

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

*На правах рукописи*

Гузей Дмитрий Викторович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ  
НАНОЖИДКОСТЕЙ**

Специальность 1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Минаков Андрей Викторович

Красноярск – 2021

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b> .....	5
<b>Глава 1. Анализ современного состояния исследований конвективного теплообмена наножидкостей</b> .....	12
1.1 Ламинарная вынужденная конвекция наножидкостей .....	12
1.2 Турбулентная вынужденная конвекция наножидкостей .....	18
1.3 Магнитные наножидкости.....	24
<b>Глава 2. Экспериментальное оборудование. Численная методика.</b> .....	29
2.1 Экспериментальная установка.....	29
2.1.1 Порядок проведения экспериментов.....	31
2.1.2 Методика обработки результатов экспериментов .....	32
2.1.3 Оценка ожидаемой погрешности .....	34
2.1.4 Тестирование экспериментальной установки .....	36
2.2 Численное моделирование конвективного теплообмена наножидкостей ....	39
2.2.1 Математическая модель и численный алгоритм .....	40
2.2.2 Граничные условия .....	46
2.2.3 Тестирование численной методики.....	46
2.3 Выводы .....	52
<b>Глава 3. Исследование вынужденной конвекции наножидкостей в прямом круглом канале</b> .....	53
3.1 Исследование ламинарной вынужденной конвекции наножидкостей.....	53
3.1.1 Исследование влияния концентрации наночастиц.....	53
3.1.2 Исследование влияния размера частиц.....	61
3.1.3 Исследование влияния базовой жидкости.....	65
3.1.4 Численное моделирование ламинарной вынужденной конвекции .....	70
3.2 Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей .....	73
3.2.1 Исследование влияния концентрации частиц.....	73
3.2.2 Исследование влияния размера частиц.....	77
3.2.3 Исследование влияния материала наночастиц .....	80

3.2.4	Исследование влияния начальной температуры наножидкости.....	82
3.2.5	Об эффективности применения наножидкостей .....	85
3.2.6	Численное исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей .....	87
3.3	Выводы.....	92
<b>Глава 4. Исследование турбулентной вынужденной конвекции в каналах с интенсификаторами теплообмена .....</b>		<b>95</b>
4.1	Описание исследуемых каналов и наножидкостей .....	95
4.2	Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей в прямом круглом канале .....	99
4.3	Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей в канале с кольцевыми накатками.....	101
4.4	Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей в канале со сферическими выступами .....	102
4.5	Сравнение теплогидравлической эффективности при использовании наножидкости и каналов с интенсификаторами теплообмена.....	103
4.6	Выводы .....	108
<b>Глава 5. Исследование течения и теплообмена наножидкостей в магнитном поле .....</b>		<b>110</b>
5.1	Экспериментальное исследование изотермических течений наножидкости в магнитном поле .....	110
5.1.1	Результаты исследования изотермических течений наножидкости без магнитного поля.....	115
5.1.2	Результаты исследования изотермических течений магнитной наножидкости в магнитном поле .....	119
5.2	Исследование вынужденной конвекции магнитной наножидкости в неоднородном магнитном поле .....	129
5.3	Математическое моделирование течения и теплообмена магнитных наножидкостей в неоднородном магнитном поле.....	137
5.4	Выводы .....	146

<b>Заключение.....</b>	<b>148</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>154</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Задача интенсификации конвективного теплообмена на сегодняшний день является крайне актуальной. Огромное количество теплообменного оборудования в различных отраслях промышленности требует постоянного обновления и модернизации. В условиях неуклонного роста цен на сырье, энергоносители, металл и прочие материалы требуется повышение эффективности работы теплообменного оборудования и уменьшение его габаритов с целью уменьшения материалоемкости. Помимо этого, существует острая необходимость микротеплообменных устройств, вызванная, прежде всего, развитием микропроцессорной техники, где уже сейчас проблемы охлаждения выходят на первое место и в будущем могут стать серьезным тормозом в развитии электронно-вычислительных систем. Теплообменные системы с микро- и наноразмерами оказываются гораздо более энергоэффективными по сравнению с макросистемами с характерными размерами порядка 1–100 мм.

Одним из путей решения проблемы интенсификации теплообмена является использование так называемых наножидкостей. Наножидкость – это суспензия наноразмерных частиц (1–100 нм) металлов, оксидов металлов, углеродных нанотрубок, композитных частиц в базовой жидкости.

Анализ современного состояния работ, посвященных исследованию наножидкостей, показывает, что на сегодняшний день опубликовано большое количество работ, посвященных конвективному теплообмену наножидкостей. В работах показано, что использование наножидкостей позволяет добиться интенсификации теплообмена на десятки процентов, а в некоторых работах – и сотни процентов. Этот факт говорит о том, что использование наножидкостей может стать одним из путей решения проблемы интенсификации конвективного теплообмена в различных отраслях без существенного изменения теплообменного оборудования. Но добавка наночастиц повышает вязкость базовой жидкости, а, следовательно, и величину перепада давления. В существующих работах анализируется только интенсификация теплообмена, и не уделяется внимание

значению перепада давления при использовании наножидкостей в качестве теплоносителя. На сегодняшний день нет ответа на вопрос теплогидравлической эффективности применения наножидкостей для интенсификации теплообмена. Исследование теплогидравлической эффективности применения наножидкостей и сравнение ее с существующими методами интенсификации теплообмена является актуальной задачей для исследований.

Исследования в данной предметной области чрезвычайно актуальны и содержат значительный объем научной новизны, так как помимо исследований коэффициента теплоотдачи и перепада давления необходимо экспериментальное исследование коэффициентов вязкости и теплопроводности используемых наножидкостей. Реализация данных исследований позволит не только создать новые технологии энергосберегающих систем транспортировки, распределения и потребления тепла, но и ответить на некоторые принципиальные вопросы теплофизики и гидродинамики наножидкостей.

**Цель работы** заключается в систематическом исследовании теплоотдачи и потерь давления при вынужденной конвекции наножидкостей.

**Основные задачи:**

1. Создание экспериментальной установки по исследованию коэффициента теплоотдачи и потерь давления при вынужденной конвекции наножидкостей.
2. Исследование эффективности применения наножидкостей для интенсификации вынужденной конвекции в прямых круглых каналах.
3. Исследование влияния поверхностных интенсификаторов на эффективность теплообмена наножидкостей в круглом канале.
4. Исследование воздействию магнитного поля на эффективность теплообмена магнитных наножидкостей.
5. Разработка численной модели для описания конвективного теплообмена наножидкостей с учетом влияния магнитного поля.

**Научная новизна:**

1. Впервые экспериментально обосновано применение наножидкостей для интенсификации конвективного теплообмена в гладких круглых каналах и

установлены основные факторы, от которых зависит теплогидравлическая эффективность наножидкостей в различных режимах течения.

2. Впервые экспериментально показано, что наножидкости позволяют получить теплогидравлическую эффективность, сопоставимую с теплогидравлической эффективностью каналов с искусственными интенсификаторами теплообмена.

3. Разработана математическая модель для описания течения теплообмена наножидкостей в неоднородном магнитном поле на основе эйлера двухкомпонентного подхода с односкоростным приближением.

4. С помощью PIV-метода, тепловизионных измерений и численного моделирования установлено, что основным механизмом аномально высокого повышения коэффициента теплоотдачи магнитной наножидкости в постоянном магнитном поле является изменение локальной структуры потока и вихреобразование за счет формирующихся под действием магнитного поля отложений наночастиц.

**Практическая значимость работы** состоит в том, что впервые экспериментально обосновано применение наножидкостей для интенсификации конвективного теплообмена. Установлены основные факторы, от которых зависит теплогидравлическая эффективность наножидкостей в различных режимах течения. Показано, что, варьируя материал, концентрацию и размер наночастиц, входную температуру теплоносителя и вид базовой жидкости, можно добиться интенсификации теплообмена при вынужденной конвекции наножидкостей в гладких круглых каналах на 30–40 %. Впервые показано, что наножидкости в гладких каналах имеют теплогидравлическую эффективность, сопоставимую с теплогидравлической эффективностью воды в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена. Использование наножидкостей позволяет дополнительно на 30–40 % интенсифицировать теплообмен в каналах с поверхностными интенсификаторами. Показано, что при помощи магнитного поля можно еще дополнительно интенсифицировать теплообмен магнитных наножидкостей на 40–80 %.

Основные результаты работы вошли в научно-технические отчеты по грантам РФФИ (№18-48-243016 p\_мол\_a, №16-48-243061 p\_мол\_a).

**Теоретическая значимость работы** заключается в разработке новой математической модели для описания течения и теплообмена наножидкостей в неоднородном магнитном поле на основе эйлера двухкомпонентного подхода с односкоростным приближением. С помощью разработанной математической модели и PIV-метода был установлен новый механизм аномально высокого повышения коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции магнитной наножидкости в магнитном поле.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Результаты экспериментального исследования эффективности применения наножидкостей для интенсификации вынужденной конвекции в прямых круглых каналах.

2. Результаты экспериментального исследования влияния поверхностных интенсификаторов на эффективность конвективного теплообмена наножидкостей в круглом канале.

3. Результаты экспериментального исследования воздействия магнитного поля на эффективность теплообмена магнитных наножидкостей.

4. Численная методика для описания течения и теплообмена магнитных наножидкостей в неоднородном магнитном поле.

**Обоснованность и достоверность** результатов обеспечивается использованием проверенных измерительных приборов, современных аппаратных и программных средств для обработки данных, сопоставлением и согласованием полученных результатов с известными в литературе данными, использованием физически обоснованных математических моделей и результатами их систематического тестирования и сопоставления с эталонными решениями и экспериментами.

**Личный вклад автора** заключается в создании экспериментального стенда; выполнении тестовых опытов и основной программы экспериментов по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению; проведении обработки и анализа



результатов экспериментов; проведении численного моделирования процессов теплообмена; формулировке выводов; написании научных статей. Часть экспериментальных исследований вынужденной конвекции наножидкостей в гладких каналах проводилась совместно с научным руководителем А. В. Минаковым.

#### **Апробация работы:**

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: 51-я Международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс» (2013), Всероссийская конференция молодых ученых «Новые нетрадиционные и возобновляемые источники энергии» (2013), Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева (2013, 2015, 2017), V Всероссийская конференция «Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий» (2015), Всероссийская конференция «Сибирский теплофизический семинар» (2014, 2017, 2018, 2019), Национальный конгресс по энергетике (2014), 4th European Conference on Microfluidics (2014), International School of Young Scientists «Interfacial Phenomena and Heat Transfer» (2017), 13-я Международная конференция «Актуальные вопросы теплофизики и физической газодинамики» (2015), Российская национальная конференция по теплообмену (2014, 2018), Российская конференция «Ультрадисперсные порошки и наноструктуры» (2019), XI Семинар вузов по теплофизике и энергетике (2019), Всероссийская конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (2016, 2017, 2019).

#### **Публикации:**

По результатам исследований опубликовано 32 работы, из них 14 статей в ведущих рецензируемых журналах из списка ВАК.

#### **Структура и объем диссертации:**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, включающего 67 наименований. Материал изложен на 161 страницах, содержит 108 рисунков и 6 таблиц.

**Содержание работы:**

Во **введении** обосновывается актуальность темы исследования, формулируются цели и задачи диссертации, научная новизна и практическая значимость результатов работы, основные положения, выносимые на защиту.

**В первой главе** приводится анализ современного состояния исследований конвективного теплообмена наножидкостей. В данной главе собраны результаты работ по экспериментальному и численному исследованию вынужденной конвекции наножидкостей. Проведенный анализ литературы показывает, что в настоящее время отсутствует количественное и качественное согласование результатов исследований различных авторов в области как ламинарного, так и турбулентного теплообмена наножидкостей. Именно это мотивирует необходимость дальнейшего систематического изучения конвективного теплообмена наножидкостей в ламинарном и турбулентном режимах течения.

**Во второй главе** представлено описание экспериментальной установки, на которой проводилось исследование конвективного теплообмена наножидкостей. Проведена оценка ожидаемой погрешности измерений экспериментальной установки. В главе показаны результаты тестирования экспериментальной установки на чистой воде и сопоставление экспериментальных данных с известными корреляциями. Представлено описание и основные уравнения численной методики, используемой в исследованиях. Проведено сопоставление численной методики для расчета чистых жидкостей с экспериментальными и теоретическими данными.

**В третьей главе** изложены результаты систематического экспериментального исследования конвективного теплообмена наножидкостей в прямом круглом канале с постоянной плотностью теплового потока на стенке. Исследованы зависимости локального и среднего коэффициентов теплоотдачи наножидкостей от различных факторов: концентрации, размера и материала частиц для ламинарного и турбулентного режимов течения.

**В четвертой главе** изложены результаты проведенного экспериментального исследования вынужденного конвективного теплообмена

наножидкостей на основе воды и наноразмерных частиц оксида циркония в круглом канале и в круглых каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена на стенках.

**Пятая глава** посвящена расчетно-экспериментальным исследованиям течения и теплообмена наножидкостей в магнитном поле.

**В заключении** сформулированы основные результаты работы.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю к.ф.-м.н. Минакову А. В. за помощь в постановке задач диссертационного исследования, д.ф.-м.н. профессору Рудяку В. Я. за полезные замечания при написании диссертационной работы, Лобасову А. С. за помощь при проведении PIV-исследования течений магнитных наножидкостей.

# ГЛАВА 1. АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА НАНОЖИДКОСТЕЙ

## 1.1 Ламинарная вынужденная конвекция наножидкостей

Первые попытки интенсификации теплообмена с применением миллиметровых и микрометрических частиц были неудачными в основном из-за низкой стабильности суспензий и проблем, связанных с высокой вязкостью. Эти проблемы недавно были частично преодолены благодаря внедрению новой концепции наножидкостей. Наножидкости представляют собой суспензии наночастиц с размером менее 100 нм. Такие инновационные материалы, предложенные в 1995 году (Choi и др. [1]) с целью увеличить теплопроводность в процессах, требующих высокой эффективности передачи тепла, быстро стали объектом исследования в рамках нескольких промышленных приложений, а движущей силой был развитие нанотехнологий.

За последние два десятилетия в этом направлении было выполнено огромное число работ ([2], [3], [4], [5], [6]). В качестве наночастиц используются наночастицы оксидов металлов (оксиды титана, алюминия, меди). Также проводятся исследования с использованием углеродных нанотрубок. Существующие работы можно разделить на три группы. Первая и наиболее многочисленная группа работ показывает, что добавка наночастиц интенсифицирует теплообмен. Вторая – что добавка наночастиц не оказывает влияния на теплообмен, либо оно незначительно. В третьей группе показывается, что при добавлении наночастиц в теплоноситель наблюдается ухудшение теплообмена.

В работе [7] исследована ламинарная вынужденная конвекция наножидкости с наночастицами  $Al_2O_3$ , размером 42 нм. Базовой жидкостью в экспериментах была вода. Показано, что средний коэффициент теплоотдачи возрастает с ростом объемной концентрации частиц  $Al_2O_3$  от 0,6 % до 1,6 %, и для

значения концентрации частиц 1,6 % увеличение среднего коэффициента теплоотдачи составляет 40 % относительно базовой жидкости. На рисунке 1.1 представлен график зависимости числа Нуссельта от числа Рейнольдса для наножидкости с частицами  $Al_2O_3$ .

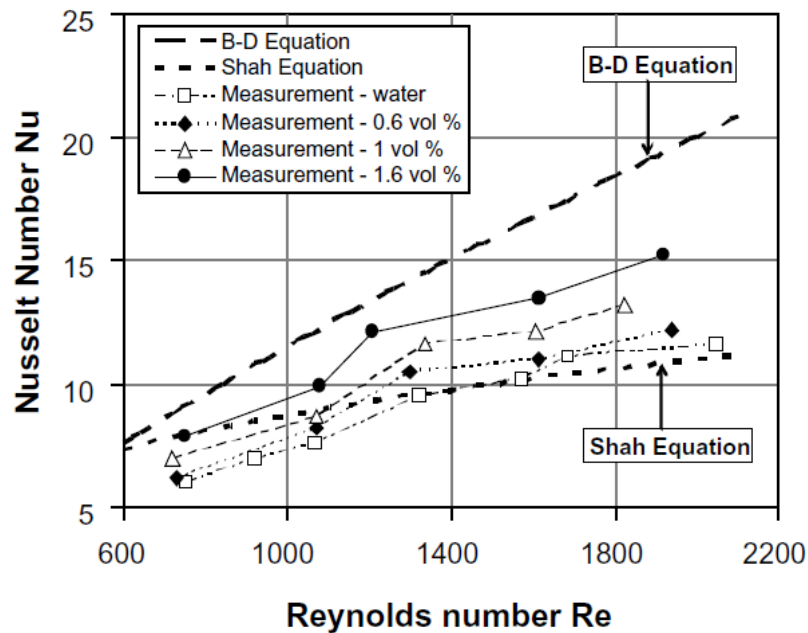


Рис. 1.1. Число Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса [7].

Аналогичное исследование для наночастиц  $Al_2O_3$  (20 нм), проведенное в работе [8], показывает увеличение коэффициента теплоотдачи с ростом объемной концентрации наночастиц. Интенсификация составляет 35–40 % при концентрациях 2,5–3 %. Также в работе показано, что использование частиц оксида меди ( $CuO$ ), размером 55 нм, позволяет интенсифицировать теплообмен на 40 %. На рисунке 1.2 представлены зависимости относительного коэффициента теплоотдачи от числа Пекле, для наножидкостей с частицами  $Al_2O_3$  и  $CuO$  для различных концентраций.

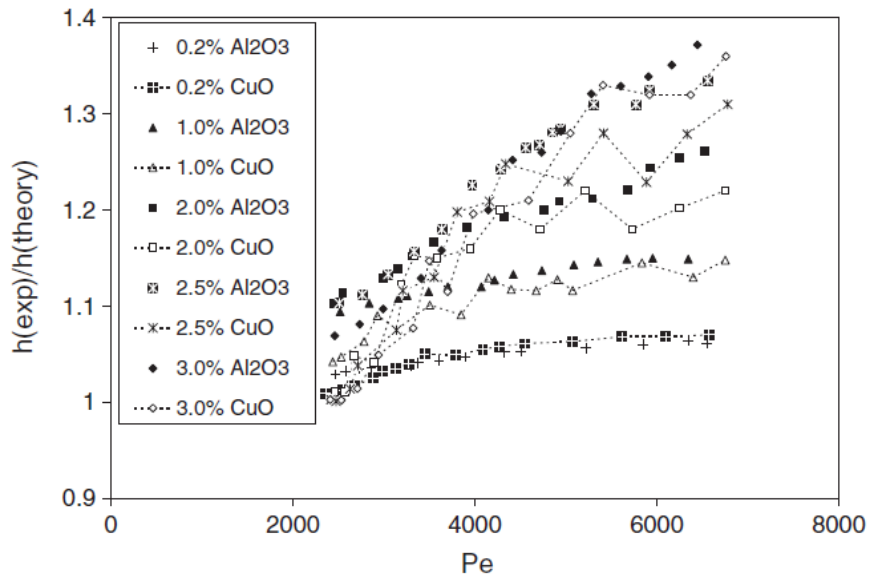


Рис. 1.2. Относительный коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Пекле [8].

В работе [9] изучено влияние размера частиц на коэффициент теплоотдачи на примере наножидкостей с наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (45 и 150 нм) на основе воды. В экспериментах массовая концентрация частиц была равна 4 %. Показано, что с ростом размера частиц происходит снижение величины интенсификации коэффициента теплообмена. Так, частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с размером 45 нм интенсифицируют теплообмен на 25 % по сравнению с базовой жидкостью, в то время как частицы с размером 150 нм повышают значение коэффициента теплообмена только на 11 % (см. рисунок 1.3).

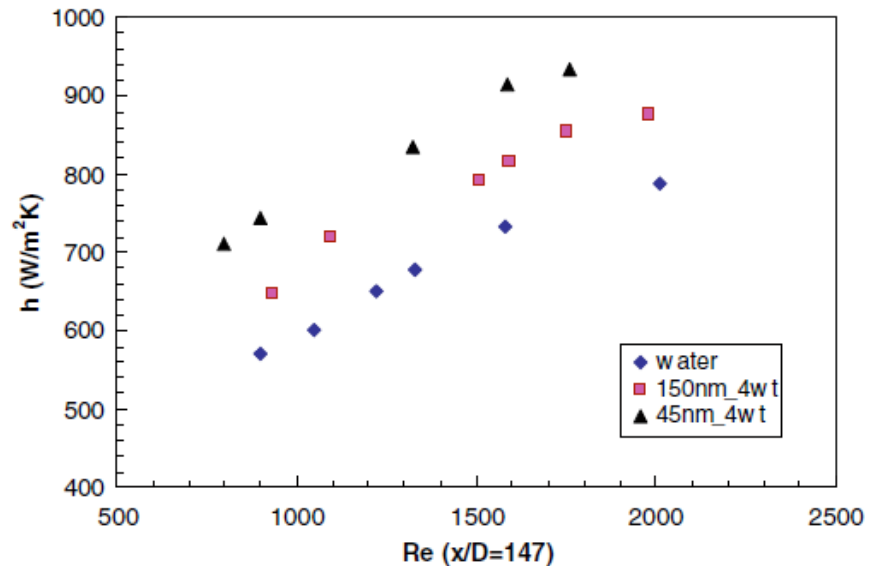


Рис. 1.3. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса для наножидкостей с различным размером частиц [9].

Изучению конвективного теплообмена и потерь давления наножидкостей, приготовленных на водной основе с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{ZrO}_2$ , в круглом канале посвящена работа Rea U. et. al. [10]. Объемная концентрация наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  варьировалась в диапазоне от 0,6 до 6 %, концентрация  $\text{ZrO}_2$  изменялась в пределах 0,3–1,3 %. Средний размер частиц был равен 50 нм. Эксперименты показали повышение коэффициента теплоотдачи для частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  значительно выше, чем для частиц  $\text{ZrO}_2$ . Максимальная интенсификация составила 27 % при объемной концентрации наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  равной 6 %. Наножидкость с частицами  $\text{ZrO}_2$  увеличивает коэффициент теплоотдачи на 2–3 %, при объемной концентрации частиц 1,3 %. Также показано увеличение потерь давления в канале с увеличением концентрации наночастиц.

