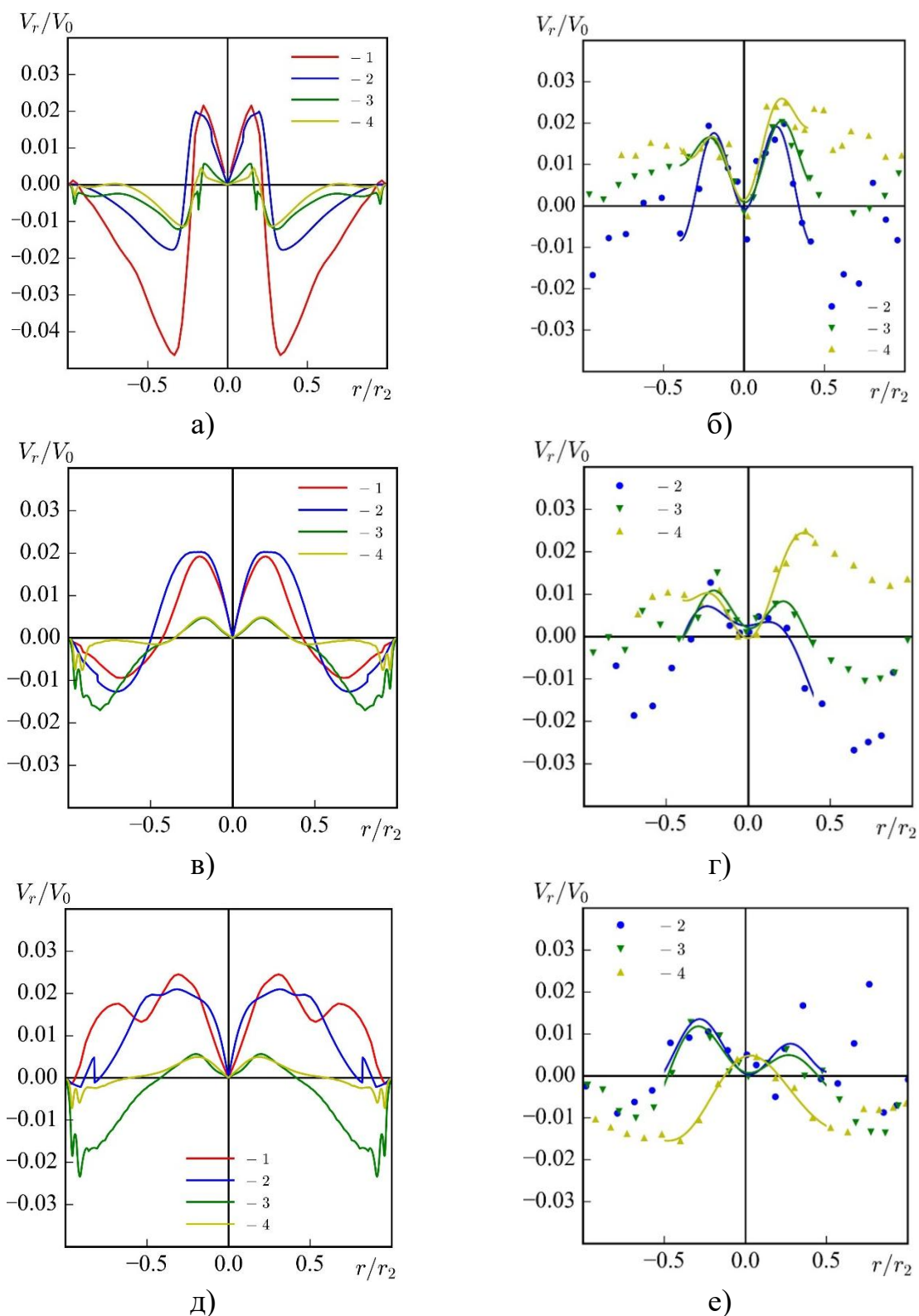
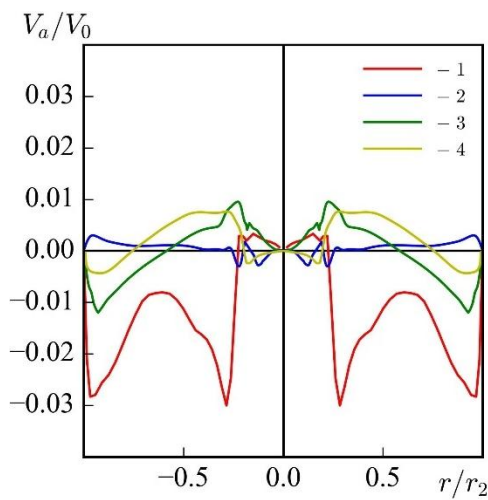
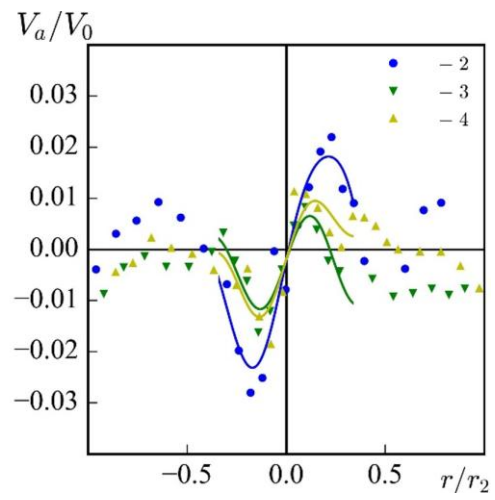


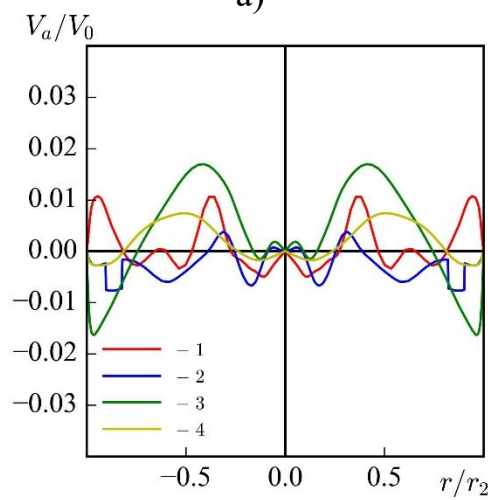
Рисунок 6.10. Расчетные (а, в, д) и экспериментальные (б, г, е) профили радиальной компоненты скорости V_r/V_0 при $Re = 10000$ на расстоянии $z/d_2 = 0.0$ (а, б), $z/d_2 = 0.6$ (в, г), $z/d_2 = 1.4$ (д, е): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.



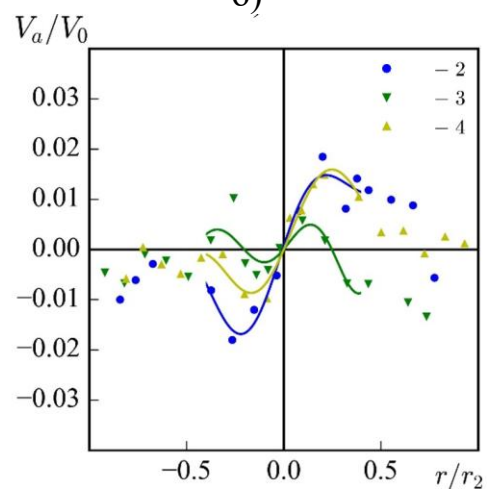
а)



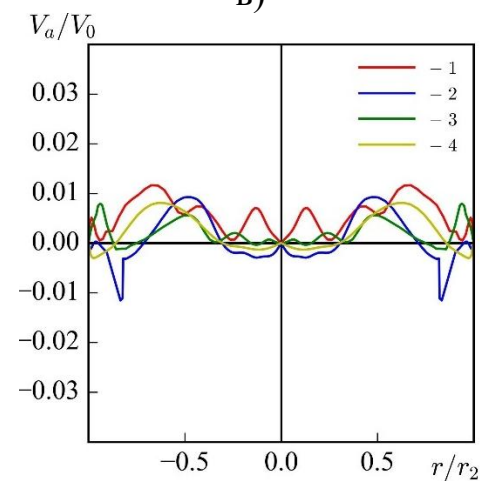
б)



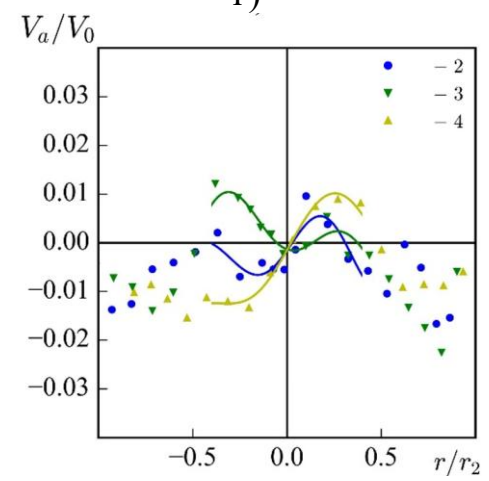
в)



г)



д)



е)

Рисунок 6.11. Расчетные (а, в, д) и экспериментальные (б, г, е) профили азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 при $Re = 10000$ на расстоянии $z/d_2 = 0.0$ (а, б), $z/d_2 = 0.6$ (в, г), $z/d_2 = 1.4$ (д, е): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

Визуализация течения (рисунок 6.12) качественно согласуется с данными прямого численного моделирования [59].

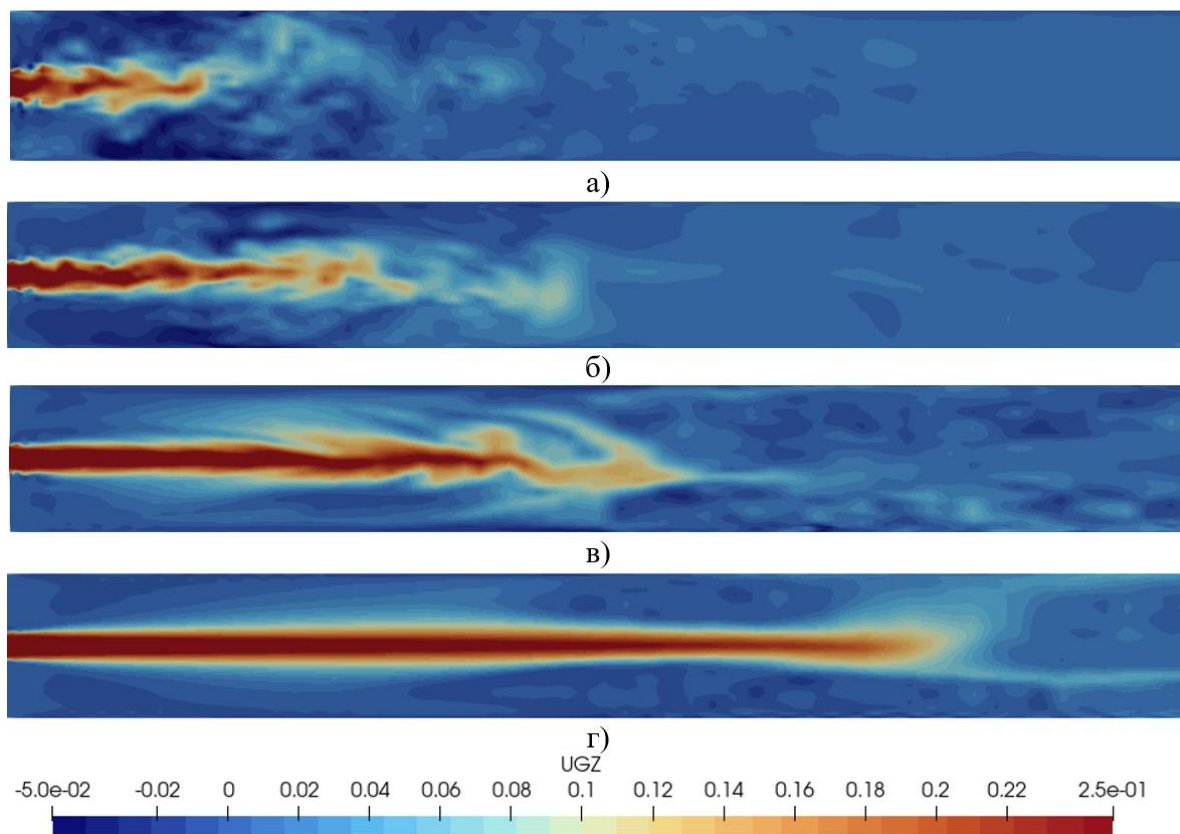


Рисунок 6.12. Мгновенное поле продольной компоненты скорости при $Re = 10000$: а) $Ha = 0$; б) $Ha = 42$; в) $Ha = 83$; г) $Ha = 125$.

На рисунке 6.13 показаны расчётные осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 на оси. Видно, что без ПМП амплитуда и частота пульсаций падают по мере удаления от среза, и уже при $z/d_2 = 6.2$ течение практически полностью ламинаризуется.

С увеличением Ha пульсации продольной компоненты скорости V_z/V_0 у среза струи ослабевают. При $Ha = 83$ и 125 ламинаризация наступает уже на срезе. Амплитуда пульсаций вблизи среза существенно ниже, чем без ПМП, что свидетельствует о косвенном подавлении продольных пульсаций, обусловленном связью компонент скорости через поле давления и действием силы Лоренца на поперечное движение.

При наличии ПМП максимум амплитуды флуктуаций смещается в направлении течения. Это указывает на смещение зоны развития турбулентности по длине трубы.

Также заметно, что ПМП сохраняет и даже усиливает низкочастотные пульсации. Сравнение осциллограмм продольной компоненты скорости в расчёте и осциллограмм безразмерной температуры указывает на их качественное сходство. Хотя рабочей средой является ртуть ($Pr \approx 0.025$), что исключает прямое количественное сопоставление этих величин, качественное сравнение трендов представляет интерес, поскольку крупномасштабные пульсации температуры, определяемые переносом тепла крупными вихрями, следуют за динамикой продольных пульсаций скорости.

Анализ осциллограмм радиальной и азимутальной компонент скорости (рисунки 6.14 и 6.15) подтверждает сделанные ранее выводы. Под действием ПМП пульсации радиальной и азимутальной компонент скорости снижаются, а максимум их амплитуды смещается вниз по потоку.

Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными: амплитуды сигналов на осциллограммах существенно превышают осреднённые значения и могут достигать величин более $0.1|V_r/V_0|$ и $0.1|V_a/V_0|$. Расчётные и экспериментальные зависимости качественно совпадают и близки по амплитудным и частотным характеристикам.

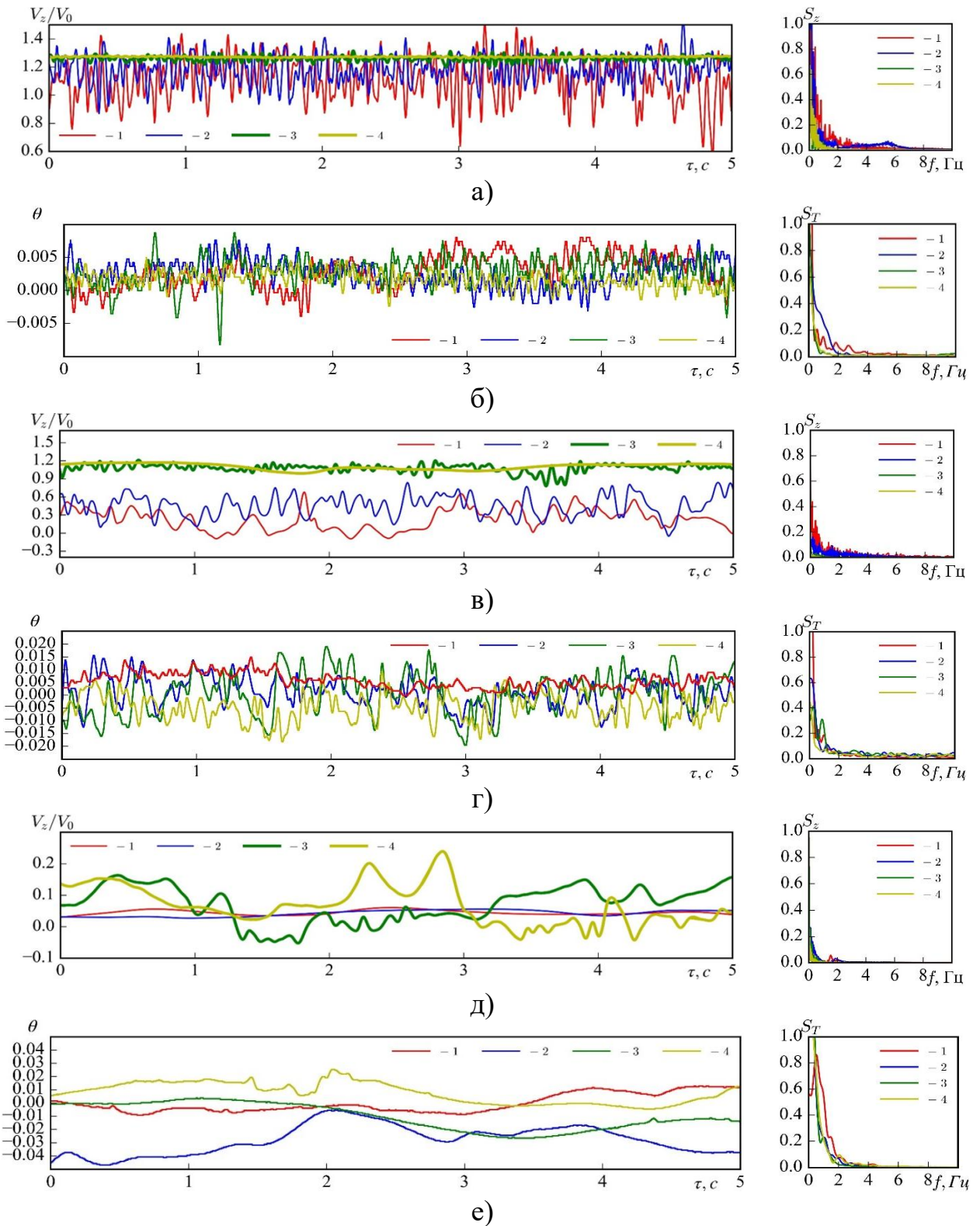


Рисунок 6.13. Осциллограммы и спектры продольной компоненты скорости V_z/V_0 в расчете (а, в, д) и осциллограммы безразмерной температуры в эксперименте (б, г, е) на оси при $Re = 10000$ при $z/d_2 = 0.2$ (а, б), $z/d_2 = 2.2$ (в, г), $z/d_2 = 6.2$ (д, е): 1) $Ha = 0$; 2) $Ha = 42$; 3) $Ha = 83$; 4) $Ha = 125$.

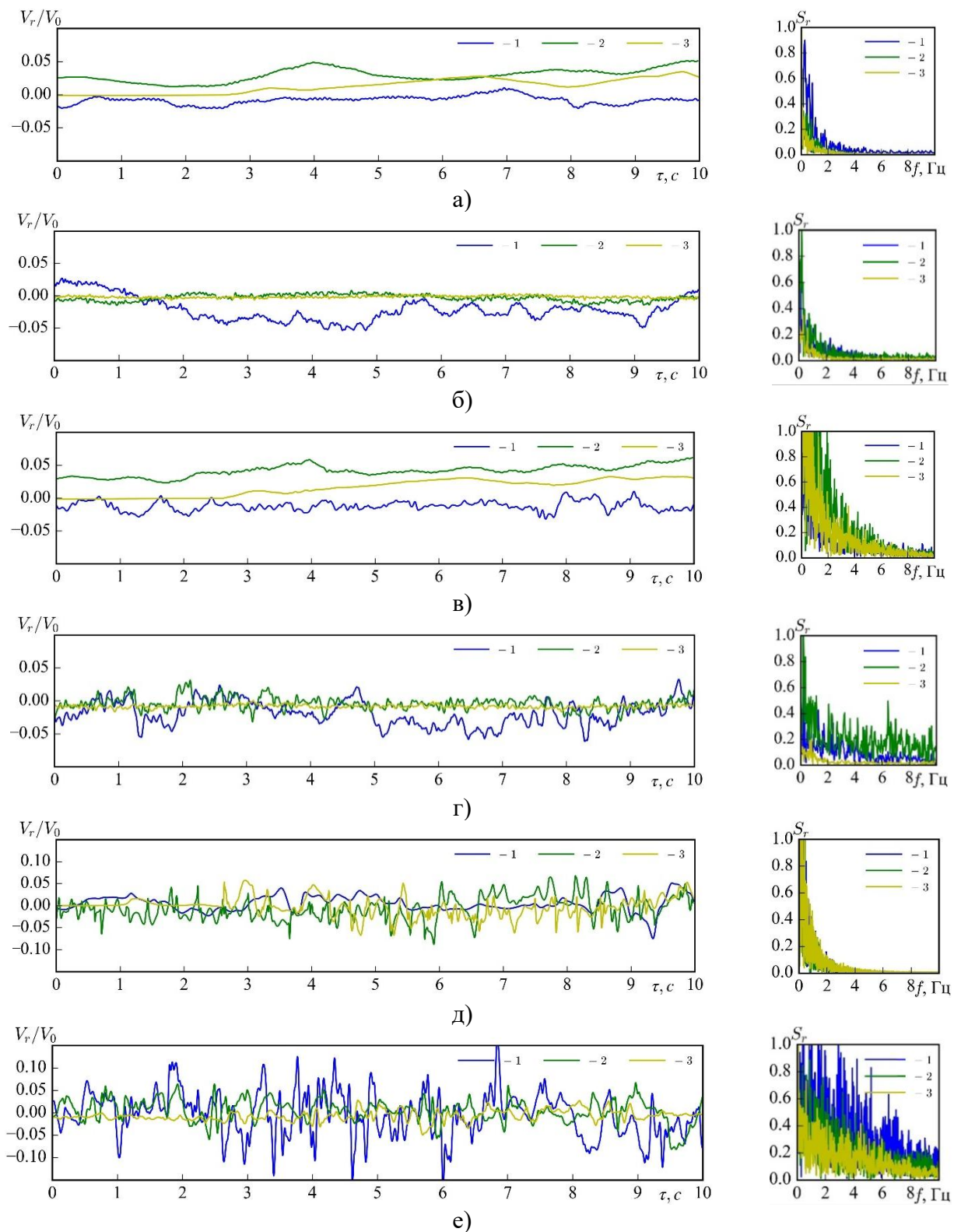


Рисунок 6.14. Осциллограммы и спектры радиальной компоненты скорости V_r/V_0 при $Re = 10000$ в расчете (а, в, д) и эксперименте (б, г, е) при $r/r_2 = 0.5$ и при $z/d_2 = 0.2$ (а, б), $z/d_2 = 0.6$ (в, г), $z/d_2 = 2.2$ (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