Исследование влияния добавления наночастиц металлов показано в работе Heris S. Z. et. al. [11]. Наножидкость была приготовлена с использованием наноразмерных частиц меди. Базовой жидкостью была вода. Использовались сферические частицы меди размером 25 нм. Объемная концентрация наночастиц варьировалась от 0,2 до 2,5 %. Диапазон исследуемых чисел Рейнольдса: 650–2000. В работе показано, что с ростом концентрации наночастиц происходит рост

коэффициента теплоотдачи. На рисунке 1.4 показаны зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от числа Пекле для наножидкостей с различной концентрацией частиц. Наножидкость с двухпроцентной концентрацией наночастиц меди интенсифицирует теплообмен на 45 % относительно базовой жидкости.

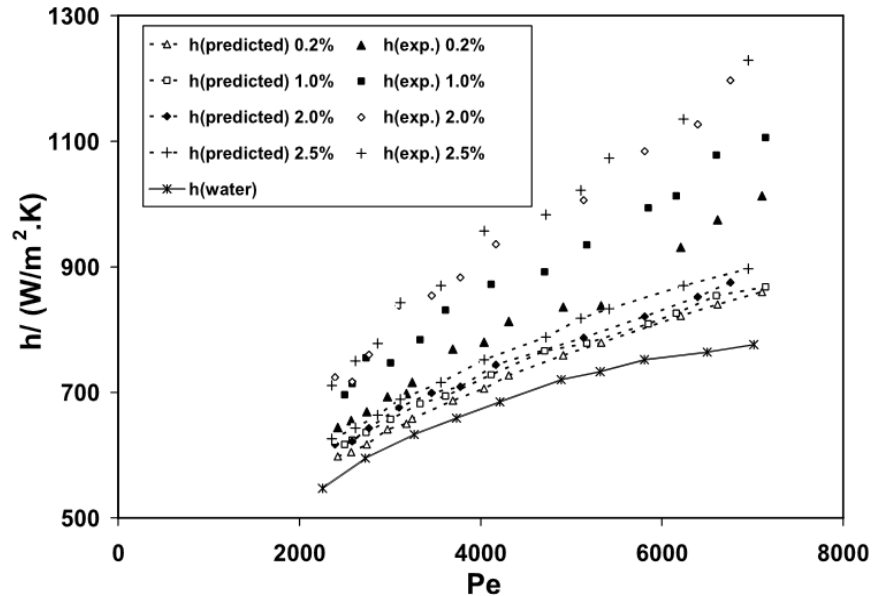


Рис. 1.4. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Пекле [11].

В работе [12] исследован конвективный теплообмен наножидкостей в ламинарном режиме течения в круговой медной трубке с постоянной температурой стенки. Наножидкости были приготовлены с использованием следующих частиц:  $Al_2O_3$ ,  $ZnO$ ,  $TiO_2$ ,  $MgO$ . В качестве базовой жидкости была использована смесь дистиллированной воды и этиленгликоля, 55 и 45 % соответственно. Показано, что коэффициент теплоотдачи в наножидкостях сильно зависит от объемной доли, среднего размера, вида взвешенных наночастиц и режима течения. В экспериментах наблюдается влияние материала наночастиц на величину интенсификации коэффициента теплоотдачи. Объемная концентрация наночастиц в экспериментах была равна 1%. Наибольшее увеличение коэффициента теплоотдачи наблюдается для наножидкости с частицами оксида



магния. Наименьшее увеличение коэффициента теплоотдачи наблюдается для наночастиц оксида титана: 10 % относительно чистой воды для числа Рейнольдса, равного 1000. Для наножидкости с частицами MgO интенсификация коэффициента теплоотдачи при числе Рейнольдса, равном 1000, составила 252 % относительно чистой воды. Зависимость относительного увеличения коэффициента теплоотдачи от концентрации для различных материалов наночастиц при числе Рейнольдса, равном 1000, показана на рисунке 1.5.

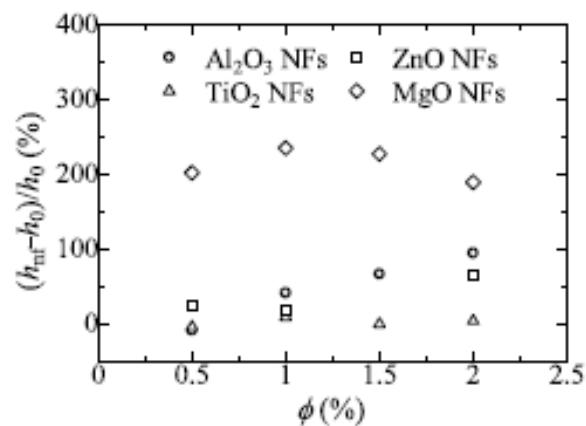


Рис. 1.5. Относительный коэффициент теплоотдачи в зависимости от концентрации различных материалов частиц [12].

Видно, что зависимость интенсификации теплообмена от концентрации наночастиц для наножидкости с частицами оксида магния имеет максимум при концентрации 1 %, в то время как для наножидкостей с частицами Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZnO, TiO<sub>2</sub> наблюдается рост коэффициента теплоотдачи с увеличением концентрации частиц.

Помимо исследований вынужденной конвекции наножидкостей с частицами оксидов металлов, множество работ посвящено исследованию наножидкостей с углеродными нанотрубками. Так Amrollahi et. al. [13] было проведено исследование конвективного теплообмена наножидкостей на основе воды и многостенных углеродных нанотрубок. Средний диаметр углеродных трубок был равен 150–200 нм. Экспериментальные результаты показывают, что

коэффициент теплопередачи этих наножидкостей возрастает до 30 % при небольших массовых концентрациях порядка 0,25 % по сравнению с чистой водой в ламинарных режимах течения. На рисунке 1.6 представлен график распределения локального коэффициента теплоотдачи по длине экспериментального участка при числе Рейнольдса, равном 1592.

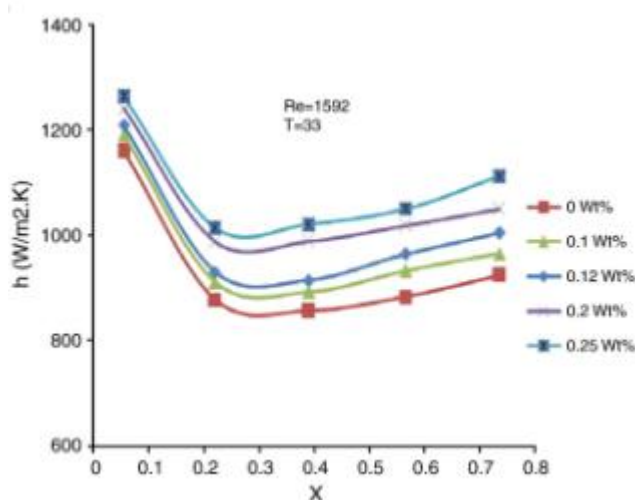


Рис. 1.6. Распределение локального коэффициента теплоотдачи по длине экспериментального участка [13].

## 1.2 Турбулентная вынужденная конвекция наножидкостей

Первая экспериментальная работа по исследованию турбулентного конвективного теплообмена появилась в 1998 году и принадлежит авторам Pak W., Cho Y. I. [14]. Авторами проведены эксперименты для наножидкостей с частицами  $Al_2O_3$  и  $TiO_2$ . Наножидкости приготовлены на основе воды. Эксперименты проводились в горизонтальном круглом канале. Показано, что интенсификация турбулентного теплообмена зависит от концентрации частиц. С ростом концентрации частиц приращение коэффициента теплоотдачи возрастает (см. рисунок 1.7).

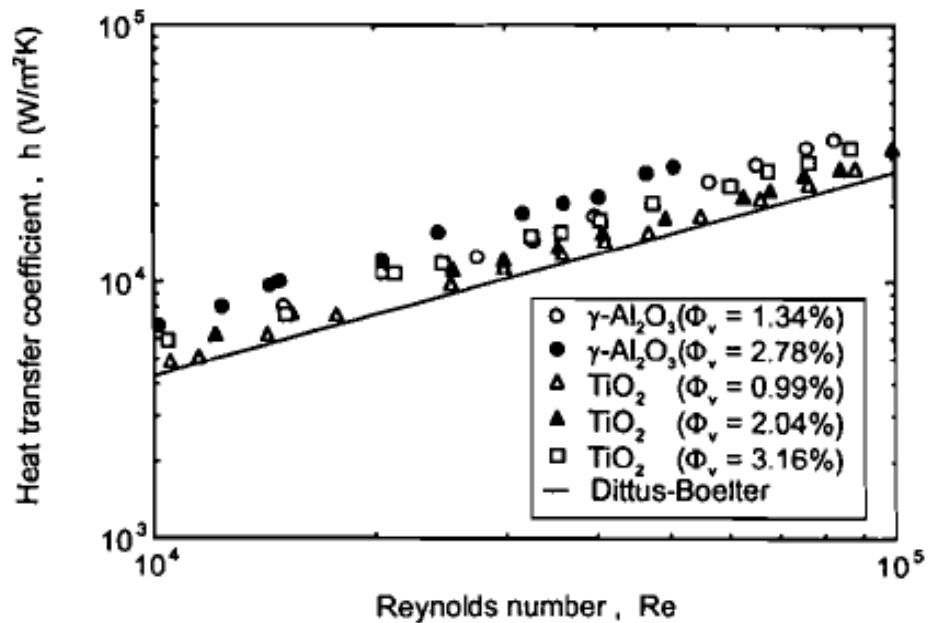


Рис. 1.7. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса [14].

Впоследствии появилось значительное количество работ (например, [15], [16], [17], [18], [19], [20] и цитируемая там литература). Показано, что добавка наночастиц с объемной концентрацией 0,05–2 % позволяет интенсифицировать теплообмен на 25–60 % по сравнению с базовой жидкостью. В работе Nguyen S. T. et. al. [17] было проведено исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкости. Использовались наночастицы оксида алюминия размером 36 нм. Показан рост коэффициента теплоотдачи с ростом концентрации. Максимальная интенсификация коэффициента теплоотдачи составила 40 % относительно чистой воды при концентрации наночастиц 6,8 %.

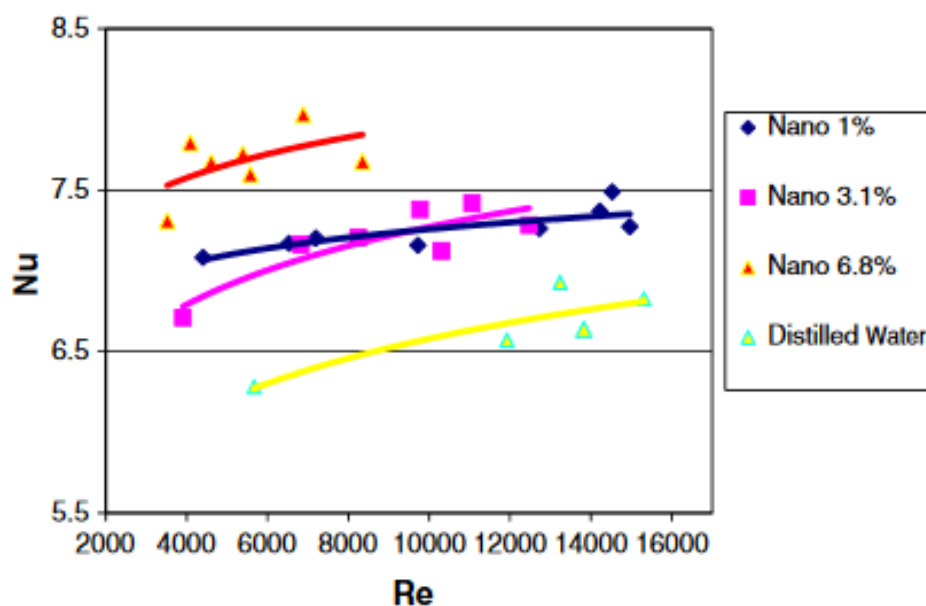


Рис. 1.8. Число Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса [17].

В работе Weerapun Duangthongsuk and Somchai Wongwises [18] проведено исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей с наночастицами оксида титана ( $\text{TiO}_2$ ) в горизонтальной трубке. Базовой жидкостью в экспериментах являлась вода. Число Рейнольдса в экспериментах варьировалось от 4000 до 16000. Размер частиц был равен 21 нм. Значение концентрации наночастиц в экспериментах изменялось от 0,2–2 % по объему. Было показано, что использование наножидкости позволяет существенно повысить коэффициент теплоотдачи относительно базовой жидкости. Так, добавка 1 % наночастиц позволила увеличить коэффициент теплоотдачи на 26 % при фиксированном числе Рейнольдса. При дальнейшем увеличении концентрации частиц до 2 %, было установлено, что коэффициент теплоотдачи наножидкости примерно на 14 % меньше, чем у чистой воды при фиксированном числе Рейнольдса. На рисунке 1.9 показана зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса. В работе было исследовано влияние концентрации наночастиц на перепад давления в рабочем участке. С увеличением концентрации наночастиц величина перепада давления монотонно возрастает относительно чистой воды. При фиксированном числе Рейнольдса для одно- и

двухпроцентной концентрации наночастиц величина перепада давления возрастает на 15 и 30 % соответственно (см. рисунок 1.9б).

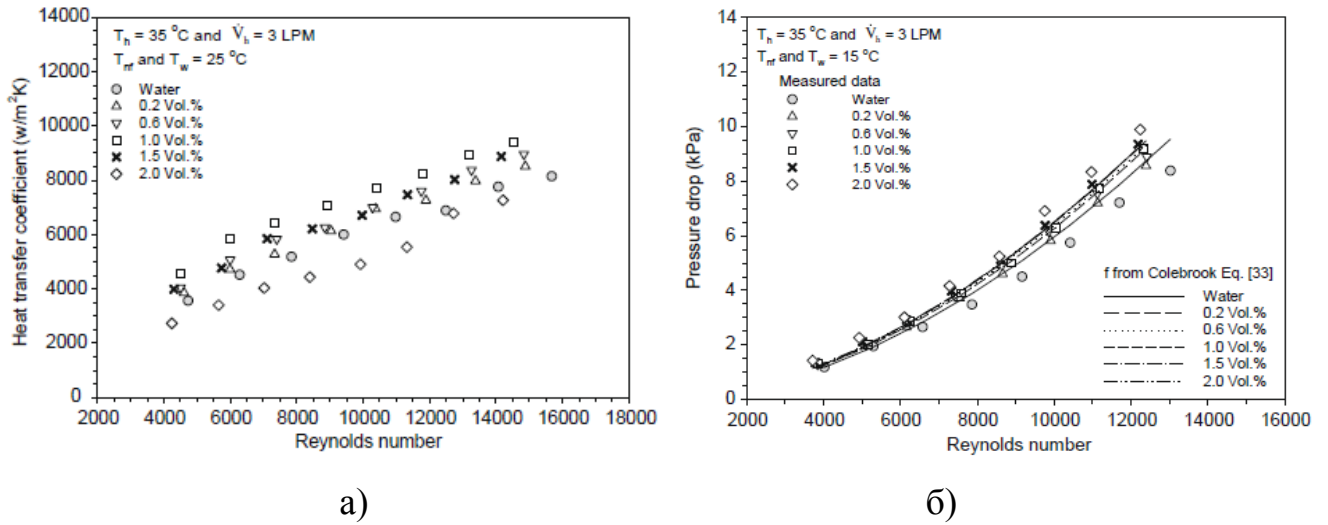


Рис. 1.9. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и величина перепада давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса [18].

Работы [16], [17], [20], [21] посвящены исследованию влияния размера наночастиц на конвективный теплообмен. Полученные экспериментальные данные оказались противоречивыми. Так, в работе [17] показано снижение коэффициента теплоотдачи с ростом размера наночастиц. Это можно видеть из графика зависимости числа Нуссельта от числа Рейнольдса (см. рисунок 1.10).

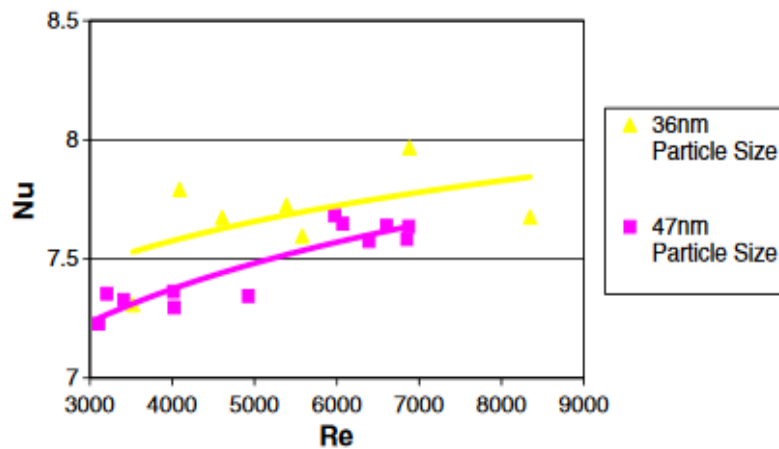


Рис. 1.10. Влияние размера частиц на зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса [17].

В работе [20] утверждается прямо противоположное влияние размера частиц на коэффициент теплоотдачи наножидкости. Использовались наножидкости с частицами  $SiC$ . Эксперименты проводились для размеров частиц в интервале 16–90 нм. В качестве базовой жидкости выступал раствор воды с этиленгликолем с объемным соотношением веществ 50/50. Из графика зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от скорости течения теплоносителя (см. рисунок 1.11), видно, что с ростом размера частиц происходит рост среднего коэффициента теплоотдачи.

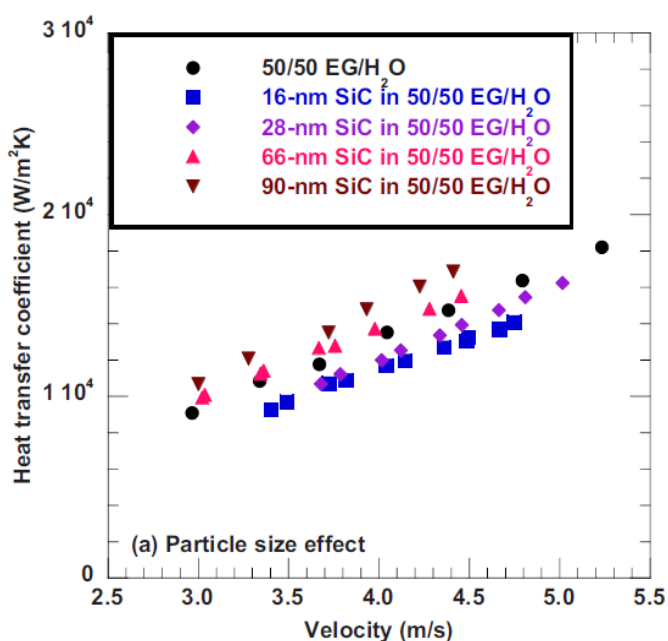


Рис. 1.11. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от скорости течения теплоносителя для различного размера частиц [20].

Исследованию турбулентной вынужденной конвекции наножидкости с наночастицами оксида алюминия ( $Al_2O_3$ ) посвящена работа В. Sahin et. al. [22]. Проведено исследование для наножидкостей с объемными концентрациями частиц 0,5, 1, 2 и 4 % в диапазоне чисел Рейнольдса от 4000 до 20000. Показана интенсификация теплообмена с увеличением концентрации наночастиц для концентрации менее 1 %. В дальнейшем с увеличением концентрации происходит

рост коэффициента вязкости и увеличение величины перепада давления существенно превосходит рост коэффициента теплоотдачи вследствие чего теплогидравлическая эффективность использования наножидкости падает. Наибольшая интенсификация теплообмена наблюдается при числе Рейнольдса, равном 8000, и объемной концентрации наночастиц, равной 0,5 %.

В работе W. H. Azmi et. al. [23] проведено экспериментальное исследование вынужденной конвекции и перепада давления для наножидкостей с различными концентрациями частиц  $SiO_2$ . Базовой жидкостью для наножидкостей являлась вода. Число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 5000 до 27000. Объемная концентрация изменялась от 0,5 до 4 %. Размер частиц в экспериментах был равен 22 нм. Показан рост коэффициента теплоотдачи с ростом концентрации наночастиц до 3 % включительно, дальнейшее увеличение концентрации наночастиц не привело к увеличению коэффициента теплоотдачи. Перепад давления увеличивается с ростом концентрации наночастиц во всем диапазоне исследуемых концентраций, в отличие от коэффициента теплоотдачи (см. рисунок 1.12 (б)).