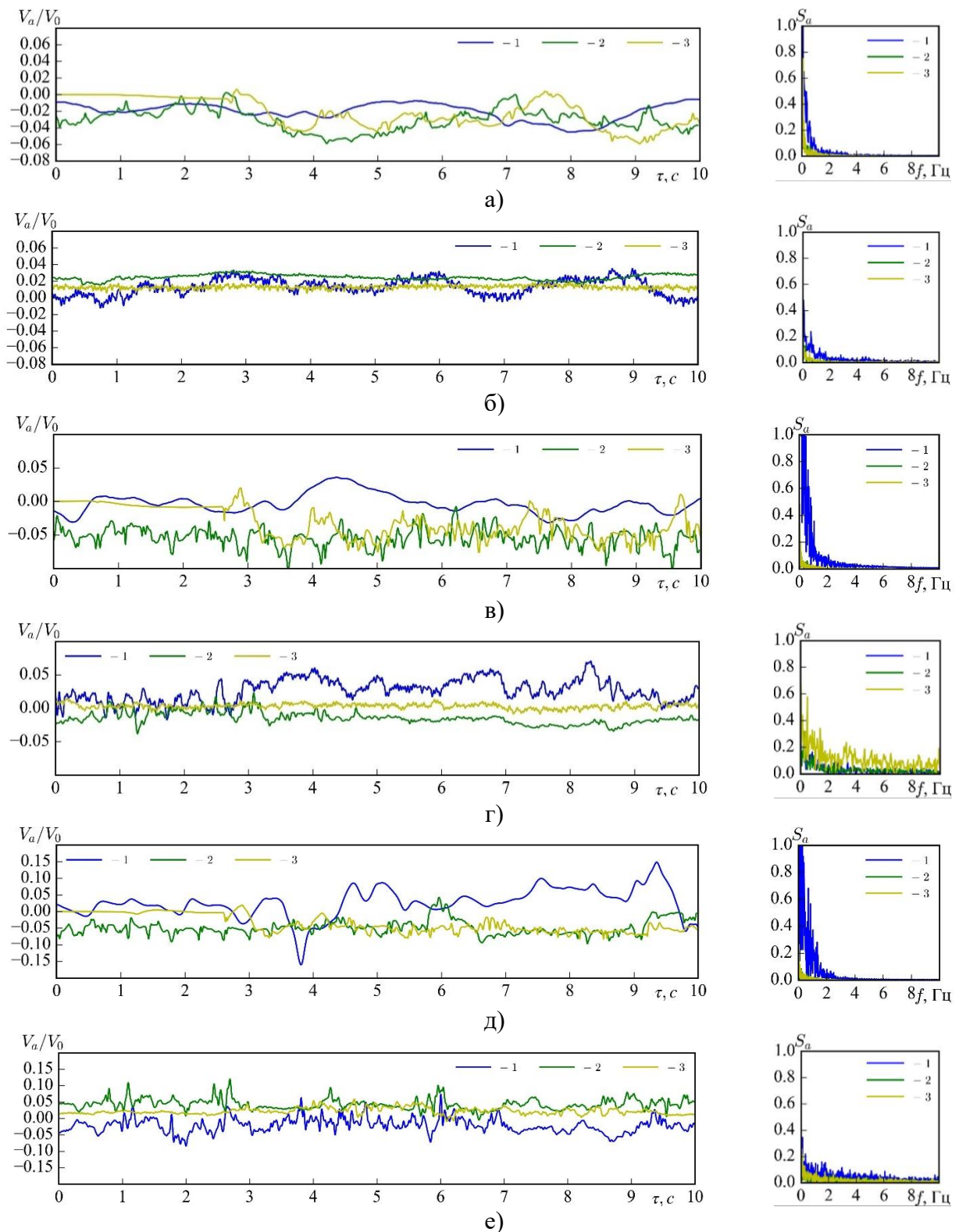


Рисунок 6.15. Осциллограммы и спектры азимутальной компоненты скорости V_a/V_0 при $Re = 10000$ в расчете (а, в, д) и эксперименте (б, г, е) при $r/r_2 = 0.5$ и при $z/d_2 = 0.2$ (а, б), $z/d_2 = 0.6$ (в, г), $z/d_2 = 2.2$ (д, е): 1) $Ha = 42$; 2) $Ha = 83$; 3) $Ha = 125$.

На рисунке 6.16 представлены спектры турбулентных пульсаций продольной компоненты скорости в отсутствие магнитного поля на оси при различном удалении от среза при числе Рейнольдса $Re = 10000$. Согласно рисунку 6.16, на удаленных участках от среза струи ($z/d_2 \geq 4.6$) преобладает низкочастотный сигнал, что подтверждает факт стабилизации течения и постепенной ламинаризации потока, обнаруженный в эксперименте. При приближении к срезу струи ($3 \leq z/d_2 \leq 3.4$) наблюдается рост частоты сигнала. Вблизи среза струи ($0.6 \leq z/d_2 \leq 2.2$) максимальная частота сигнала занимает промежуточное положение между данными на участках $3 \leq z/d_2 \leq 3.4$ и $z/d_2 \geq 4.6$.

Спектры турбулентных пульсаций радиальной и азимутальной компонент скорости, полученные в эксперименте и расчёте, также демонстрируют хорошее качественное и количественное соответствие (рисунки 6.14 и 6.15). Это дополнительно свидетельствует о том, что модель KDES адекватно отражает мгновенный характер течения, наблюдаемого в эксперименте.

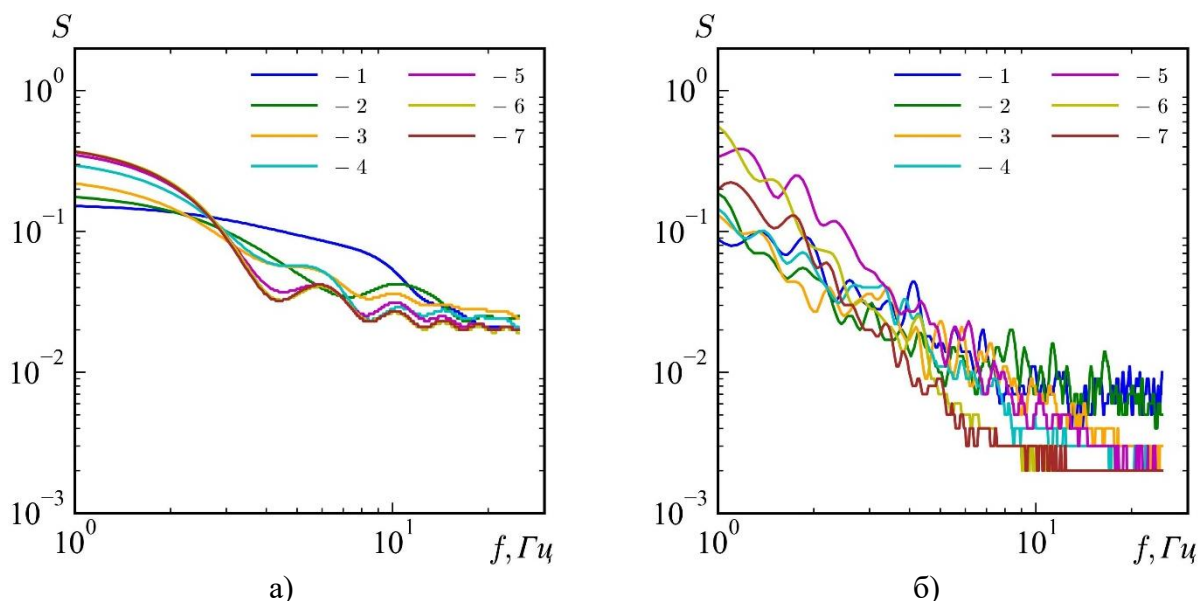


Рисунок 6.16. Спектры турбулентных пульсаций продольной компоненты скорости в расчете (а) и спектры турбулентных пульсаций температуры в эксперименте (б) при $Re = 10000$ в отсутствие магнитного поля на оси при различном удалении от среза сопла z/d_2 : 1 – 0.6; 2 – 2.2; 3 – 3; 4 – 3.4; 5 – 4.6; 6 – 6.2; 7 – 8.6.

При $Ha \geq 83$ структура течения в кольцевой зоне смещения вокруг затопленной струи качественно перестраивается: формируются дискретные вихревые образования. Их количество (восемь) определяется геометрией канала: соотношение диаметров 1:5 определяет характерную длину окружности, на которой укладывается устойчивая азимутальная мода возмущения. ПМП подавляет высокочастотные хаотические моды, оставляя доминирующую низкочастотную моду с азимутальным волновым числом 8. Эффект виден на проекциях линий тока на поперечное сечение трубы (рисунок 6.17). В работе [59] это явление не зафиксировано. Расхождение, скорее всего, связано с расчётной сеткой, используемой в [59]: цилиндрическая топология даёт сильно вытянутые ячейки в пристеночной области, что, по-видимому, гасит завихрения и маскирует эффект.