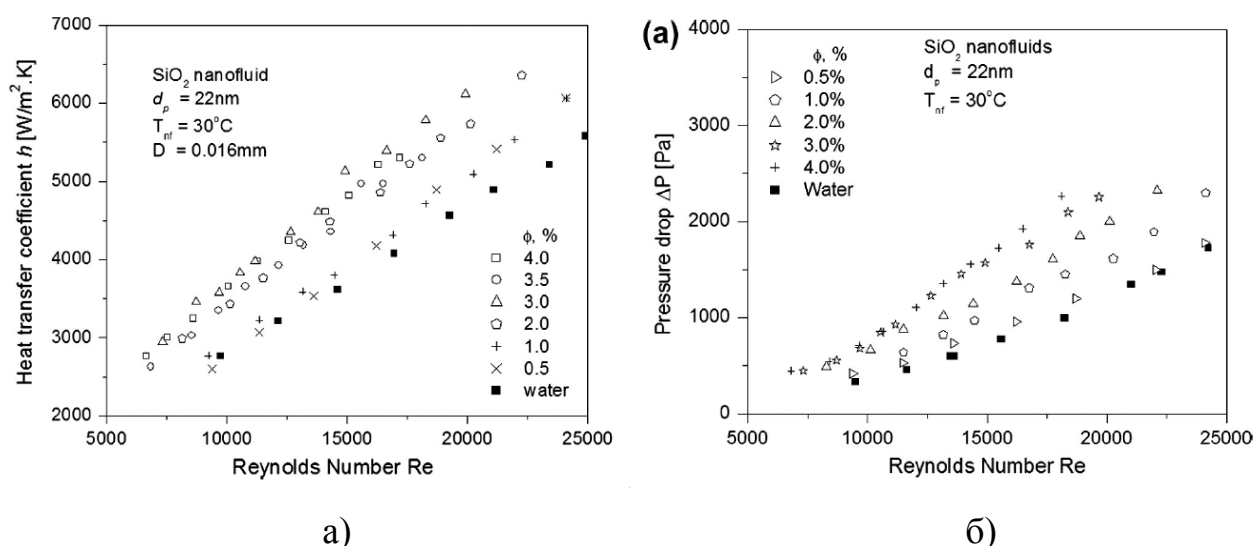


Рис. 1.12. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепада давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса [23].

В работе J. Julia et. al. [24] показано, что с ростом концентрации наночастиц оксида кремния коэффициент теплоотдачи возрастает, и при объемной концентрации, равной 5 %, данная концентрация позволяет интенсифицировать коэффициент теплоотдачи на 300 % относительно чистой воды при числе Рейнольдса, равном  $3 \times 10^4$ . В данной работе показана зависимость интенсификации коэффициента теплоотдачи от материала частиц. Так, наножидкость с частицами оксида алюминия (концентрация равна 5 %) повышает коэффициент теплоотдачи на 180 % относительно чистой воды при числе Рейнольдса, равном  $3 \times 10^4$ . В экспериментах использовались наночастицы оксида кремния с первичным размером частиц 12 нм, размеры агломератов частиц достигали 201 нм. Первичный размер наночастиц оксида алюминия был равен 11 нм, размеры агломератов частиц достигали 127 нм.

В работе A. Bontemps [25] исследования коэффициента теплоотдачи наножидкости с частицами оксида кремния показали, что в ламинарном режиме течения влияние добавки наночастиц на теплообмен незначительно. В турбулентном режиме течения интенсификация коэффициента теплоотдачи составила 30 % и 100 % относительно чистой воды для объемных концентраций наночастиц 2,3 и 19 % соответственно. В экспериментах использовались наночастицы со средним размером 22 нм.

### **1.3 Магнитные наножидкости**

Перспективным способом управления свойствами наножидкостей может являться приложение к ним электромагнитных полей. После того как стало понятно, что максимальное увеличение коэффициента теплоотдачи за счет использования наножидкостей, как правило, не превышает нескольких десятков процентов, начались поиски способов дальнейшего повышения эффективности применения наножидкостей. Здесь крайне интересными и полезными во многих приложениях могут быть наножидкости на основе ферромагнитных материалов (например, частицы железа и его оксидов  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , никеля и т. д.). Магнитные



жидкости могут быть крайне полезными во многих приложениях, так как их свойства существенно меняются при воздействии электромагнитного поля. Так, в частности, в работах [26], [27], [28], [29] было показано, что коэффициент теплопроводности ферромагнитной наножидкости под действием внешнего магнитного поля может увеличиваться в несколько раз. Это открывает новые возможности для управления процессами тепломассообмена. Считается, что основным механизмом увеличения теплопроводности является выстраивание наночастиц вдоль силовых линий магнитного поля [29], однако окончательного понимания этого вопроса пока нет.

В работе [30] исследовано влияние магнитного поля на коэффициент теплопроводности наножидкости из углеродных нанотрубок и частиц оксида железа. Показано, что в магнитном поле кратковременно коэффициент теплопроводности может повышаться на 60–70 %. Объяснения этого явления не дано. Исследование вязкости не проводилось. Впечатляют результаты работы [31], в которой для наножидкости на основе керосина и частиц оксида железа в относительно небольшом магнитном поле (0,015 Тл) получено увеличение коэффициента теплопроводности практически в четыре раза. Вязкость при этом возросла на 80 %.

Одна из первых попыток экспериментально исследовать вынужденную конвекцию наножидкостей под действием магнитного поля была предпринята в работе [32]. Было показано 20 %-ное увеличение локального коэффициента теплоотдачи под действием поля. Авторы объясняют этот факт локальным увеличением концентрации частиц за счет магнитного поля в пристеночной области. В работе Лайварди [31] было проведено экспериментальное исследование конвективного теплообмена наножидкости (вода – частицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) в ламинарном режиме в присутствии постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно направлению потока. Показано, что с увеличением индукции магнитного поля коэффициент теплоотдачи монотонно возрастает. Для объемной концентрации наночастиц, равной 5 %, повышение индукции магнитного поля до 0,1 Тл увеличивает коэффициент теплоотдачи примерно на 35 %.

Интенсификацию теплообмена в данном случае авторы работы объясняют увеличением коэффициента теплопроводности теплоносителя в присутствии поля.

В работе [33] экспериментально исследовано влияние постоянного магнитного поля на характеристики теплопередачи гибридных наножидкостей «графен + магнетит» в условиях вынужденного ламинарного потока. Результаты исследования показали, что усиление теплопередачи гибридной наножидкости по сравнению с базовой (дистиллированная вода) было ничтожно мало, пока не было приложено магнитное поле. Под воздействием магнитного поля (0,33 Тл) от постоянного магнита, конвективный теплообмен усилился на 82 %. При этом эффект очень сильно зависел от расположения и количества магнитов.

Гофрани с соавторами [34] провели экспериментальное исследование ламинарной конвективной теплопередачи феррожидкости в круглой трубе в присутствии переменного магнитного поля. Было установлено, что действие магнитного поля на теплообмен магнитной жидкости становится заметным при объемной концентрации частиц выше 0,6 %. Эффект усиливается при возрастании концентрации частиц. И при 2 %-ной концентрации частиц под действием переменного магнитного поля средняя теплопередача увеличивается на 27,6 %. Сундар и другие [35] экспериментально исследовали конвективный теплообмен наножидкости с частицами  $Fe_3O_4$ , (36 нм) в круглой трубе в турбулентном режиме в диапазоне чисел  $Re$  от 3000 до 22000 без магнитного поля. Было показано, что коэффициент теплопередачи увеличивается на 30,96 %, а коэффициент трения – на 10,01 % при объемной концентрации наночастиц 0,6 % по сравнению с водой. Влияние магнитного поля в этой работе не исследовано. Влияние перпендикулярного потока магнитного поля на турбулентный конвективный теплообмен наножидкости с частицами  $Fe_3O_4$  экспериментально исследовано в работе [36]. Показано, что коэффициент теплопередачи увеличивался с увеличением концентрации частиц и увеличением напряженности магнитного поля. Кроме того, эффект сильнее в градиентном магнитном поле, чем в однородном магнитном поле. Без влияния магнитного поля коэффициент

теплоотдачи возрастает на 5,2 % по сравнению с дистиллированной водой при объемной концентрации частиц 3 %. В однородном поле с индукцией 0,08 Тл дополнительный прирост теплоотдачи составил 4,2 %, а в градиентном поле – 8,1 %. Причиной интенсификации теплообмена авторы работы называют движение магнитных частиц под действием поля.

В работе [37] исследовали влияние различных коммерческих феррожидкостей на водной основе на теплопередачу при воздействии внешнего магнитного поля. Было зафиксировано, увеличение коэффициента теплопроводности более чем в два раза для 10 % концентрации наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  под действием магнитного поля 50 мТл по сравнению с дистиллированной водой. Показано, что с увеличением интенсивности индукции магнитного поля коэффициент теплопроводности монотонно возрастает, а коэффициент теплоотдачи при конвективном течении напротив снижается. Авторы работы объясняют этот парадокс возможными отложениями наночастиц на стенках канала. В расчетно-экспериментальном исследовании [38] не обнаружили усиления ламинарного конвективного теплообмена для ферромагнитной жидкости по сравнению базовой жидкостью в отсутствие магнитного поля. Кроме того показано, что коэффициент конвективного теплообмена (число Нуссельта) под действием магнитного поля для магнитной жидкости может как увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от различных факторов, таких как соотношение магнитной силы к силе инерции, действующей на магнитную жидкость, образование агрегатов из наночастиц на стенках трубки, повышение локальной теплопроводности в результате образования цепочек из наночастиц внутри феррожидкости в присутствии магнитного поля, интенсивность поля, количество мест приложения поля и др. Хатами с соавторами [39] также показали, что при наличии магнитного поля с увеличением концентрации наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (размером менее 100 нм) коэффициент теплоотдачи снижается на 25 %. В то время как, при отсутствии внешнего магнитного поля добавление магнитных наночастиц увеличило конвективный теплообмен более чем на 60 %. Было установлено, что число Нуссельта в целом уменьшается при увеличении числа

Гартмана. В работе высказано предположение, что магнитное поле приводит к уменьшению интенсивности броуновского движения наночастиц, и это может быть основной причиной такого поведения.

#### **1.4 Выводы**

Анализ современного состояния научной области показывает, что на сегодняшний день существует множество трудов по исследованию конвективного теплообмена наножидкостей. В экспериментах в большинстве случаев используются наночастицы оксидов металлов, а именно: оксиды титана, алюминия, меди, также проводятся исследования с использованием углеродных нанотрубок. В существующих работах предпринимались попытки выяснить влияние концентрации и размера наночастиц на конвективный теплообмен, но полученные в ходе исследований результаты имеют противоречивый характер. Нет окончательного понимания относительно влияния даже основных параметров (концентрация и размер наночастиц) на теплогидравлическую эффективность применения наножидкостей. Во многих работах по исследованию конвективного теплообмена не контролируется размер частиц, не исследуются коэффициенты вязкости и теплопроводности используемых суспензий наноразмерных частиц, отсутствуют результаты измерения потерь давления. Это исключает возможность интерпретировать полученные результаты с позиций эффективности применения наножидкостей. Таким образом, в результате анализа существующих исследований в области конвективного теплообмена наножидкостей, стало очевидно, что задача систематического исследования конвективного теплообмена наножидкостей до сих пор является актуальной.

## ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ. ЧИСЛЕННАЯ МЕТОДИКА.

### 2.1 Экспериментальная установка

Для проведения экспериментальных исследований конвективного теплообмена наножидкостей была создана экспериментальная установка. Фотография и схема экспериментальной установки показаны на рисунках 2.1 (а) и (б) соответственно. Установка является замкнутой по теплоносителю. С помощью насоса исследуемая жидкость из сборного резервуара подается в измерительный обогреваемый участок, после прохождения которого поступает в теплообменник, где охлаждается до заданной входной температуры. Нужный расход теплоносителя в контуре устанавливался с помощью регулирующих вентилей и линии байпаса. Для осуществления контроля расхода жидкости в контуре использовался скоростной расходомер. Частоты вращения крыльчатки регистрируется при помощи настольного цифрового мультиметра GWInstek GDM-8261.



a)

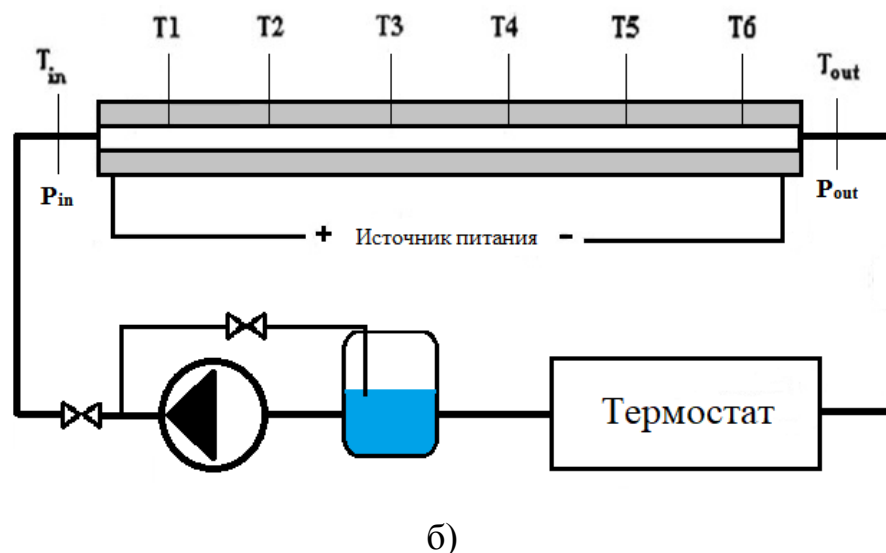


Рис. 2.1. Фотография (а) и схема (б) измерительной установки.

Измерительный участок – прямой круглый канал с длиной обогреваемого участка 0,9 м. В экспериментах использовались каналы с внешним диаметром 6, 8 и 10 мм, толщина стенки у всех каналов была равна 1 мм. Нагрев измерительного участка производился с помощью подаваемого на внешнюю стенку канала электрического тока. Данный способ нагрева позволяет получить постоянную плотность теплового потока ( $q = const$ ) на стенке трубки и может быть легко применен к каналам любого поперечного сечения. Мощность нагрева регулируется изменением подаваемого на понижающий трансформатор напряжения. В ходе эксперимента измерялась сила тока, подаваемая с понижающего трансформатора на стенку трубки. Для измерения локальной температуры на внешней стенке измерительного участка на равном расстоянии друг от друга располагались 6 медь-константановых термопар. Измерение температуры осуществлялось с помощью измерителей ОВЕН ТРМ. Измерительный участок был теплоизолирован с помощью многослойной теплоизоляции. Толщина теплоизоляции была выбрана с помощью теоретических расчетов и проведения серии постановочных экспериментов для чистых жидкостей.

Для измерения температуры теплоносителя на входе и выходе из измерительного участка располагались термопары. Для обеспечения

однородности температуры потока теплоносителя после прохождения измерительного участка использовался дополнительный участок теплоизолированного контура. В ходе эксперимента осуществлялось измерение перепада давления, затрачиваемого на прокачивание исследуемого теплоносителя. Для этого использовался дифференциальный манометр ОВЕН ПД200. В ходе эксперимента осуществляется автоматическая запись всех измеряемых величин с помощью ЭВМ.

Возможности этой установки позволяют проводить измерения среднего коэффициента теплоотдачи и перепада давления для различных режимов течения теплоносителя. Максимальное значение числа Рейнольдса в экспериментах было равно 20000 (для воды).

### **2.1.1 Порядок проведения экспериментов**

В ходе эксперимента регистрируются следующие величины: показания термомпар, расположенных на стенке трубки; показания термомпар, расположенных на входе и выходе рабочего участка; расход жидкости в контуре; перепад давления по длине канала; сила тока, подаваемого на стенку трубки.

Объемный расход теплоносителя измеряется расходомером. Показания термомпар регистрируются измерителями ТРМ-200. Перепад давления по длине канала измеряется с помощью дифференциального манометра ОВЕН ПД-200.

Порядок проведения эксперимента для измерения коэффициента теплоотдачи и гидравлического сопротивления при вынужденной конвекции в круглом канале:

Установить требуемый расход исследуемой жидкости регулируемыми вентилями.

После установления расхода, с помощью ЛАТРа устанавливается требуемое значение напряжения переменного тока, которое подается на понижающий трансформатор и устанавливает значение силы тока, подаваемого на поверхность трубки.

После выхода на стационарный режим, с интервалом в 1 секунду с помощью ЭВМ производится опрос и запись измеряемых значений температуры на стенке рабочего участка, температуры теплоносителя на входе и выходе, а также перепада давления, для каждого эксперимента запись производилась в течение 5 минут.

Далее, на входе в рабочий участок с помощью регулирующих вентилей задается новое значение объемного расхода теплоносителя, после установления расхода в измерительном участке ход эксперимента повторяется.

### 2.1.2 Методика обработки результатов экспериментов

В эксперименте измеряются следующие величины:

- объемный расход жидкости  $V$  (л/мин);
- перепад давления  $\Delta P$  (Па) по длине рабочего участка;
- значения температуры на входе и после выхода из рабочего участка, температуры поверхности рабочего участка;
- значения силы тока подаваемого на поверхность рабочего участка.

Порядок обработки экспериментальных данных:

1. Производится осреднение по времени значений температур на поверхности рабочего участка, температуры на входе и после выхода из рабочего участка, °С:

$$T = \frac{\sum T_i}{N}$$

2. Вычисляется массовый расход теплоносителя в канале  $G$ , кг/сек:

$$G = V\rho,$$

где  $\rho$  – плотность теплоносителя, кг/м<sup>3</sup>; для наножидкости плотность определялась по формуле:

$$\rho = \rho_w(1 - \varphi) + \rho_p\varphi,$$



где  $\rho_w$  – плотность базовой жидкости,  $\rho_p$  – плотность частиц,  $\varphi$  – объемная концентрация наночастиц.

3. Вычисляется плотность теплового потока на стенке, Вт/м<sup>2</sup>:

$$q = \frac{I^2 R}{S_{бок}},$$

где  $I$  – сила тока, подаваемого на поверхность рабочего участка,  $R$  – электрическое сопротивление трубки,  $S_{бок}$  – площадь боковой поверхности рабочего участка.

4. Определяется число Рейнольдса в канале:

$$Re = \frac{4G}{\pi d \mu},$$

где  $d$  – внутренний диаметр рабочего участка,  $\mu$  – динамическая вязкость теплоносителя.

5. Определяется средняя температура на внешней стенке рабочего участка, °С:

$$\bar{T}_w = \frac{T_{w1} + T_{w2} + T_{w3} + T_{w4} + T_{w5} + T_{w6}}{6},$$

где  $T_{wi}$  – осредненные по времени температуры расположенных на стенках рабочего участка термопар.

6. Средняя температура теплоносителя, °С:

$$\bar{T}_f = \frac{T_{in} + T_{out}}{2},$$

где  $T_{in}$  – осредненная по времени температура теплоносителя на входе в рабочий участок;  $T_{out}$  – осредненная по времени температура теплоносителя после выхода из рабочего участка.

7. Тепловой поток, получаемый теплоносителем при прохождении рабочего участка  $Q$ , Вт:

$$Q = GC_p (T_{out} - T_{in}),$$

где  $C_p$  – теплоемкость рабочей жидкости.

8. Вычисляется локальный коэффициент теплоотдачи в канале  $\alpha$ , Вт/(м<sup>2</sup>×К):

$$\alpha = \frac{q}{t_{w_i} - t_{bulk}},$$

где  $t_{w_i}$  – температура внешней стенки канала,  $q$  – плотность теплового потока, температура ядра потока определялась как:

$$t_{bulk} = T_{in} + \frac{4qx}{Re \cdot \mu \cdot C_p},$$

здесь  $\mu$ ,  $C_p$  – вязкость и теплоемкость теплоносителя;  $T_{in}$  – температура теплоносителя на входе в канал;  $x$  – координата по длине канала,  $Re$  – число Рейнольдса. Среднее значение коэффициента теплоотдачи определялось интегрированием локального коэффициента.

9. Определяется число Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda},$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности теплоносителя.

### 2.1.3 Оценка ожидаемой погрешности

Оценка ожидаемой погрешности результатов эксперимента проводилась согласно рекомендациям [40]. Величины, определяемые в ходе эксперимента, можно разделить на два вида: значения, получаемые в результате прямого измерения, и величины, получаемые в результате применения каких-либо методик расчета на основании экспериментальных данных.

Согласно работе [40], погрешности, влияющие на результат прямого измерения, подразделяются на случайные, систематические и грубые. В ходе обработки экспериментальных данных принималось, что случайная составляющая погрешности распределена по нормальному закону. Грубые погрешности исключались. После принятия поправок для компенсации влияния систематической составляющей погрешности на результат измерений, определялось среднее значение результатов измерения:

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i,$$

где  $X_i$  –  $i$ -й результат наблюдения.

Среднеквадратичная погрешность результата наблюдений определялась по выражению:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}.$$

Доверительный интервал погрешности результата измерений определялся с помощью распределения Стьюдента:

$$I_p = (\bar{X} - \varepsilon; \bar{X} + \varepsilon),$$

где  $I_p$  – доверительный интервал,  $\varepsilon = t_p \sigma / \sqrt{n}$  – оценка абсолютной погрешности измерений,  $t_p$  – коэффициент Стьюдента при доверительной вероятности 0,95 и числе результатов наблюдений  $n = 3$ .

Абсолютная погрешность результата эксперимента оценивалась как разность среднего значения  $\bar{X}$  и текущего значения  $X_i$ :

$$\Delta = \bar{X} - X_i.$$

Относительная погрешность результата серии измерений оценивалась, %:

$$\delta = \frac{\Delta}{\bar{X}} \cdot 100.$$

Погрешности косвенных измерений определялись как погрешности величин-функций. Для величин, определяемых как функция  $Y = \phi(X_1, X_2, \dots, X_n)$ , абсолютная погрешность  $\Delta Y$  и относительная погрешность  $\delta Y$  определяются по выражениям:

$$\Delta Y = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial \phi}{\partial X_i} \Delta X_i \right)^2}; \quad \delta Y = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial \ln \phi}{\partial X_i} \Delta X_i \right)^2}.$$

Таблица 2.1 – Оценка погрешности измерений

Параметр	Диапазон изменения величины	Абсолютная погрешность		Относительная погрешность	
		Нижнего предела $\Delta_n$	Верхнего предела $\Delta_v$	Нижнего предела $\delta_n$ %	Верхнего предела $\delta_v$ %
Температура, °С	10–80	0,05	0,4	0,5	0,5
Коэффициент теплоотдачи, Вт/(м <sup>2</sup> *К)	200–7000	10,4	315,0	5,2	4,5
Объемный расход, л/мин	0,07–2,5	0,0014	0,025	2	1
Давление, Па	20–15000	0,22	165	1,1	1,1

### 2.1.4 Тестирование экспериментальной установки

Было проведено тестирование экспериментальной установки в ламинарном и турбулентном режимах течения, в качестве теплоносителя использовалась дистиллированная вода. Экспериментальные данные для локального числа Нуссельта в ламинарном режиме течения сопоставлялись с корреляцией Shah [41].

Корреляция Shah:

$$Nu_x = \begin{cases} 1.302 \left( \frac{x}{d \cdot Pe} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 & \frac{x}{d \cdot Pe} < 0.00005 \\ 1.302 \left( \frac{x}{d \cdot Pe} \right)^{\frac{1}{3}} - 0.5 & 0.00005 < \frac{x}{d \cdot Pe} < 0.0015, \\ 4.364 + 0.263 \left( \frac{x}{d \cdot Pe} \right)^{-0.506} e^{-41 \left( \frac{x}{d \cdot Pe} \right)} & \frac{x}{d \cdot Pe} > 0.0015 \end{cases}$$

где  $Pe$  – число Пекле;  $x$  – расстояние от начала канала.

Число Рейнольдса в экспериментах изменялось в диапазоне от 400 до 1800. Значение теплового потока на стенке канала в экспериментах было равно 90 Вт. Проведено сопоставление полученных экспериментальных данных в ламинарном режиме течения для дистиллированной воды с корреляцией Shah. Распределения числа Нуссельта по длине измерительного участка для значений числа

Рейнольдса, равных 520 и 970, показаны на рисунке 2.2. Экспериментальные данные хорошо согласуются с корреляционной зависимостью, отличие не превышает 2 %.

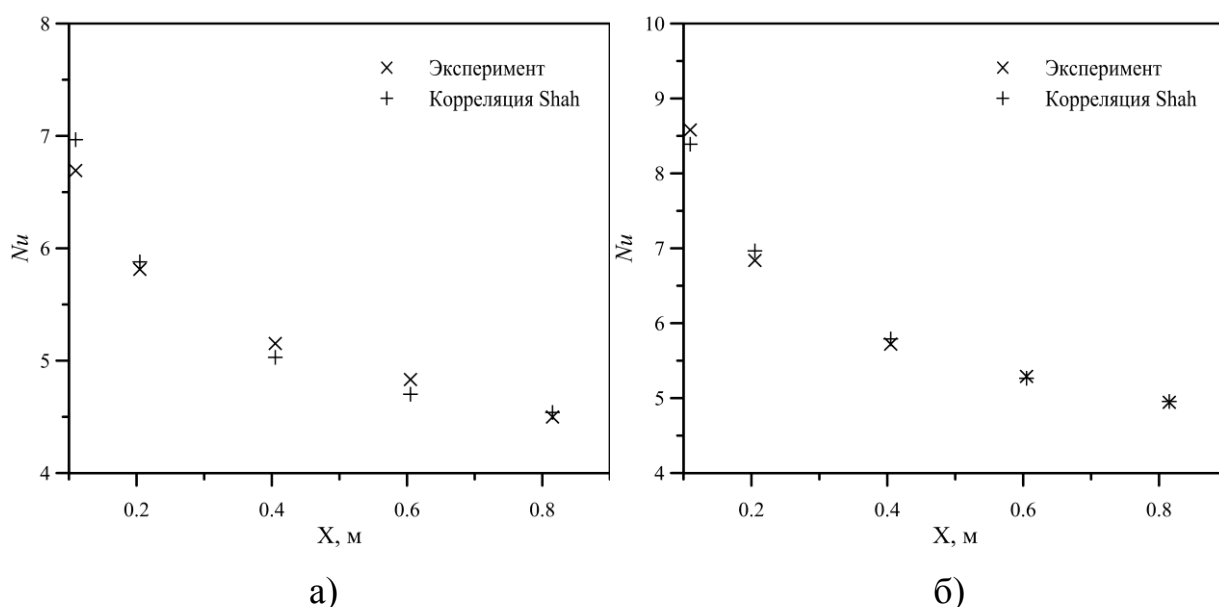


Рис. 2.2. Распределение локального числа Нуссельта по длине канала,  $Re = 520$  (а) и  $Re = 970$  (б).

Проведены тестовые измерения коэффициента теплоотдачи и величины перепада давления при турбулентной вынужденной конвекции дистиллированной воды в прямом круглом канале. Экспериментальный диапазон расходов теплоносителя 0,65–2 л/мин, что соответствует диапазону чисел Рейнольдса 2300–8000. Полученные экспериментальные данные для дистиллированной воды сравнивались с эмпирической корреляцией Михеева [42]:

$$Nu = 0.021Re^{0.8} Pr^{0.43}.$$

Экспериментальные значения среднего числа Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса и эмпирическая корреляцией Михеева представлены на рисунке 2.3 (а). Различия между полученными экспериментальными данными для дистиллированной воды и корреляцией не превышают 5 %.

По значениям перепада давления, определенным в ходе эксперимента, вычислялся коэффициент гидравлического сопротивления:

$$\xi = \frac{2d \cdot \Delta P}{\rho U^2 L},$$

где  $U$  – среднерасходная скорость теплоносителя;  $d$  – внутренний диаметр измерительного участка;  $L$  – длина измерительного участка;  $\Delta P$  – измеренный перепад давления.

Верификации значений экспериментального коэффициента гидравлического сопротивления была проведена с помощью зависимости Пуазеля:  $\xi = \frac{64}{\text{Re}}$  для ламинарного режима течения, а для турбулентного режима течения – с помощью зависимости Блазиуса:  $\xi = 0.3164 \text{Re}^{-0.25}$ . Экспериментально определенный коэффициент гидравлического сопротивления для дистиллированной воды был сопоставлен с теоретическими зависимостями Пуазеля и Блазиуса (см. рисунок 2.3 (б)).

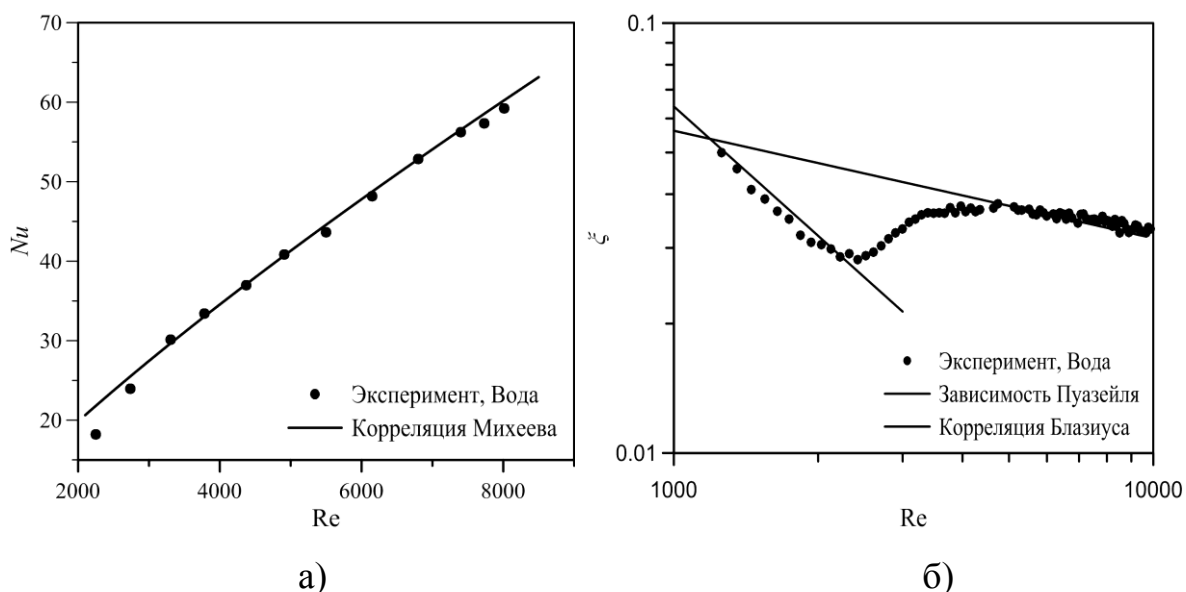


Рис. 2.3. Число Нуссельта (а) и коэффициент гидравлического сопротивления (б) для дистиллированной воды в зависимости от числа Рейнольдса.

Проанализировав график, представленный на рисунке 2.4 (б) видно, что экспериментальная установка позволяет разрешить ламинарно-турбулентный

переход при течении теплоносителя. Экспериментально определенный коэффициент гидравлического сопротивления с хорошей точностью согласуется с теоретическими значениями, расхождение не превышает 5 %.

Проведенное тестирование экспериментальной установки показало хорошее согласование экспериментальных данных с известными аналитическими и эмпирическими корреляциями для числа Нуссельта и коэффициента сопротивления в ламинарном и турбулентном режимах течения. Проведенный сравнительный анализ показал достоверность получаемых экспериментальных данных по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению.

## **2.2 Численное моделирование конвективного теплообмена наножидкостей**

Так как в экспериментах используются непрозрачные каналы с многослойной теплоизоляцией, для получения дополнительной информации о течении в измерительном участке в качестве одного из инструментов для исследования было использовано численное моделирование.

В работе использовались два подхода. Для описания течения и теплообмена наножидкостей без влияния магнитного поля использовалась разработанная в работах [43], [44], [45] гомогенная модель наножидкости. В модель закладывались экспериментально определенные зависимости коэффициентов переноса наножидкостей (вязкость, теплопроводность) от объемной концентрации наночастиц. Для описания течения и теплообмена магнитных наножидкостей в магнитном поле разработана модель транспорта магнитных наночастиц в неоднородном магнитном поле на основе эйлерова подхода. Расчеты выполнены на основе проведенных экспериментов по изучению вынужденной конвекции наножидкости.

### 2.2.1 Математическая модель и численный алгоритм

*Гомогенная модель.*

Течение однородных несжимаемых ньютоновских сред описывается уравнениями Навье – Стокса:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T},$$

где  $\rho$  – плотность наножидкости,  $p$  – давление,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости, а  $\mathbf{T}$  – тензор вязких напряжений.

Уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности наножидкости,  $h$  – энтальпия среды:

$$h(T) = \int_{T_0}^T C_p dT,$$

здесь  $C_p$  – удельная тепло емкость:

$$C_p = \frac{(1-\varphi)\rho_f C_{p,f} + \varphi\rho_p C_{p,p}}{\rho},$$

где  $\varphi$  – объемная доля наночастиц,  $\rho_f$  – плотность базовой жидкости,  $\rho_p$  – плотность материала частиц,  $C_{p,f}$  – тепло емкость базовой жидкости,  $C_{p,p}$  – теплоемкость материала частиц.

Плотность наножидкости вычислялась по формуле:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta \cdot (T - T_0)},$$



где  $\rho_0$  – плотность наножидкости при комнатной температуре  $T_0$ .  
 $\rho_0 = (1-\varphi) \cdot \rho_f + \varphi \cdot \rho_p$ ,  $\beta$  – коэффициент термического расширения наножидкости:

$$\beta = \frac{(1-\varphi)\rho_f\beta_f + \varphi\rho_p\beta_p}{\rho_0},$$

где  $\beta_f$  и  $\beta_p$  – коэффициенты термического расширения базовой жидкости и частиц.

В модели для каждой наножидкости задавались экспериментально определенные коэффициенты теплопроводности и вязкости [46], [47].

Математическая модель турбулентного теплообмена наножидкостей построена на основе RANS подхода. Суть этого подхода заключается в решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса [48], [49]:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\boldsymbol{\tau} - \overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'}) + \mathbf{F},$$

где  $\mathbf{v}$  – усредненное по времени поле скоростей;  $-\overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'}$  – тензор рейнольдсовых напряжений.

При построении двухпараметрических моделей турбулентности для определения компонент тензора рейнольдсовых напряжений используют гипотезу Буссинеска об изотропной турбулентной вязкости:

$$-\overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij},$$

где  $\mu_t$  – турбулентная вязкость;  $k$  – кинетическая энергия турбулентных пульсаций.

Для моделирования турбулентного течения использовалась двухзонная двухпараметрическая модель Ментера SST [50], [51].

Уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla(\bar{v}(\rho E + p)) = \nabla(\lambda_{eff} \nabla T),$$

где  $\lambda_{eff}$  – эффективный коэффициент теплопроводности:  $\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t$  ( $\lambda_t$  – турбулентный коэффициент теплопроводности, определяемый в соответствии с используемой моделью турбулентности).

*Модель транспорта магнитных наночастиц в неоднородном магнитном поле.*

Для описания течения и теплообмена магнитных наножидкостей была разработана модель транспорта магнитных наночастиц в неоднородном магнитном поле на основе эйлерова подхода. В эйлеровом подходе динамика магнитных наночастиц описывается их концентрацией. Для каждой среды рассматривается собственная система уравнений сохранения массы и импульса. В общем случае эйлеров подход для описания течения наножидкостей является довольно сложным, поскольку требует задания большого количества данных, касающихся взаимодействия частиц с потоком и друг с другом (гранулярная вязкость, давление частиц, вызванное межчастичным взаимодействием, сдвиговая и объемная составляющие вязкости твердой фазы и др.). Эти вопросы еще окончательно не решены для суспензий с макроскопическими частицами, а для наносуспензий тем более. Поэтому описание течения магнитной наножидкости под действием неоднородного поля в данной диссертации было выполнено на основе односкоростного приближения для смеси [52] и [53]. Данный подход предполагает, что разность скоростей наночастиц и потока мала, это позволяет редуцировать уравнения переноса дисперсной фазы до уравнения конвективно-диффузионного типа. Такое приближение справедливо для малоинерционных наночастиц. Часто такой подход называют инерционно-диффузионной моделью [53].

В рамках данного подхода скорость наночастиц можно выразить через дрейфовую скорость  $\mathbf{v}_s$  и скорость смеси  $\mathbf{v}_m$ :

$$\mathbf{v}_p = \mathbf{v}_m + (1 - C)\mathbf{v}_s,$$

где  $C$  – массовая концентрация наночастиц.

Плотность смеси при этом определяется как:

$$\rho_m = \rho_p \phi + (1 - \phi) \rho_f,$$

где  $\phi$  – объемная концентрация наночастиц, индекс  $p$  относится к свойствам частицам, а  $f$  – к свойствам несущей жидкости.

Уравнение неразрывности смеси имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m) = 0.$$

Уравнение сохранения импульса несущей среды:

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{v}_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m \mathbf{v}_m) = -\nabla p_m - \nabla \cdot (\rho_m C (1 - C) \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s) + \nabla T_m + \frac{\phi \mathbf{F}_M}{V_p} + \rho_m \mathbf{g},$$

$$\mathbf{T}_m = \mu_m \cdot (\nabla \mathbf{v}_m + \nabla \mathbf{v}_m^T),$$

где  $\mathbf{F}_M$  – магнитная сила,  $V_p$  – объем частицы.

Уравнение переноса массовой доли наночастиц имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_m C}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m C) = -\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_s C (1 - C)).$$

Дрейфовая скорость второй фазы находится из уравнения [52]:

$$\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_p - \mathbf{v}_m = \frac{\tau_p}{C_D} \left( \frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p} \right) \left( \mathbf{g} - \left( \frac{\partial \mathbf{v}_m}{\partial t} + \mathbf{v}_m \cdot \nabla \mathbf{v}_m \right) \right) + \frac{\tau_p \mathbf{F}_M}{C_D},$$

здесь  $\tau_p$  время релаксации частиц, которое определяется следующим образом:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_f}.$$

Коэффициент сопротивления рассчитывается по модели Schiller – Naumann [54]:

$$C_D = \begin{cases} 1.0 + 0.15 \text{Re}_s^{0.687} & \text{Re}_s \leq 1000 \\ 0.0183 \cdot \text{Re}_s & \text{Re}_s > 1000 \end{cases},$$

При этом число Рейнольдса определяется по относительной скорости:

$$\text{Re}_s = \frac{\rho_f d_p |\mathbf{v}_s|}{\mu_f}.$$

Для описания коэффициента вязкости концентрированной суспензии в отложениях наночастиц использовалась аппроксимация из работы [55]:

$$\mu_m = \mu_f \exp \left\{ \frac{2.5}{\beta} \left[ \frac{1}{(1-\phi)^\beta} - 1 \right] \right\},$$

где  $\beta = 2$  – это подгоночный параметр. Согласно данной формуле, вязкость смеси при приближении концентрации частиц к концентрации, соответствующей плотной упаковке 0,63, возрастает примерно в 1000 раз.

Уравнение сохранения энергии для смеси имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p C_{pf} \phi T + \rho_f C_{pf} (1-\phi) T) + \nabla \cdot (\rho_p C_{pf} \phi \cdot T \cdot \mathbf{v}_p) + \nabla \cdot (\rho_f C_{pf} (1-\phi) \cdot T \cdot \mathbf{v}_f) = -\nabla \cdot (\lambda_m \nabla T),$$

где  $T$  – температура смеси,  $\mathbf{v}_f$ ,  $\mathbf{v}_p$  – скорости несущей среды и частиц выражаются через дрейфовую скорость  $\mathbf{v}_s$  и скорость смеси  $\mathbf{v}_m$ .

Для описания коэффициента теплопроводности смеси в данном случае использовалась корреляция [56]:

$$\lambda_m = \lambda_f (1 + (0.0193 + 0.00383\tilde{\rho}) \sqrt{\phi \tilde{D}}) \lambda_f,$$

где  $\tilde{\rho} = \rho_p / \rho_f$ ,  $\tilde{D} = d_p / \sigma$ ,  $\sigma$  – эффективный размер молекул несущей жидкости.

Магнитная сила, действующая на отдельную частицу, определяется [57], [58], [59], [60]:

$$\vec{F}_M = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 V_p (\vec{M} \cdot \nabla) \vec{H},$$

где  $H$  – напряженность магнитного поля,  $M$  – намагниченность частицы, которая, согласно ([57] – [60]), определяются как:

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} \frac{3\chi}{3+\chi} \vec{H} & \text{если } \frac{3\chi}{3+\chi} H < M_s \\ \frac{M_s}{H} \vec{H} & \text{если } \frac{3\chi}{3+\chi} H > M_s \end{pmatrix},$$

здесь  $\chi$  – магнитная восприимчивость материала частиц,  $M_s$  – намагниченность насыщения материала частиц. В работах [61], [62], [63] показано, что для частиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , размеры которых превышают 20 нм, магнитные характеристики близки к характеристикам макроскопических образцов. При

меньших размерах наночастиц намагниченность насыщения убывает. В расчетах использовались характеристики намагниченности наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , взятые из работы [61].

Для замыкания модели, к системе уравнений движения необходимо добавить уравнения магнитостатики. Определение компонент магнитного поля вокруг магнита наиболее удобно находить при помощи вектор-потенциала магнитного поля:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}.$$

Уравнение на вектор-потенциал магнитного поля в случае отсутствия вихревых токов имеет вид:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{A} - \vec{B}_R) \right) = 0,$$

где  $\vec{B}_R$  – остаточная магнитная индукция, которая всюду равна нулю кроме области занятой магнитом.

Напряженность магнитного поля определяется как:

$$\vec{H} = \vec{B} / \mu_0.$$

На рисунке 2.4 приведено распределение компонент напряженности магнитного поля в пространстве вокруг магнита.

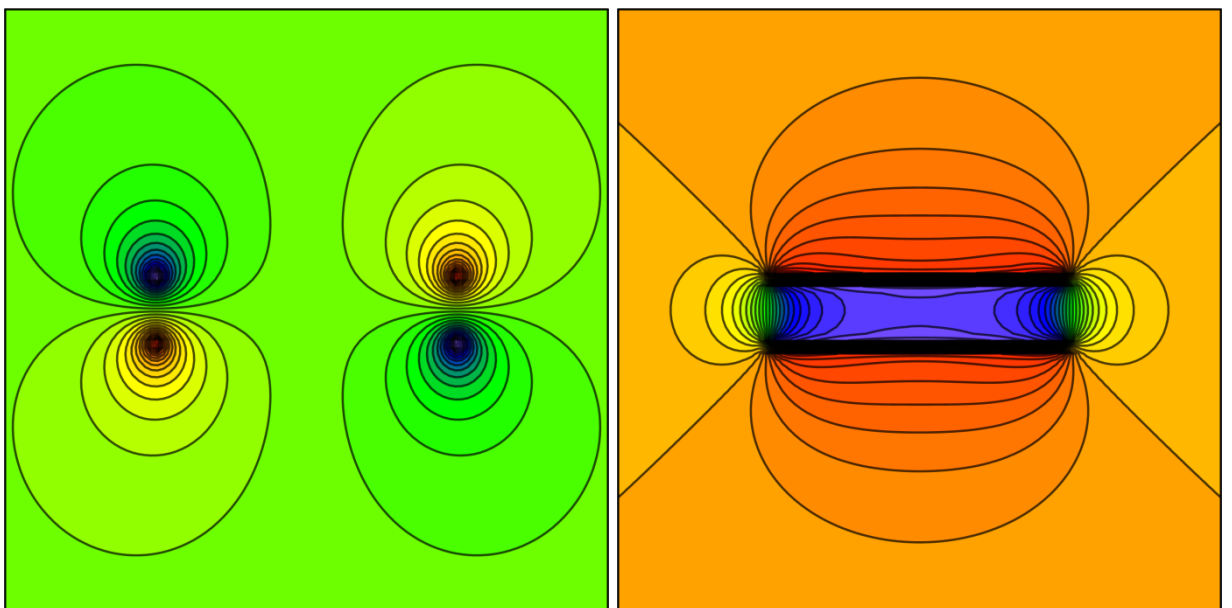


Рис. 2.4.  $V_x$  и  $V_z$  компоненты магнитного поля в плоскости  $y = 0$ .

### 2.2.2 Граничные условия

На входе в расчетную область задавались условия Дирихле и условие постоянной температуры потока. Для задач транспорта магнитных наночастиц в неоднородном магнитном поле на входной границе, помимо условий Дирихле и значения температуры потока, задавалось значение концентрации частиц на входе.