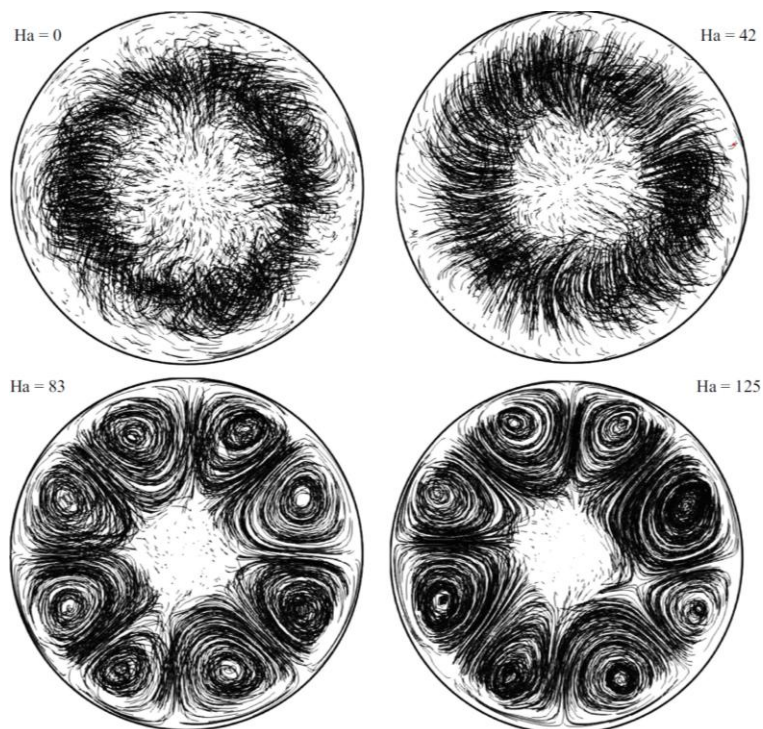


Рисунок 6.17. Проекция линий тока на поперечное сечение при $z/d_2 = 1.0$ при $Re = 10000$

На рисунке 6.18 показаны зависимости интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости на оси, полученные в KDES моделировании, и интенсивности пульсаций температуры из эксперимента. При отсутствии ПМП в

эксперименте и в расчете интенсивности пульсаций с ростом z/d_2 вблизи среза растут (вплоть до $z/d_2 \approx 2.5$ в эксперименте и до $z/d_2 \approx 1$ в расчете). Далее с ростом z/d_2 интенсивности пульсаций снижаются. При $Ha = 42$ тренд на начальный рост и дальнейшее снижение сохраняется, причем положение максимума ($z/d_2 \approx 1$) практически совпадает в эксперименте и расчете.

При $Ha = 83$ и 125 форма зависимости кардинально меняется. Наблюдается рост интенсивности от среза до максимума ($z/d_2 \approx 6$ в эксперименте и $z/d_2 \approx 5$ в расчете), после чего следует спад. Данное качественное изменение свидетельствует о перестройке турбулентной структуры струи под действием ПМП: зона максимальной турбулентности смещается вниз по потоку, а интенсивность пульсаций в этой зоне возрастает. При этом абсолютная величина максимума при сильном поле ($Ha \geq 83$) существенно превышает значения, наблюдаемые при $Ha = 0$ и $Ha = 42$.

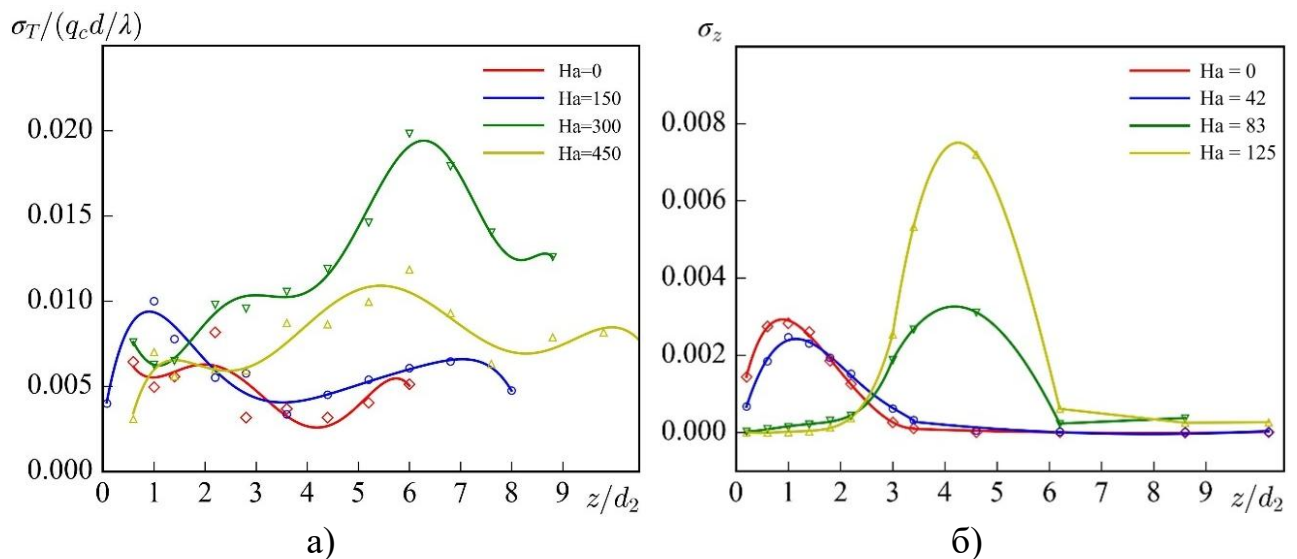


Рисунок 6.18. Зависимости интенсивности пульсаций температуры (эксперимент, а) и продольной компоненты скорости (KDES-моделирование, б) на оси от безразмерной продольной координаты z/d_2 при $Re = 10000$.

Важно проанализировать влияние ПМП при больших числах Ha . Данный интерес обусловлен высокими соотношениями Ha^2/Re в реальных бланкетах термоядерных установок. Вплоть до $Ha = 125$ структура струи является

устойчивой как в эксперименте, так и при KDEС моделировании. При увеличении Ha до 180 наблюдается новый неустойчивый режим течения, характеризующийся периодическими изменениями профиля скорости. При этом вследствие данных периодических возмущений снижается эффективная длина струи. Это соотносится с результатами DNS [59], в которых также обнаружен неустойчивый режим течения. Важно отметить, что DNS отражает непосредственно закрутку струи, в то время как KDEС показывает периодические деформации профиля без закрутки.

На рисунке 6.19 приведены осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 в двух точках вместе со схемой их положения. Рисунок 6.20 показывает распределение V_z/V_0 в поперечном сечении в различные моменты времени.

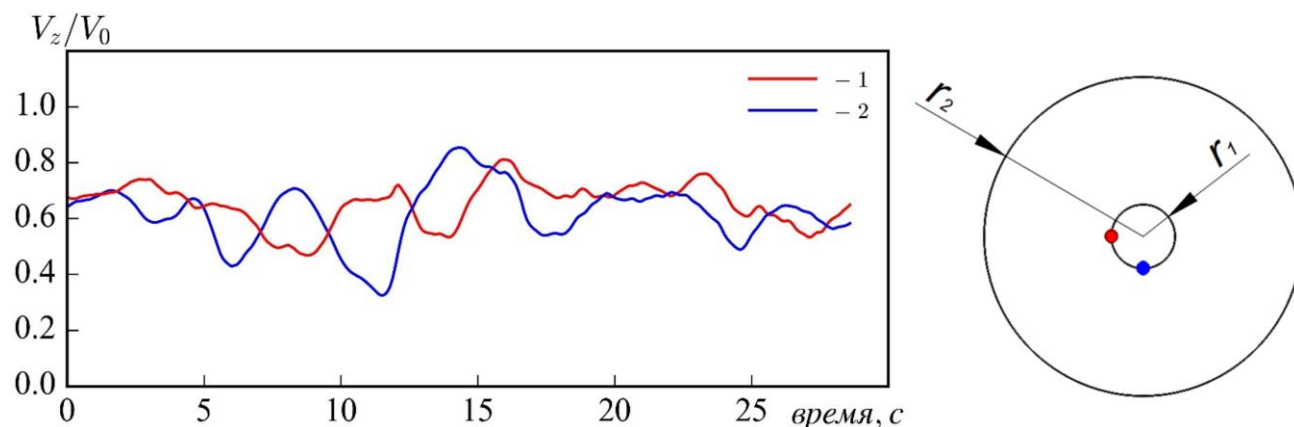


Рисунок 6.19. Осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и $Ha = 180$ при $z/d_2 = 0.6$ и $r/r_2 = 0.2$ (а) и схематичное положение точек (б)

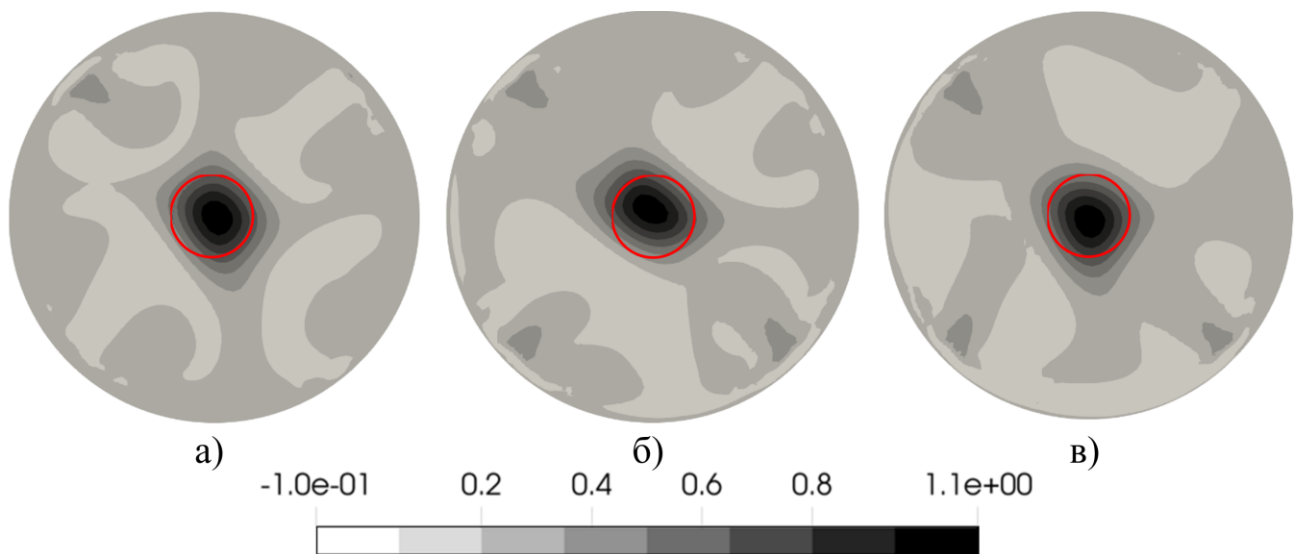


Рисунок 6.20. Поле продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и $Na = 180$ при $z/d_2 = 0.6$ в различные моменты времени: а) $\tau = 8$ секунда; б) $\tau = 11.5$ секунда; в) $\tau = 14$ секунда.

При увеличении Na до 210 также наблюдаются периодические деформации профиля скорости. При этом обнаружен интересный эффект смещения тела струи. Смещение хорошо заметно относительно границ поперечного сечения трубы диаметром d_1 (рисунок 6.22). Факт смещения также подтверждают осциллограммы продольной компоненты скорости (рисунок 6.21). В точке «1» максимум V_z/V_0 превышает максимум V_z/V_0 в точке «2» практически в 2 раза.

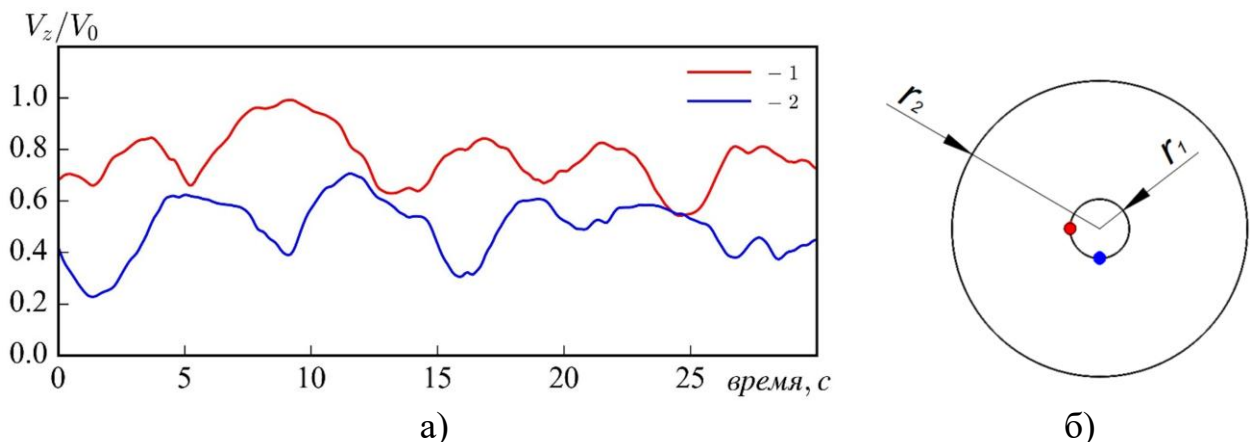


Рисунок 6.21. Осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и $Na = 210$ при $z/d_2 = 0.6$ и $r/r_2 = 0.2$ (а) и схематичное положение точек (б)

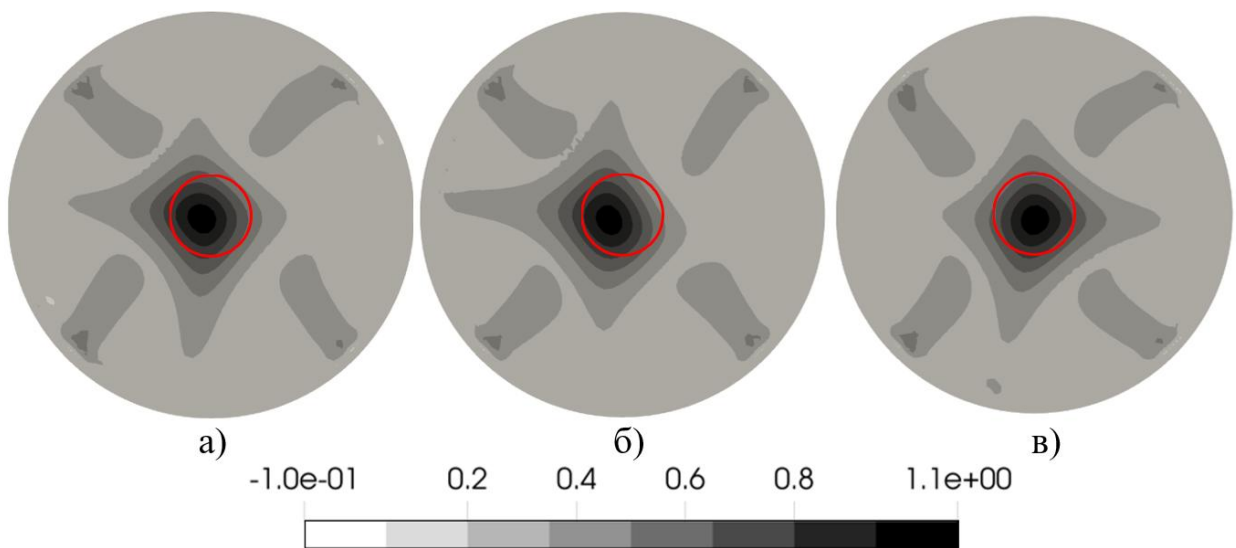


Рисунок 6.22. Мгновенное поле продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и $Na = 210$ при $z/d_2 = 0.6$ в различные моменты времени: а) $\tau = 12$ секунда; б) $\tau = 16$ секунда; в) $\tau = 18$ секунда.

При увеличении Na до 250 наблюдается еще более существенное смещение тела струи (рисунки 6.23 и 6.24). Пульсации в свою очередь становятся еще более низкочастотными.

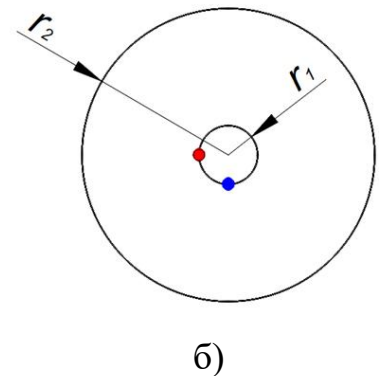
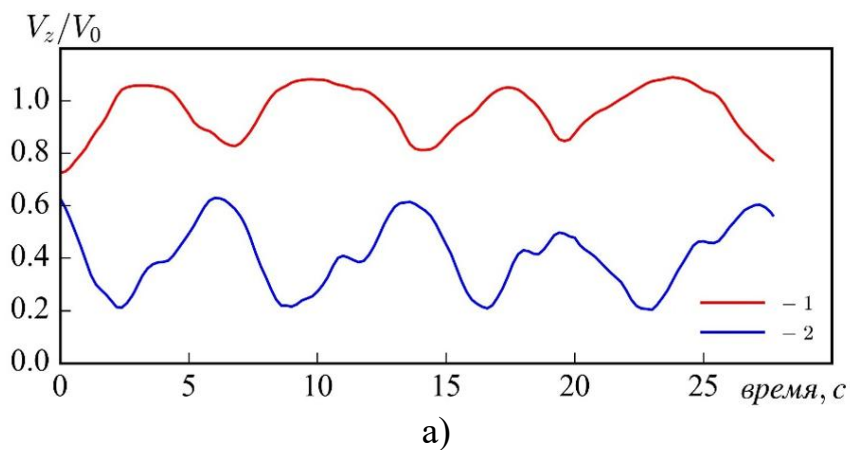


Рисунок 6.23. Осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и $Na = 250$ при $z/d_2 = 0.6$ и $r/r_2 = 0.2$ (а) и схематичное положение точек (б)

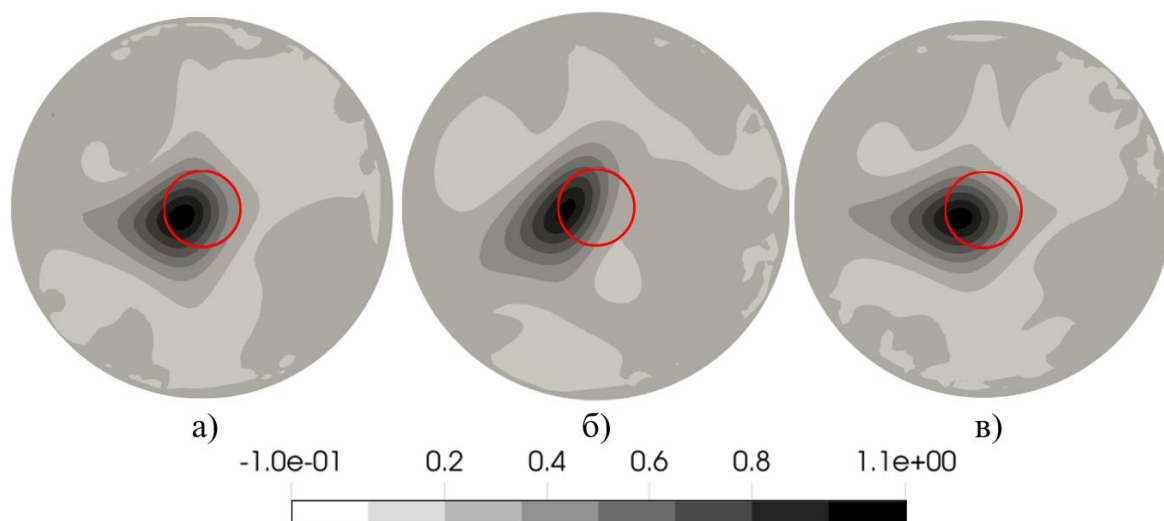


Рисунок 6.24. Мгновенное поле продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10000$ и $Na = 250$ при $z/d_2 = 0.6$ в различные моменты времени: а) $\tau = 6$ секунда; б) $\tau = 8$ секунда; в) $\tau = 13$ секунда.

Эффект деформации тела струи вызван двумя противоборствующими механизмами. С одной стороны, ПМП подавляет турбулентное перемешивание, что замедляет расширение струи и способствует сохранению её компактной формы. С другой стороны, в условиях сильного подавления турбулентности на границе струи возникают высокие градиенты скорости, что приводит к накоплению энергии в сдвиговом слое и периодическому отрыву крупномасштабных вихрей.

Ранее было определено, что ПМП сохраняет низкочастотные пульсации. Было показано (см. рисунки 4.7, 6.15), что в условиях влияния ПМП происходит подавление высокочастотных составляющих турбулентных пульсаций при сохранении низкочастотных, что приводит к перераспределению энергии в спектре. В условиях подавления турбулентности в сильных ПМП существенно возрастают градиенты на границе струи и покоящейся жидкости. Расширение струи замедлялось настолько сильно, что приводило к отрыву отдельных крупномасштабных высокоэнергетических вихрей. Взаимодействие данных вихрей со струей и между собой приводило к смещению струи. В процессе взаимодействия данные вихри теряли энергию, что приводило к меньшему

воздействию на струю. Вследствие этого струя смещалась ближе к оси до момента, пока энергия вторичных вихрей вновь не возрастала и вновь не влияла на положение струи относительно оси.

Интересно отметить, что аналогичный эффект смещения в сильном ПМП наблюдался и в эксперименте для подъемного течения в круглой трубе (смещение профиля температуры при $Re = 10500$ и $Na = 460$, рисунок 3.1), что указывает на общность физического механизма.

В обоих случаях подавление мелкомасштабной турбулентности за счёт ПМП приводит к росту градиентов скорости и отрыву крупномасштабных вихрей. Однако в случае трубы источником градиентов является тепловая конвекция у стенки, а в случае струи — сдвиговый слой на границе струи и покоящейся жидкости.

Заключение по Главе 6.

1. Впервые выполнено численное моделирование подъёмного течения в вертикальной обогреваемой трубе. Результаты согласуются с экспериментальными осреднёнными профилями температуры (в ПМП температура на оси повышается, температура стенки снижается).
2. В обогреваемой трубе профиль V_z/V_0 имеет М-образную форму как без ПМП, так и при $Na = 460$. При $Na = 460$ поперечные компоненты скорости практически подавлены. При $Na = 460$ осевая скорость снижается более чем вдвое, а пристенная растёт примерно на 15% из-за ослабления перемешивания. Для $Na = 0$ получено качественное и удовлетворительное количественное согласие профиля скорости с данными DNS.
3. Впервые выполнено численное моделирование затопленной струи с использованием гибридной модели KDES в коде ANES. Результаты качественно согласуются с экспериментальными осреднёнными профилями скорости и подтверждают обнаруженный в эксперименте эффект увеличения длины струи с ростом Na . Интенсивности пульсаций

компонент скорости в расчёте качественно следуют тенденциям экспериментальных пульсаций температуры, что обусловлено переносом тепла крупномасштабными вихрями.