На выходной границе расчетной области для всех рассматриваемых величин задавались условия Неймана.

Для объемной доли жидкой и твердой фаз на стенке задаются условия отсутствия диффузионных потоков.

На внешней стенке обогреваемой части трубки в расчетах задавалось значение плотности теплового потока, соответствующее экспериментальным данным.

Для решения задач магнитостатики на внешней стенке расчетной области задавались условия равенства нулю производных по нормали от компонент вектор-потенциала магнитного поля.

### 2.2.3 Тестирование численной методики

Тестирование использованных математических моделей выполнялось сопоставлением полученных расчетных данных с известными аналитическими решениями и с полученными экспериментальными данными для чистых жидкостей на экспериментальном стенде, описанном в разделе 2.1. Построена осесимметричная модель измерительного участка, используемого в экспериментах. В расчетах использовалась структурированная сетка со сгущением к стенкам канала. Количество узлов равно 800 000. Расчетная область состояла из проточной части и твердой стенки трубки. Фрагмент расчетной сетки представлен на рисунке 2.5. На входе в расчетную область задавался массовый расход и температура теплоносителя, соответствующие проведенному нами

эксперименту. На выходной границе расчетной области задавалось условие нулевого давления. На внешней стенке канала задавалось значение постоянной плотности теплового потока, соответствующее экспериментальным данным.

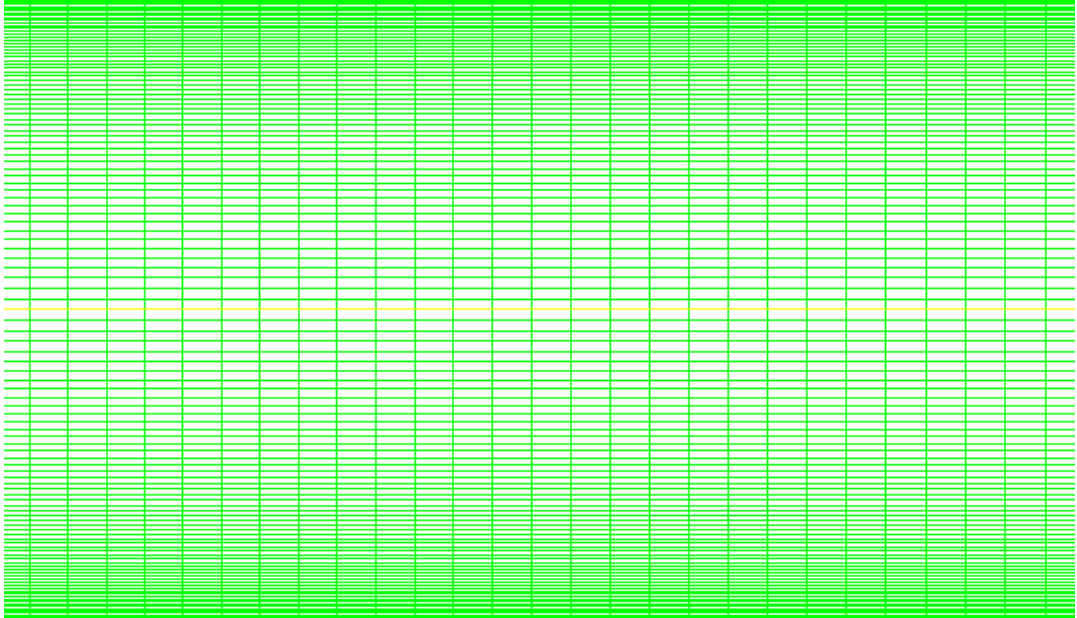


Рис. 2.5. Фрагмент расчетной сетки.

По данным, полученным в ходе расчетов, вычислялся локальный коэффициент теплоотдачи на стенке:

$$\alpha(x) = q_w / (T_w(x) - T_b(x)),$$

температура ядра потока вычислялась согласно формуле:

$$T_b(x) = T_{ж} + \frac{4 \cdot q_w \cdot x}{\text{Re} \cdot \mu \cdot C_p},$$

где  $T_{ж}$  – температура теплоносителя на входе в расчетную область,  $T_w(x)$  – температура на стенке трубки, определенная в ходе расчетов,  $q_w$  – плотность теплового потока на стенке,  $\mu$ ,  $C_p$  – вязкость и теплоемкость теплоносителя.

Численная методика была протестирована для расчета теплообмена в круглом канале на чистой воде.

Задача об установившемся ламинарном течении жидкости в прямолинейных трубах имеет аналитическое решение, которое описано в литературе [64].

Согласно аналитическому решению, связь объемного расхода жидкости  $Q$  с перепадом давления  $\Delta P$  на участке трубы длины  $L$  определяется следующим образом:

$$Q = \frac{\pi R^4 \cdot \Delta P}{8\mu L},$$

где  $Q$  – объемный расход жидкости,  $R$  – радиус канала,  $\Delta P$  – перепад давления по длине канала,  $L$  – длина канала,  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости жидкости.

Установившееся распределение скорости в круглой трубе описывается формулой Пуазейля:

$$W(r) = \frac{R^2 \Delta P}{4\mu L} \left( 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right).$$

Сравнение расчетного профиля скорости и аналитического решения, полученного по формуле Пуазейля, представлено на рисунке 2.6. Расчет выполнен для значения числа Рейнольдса = 1500.

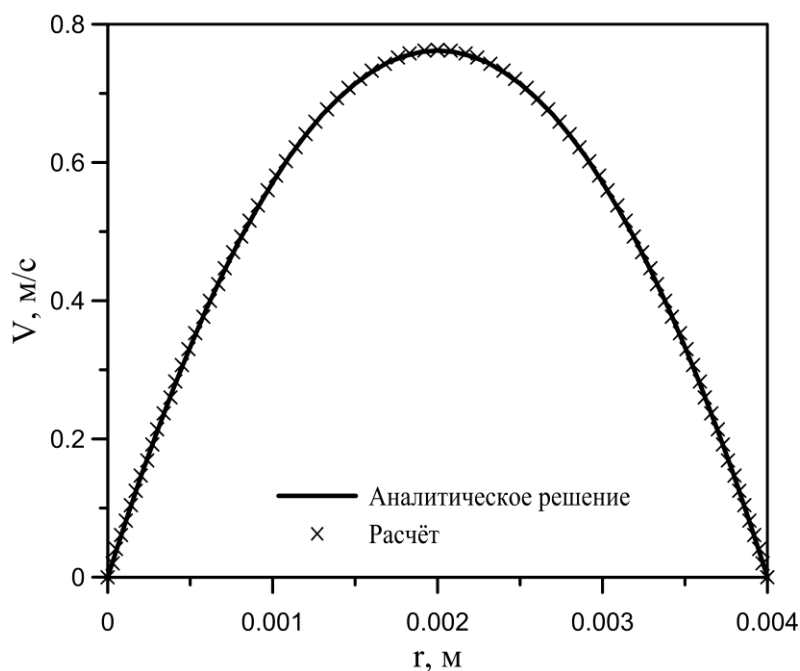


Рис. 2.6. Сравнение расчетного и аналитического профиля скорости.



На рисунке 2.7 представлено сравнение расчетного перепада давления с аналитическим решением для ламинарного течения в диапазоне чисел Рейнольдса от 60 до 1500.

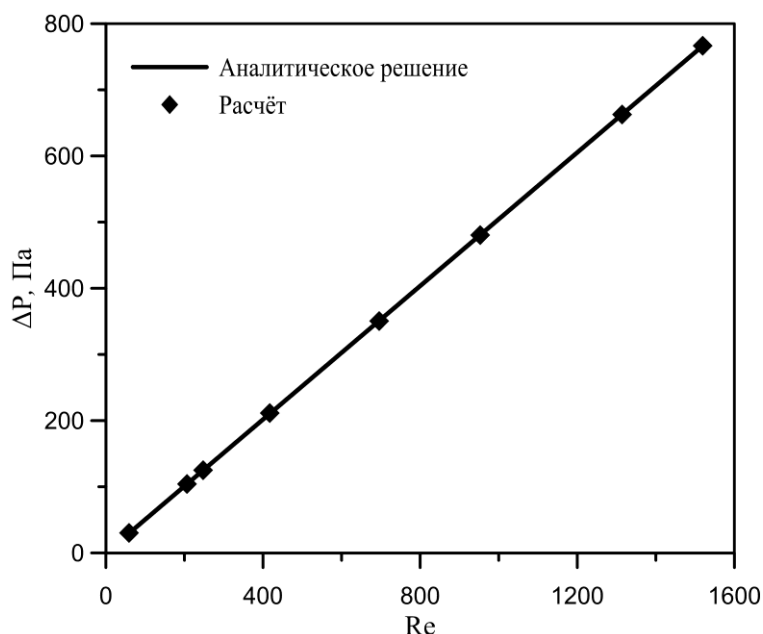


Рис. 2.7. Сравнение расчетной и аналитической зависимости перепада давления от числа Рейнольдса.

Численная методика с хорошей точностью описывает течение жидкости в круглом канале в ламинарном режиме течения, что подтверждают зависимости, представленные на рисунках 2.6 и 2.7.

Было проведено тестирование численной методики в турбулентном режиме течения в круглом канале. Тестовые расчеты турбулентного теплообмена были проведены на основе собственных экспериментальных данных теплообмена для чистой воды.

Также проводилось сравнение расчетного профиля средней скорости с эмпирическими соотношениями для круглого канала. По турбулентному течению в круглых трубах накоплен огромный экспериментальный опыт, обобщенный в виде эмпирических соотношений [64], которыми мы воспользуемся для тестирования численной модели.

Эмпирические соотношения, используемые для построения профиля скорости в турбулентном режиме течения:

$$U = \frac{4G}{\rho \pi d^2} \text{ – средняя скорость;}$$

$$\text{Re} = \frac{\rho U d}{\mu} \text{ – число Рейнольдса;}$$

$\xi = 0.3164 \text{Re}^{-0.25}$  – коэффициент сопротивления определялся по формуле Блазиуса;

$$\Delta P = \frac{\xi L \rho U^2}{2d} \text{ – перепад давления;}$$

$$\tau = \frac{\xi \rho U^2}{8} \text{ – напряжение трения;}$$

$$V = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \text{ – динамическая скорость;}$$

$$W(r) = V \left( 5.75 \lg \left( \frac{\rho V r}{\mu} \right) + 5.5 \right) \text{ – турбулентный профиль скорости.}$$

На рисунке 2.8 представлен график сравнения расчетного профиля скорости с аналитическим решением для числа Рейнольдса, равного 14000.

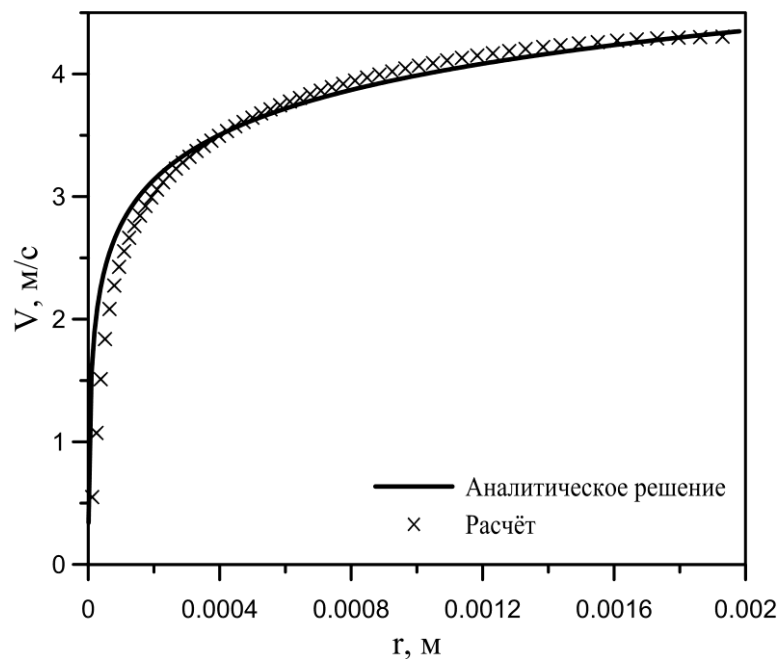


Рис. 2.8. Сравнение расчетного профиля скорости с аналитическим решением.

Проведенное сопоставление зависимости перепада давления от числа Рейнольдса для расчетных значений с аналитическим решением показало хорошее согласование данных, различия не превышают 4 %. Сравнение проводилось в диапазоне чисел Рейнольдса от 2000 до 10 000. График перепада давления в зависимости от числа Рейнольдса представлен на рисунке 2.9.

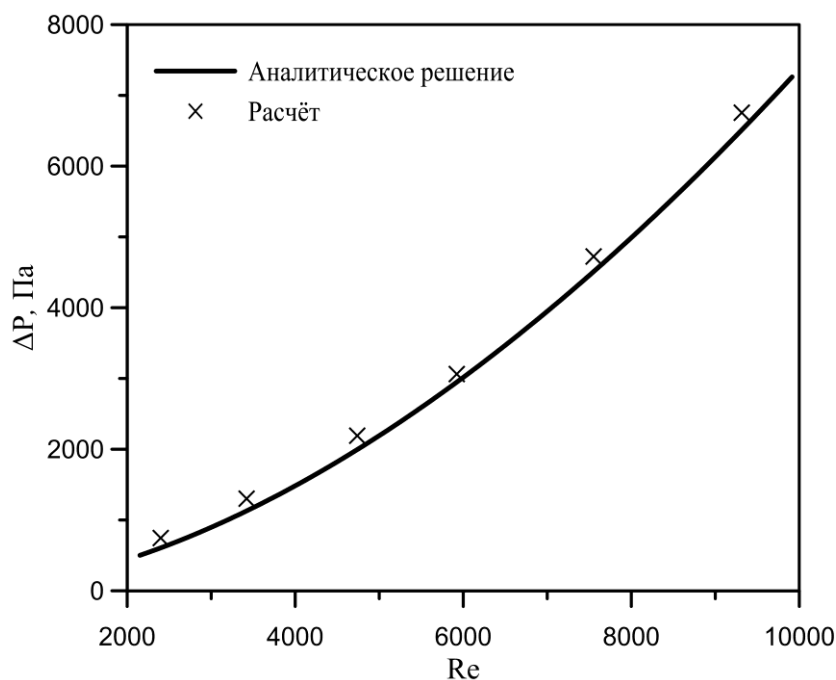


Рис. 2.9. Перепад давления в зависимости от числа Рейнольдса.

Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Рейнольдса в турбулентном режиме течения, полученная в ходе выполненных расчетов, была сопоставлена с полученной экспериментальной зависимостью и эмпирической корреляцией Михеева [42] (см. рисунок 2.10). Также было проведено исследование влияния детализации расчетной сетки на точность расчетов. Были рассмотрены расчетные сетки с количеством расчетных узлов 100, 200 и 800 тысяч. Расчетные зависимости числа Нуссельта от числа Рейнольдса полученные на сетках с разной детализацией показаны на рисунке 2.10. Как видно из графика, представленного на рисунке 2.10, с увеличением количества узлов решение приближается к значениям корреляции и экспериментальным данным. Расчетная зависимость среднего числа Нуссельта от числа Рейнольдса, посчитанная на расчетной сетке с

количеством узлов 800000 и сгущением к стенкам канала, хорошо коррелирует с экспериментальными данными и эмпирической зависимостью, разброс полученных данных находится в пределах 5 %.

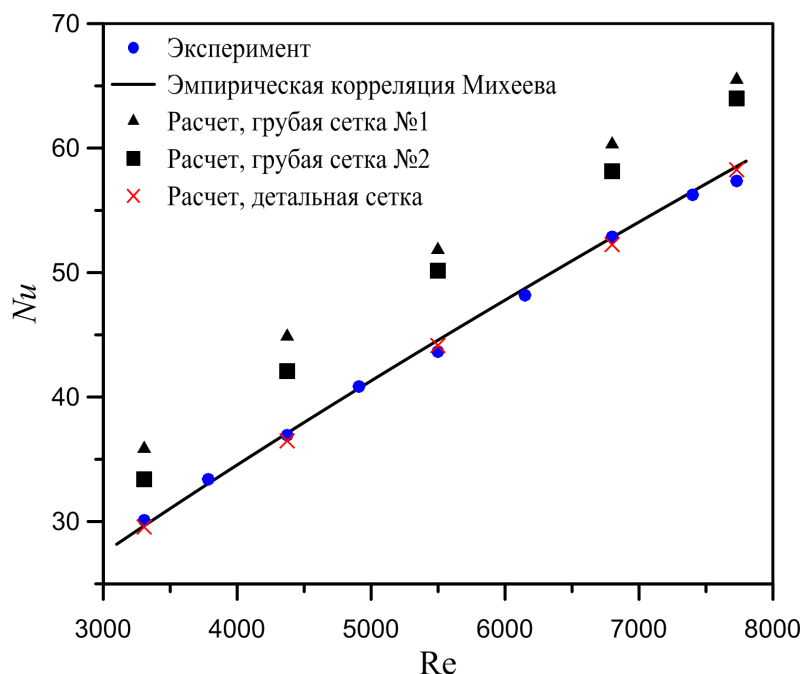


Рис. 2.10. Число Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса.

### 2.3 Выводы

Создана экспериментальная установка по исследованию гидродинамики и вынужденной конвекции наножидкостей. Проведены тестирование экспериментальной установки для течения дистиллированной воды и сравнение экспериментальных данных с известными корреляциями, а также результатами численного моделирования. Проведена оценка погрешности измерений измерительного стенда. Погрешность измерения коэффициента теплоотдачи и потерь перепада давления при вынужденной конвекции не превышает 5 %.

## ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАНОЖИДКОСТЕЙ В ПРЯМОМ КРУГЛОМ КАНАЛЕ

### 3.1 Исследование ламинарной вынужденной конвекции наножидкостей

#### 3.1.1 Исследование влияния концентрации наночастиц

Проведено исследование зависимости коэффициента теплоотдачи ламинарной вынужденной конвекции наножидкости от концентрации наночастиц. В экспериментах объемные концентрации наночастиц оксида алюминия варьировались в диапазоне 1–6 %.

Наноразмерные частицы  $Al_2O_3$ , производства компании ОАО «Плазмотерм» (г. Москва). Физические и химические свойства: порошок белого цвета, среднеарифметический размер частиц – 150 нм. Представляет собой индивидуальные частицы преимущественно сферической формы. Изображение частиц, полученное с помощью электронной микроскопии, представлено на рисунке 3.1.

Наножидкости, исследуемые в экспериментах, приготавливались стандартным двухшаговым методом. Наночастицы заданного среднего размера добавлялись в базовую жидкость и механически перемешивались высокоскоростной мешалкой. Базовой жидкостью в экспериментах была дистиллированная вода. Полученные таким образом суспензии подвергались ультразвуковой обработке для разрушения конгломератов частиц. Биополимеры и ПАВ для стабилизации полученных суспензий не использовались.

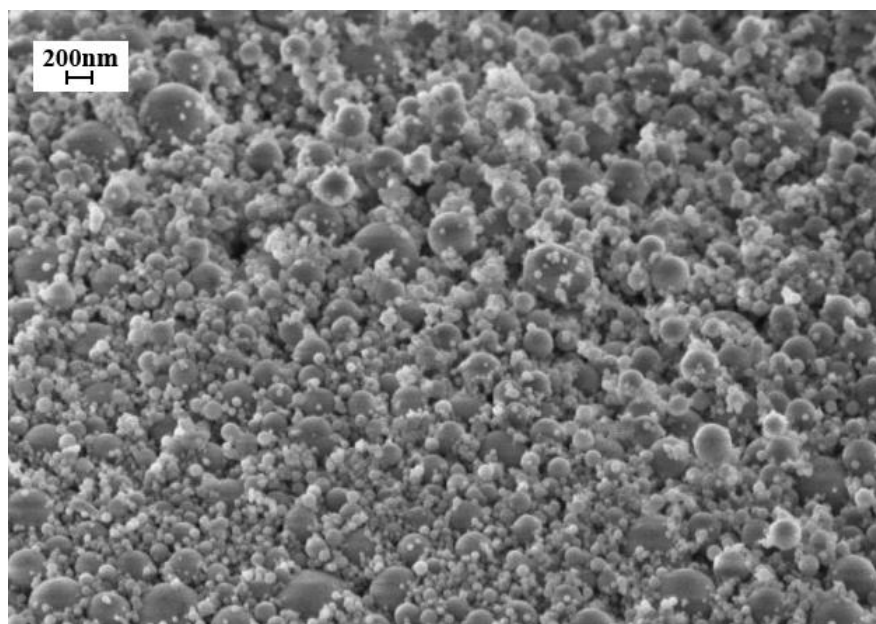


Рис. 3.1. Микрофотография частиц оксида алюминия.

Систематическое изучение теплоотдачи наножидкостей требует знания их теплофизических свойств и, в первую очередь, вязкости и теплопроводности. Для всех исследуемых наножидкостей проведены экспериментальные измерения коэффициента динамической вязкости при постоянной температуре с помощью ротационного вискозиметра Брукфильд DV2Т. Измерения показали, что наножидкости, приготовленные в ходе экспериментов, являются ньютоновскими и не проявляют реологических свойств. Зависимость относительного коэффициента вязкости  $\mu_r = \mu / \mu_0$  ( $\mu_0$  – коэффициент динамической вязкости дистиллированной воды) от объемной концентрации наночастиц представлена на рисунке 3.2 (а). Добавление наночастиц существенно изменяет вязкость базовой жидкости (дистиллированной воды). Так для 1 % объемной концентрации частиц оксида алюминия вязкость возрастает на 6 %, с ростом концентрации частиц вязкость суспензии увеличивается, при 6 % концентрации вязкость увеличивается на 60 %.