4. Происходит существенное подавление турбулентных пульсаций, что может интерпретироваться как магнитная ламинаризация струи вблизи среза.
5. Определена характерная точка перехода к развитому течению в трубе большего диаметра d_2 : в отсутствие ПМП переход завершается при $z/d_2 \approx 4$, тогда как при $Ha \geq 83$ полное смещение струи и переход к стабилизированному течению отодвигаются до расстояния $z/d_2 \approx 6$.
6. Моделирование показало подавление как поперечных компонент скорости, так и флуктуаций продольной скорости под действием ПМП. Это объясняется тем, что сила Лоренца подавляет поперечные пульсации, а через уравнение неразрывности и поле давления это влияние передаётся на продольную компоненту.
7. Выявлено и интерпретировано качественное изменение формы профиля продольной скорости V_z/V_0 на оси струи. При малых $Ha = 0, 42$ профиль имеет вогнутую форму, соответствующую режиму с быстрым начальным торможением за счёт инерционно-турбулентного смещения. При $Ha \geq 83$ профиль становится выпуклым, что свидетельствует о смене механизма диссипации импульса: он определяется уже не турбулентным перемешиванием, а вязким трением на границе магнитно-стабилизированной струи.
8. Основное выявленное расхождение заключается в том, что расчёты не воспроизвели эффект осевой закрутки струи, наблюдаемый в эксперименте при $Ha = 42-125$. Предположительно данное расхождение вызвано асимметрией профиля скорости в эксперименте на входе в рабочий

участок. Это косвенно подтверждается отсутствием закрутки в DNS расчете на этих режимах.

9. Сравнительный анализ расчётных методов показал, что гибридный подход KDES обладает значительно более высокой чувствительностью к влиянию ПМП по сравнению с методом RANS, что обосновывает его предпочтительность для инженерного моделирования подобных МГД-течений.
10. При $Na = 180$ (для данного режима отсутствуют экспериментальные данные) обнаружен переход к неустойчивому режиму: в KDES-расчётах наблюдается деформация профиля струи без закрутки, тогда как DNS [59] при том же Na фиксирует закрутку вокруг оси. При $Na = 210–250$ показано смещение тела струи в поперечном направлении, причем с ростом Na амплитуда смещения возрастает, периодичность деформации сохраняется, при этом частота пульсаций скорости снижается.

Заключение

Выполнено комплексное исследование гидродинамики и теплообмена ртути в продольном магнитном поле в двух конфигурациях: смешанной турбулентной конвекции при подъемном течении в вертикальной обогреваемой трубе ($Re = 10500\text{--}50100$, $Ha = 0\text{--}460$) и затопленной струи при внезапном расширении ($Re = 10000\text{--}72000$, $Ha = 0\text{--}125$).

Основные научные результаты работы:

Установлено, что влияние ПМП на теплоотдачу носит немонотонный характер: при $Re < 400$ наблюдается рост числа Нуссельта, при $Re > 400$ – его снижение; во всех случаях экспериментальные значения Nu ниже теоретической зависимости Лайона. Показано, что с увеличением Ha длина начального термического участка возрастает. По характеру пульсационной температуры в потоке выявлено два режима: при малых Re поле подавляет турбулентность во всём спектре и поток ламинаризуется, при больших Re структура турбулентных пульсаций меняется: высокочастотные пульсации подавляются, а низкочастотные, наоборот усиливаются. Пульсационные эффекты обусловлены взаимным влиянием сил плавучести и электромагнитных сил, вызванных наличием продольного МП, на турбулентное течение ЖМ в трубе. Эффект роста низкочастотных пульсаций температуры необходимо учитывать в проектах ЖМ модулей blankets ТЯР, так как они вызывают дополнительные переменные термические напряжения и приводят к потере прочности вследствие усталости материала.

Разработанная измерительная система зондов (кондукционный и корреляционный методы) позволила впервые одновременно получить профили трех компонент скорости, осциллограммы и статистические характеристики пульсаций в сечении и по длине затопленной струи при истечении в широкую трубу. Экспериментально подтверждены основные МГД-эффекты: подавление радиальных пульсаций, рост осевой скорости в ядре струи и увеличение её

эффективной длины (от $4d_2$ до $6d_2$ с ростом Ha). В диапазоне $10000 < Re < 15500$ и $42 < Ha < 125$ впервые зафиксирована слабая осевая закрутка струи ($V_a \leq 0.05V_0$). При малых Re влияние поля на температурные пульсации немонотонно: мелкомасштабная турбулентность подавляется, но крупные вихревые структуры сохраняются.

Выполнено численное моделирование течения затопленной струи методом RANS ($k-\omega$ модель). Получены трёхмерные поля скорости. Расчётные данные качественно согласуются с экспериментом при $z/d_2 \geq 3$, однако количественные отклонения значительны, что свидетельствует о слабой чувствительности стандартных RANS-моделей к воздействию продольного магнитного поля. Также обнаружено качественное отклонение в зоне при $z/d_2 < 3$.

Впервые применена гибридная LES-модель крупных вихрей KDEs для моделирования затопленной струи при $Re = 10000$. Результаты моделирования и эксперимента удовлетворительно согласуются. Модель воспроизвела увеличение длины струи с ростом Ha , смену механизма диссипации импульса – от турбулентного смешения к вязкому трению на границе струи при $Ha \geq 83$ – и позволила определить характерные точки перехода к развитому течению. Установлено, что при $Ha \geq 83$ происходит существенное подавление радиальных и продольных турбулентных пульсаций под действием ПМП.

Вместе с тем модель KDEs не воспроизвела эффект осевой закрутки струи, наблюдаемый в эксперименте. Это расхождение, по-видимому, обусловлено асимметрией входного профиля скорости в эксперименте, что косвенно подтверждается отсутствием закрутки в DNS на этих же режимах. При увеличении Ha до 180 (для этого режима экспериментальные данные отсутствуют) в расчётах обнаружен нестационарный режим с поперечным смещением тела струи без закрутки, в отличие от DNS, где при том же Ha закрутка присутствует. При дальнейшем росте Ha до 210–250 амплитуда смещения увеличивается, а периодичность возмущений сохраняется.

Сравнительный анализ расчётных подходов показал, что гибридная модель KDES обладает значительно более высокой чувствительностью к воздействию магнитного поля по сравнению с RANS. Результаты, полученные при помощи KDES, качественно и количественно лучше совпадают с данными эксперимента и DNS. Разработанные экспериментальные методики и верифицированная модель KDES применимы для верификации других моделей турбулентности в МГД-течениях.

Список используемых сокращений

АКФ	– автокорреляционная функция
АСНИ	– автоматизированная система научных исследований
ВКФ	– взаимнокорреляционная функция
ЖМ	– жидкий металл
ИВК	– измерительно-вычислительный комплекс
КОП	– канал общего пользования
МГД	– магнитная гидродинамика
МП	– магнитное поле
ОЯТ	– отработанное ядерное топливо
ПМП	– продольное магнитное поле
ТГК	– термогравитационная конвекция
ТИН	– термоядерный источник нейтронов
ТЯР	– термоядерный реактор
ЭДС	– электродвижущая сила
CFD	– Computational Fluid Dynamics
CSM	– Coherent structure Smagorinsky Model
DCLL	– Dual Coolant Lead Lithium
DEMO	– Demonstration power plant
DNS	– Direct Numerical Simulation
ITER	– International Thermonuclear Experimental Reactor
KDES	– k-based Detached Eddy Simulation
LES	– Large Eddy Simulation
PIG	– Periodic Inlet Generator
PIV	– Particle Image Velocimetry
RANS	– Reynolds-averaged Navier–Stokes
WALE	– Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity
WCLL	– Water Cooled Lithium Lead

Список используемых обозначений

Обозначение	Величина
x, y, z	Декартовы координаты, м
r, φ, z	Цилиндрические координаты
d	Диаметр трубы, м
r_0	Радиус трубы, м
d_1	Диаметр меньшей трубы, м
d_2	Диаметр большей трубы, м
r_1	Радиус меньшей трубы, м
r_2	Радиус большей трубы, м
ϕ	Угол поворота, рад.
Σ_e	Удельная проводимость, $\frac{\text{См}}{\text{м}}$
ρ	Плотность, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$
λ	Теплопроводность, $\frac{\text{Вт}}{\text{мК}}$
ν	Кинематический коэффициент вязкости, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$
μ	Динамический коэффициент вязкости, $\text{Па} \cdot \text{с}$
μ_t	Динамический турбулентный коэффициент вязкости, $\text{Па} \cdot \text{с}$
μ_{sgs}	Динамическая подсеточная турбулентная вязкость, $\text{Па} \cdot \text{с}$.
N	Коэффициент кинематической вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$
ν_t	Кинематический турбулентный коэффициент вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$
ε	Скорость диссипации, $\text{м}^2/\text{с}^3$
k	Энергия турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^2$
k_{sgs}	Подсеточная турбулентная энергия

ε_{ijk}	Символ Леви-Чивиты
β	Коэффициент объемного термического расширения, $\frac{1}{K}$
c_p	Теплоемкость, $\frac{Дж}{кгK}$
a	Температуропроводность, $\frac{м^2}{с}$
V_z	Продольная скорость, $\frac{м}{с}$
V_a	Азимутальная скорость, $\frac{м}{с}$
V_r	Радиальная скорость, $\frac{м}{с}$
V_s	Осевая скорость, $\frac{м}{с}$
T_0	Температура на входе, К
ρ_0	Плотность на входе, $\frac{кг}{м^3}$
V_0	Средняя скорость потока, $\frac{м}{с}$
B_0	Магнитная индукция внешнего поля, Тл
$\theta_c = \frac{(T - T_0)\lambda}{q_c d}$	Безразмерная температура стенки
q_{nom}	Плотность теплового потока потерь, Вт/м ²
I	Сила тока, А
U	Напряжение, В
φ	Потенциал электрического поля, В
σ	Интенсивность пульсаций величины
q_c	Плотность теплового потока, $\frac{Вт}{м^2}$
τ	Время, с
α	Коэффициент теплоотдачи, $\frac{Вт}{м^2K}$
p	Давление, Па

ξ	Коэффициент гидравлического сопротивления
$\mathbf{g} = (g_x, g_y, g_z)$	Ускорение свободного падения, $\frac{\text{м}}{\text{с}^2}$
$\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$	Скорость, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$
$\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$	Напряженность электрического поля, $\frac{\text{В}}{\text{м}}$
$\mathbf{D} = (D_x, D_y, D_z)$	Индукция электрического поля, $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$
$\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$	Напряженность магнитного поля, $\frac{\text{А}}{\text{м}}$
$\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$	Магнитная индукция, Тл
$\mathbf{j} = (j_x, j_y, j_z)$	Плотность электрического тока, $\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$
$\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$	Оператор Гамильтона
<u>Критерии подобия:</u>	
$Re = \frac{U_0 d}{\nu}$	Число Рейнольдса
$Pr = \frac{\nu}{a}$	Число Прандтля
$Pe = RePr = \frac{U_0 d}{a}$	Число Пекле
$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$	Число Нуссельта
$Gr = \frac{g \beta q_c d^4}{\lambda \nu^2}$	Число Грасгофа
$Ri = \frac{Gr}{Re^2}$	Число Ричардсона
$Ha = B_0 d \sqrt{\frac{\sigma_e}{\mu}}$	Число Гартмана
$N = \frac{Ha^2}{Re} = \frac{B_0^2 d \sigma_e}{\rho V_0}$	Число Стюарта (параметр МГД взаимодействия)

Индексы:

л	Ламинарный
пот	Потери
т	Турбулентный
w, c	Стенка
f	Жидкость
X'	Пульсационное значение величины X
$\bar{X}$	Осредненное значение величины X
$\tilde{X}$	Отфильтрованное значение величины X

Список литературы

1. Degtyarev, K. S. (2020). Trends of World Energy Supply in XX –XXI Centuries and Outlook 2100. Journal of environmental earth and energy study (JEEES), 2020/2(6), 35–48. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3930342>
2. Сыроватская О.Ю., Лашманова Н. В., Садырин И.А. ВЛИЯНИЕ ПАНДЕМИИ COVID-19 НА МИРОВУЮ ЭНЕРГЕТИКУ В 2020-2021 ГОДАХ. Московский экономический журнал, 2021, №8/ doi:10.24412/2413-046X-2021-10452.
3. Энергетика в современном мире [Текст] / В. Е. Фортов, О. С. Попель. — Москва: Интеллект, 2011. — 167 с. : цв. ил., портр. : 21 см.; ISBN 978-5-91559-095-2.
4. Атомная энергетика XXI века: учебное пособие / Б.А. Габараев, Ю.Б. Смирнов, Ю.С. Черепнин. – М. Издательский дом МЭИ. 2013. – 250 с.
5. Суходолов, А. П. Мировые запасы урана: перспективы сырьевого обеспечения атомной энергетики / А. П. Суходолов. Известия Иркутской государственной экономической академии, 2002, С.166-170.
6. Нигматулин Б.И. Атомная энергетика в мире. Состояние и прогноз до 2050 года // Научно-технические ведомости СПбПУ. Естественные и инженерные науки. 2019. Т. 25, № 4. С. 6–22. DOI: 10.18721/JEST.25401
7. Хвостенко П. П. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СИСТЕМА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТОКАМАКА Т-15 И КОНЦЕПЦИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ТОКАМАКА Т-15МД [текст]: дис.тех.наук: 05.14.03. - Федеральное государственное бюджетное учреждение Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 2015 -284 с.
8. Aymar, R., Barabaschi, P., & Shimomura, Y. (2002). The ITER design. Plasma Physics and Controlled Fusion, 44(5), p. 519–565.
9. Federici, G., Biel, W., Gilbert, M. R., Kemp, R., Taylor, N., & Wenninger, R. (2017). European DEMO design strategy and consequences for materials. Nuclear Fusion, 57(9), 092002. doi:10.1088/1741-4326/57/9/092002
10. Ni M.J. et al. MHD simulations of liquid metal flow through a toroidally-oriented manifold. Fusion Engineering and Design, 2008.

11. Mistrangelo C., Bühler L. Liquid metal MHD flows in manifolds of dual coolant lead lithium blankets. *Fusion Engineering and Design*, 2014.
12. Computational MHD analyses in support of the design of the WCLL TBM breeding zone // *Fusion Engineering and Design*. – 2021. – Vol. 172. – Art. no. 112883. – DOI: 10.1016/j.fusengdes.2021.112883.
13. Bühler L., Mistrangelo C., Koehly C. MHD Flows in the Lower Expansion Chamber of a Generic Outboard Blanket Segment for DEMO // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2026. – Vol. 54, No. 6. – P. 2463–2468. – DOI: 10.1109/TPS.2026.3670923.
14. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учебное пособие для вузов / В.В. Ягов. — М.: Издательский дом МЭИ, 2014. — 542 с.: ил.
15. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям/Под ред. М. О. Штейнберга. - 3-е изд., перера б. и доп.- М.: Машиностроение, 1997.-672 с.: ил. ISBN 5-217-00393-6
16. Lyon R. N. Liquid metal heat transfer coefficients./ *Chem. Engng Progress*. 1951, vol. 47, №2, p.87-93.
17. Субботин В.И., Ушаков П.А., Габрилович Б.Н. Теплообмен при течении жидких металлов в трубах./ *Инженерно-физический журнал*. – 1963. - т. 6. - №4. - с.16-20
18. Petukhov B.S., Strigin B.K. Eksperimental'noye issledovaniye teploobmena pri vyazkostno-inertsionno-gravitatsionnom techenii zhidkosti v vertikal'nykh trubakh. *High Temperature*. 1968. Vol. 6, no. 5. P. 933–937.
19. Лучинкин Н.А., Разуванов Н.Г., Полянская О.Н, Соколов М.А., Шенягин Е.М. ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ТРУБЕ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ СМЕШАННОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ КОНВЕКЦИИ. *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы*, 2023, №3, с.206-220.
20. Н. А. Лучинкин, Н. Г. Разуванов, О. Н. Полянская, М. А. Соколов, Е. А. Бурдюкова. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ТРУБЕ ПРИ СМЕШАННОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ КОНВЕКЦИИ, ОСЛОЖНЕННОЙ ВЛИЯНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ // *Инженерно-физический журнал*. ТОМ 95, №6. С. 1577.

21. B. S. Petukhov, A. Polyakov. Heat transfer in turbulent mixed convection. Nauka Press, Moscow, 1986
22. Цой В.Р. Экспериментальное исследование пульсаций скорости в неизотермическом потоке жидкого металла в продольном магнитном поле: Дис. канд. техн. наук. –1989. – 132 с.
23. Листратов, Я. И., & Шафиков, И. И. (2025). Численное моделирование смешанной конвекции в жидком металле при подъемном течении по круглой обогреваемой трубе в условиях поперечного магнитного поля. Вычислительная механика сплошных сред, 17(4), 452-469. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2024.17.4.37>
24. Fraim F. W., Heiser W.H. The Effect of a Strong Longitudinal Magnetic Field on the Flow of Mercury in a Circular Tube // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. Part 2. P. 397
25. Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. – М.: Издательство МЭИ, 2001 – 200 с.
26. Ковалев С.И. Влияние продольного магнитного поля и термогравитационной конвекции на теплоотдачу при течении жидкого металла (эксперимент и расчетные рекомендации): Дис. канд. техн. наук. М., 1988. 109 с.
27. Глоуб С. Влияние продольного магнитного поля на течение ртути в трубе //Теплоотдача. 1963. Т.83. №4. С.69-81.
28. Д. С. Ковнер, В. Б. Левин, “О турбулентном течении электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле”, ТВТ, 2:5 (1964), 742–748
29. Е. П. Валуева, Турбулентное течение электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле на участке гидродинамической стабилизации, ТВТ, 2009, том 47, выпуск 4, 568–574
30. Е. Ю. Красильников, Влияние продольного магнитного поля на конвективный теплообмен при турбулентном течении проводящей жидкости в трубе, ТВТ, 1964, том 2, выпуск 4, 612–615
31. Генин Л.Г., Манчха С.П., Свиридов В.Г. Влияние продольного магнитного поля на температурные поля и теплоотдачу при течении ртути в круглой трубе. //В сб. Труды МЭИ. 1972. вып.155. С.139-153.
32. Генин Л.Г., Манчха С.П., Свиридов В.Г. Влияние продольного магнитного поля на профили температуры, теплоотдачу и коэффициент

турбулентного переноса тепла при течении ртути. // Магнитная гидродинамика. 1974. №1. С.70-74.

33. Баушев Б.Н., Красильников Е.Ю., Лущик В.Г., Паневин И.Г. Исследование конвективного теплообмена при течении жидкого металла в трубе в продольном магнитном поле. //Теплообмен. Советские исследования. М.:Наука. 1975. С.154-160

34. Генин Л.Г., Ковалев С.И., Свиридов В.Г. Теплоотдача жидкого металла в трубе в условиях влияния термогравитационной конвекции и продольного магнитного поля./ Магнитная гидродинамика. 1987. №4. С.18

35. Ковалев С.И., Свиридов В.Г. Влияние термогравитационной конвекции на теплообмен жидкого металла в продольном магнитном поле./ Жидкие металлы в ядерной энергетике. Тр.ЦКТИ.Л. 1990. Вып.264. С.70-80.

36. Ковалев С.И., Муравьев Е.В., Свиридов В.Г. Новые аспекты теплообмена при течении жидкого металла в магнитном поле термоядерного реактора./ Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1990. Вып.1. С.32-37.

37. Разуванов Н. Г. Исследование МГД-теплообмена при течении жидкого металла в горизонтальной трубе: дис. д-ра. техн. наук: 01.04.14 / Разуванов Никита Георгиевич. – М.: МЭИ. 2011. 293 с.

38. I. A. Belyaev, Ya. I. Listratov, Yu. P. Ivochkin, N.G. Razuvanov, V.G. Sviridov Temperature fluctuations in MHD flow of liquid metal in a horizontal inhomogeneously heated tube // High Temperature. 2015. V. 54.

39. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. — Москва: Физматгиз, 1960. — 715 с. черт.; 23.

40. Trüpel T. Ueber die Einwirkung eines Luftstrahles auf die umgebende Luft. – Z. für das gesammte Turbinenwesen, 1915, № 5-6.

41. Förthmann, E. (1934). Über turbulente Strahlausbreitung. Ingenieur-Archiv, 5(1), 42–54. doi:10.1007/bf02086177

42. M. L. Albertson, Y. B. Dai, R. A. Jensen and Hunter Rouse. Discussion of Diffusion of Submerged Jets – Proceedings of the ASCE, 1948, v.74v p.1751

43. Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в Журнал технической физики. 2013. Т. 39. № 9. С. 34–40.

44. Р.И. Мулладжанов, Н.И. Яворский. Линейная гидродинамическая устойчивость дальнего поля затопленной ламинарной струи. НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕДОМОСТИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ. Том 11, №3, 2018, с. 108-121

45. Reynolds A.J. Observations of a liquid-into-liquid jet // Journal of Fluid Mechanics. 1962. Vol. 14. No. 4. Pp. 552–556.

46. Токарев М.П., Шестаков М.В., Алексеенко М.В., Карчевский М.Н. , Маркович Д.М. Топографические измерения скорости потока с высокой частотой съемки для изучения динамики крупных вихрей в турбулентных струях. Материалы отраслевой конференции по измерительной технике и метрологии для исследований летательных аппаратов, 2014, №1, с. 254 – 267.