Коэффициент теплопроводности наножидкостей измерялся экспериментально, с использованием нестационарного метода нагреваемой проволоки (hot wire method). Описание установки, методики измерений и ее тестирование представлено в работах [47], [65]. Погрешность определения

коэффициента теплопроводности не превышает 3 %. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкостей  $\lambda_r = \lambda / \lambda_0$  ( $\lambda_0$  – коэффициент теплопроводности дистиллированной воды) от объемной концентрации частиц (см. рисунок 3.2 (б)). Добавка наночастиц позволяет увеличить коэффициент теплопроводности базовой жидкости. Коэффициент теплопроводности увеличивается с ростом объемной концентрации частиц. Наножидкость с 1 %-ной концентрацией частиц увеличивает коэффициент теплопроводности базовой жидкости на 6 %. Для наножидкости с объемной концентрацией 6 % коэффициент теплопроводности увеличивается на 20 % относительно базовой жидкости.

Как видно из графика на рисунке 3.2 (а), вязкость наножидкости не описывается формулой Эйнштейна для коллоидных растворов броуновских частиц:

$$\mu_H / \mu_B = 1 + \frac{5}{2} \varphi,$$

где  $\mu_H$  – коэффициент динамической вязкости жидкости с добавкой частиц;  $\mu_B$  – коэффициент динамической вязкости для чистой жидкости;  $\varphi$  – объемная доля частиц.

А вот коэффициент теплопроводности наножидкости в данном случае неплохо описывается зависимостью Максвелла (см. рисунок 3.2 (б)):

$$\frac{\lambda}{\lambda_f} = \frac{\lambda_p + 2\lambda_f + 2\varphi(\lambda_p - \lambda_f)}{\lambda_p + 2\lambda_f - \varphi(\lambda_p - \lambda_f)},$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности жидкости с добавкой частиц;  $\lambda_f$  – коэффициент теплопроводности чистой жидкости;  $\lambda_p$  – коэффициент теплопроводности частиц;  $\varphi$  – объемная доля частиц.

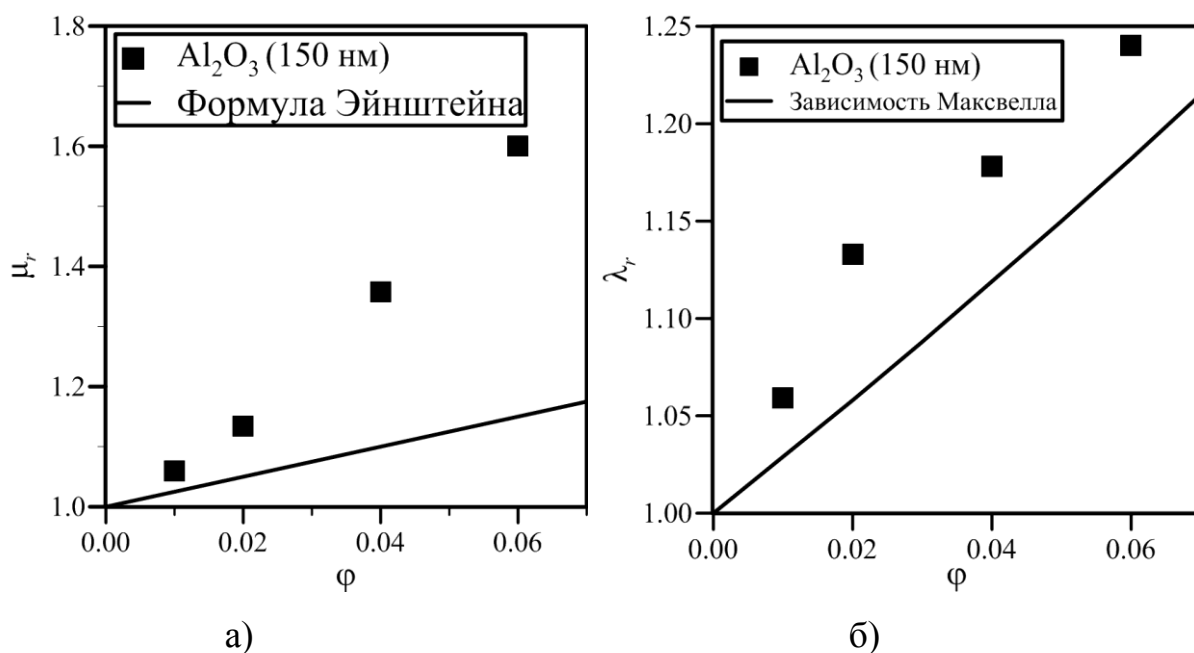


Рис. 3.2. Относительный коэффициент вязкости (а) и относительный коэффициент теплопроводности (б) наножидкости в зависимости от объемной концентрации частиц.

Проведено экспериментальное исследование ламинарной вынужденной конвекции наножидкостей с различными концентрациями частиц в прямом круглом канале. Значение расхода теплоносителей в экспериментах варьировалось от  $1 \times 10^{-3}$  до  $6,5 \times 10^{-3}$  кг/с. Данные расходы соответствуют ламинарному режиму течения. Максимальное значение числа Рейнольдса в экспериментах было равно 1400. Получены значения локального, среднего коэффициента теплоотдачи и перепада давления для различных теплоносителей. Распределение локального коэффициента теплоотдачи для воды и наножидкости с 6 % концентрацией наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , расход воды и наножидкости в экспериментах был равен  $1,1 \times 10^{-3}$  кг/с, представлен на рисунке 3.3. Из графика видно, что добавка наночастиц позволяет интенсифицировать локальный коэффициент теплоотдачи на 20 % для участка установившегося теплообмена.



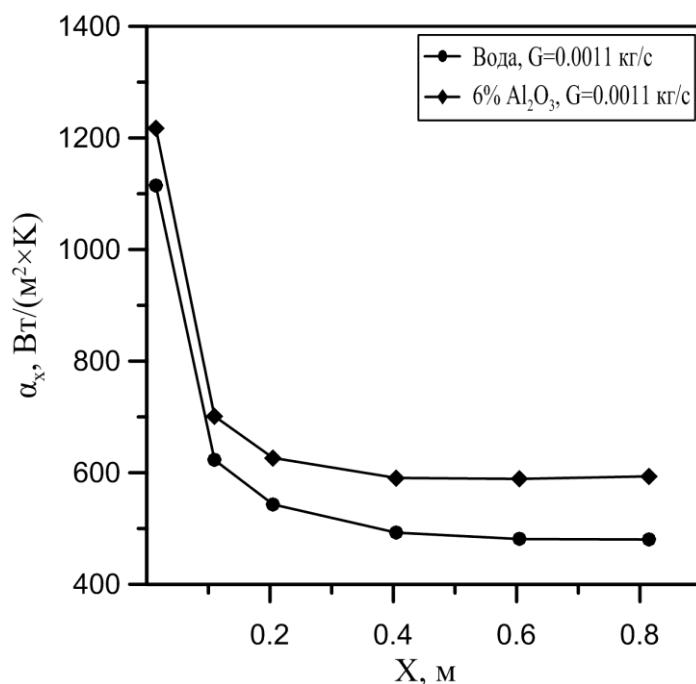


Рис. 3.3. Распределение локального коэффициента теплоотдачи наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  при расходе  $G = 0.0011$  кг/с и объемной концентрации частиц 6 %.

На основе полученных экспериментальных данных была построена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса в ламинарном режиме течения (см. рисунок 3.4 (а)). Добавка наночастиц  $Al_2O_3$  оказывает существенное влияние на значение коэффициента теплоотдачи, с увеличением концентрации частиц средний коэффициент теплоотдачи монотонно возрастает. Наножидкость с 1 % концентрацией частиц позволяет интенсифицировать теплообмен на 5 % относительно базовой жидкости при постоянном значении числа Рейнольдса. С увеличением концентрации частиц до 6 % интенсификация возрастает до 28 %.

Качественно зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации частиц при фиксированном массовом расходе теплоносителя похожа на зависимость при фиксированном числе Рейнольдса (см. рисунок 3.4 б). Но количественно значительно отличается, так при фиксированном расходе для концентрации частиц 6 % приращение среднего коэффициента теплоотдачи относительно базовой жидкости составляет 16 %.

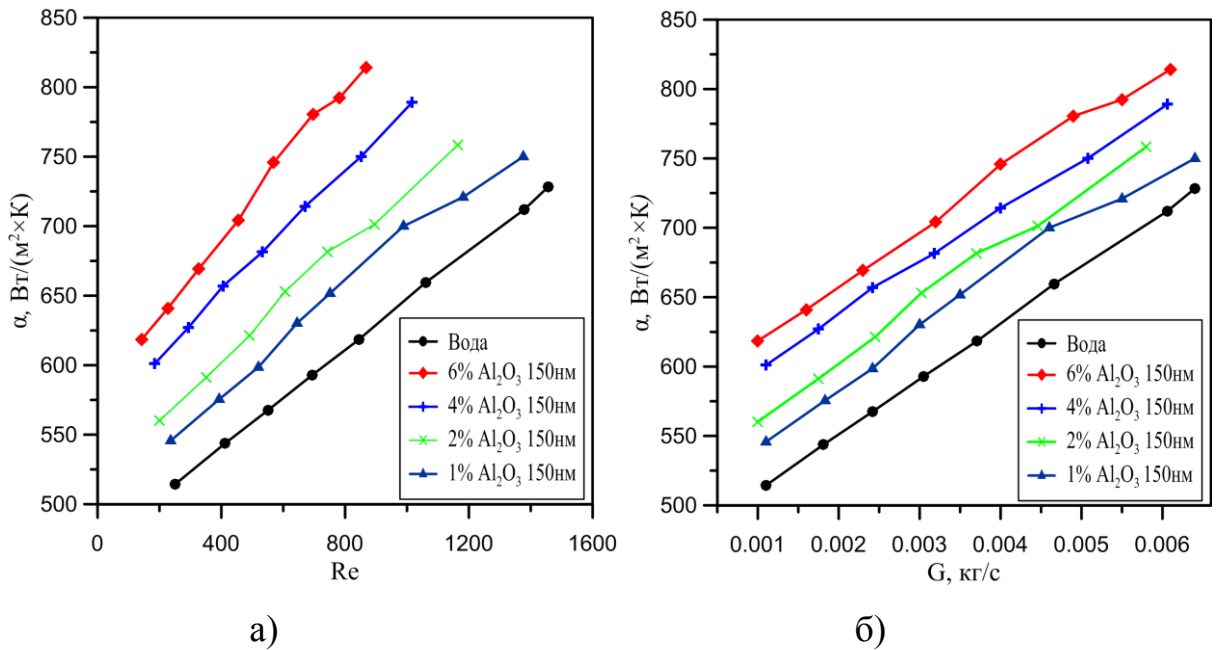


Рис. 3.4. Средний коэффициент теплоотдачи наножидкости с частицами Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (150 нм) в зависимости от числа Рейнольдса (а) и массового расхода (б) при разных концентрациях частиц.

Для качественного понимания связи между средним коэффициентом теплоотдачи и концентрацией наночастиц мы обратимся к известной формуле [42]  $Nu = 1.55 \cdot (Re \cdot Pr \cdot d / L)^{0.33}$ , которая описывает теплообмен в режиме развивающегося ламинарного потока. Из формулы следует, что величина среднего коэффициента теплоотдачи пропорциональна свойствам наножидкости как при фиксированном числе Рейнольдса, так и при фиксированном расходе. Нетрудно показать, что  $\bar{\alpha} \sim Cp^{0.33} \cdot \lambda^{0.67} \cdot \mu^{0.33} \text{ при } Re = const$  и  $\bar{\alpha} \sim Cp^{0.33} \cdot \lambda^{0.67} \text{ при } G = const$ . При  $Re = const$  значение среднего коэффициента теплоотдачи выше на величину  $\mu^{0.33}$ . Здесь для концентрации наночастиц, равной 6 %, эта величина равна  $1.6^{0.33} = 1.17$ . Если мы проанализируем данные на рисунке 3.4, мы увидим, что разница в приращении коэффициентов теплоотдачи при фиксированном числе Рейнольдса и фиксированном расходе составляет около 15 % (1,34 при  $Re = const$  и 1,16 при  $G = const$ ). Таким образом, поскольку вязкость наножидкости при увеличении концентрации всегда быстро увеличивается, приращение среднего коэффициента теплоотдачи при

фиксированном числе Рейнольдса всегда будет больше, чем при фиксированном расходе.

В работах других авторов, в которых интенсификация теплоотдачи наножидкости анализировалась при фиксированном числе Рейнольдса, обычно указывается рост среднего коэффициента теплоотдачи, и это увеличение является довольно значительным, а в работах, где анализ проводился при фиксированном расходе жидкости, значения коэффициентов теплоотдачи увеличились незначительно [25].

Также некоторый интерес представляет анализ зависимости числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Пекле. Эти зависимости показаны на рисунке 3.5. Как видно из этих графиков, разброс данных для разных концентраций наночастиц не превышает 7%, что сопоставимо с ошибкой измерения. Это говорит о том, что теплопередача наножидкостей в ламинарном режиме определяется изменением теплофизических свойств наножидкостей, прежде всего, теплопроводности.

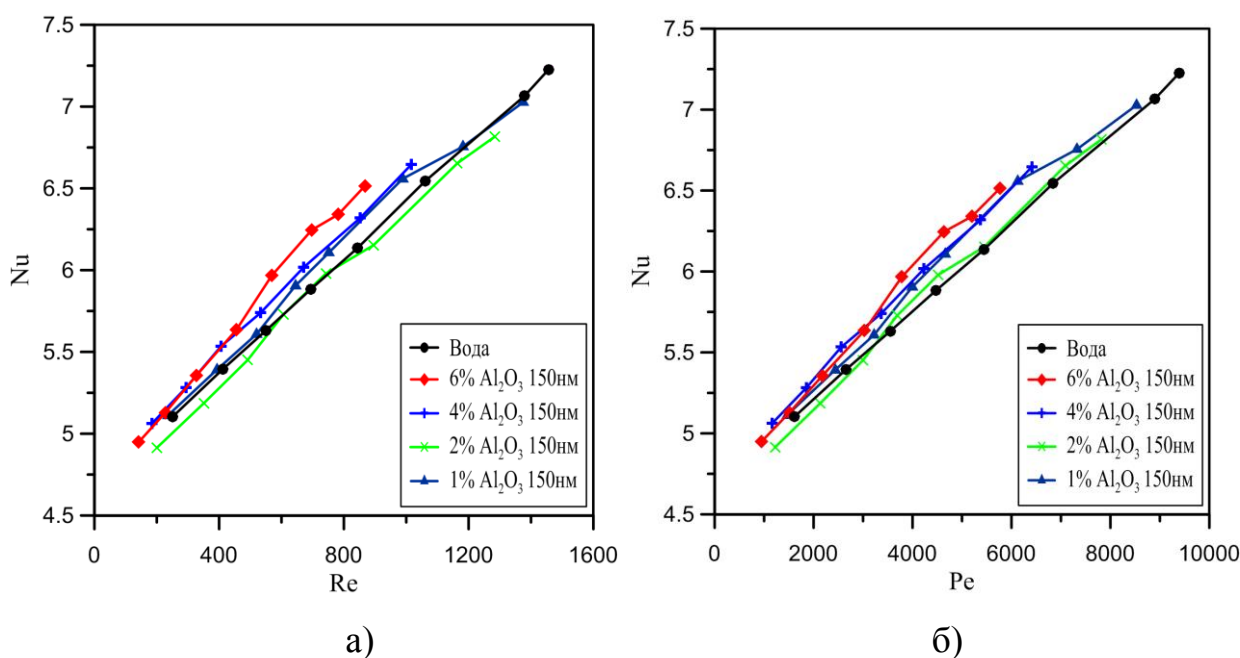


Рис. 3.5. Число Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса (а) и числа Пекле (б).

Влияние концентрации наночастиц на перепад давления в канале представляет большой интерес с практической точки зрения. На рисунке 3.6 представлены экспериментальные зависимости перепада давления от расхода и числа Рейнольдса, данные величины перепада давления наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  в зависимости от расхода и числа Рейнольдса. Значение перепада давления возрастает с ростом объемной концентрации наночастиц, поскольку вязкость наножидкости возрастает с ростом концентрации частиц. Из графика на рисунке 3.2 (а) видно, что для 6 % концентрации частиц вязкость наножидкости на 60 % выше, чем вязкость базовой жидкости. Кроме того, мы видим, что увеличение давления, а также коэффициента теплопередачи зависит от критерия, который лежит в основе сравнительного анализа. При фиксированном числе Рейнольдса (рисунок 3.6 (а)) для наножидкости с концентрацией частиц 6 % значение перепада давления увеличивается на 83 %, а при фиксированном расходе жидкости (рисунок 3.6 (б)) – всего на 37 %. Качественное объяснение этого факта можно найти, если проанализировать формулу Пуазейля для коэффициента сопротивления в ламинарном режиме течения  $\xi = 64 / Re$ . Из этой формулы следует, что перепад давления в канале и, таким образом, при фиксированном числе Рейнольдса пропорционален квадрату вязкости  $\Delta P \sim \frac{\mu^2}{\rho}$  при  $Re = const$  и поэтому очень значительно возрастает. При фиксированном расходе жидкости перепад давления пропорционален вязкости, и поэтому слегка увеличивается с увеличением концентрации наночастиц. Именно второй случай важен с практической точки зрения. Поэтому опасения, высказываемые многими исследователями, о том, что наножидкости значительно увеличивают потери давления при прокачивании, на самом деле неоправданные.

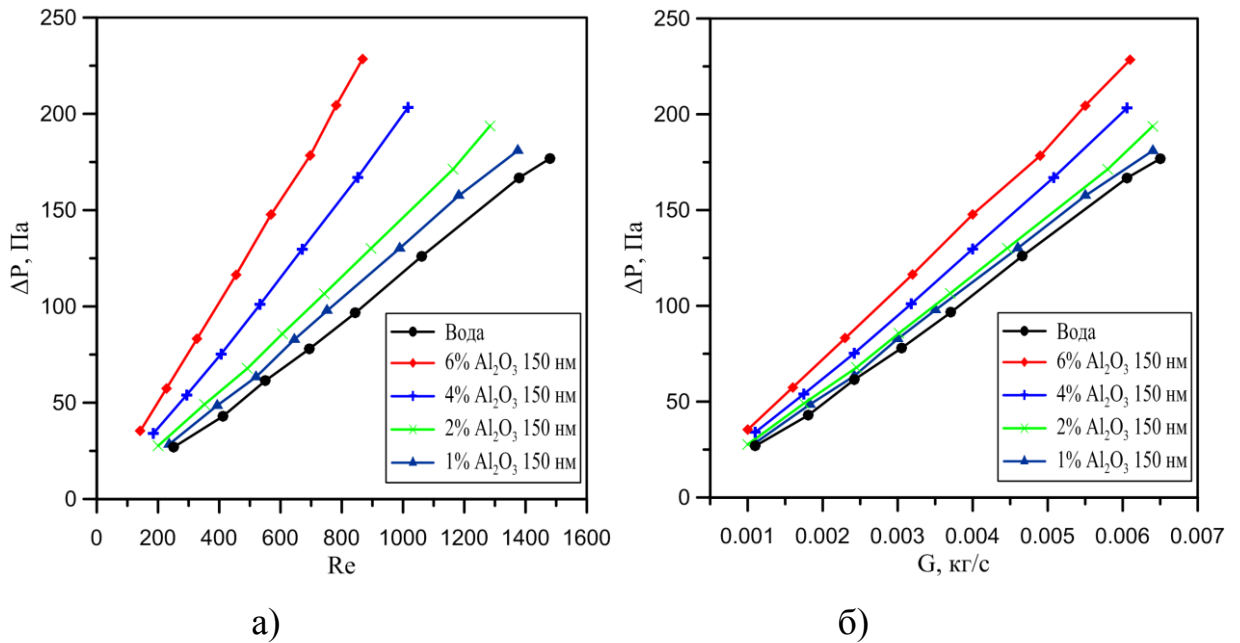


Рис. 3.6. Перепад давления в канале в зависимости от числа Рейнольдса (а) и массового расхода (б).

### 3.1.2 Исследование влияния размера частиц

Проведено исследование зависимости коэффициента теплоотдачи наножидкости от размера частиц в ламинарном режиме течения. В экспериментах использовались наножидкости с частицами оксида циркония ( $\text{ZrO}_2$ ). Концентрация частиц в экспериментах была равна 4 % по объему. Эксперименты проведены для диапазона чисел Рейнольдса 250–1400.

Наночастицы оксида циркония были приобретены у компании ОАО «Плазмотерм» (г. Москва). Нанопорошок оксида циркония представляет собой индивидуальные частицы преимущественно сферической формы. Фазовый состав: Смесь моноклинной и тетрагональной фазы. Химический состав (% масс.):  $\text{ZrO}_2$ : 99,5 %;  $\text{Cl}_2$ : < 0,2 %; металлические примеси: < 0,3 %. В экспериментах использовались порошки со средним размером частиц 44 и 105 нм.

Значения относительных коэффициентов вязкости и теплопроводности наножидкостей с частицами оксида циркония различного размера представлены

на графиках 3.7(а) и 3.7(б) соответственно. Эту зависимость целесообразно ожидать и для коэффициента теплоотдачи.