47. Violato, D., & Scarano, F. (2011). Three-dimensional evolution of flow structures in transitional circular and chevron jets. Physics of Fluids, 23(12), 124104. doi:10.1063/1.3665141

48. Cheng Z , Agranat V.M., and Tchouvelev A.V. VERTICAL TURBULENT BUOYANT HELIUM JET – CFD MODELING AND VALIDATION

49. Panchapakesan, N. R., Lumley, J. L. (1993). Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 1. Air jet. Journal of Fluid Mechanics, 246(-1), 197. doi:10.1017/s0022112093000096

50. Wygnanski, I., & Fiedler, H. (1969). Some measurements in the self-preserving jet. Journal of Fluid Mechanics, 38(03), 577. doi:10.1017/s0022112069000358

51. Keagy, W. R. and Weller, A. E. “A study of freely expanding inhomogeneous jets”. Heat Transfer Fluid

52. Nickels, T. B., Perry, A. E. 1996 An experimental and theoretical study of the turbulent coflowing jet. J. Fluid Mech. 309, 157-183. <https://doi.org/10.1017/s0022112096001590>

53. Boersma B.J., Brethouwer G., Nieuwstadt F.T.M. A numerical investigation on the effect of the inflow conditions on the self-similar region of a round jet. Phys. Fluids, 1998, vol. 10, pp. 899-909. <https://doi.org/10.1063/1.869626>

54. Hussein, H. J., Capp, S. P., & George, W. K. (1994). Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. Journal of Fluid Mechanics, 258(-1), 31. doi:10.1017/s002211209400323x

55. Pouria Nejatipour, Babak Khorsandi. Effect of nozzle geometry on the dynamics and mixing of self-similar turbulent jets. Water Science & Technology Vol 00 No 0, 1 doi: 10.2166/wst.2021.483

56. Беляев И.А., Лучинкин Н.А., Листратов Я.И., Зиканов О., Пятницкая Н.Ю., Новиков А.О., Мельников И.А., Свиридов Е.В. Исследование влияния магнитного поля на динамику струйного течения жидкого металла при наличии и отсутствии торцевой стенки // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2023. – Вып. 1. – С. 238–245. – EDN: QXFEOK.

57. Ивлеев В.М., Левин В.Б. Ламинаризация затопленной струи электропроводной жидкости продольным магнитным полем // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. №6. С. 35-40. (English version) <https://doi.org/10.1007//BF01050015>.

58. Sajben M., Fay J. A. Measurement of the growth of a turbulent mercury jet in a coaxial magnetic field // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 27. P. 81-96. <https://doi.org/10.1017/S0022112067000060>

59. Листратов Я.И., Разуванов Н.Г., Беляев И.А., Свиридов Е.В. Динамика затопленного струйного течения в трубе в продольном магнитном поле. Вычислительная механика сплошных сред, 15(4), 2022, 480-494. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2022.15.4.37>.

60. Куликовский А. Г. Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика. – Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: Логос, 2005. – 328 с.: ил.

61. Свиридов В.Г. Исследование гидродинамики и теплообмена в каналах применительно к проблеме создания термоядерного энергетического реактора. Дисс. докт. техн. наук. М., 1989.

62. Kovalev S. I., Murav'ev E.V., Sviridov V.G., Novye aspekty teploobmena pri techenii zhidkogo metalla v magnitnom pole termoyadernogo reaktora./ Voprosy atomnoj nauki i tekhniki, ser. Termoyadernyj sintez,-1990, -V.1, -P.32-37.

63. Coj V.R. Eksperimental'noe issledovanie pul'sacij skorosti v neizotermicheskom potoke zhidkogo metalla v prodol'nom magnitnom pole: Candidate's thesis. –1989. – 132 P. (in Russian).

64. Shpanskij S.Yu. Teploobmen zhidkogo metalla v kanale primenitel'no k probleme sozdaniya termoyadernogo reaktora-tokamaka: Candidate's thesis. – М., 1996. – 112 P. (in Russian).

65. Razuvanov N.G. Laboratornoe modelirovanie teploobmena zhidkogo metalla v usloviyah reaktora-tokamaka: Candidate's thesis. – М., – 1997. – 122 P. (in Russian).
66. Беляев И.А., Бирюков Д.А., Пятницкая Н.Ю., Разуванов Н.Г., Свиридов Е.В., Свиридов В.Г. Техника сканирующих зондовых измерений полей температуры в потоке жидкости // Теплоэнергетика. 2019. No 6. С. 5–16. DOI:10.1134/S0040363619060018.
67. Taylor G.I. Statistical theory of turbulence // Proc. Roy. Soc. London A. 1935, vol. 151, pp. 421- 478.
68. Taylor G.I., Green A.E. Mechanism of the Production of Small Eddies from large Ones / Proc. Roy. Soc. London A. 1937, vol. 158, pp. 499-521. DOI: 10.1098/rspa.1937.0036.
69. Taylor G.I. Production and Dissipation of Vorticity in a Turbulent Fluid // Proc. Roy. Soc. London A. 1938, vol. 164, no. 916, pp. 15-23
70. Шестаков А. А. Экспериментальное исследование характеристик теплообмена при течении жидкого металла в вертикальной трубе в поперечном магнитном поле: дис. канд. техн. наук: 01.04.14 / Шестаков Антон Александрович. – М.: МЭИ. 2012. 124 с.
71. Генин Л. Г., Краснощекова Т. Е., Маичха С. П., Свиридов В. Г. Исследование статистических характеристик пульсаций температуры в турбулентном потоке ртути // Теплофизика высоких температур. 1974. Т. 12. № 3. С. 550 – 558.
72. Khintchine, A. (1934). Korrelationstheorie der stationren stochastischen Prozesse. Mathematische Annalen, 109(1), 604–615. doi:10.1007/bf01449156
73. В. А. Котельников. О пропускной способности “эфира” и проволоки в электросвязи (Приложение), УФН, 2006, том 176, номер 7, 762–770
74. Артемов В. И., Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования / Артемов В. И., Яньков Г. Г., Карпов В. Е., Макаров М. В. // Теплоэнергетика. 2000. № 7. с. 52–59.
75. Код ANES [электронный ресурс]. URL: <http://anes.ch12655.tmweb.ru/> (дата обращения 20.09.2022)
76. Патанкар С. В. Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах / С.В. Патанкар; Пер. с англ.

Е. В. Калабина; Под ред. Г.Г. Янькова. — М. : Изд-во МЭИ, Гарант, 2003. — 310,[1] с. ил.; 22. — ISBN 5-7046-0898-1.

77. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. — Москва: Наука, 1978. — 592 с.

78. Каменев, С. В. К18 Основы метода конечных элементов в инженерных приложениях: учебное пособие / С. В. Каменев; Оренбургский гос. ун-т. — Оренбург: ОГУ, 2019. — 110 с.

79. Reynolds O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion // Phil. Trans. Of the Roy. Soc. 1895.

80. Sofiane Benhamadouche. Large Eddy Simulation with the unstructured collocated arrangement // Ph.D. thesis, School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, Manchester, 2006.

81. Abramov A, Ivanov N., Smirnov E. Numerical analysis of turbulent Rayleigh–Benard convection in confined enclosures Benard convection in confined enclosures using a hybrid RANS/LES approach [Электронный ресурс]. URL: <http://aero.spbstu.ru/> (дата обращения 10.04.2018).

82. Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. K., & Travin, A. K. (2015). An Enhanced Version of DES with Rapid Transition from RANS to LES in Separated Flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 95(4), 709–737.

83. Assessment of performance of subgrid stress models for a LES technique for predicting suppression of turbulence and heat transfer in channel flows under the influence of body forces / V. Artemov, M. Makarov, K. Minko, G. Yankov // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2020. Vol. 146. 118822.

84. Sagaut P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows* // Springer 2006.

85. Nicoid, F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor// *Turbulence and Combustion* 62(3), 1999, pp. 183–200.

86. Kobayashi H. The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow // *Phys. Fluids*. 2005. Vol. 17. 045104.

87. W.S. Cleveland. Robust Locally Weighted Regression and Smoothing Scatterplots // *Journal of American Statistical Association*, 1979, vol. 74, n. 368, pp. 829 - 936.

88. Wolfshtein M. The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient // Intern. J. Heat and Mass Trans-fer. 1969. V. 12. P. 301–318.

89. Макаров, М. В. Численный анализ турбулентных МГД-течений при смешанной конвекции в трубах: дис. канд. техн. наук: 01.03.14 / Макаров Максим Валентинович. — Москва, 2024. — 155 с.

90. Buhr H.O., Horsten E.A., Carr A.D., The distortion of turbulent velocity and temperature profiles on heating, for mercury in a vertical pipe, ASME J. Heat Transfer 96, 152–158, 1974

91. Luchinkin, N.A., Razuvanov, N.G., Belyaev, I.A., Sviridov, V.G. Heat Transfer in Liquid Metal at an Upward Flow in a Pipe in Transverse Magnetic Field/ High Temperature, 2020, 58(3), стр. 400–409

92. Oleg Zikanov, Ivan Belyaev, Yaroslav Listratov, Peter Frick, Nikita Razuvanov, Valentin Sviridov. Mixed Convection in Pipe and Duct Flows With Strong Magnetic Fields/ Applied Mechanics Reviews. Vol. 73, 2021, 010801, pp. 1-34)

93. Соколов М.А., Разуванов Н.Г. Исследование гидродинамики затопленной струи жидкого металла, осложненной влиянием продольного магнитного поля // Тепловые процессы в технике. 2025. Т. 17. № 6. С. 247–256. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=185571>

94. Соколов М.А., Разуванов Н.Г. Исследование затопленного струйного течения жидкого металла в трубе в продольном магнитном поле. Теплоэнергетика. 2026. № 4. С. 78-87. <https://doi.org/10.56304/S0040363625600594>.

95. Соколов М.А., Разуванов Н.Г., Полянская О. Н. Численное моделирование затопленного струйного течения жидкого металла в продольном магнитном поле гибридным методом крупных вихрей. Письма в журнал технической физики. 2026. том 52. Выпуск 12. С. 19-24. DOI: 10.61011/PJTF.2026.12.62980.20655.

96. Соколов М.А., Разуванов Н.Г., Полянская О. Н. Исследование затопленной струи жидкого металла в продольном магнитном поле методами гибридного LES моделирования и эксперимента. Теплоэнергетика. 2026. № 10. С. 1-16. <https://doi.org/10.56304/S0040363626600114>.

97. Соколов М.А. Исследование гидродинамики и теплообмена затопленной струи жидкого металла в продольном магнитном поле // Восьмая Российская

национальная конференция по теплообмену: труды конференции. — М.: Изд. дом МЭИ, 2022. — Т. 2. — С. 371-372.

98. Соколов М.А. Исследование гидродинамики и теплообмена затопленной струи жидкого металла в продольном магнитном поле // Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках: тезисы докладов IX Международной конференции. — Н. Новгород: НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 2023. — С. 89-91.

99. Соколов М.А., Разуванов Н.Г. Исследование гидродинамики затопленной струи жидкого металла в продольном магнитном поле // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках: тезисы докладов XXIV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева. — Казань: Астор и Я, 2023. — С. 102-103.

100. Соколов М.А., Разуванов Н.Г. Исследование гидродинамики и теплообмена затопленной струи жидкого металла в продольном магнитном поле // Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии: материалы III Международной конференции: тезисы докладов. — Таруса: Изд. дом МЭИ, 2023. — С. 104-105.

101. Соколов М.А., Разуванов Н.Г. Струйное течение жидкого металла в трубе в продольном магнитном поле // Теоретические и прикладные задачи конвективного тепломассопереноса: материалы Международной конференции. — Томск: STT, 2025. — С. 63-64.