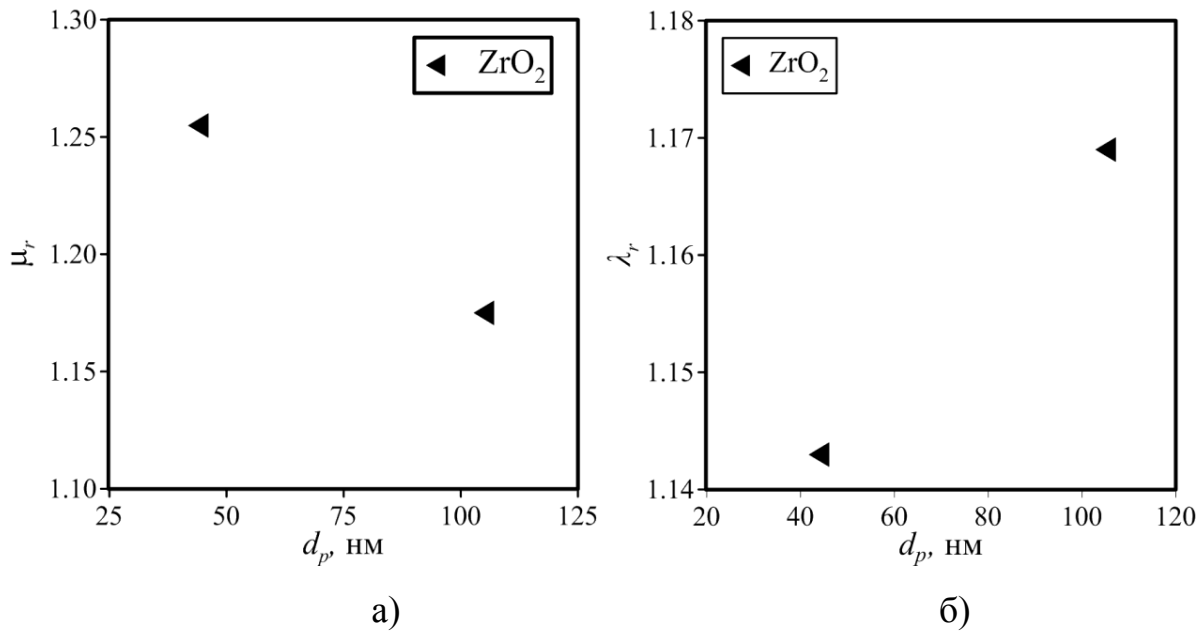


Рис. 3.7. Коэффициенты переноса наножидкости с частицами  $ZrO_2$ : зависимость относительного коэффициента вязкости (а) и относительного коэффициента теплопроводности (б) от размера частиц.

В результате экспериментов были получены зависимости среднего коэффициента теплоотдачи наножидкостей от расхода и числа Рейнольдса. При фиксированном расходе наножидкость с частицами оксида циркония размером 44 нм повышает коэффициент теплоотдачи на 8 % относительно чистой воды. Теплоотдача наножидкости с размером частиц 105 нм на 14 % выше, чем для базовой жидкости (см. рисунок 3.8 (а)). Это можно объяснить тем, что с увеличением размера частиц происходит увеличение коэффициента теплопроводности, вследствие этого увеличивается коэффициент теплоотдачи наножидкости.

Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса показана на рисунке 3.8 (б). Наножидкость  $ZrO_2$  со средним размером частиц 44 нм при фиксированном числе Рейнольдса интенсифицирует коэффициент теплоотдачи на 14 % и на 19 % для размера частиц 105 нм. Зависимость

коэффициента теплоотдачи для наножидкостей с различным размером частиц от числа Рейнольдса представлена на рисунке 3.8 (б).

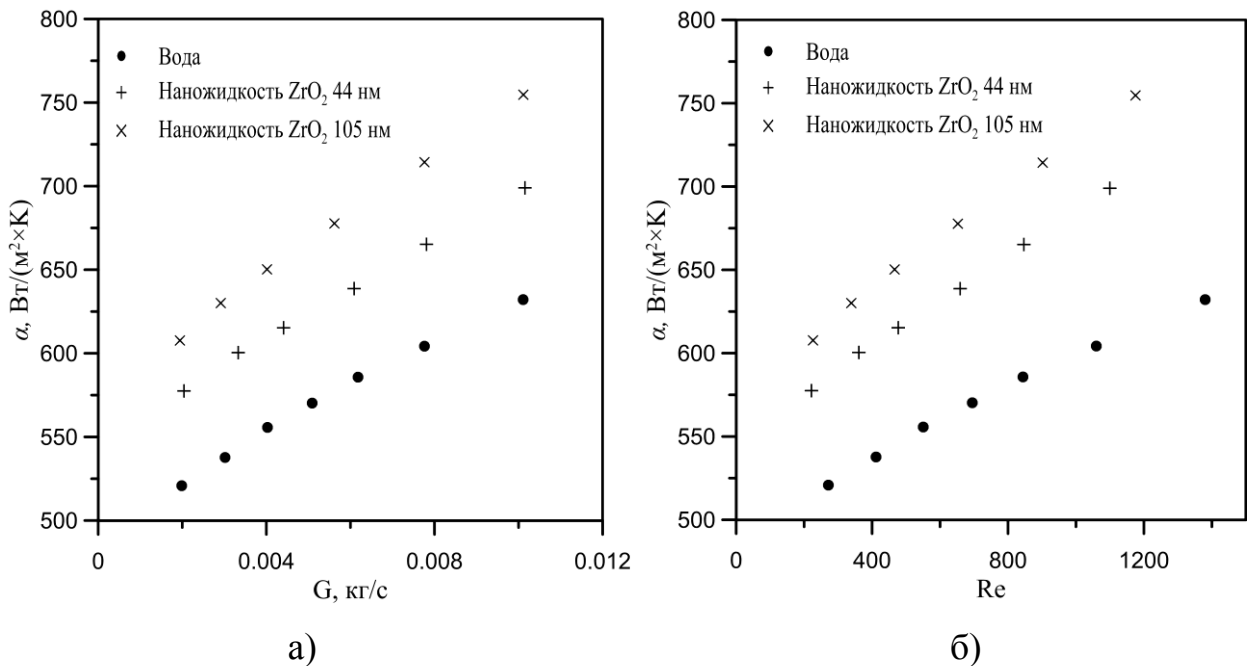


Рис. 3.8. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от массового расхода (а) и числа Рейнольдса (б) для различного размера частиц.

Опять же это связано с характеристиками коэффициентов переноса наножидкости (см. рисунок 3.7). Мы видим, что вязкость наножидкости уменьшается с увеличением размера частиц. Коэффициент теплопроводности наножидкости увеличивается с увеличением размера частиц. Коэффициент теплоотдачи в ламинарном режиме течения теплоносителя как при фиксированном расходе жидкости, так и при фиксированном числе Рейнольдса пропорционален комплексу  $\mu^{0,33} \lambda^{0,67}$ . Поэтому в ламинарном режиме течения с ростом размера частиц наблюдается рост коэффициента теплоотдачи при анализе как при фиксированном расходе, так и при фиксированном числе Рейнольдса.

Так как размер частиц оказывает влияние на вязкость наножидкости, это приводит к изменению значения перепада давления при течении наножидкостей в каналах. Экспериментальная зависимость перепада давления от расхода представлена на рисунке 3.9 (а). Наножидкость с частицами 44 нм, при

фиксированном расходе увеличивает перепад давления на 25 % относительно чистой воды. При увеличении размера частиц величина перепада давления стремится к чистой воде, так перепад давления для наножидкости с размером частиц 105 нм на 5 % выше, чем для чистой воды. При анализе перепада давления при фиксированном числе Рейнольдса качественная тенденция зависимости от размера частиц сохраняется, но количественно оказывается больше чем при анализе при постоянном расходе. Наножидкость с меньшим размером частиц повышает перепад давления при фиксированном числе Рейнольдса на 45 % (см. рисунок 3.9(б)). С увеличением размера частиц величина перепада давления уменьшается и стремится к чистой воде. Для наножидкости с размером 105 нм перепад давления на 10 % выше, чем для чистой воды. Данную тенденцию подтверждают измерения вязкости наножидкости. Вязкость наножидкости с увеличением размера частиц падает, что приводит к снижению перепада давления в канале.

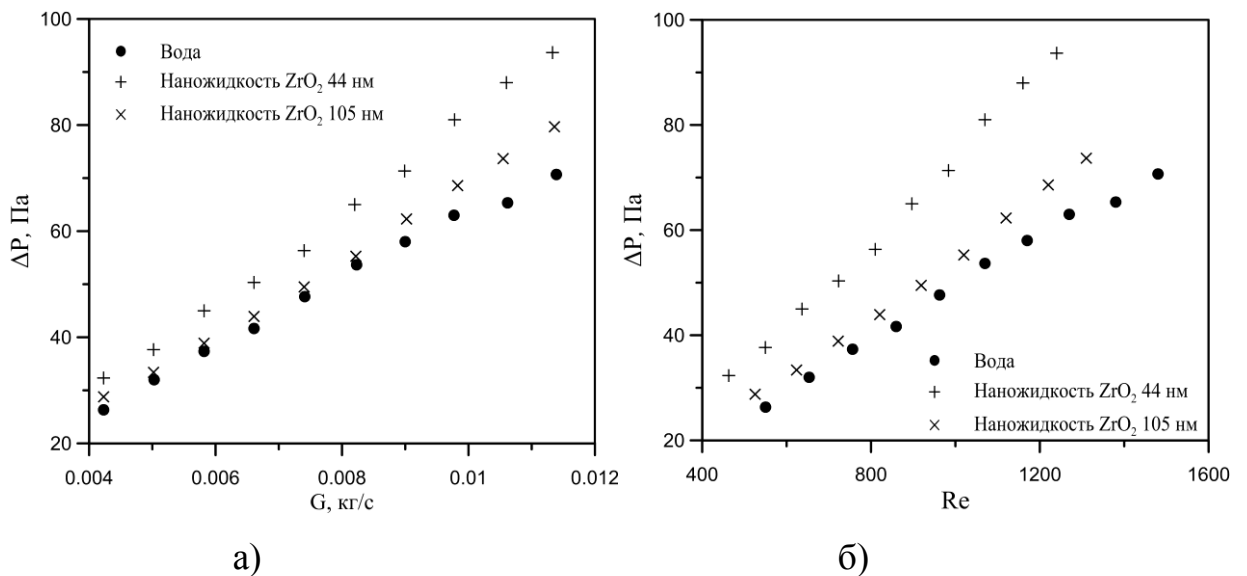


Рис. 3.9. Перепад давления в зависимости от массового расхода (а) и числа Рейнольдса (б) для наножидкостей с различным размером частиц.



### 3.1.3 Исследование влияния базовой жидкости

Для исследования влияния базовой жидкости на теплообмен наножидкости были проведены эксперименты с наножидкостями приготовленными на основе двух базовых жидкостей: дистиллированной воды и этиленгликоля. В экспериментах были использованы частицы nanoалмазов.

Были рассмотрены следующие объемные концентрации наночастиц в этиленгликоле: 0,25 %, 0,5 %, 1 %, 2 %. На основе воды были приготовлены наножидкости с концентрацией частиц 1 и 0,5 % по объему.

Для приготовления наножидкости использовались наночастицы алмаза производства ФНПЦ «Алтай». Свойства частиц следующие: средний размер первичных частиц 4–6 нм, определены с помощью рентгенофазового анализа. Плотность  $3,0 \pm 0,1$  г/см<sup>3</sup> измерена пикнометрическим методом. Удельная поверхность  $280 \pm 60$  м<sup>2</sup>/г определена методом БЭТ. Химический анализ показал содержание алмазной фазы не менее 91,0 %. Массовая доля несгораемых примесей в твердой фазе, определенная методом сжигания, не более 5,0 %. Химические примеси O, N, H (элементный анализ).

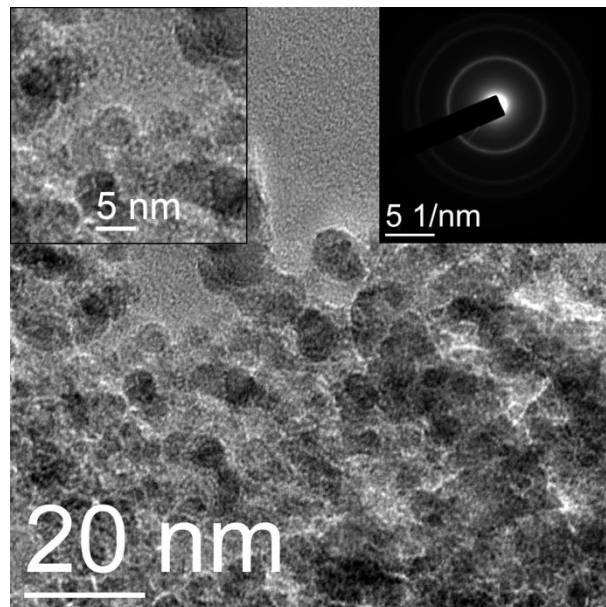


Рис. 3.10. ПЭМ-изображения алмазных частиц.

Для всех приготовленных наножидкостей были измерены коэффициенты вязкости и теплопроводности.

Зависимость коэффициента вязкости от скорости сдвига при различных концентрациях наночастиц алмаза в этиленгликоле показана на рисунке 3.11 (а). Как видно, полученная наножидкость является ньютоновской. На основе полученных экспериментальных данных была построена зависимость относительной вязкости наножидкости от объемной концентрации частиц алмаза (см. рисунок 3.11 (б)).

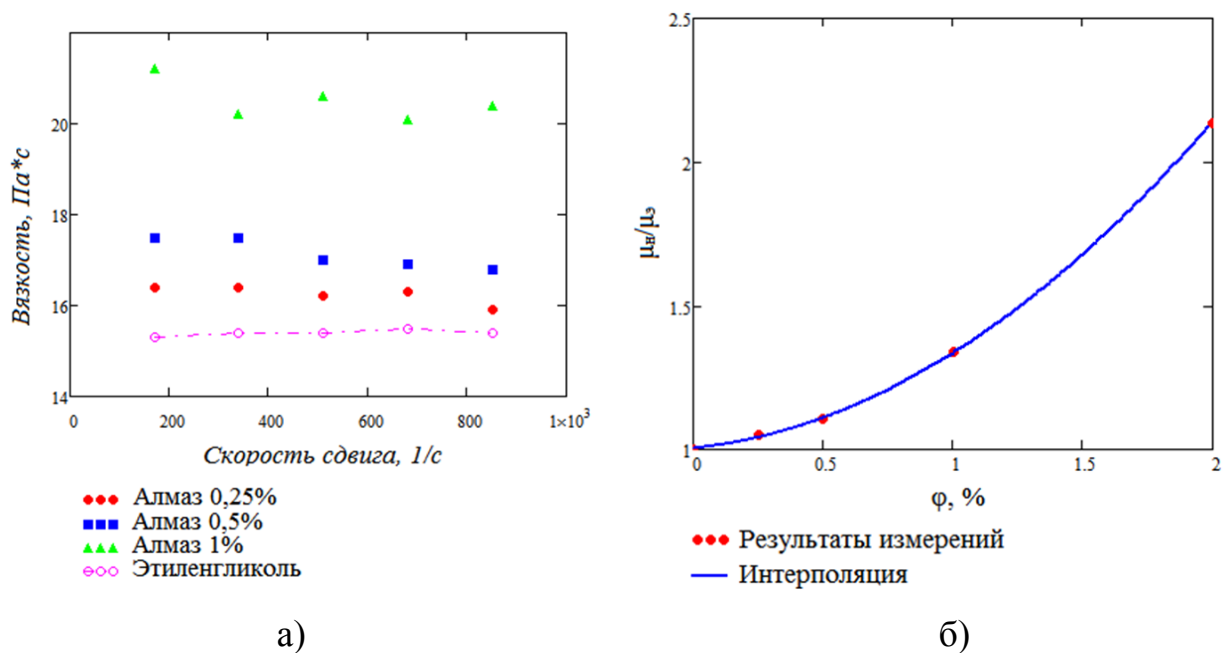


Рис. 3.11. Зависимость коэффициента вязкости от скорости сдвига (а) и зависимость относительного коэффициента вязкости (б) от концентрации частиц.

Экспериментальная зависимость эффективной вязкости от концентрации наночастиц алмаза в дистиллированной воде представлена в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Зависимость эффективной вязкости наножидкости от концентрации наночастиц алмаза в дистиллированной воде

Концентрация наночастиц, %	Эффективная вязкость $\frac{\mu_{\text{нано}}}{\mu_{\text{вода}}}$
1 %	1,8
0,5 %	1,45

Добавка одного объемного процента наночастиц в дистиллированную воду увеличивает вязкость в 1,8 раза, в этиленгликоле при такой же объемной концентрации увеличение вязкости составляет 1,45 раза.

В ходе экспериментов были проведены измерения коэффициента теплоотдачи и перепада давления для наножидкостей с двумя базовыми жидкостями: этиленгликоль и дистиллированная вода. На рисунке 3.12 представлен график среднего коэффициента теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса для наножидкостей на основе этиленгликоля. Средний коэффициент теплоотдачи наножидкости с концентрацией частиц алмаза 2 % на 15 % выше коэффициента теплоотдачи для чистого этиленгликоля, при фиксированном числе Рейнольдса. Снижение концентрации наночастиц приводит к монотонному снижению значений среднего коэффициента теплоотдачи значениям соответствующим чистому этиленгликолю.

Измерения перепада давления показали, что добавка двух объемных процентов наноразмерных частиц алмаза увеличивает значение перепада давления в измерительном участке в 3 раза по сравнению с чистым этиленгликолем. С уменьшением концентрации величина перепада давления снижается к значению для чистого этиленгликоля. Так, для 1 % концентрации наноалмазов перепад давления выше в 2 раза по сравнению с чистым этиленгликолем. Для концентрации 0,5 % величина перепада давления в 1,45 раза выше, чем для чистого этиленгликоля.

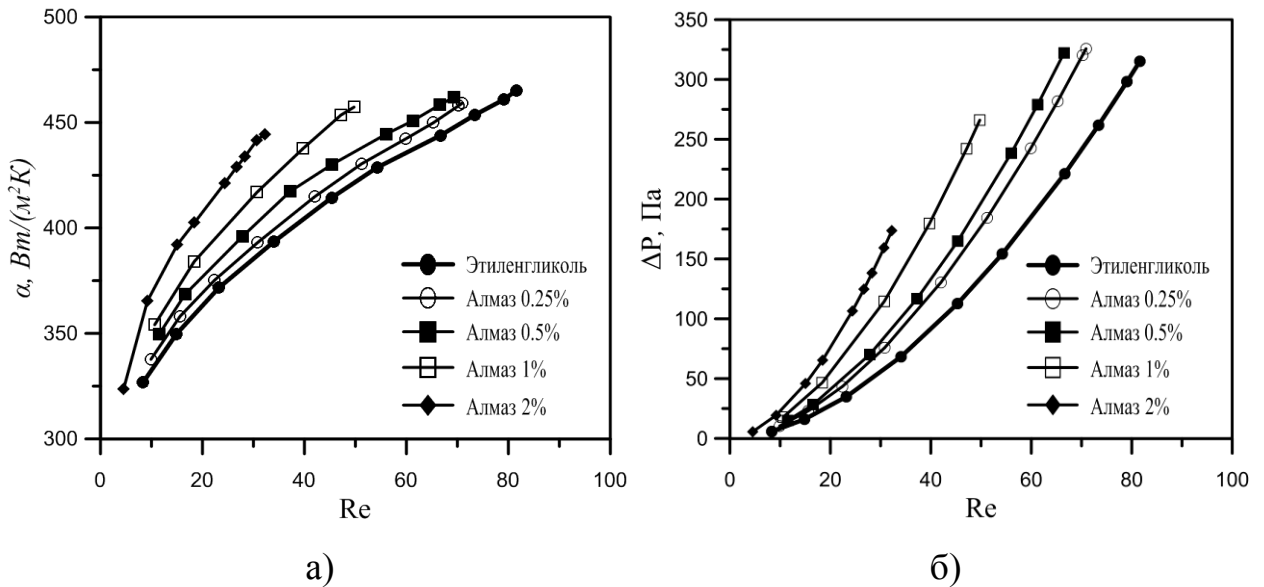


Рис. 3.12. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса.

На рисунке 3.13 представлен график среднего коэффициента теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса для наножидкостей на основе дистиллированной воды. Из графика видно, что добавка 1 % nanoалмазов в дистиллированную воду позволяет интенсифицировать теплообмен на 7 %, с уменьшением концентрации эффект снижается.

Наножидкость с объемной концентрацией алмазов, равной 1 %, увеличивает перепад давления в 3,2 раза относительно дистиллированной воды. С уменьшением концентрации вязкость наножидкости снижается и, следовательно, уменьшается перепад давления. Так, для значения объемной концентрации частиц алмазов 0,5 % перепад давления увеличивается в 2 раза относительно дистиллированной воды.

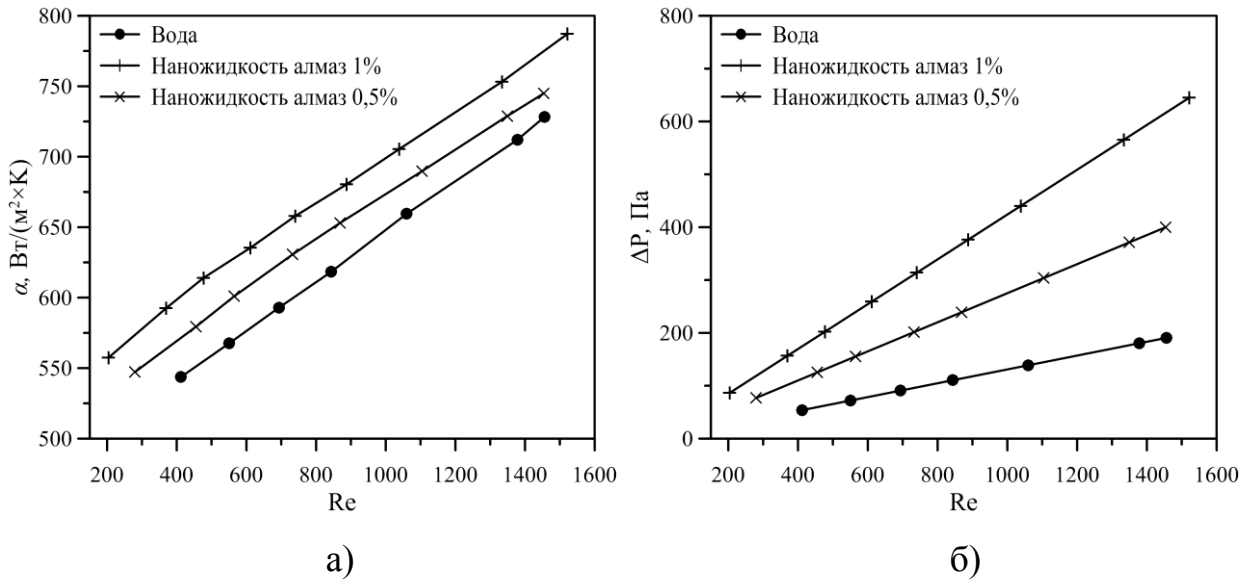


Рис. 3.13. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса для различных концентраций наноразмерных алмазов.

Значение интенсификации среднего коэффициента теплоотдачи зависит от теплофизических свойств базовой жидкости. Добавка наноразмерных частиц алмаза в этиленгликоль (теплоноситель с меньшим коэффициентом теплопроводности) позволила значительно интенсифицировать теплообмен, чем добавка такой же объемной концентрации наноразмерных алмазов в дистиллированную воду (теплоноситель с большим коэффициентом теплопроводности). Один объемный процент наноалмазов в воде повышает значение коэффициента теплоотдачи на 7 %, а в этиленгликоле – на 12 %. Такое поведение зависимости от базовой жидкости наблюдалось не только для наноалмазов, но и для других материалов наночастиц.

Зависимость от базовой жидкости наблюдается и в увеличении перепада давления в канале при добавлении наночастиц алмаза. При 1 % концентрации частиц величина перепада давления в канале для наножидкости, приготовленной на основе воды, увеличивается в 3,2 раза. Для наножидкости, приготовленной на основе этиленгликоля, перепад давления увеличивается в 2 раза при 1 % концентрации наночастиц.

### 3.1.4 Численное моделирование ламинарной вынужденной конвекции

В ходе работы проведено численное моделирование течения и теплообмена наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{ZrO}_2$  в ламинарном режиме течения с помощью численной методики, изложенной в главе 2. Для моделирования использовался гомогенный подход. Расчеты были проведены для наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  со средним размером частиц 150 нм и частицами  $\text{ZrO}_2$  двух размеров 44 и 105 нм. В расчетах концентрация наночастиц варьировалась от 1 до 6%. Диапазон расхода в расчетах варьировался от 0,001 кг/с до 0,0065 кг/с, данные значения расходов соответствовали экспериментальным данным (см. раздел 3.1). Были получены профили скорости в канале, распределения полей температуры и давления в модели экспериментального участка, построены распределения давления и температуры по длине канала. Определены локальный и средний коэффициенты теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса.

Сравнение профилей скоростей воды и наножидкости с частицами оксида циркония со средним размером 44 нм для различных расходов жидкости показаны на рисунке 3.14(а). На графике представлены профили для следующих расходов воды (черным цветом) и наножидкости (красным):  $G_1=0.001$  кг/с;  $G_2=0.0183$  кг/с;  $G_3=0,035$  кг/с. Профиля скорости построены в сечении на выходе из обогреваемого участка. Анализ профиля скорости показывает, что максимум скорости для наножидкости оказывается ниже, чем для чистой воды, при фиксированном расходе на входе в расчетную область, это вызвано ростом плотности суспензии. Были построены профили температуры в поперечном сечении канала на выходе из обогреваемого участка для различных расходов, при течениях воды и наножидкости. Как видно из графика, представленного на рисунке 3.14 (б) значение температуры наножидкости в центре канала выше, по сравнению с водой. С увеличением расхода разница в значениях температур для воды и наножидкости уменьшается.

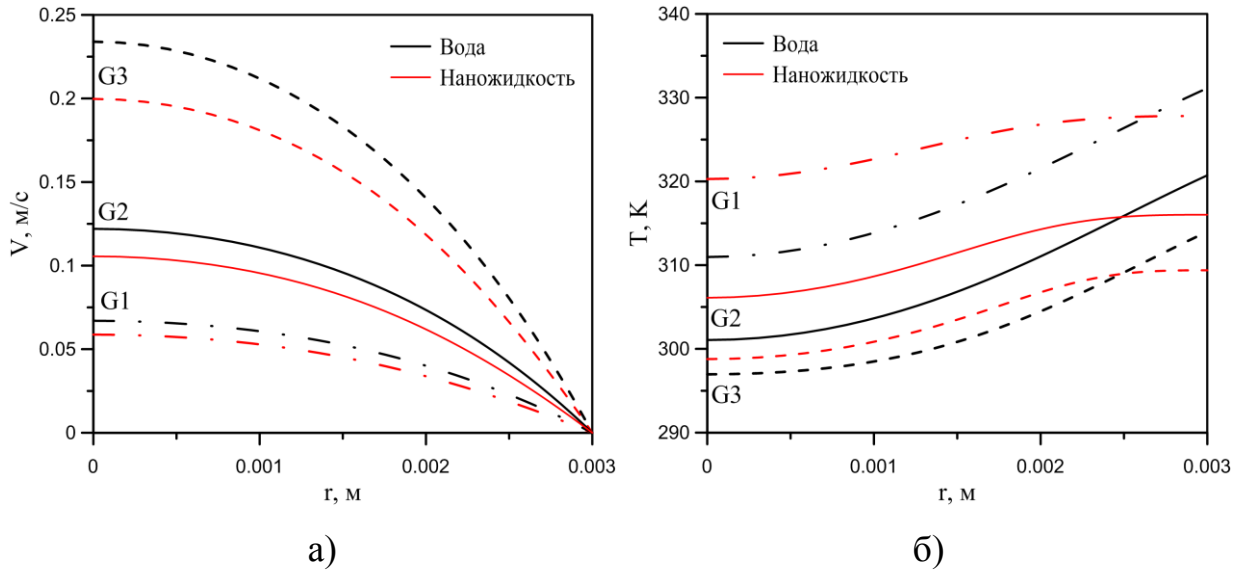


Рис. 3.14. Профиль скорости а) и профили температуры б) на выходе из обогреваемого участка.

На рисунке 3.15 представлен график распределения температуры ядра потока для воды и наножидкости с частицами  $\text{ZrO}_2$ , средним размером 44 нм, по длине обогреваемого участка канала с различными расходами теплоносителя. Как видно из графика, представленного на рисунке, температура ядра потока для наножидкости значительно выше, чем для чистой воды по всей длине обогреваемого участка.

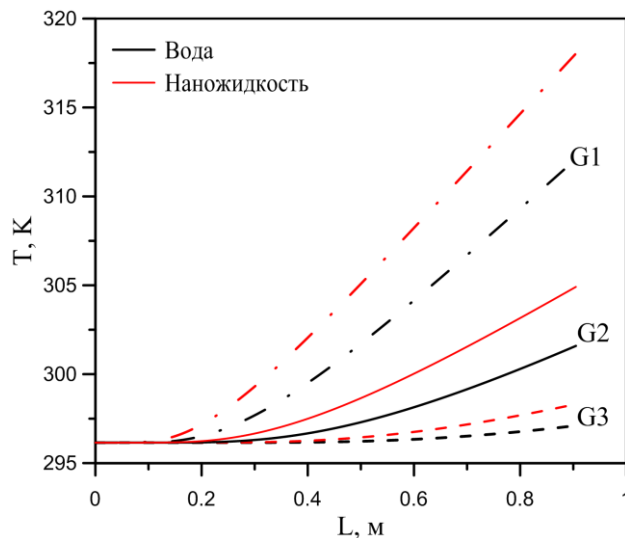


Рис. 3.15. Распределение температуры ядра потока жидкости по длине канала.

В результате расчетов были получены зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для наножидкостей с частицами  $ZrO_2$  и  $Al_2O_3$ . Для  $ZrO_2$  проведены расчеты для различных размеров частиц. А на примере наножидкостей с частицами  $Al_2O_3$  расчеты проводились для различной концентрации частиц. Расчетные зависимости были сопоставлены с полученными экспериментальными данными. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных представлено на рисунке 3.16. Как видно из представленных графиков, расчетные данные, полученные с помощью гомогенной модели, для среднего коэффициента теплоотдачи качественно и количественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для рассмотренных концентраций частиц отличие расчетных данных от значений полученных в ходе эксперимента не превышает 5 %.

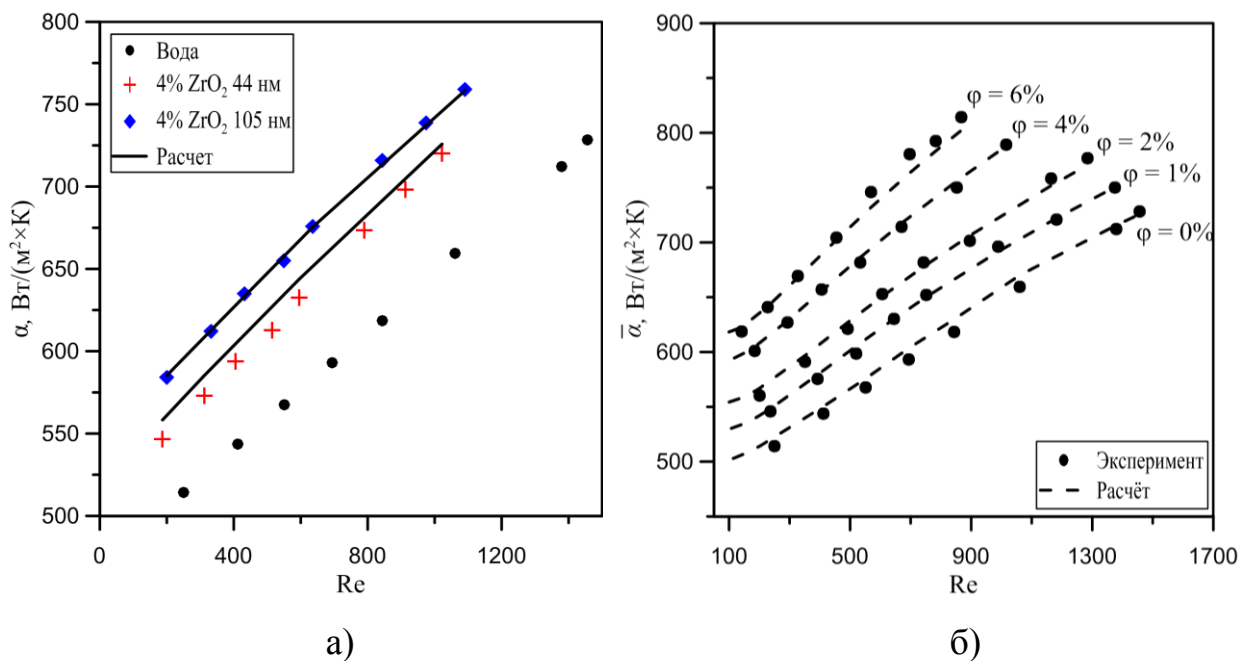


Рис. 3.16. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для наножидкости с частицами  $ZrO_2$  (а) и  $Al_2O_3$  (б).



## 3.2 Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей

### 3.2.1 Исследование влияния концентрации частиц

Проведено исследование влияния концентрации частиц на величину среднего коэффициента теплоотдачи и величину перепада давления при турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей с частицами  $\text{SiO}_2$  в прямом круглом канале. Средний размер частиц, используемый в экспериментах, был равен 25 нм. Базовой жидкостью в экспериментах была дистиллированная вода. В процессе приготовления наножидкостей ПАВ не использовались. В ходе эксперимента были изучены зависимости перепада давления от концентрации частиц. Объемная концентрация частиц в экспериментах варьировалась в диапазоне от 0,25 до 2 %.

Распределения частиц по размерам непосредственно в суспензиях контролировалось с помощью электроакустического спектрометра DT1202. Фотография частиц, полученная с помощью электронной микроскопии, представлена на рисунке 3.17.

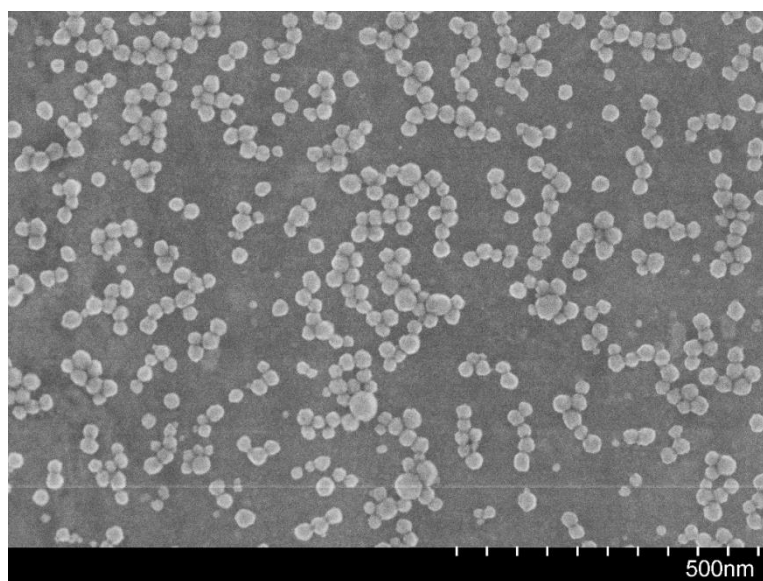


Рис. 3.17. СЭМ-фотография порошка оксида кремния.

В ходе проведения экспериментов была получена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  для различных концентраций наночастиц. Показано, что средний коэффициент теплоотдачи монотонно возрастает с увеличением концентрации частиц, так, например, наножидкость с 2 % объемной концентрацией частиц позволяет интенсифицировать турбулентный теплообмен на 15 % выше базовой жидкости при постоянном числе Рейнольдса (см. рисунок 3.18 (а)).

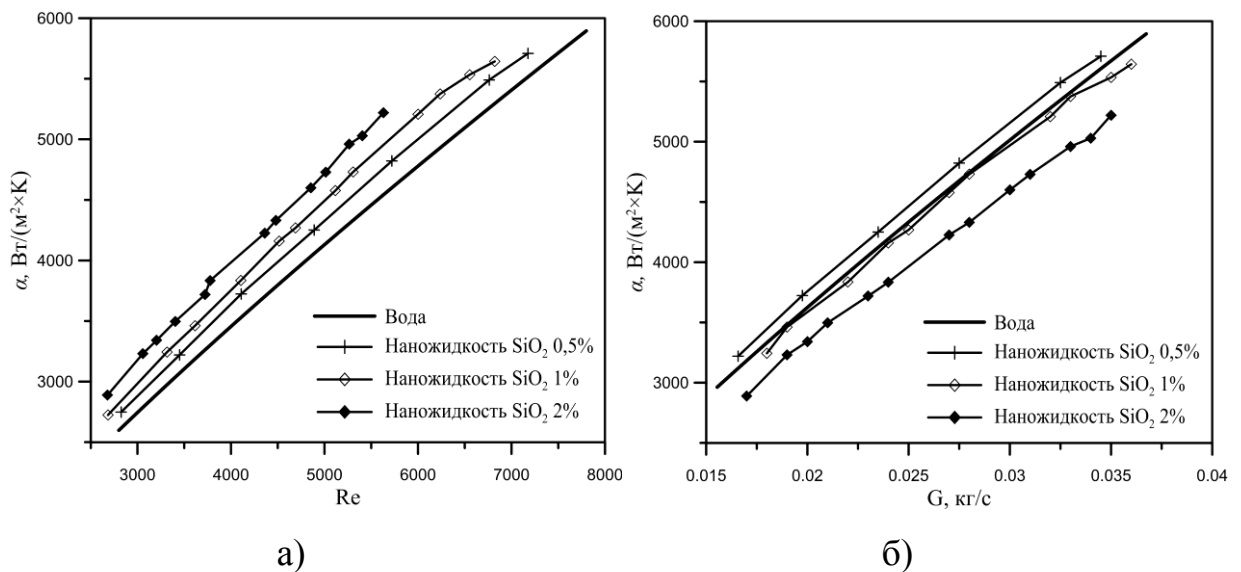


Рис. 3.18. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса (а) и массового расхода теплоносителя (б) для различных концентраций наночастиц  $\text{SiO}_2$ .

При фиксированном значении расхода жидкости зависимость от концентрации является не линейной и имеет максимум для значения концентрации 0,5 %. А для 2 % наножидкости коэффициент теплоотдачи оказывается на 10 % ниже значения коэффициента теплоотдачи базовой жидкости (см. рисунок 3.18 (б)).

Добавка наночастиц оказывает влияние не только на коэффициент теплопроводности, но и на коэффициент вязкости. Экспериментально

определенные значения коэффициента вязкости и теплопроводности наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  показаны на рисунке 3.19 (а) и (б) соответственно.

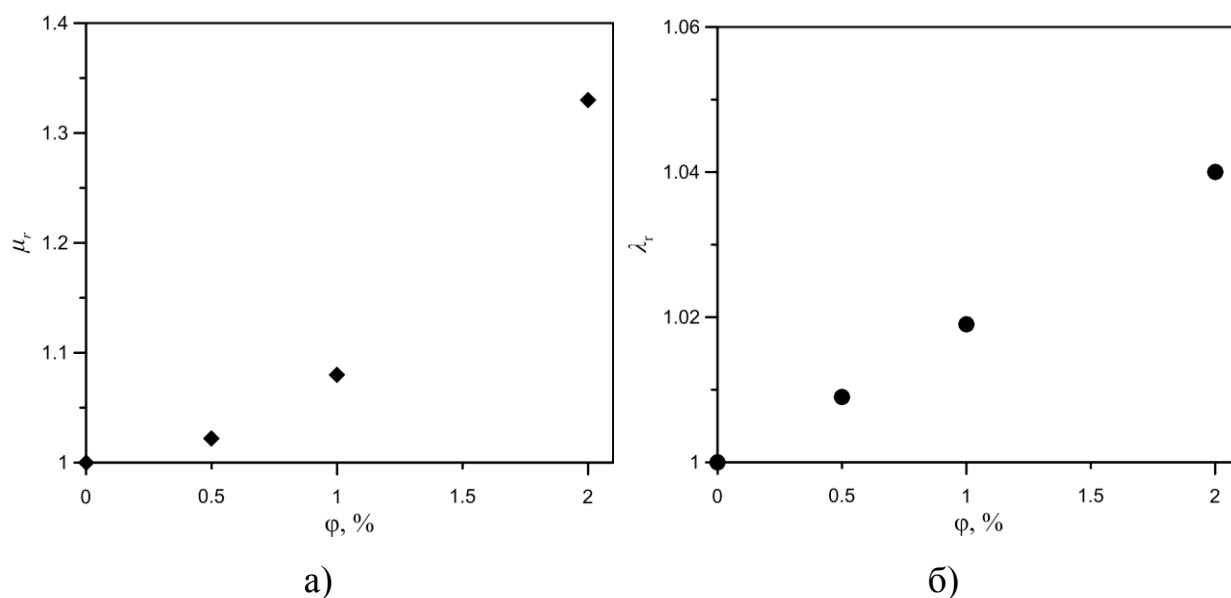


Рис. 3.19. Зависимость коэффициентов вязкости (а) и теплопроводности (б) наножидкости от концентрации частиц.

Для качественного объяснения поведения зависимости коэффициента теплоотдачи наножидкостей для различных концентраций наночастиц обратимся к известной формуле Михеева  $Nu = 0.021 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.43}$ , которая описывает теплообмен в случае развитого турбулентного течения. Из этой формулы следует, что коэффициент теплоотдачи абсолютно по-разному зависит от вязкости при фиксированном числе Рейнольдса и при фиксированном расходе. Нетрудно показать, что  $\alpha \sim \mu^{0.43} \cdot \lambda^{0.57}$  при  $Re = const.$  и  $\alpha \sim \mu^{-0.37} \cdot \lambda^{0.57}$  при  $G = const.$  Таким образом, в первом случае ( $Re = const.$ ) при использовании наножидкости в качестве теплоносителя мы всегда будем получать увеличение коэффициента теплоотдачи и притом тем большее, чем больше вязкость наножидкости, даже если теплопроводность практически не меняется. А поскольку вязкость наножидкости с ростом концентрации частиц, как правило, растет существенно сильнее, чем теплопроводность, то увеличение теплоотдачи при фиксированном

числе Рейнольдса в большинстве работ может быть объяснено ростом вязкости. С практической точки зрения наиболее интересен случай, когда фиксирован расход или скорость теплоносителя. Если приращение коэффициента вязкости окажется значительно выше, чем приращения коэффициента теплопроводности, то это может привести к снижению коэффициента теплоотдачи (см. рисунок 3.18 (б)). Это подтверждается наличием работ, в которых наблюдался незначительный рост коэффициента теплоотдачи при фиксированном расходе.

Главным отличием между ламинарным и турбулентным конвективным теплообменом наножидкости является то, что в установившемся ламинарном режиме течения коэффициент теплоотдачи пропорционален только теплопроводности среды и не зависит от вязкости, поэтому коэффициент теплоотдачи всегда возрастает с ростом значения теплопроводности.

В экспериментах определены зависимости перепада давления от концентрации частиц при течении наножидкостей в прямом круглом канале с теплообменом. Величина перепада давления возрастает с ростом концентрации как при фиксированном числе Рейнольдса, так и при фиксированном значении расхода теплоносителя (см. рисунок 3.20). Это происходит вследствие того, что наножидкости имеют большее значение коэффициента вязкости, чем базовая жидкость. Видно, что величина повышения перепада давления, как и повышение коэффициента теплоотдачи, зависит от критерия, по которому проводится анализ. При фиксированном значении числа Рейнольдса перепад давления повышается на 75 % (см. рисунок 3.20 (а)), а при фиксированном расходе – на 6 % (рисунок 3.20 (б)) для наножидкости с 2 % частиц  $SiO_2$ .

Качественное объяснение этого также можно найти, если проанализировать известную формулу Блазиуса для турбулентного коэффициента трения  $\lambda = 0.316 Re^{-0.25}$ . Из нее следует, что перепад давления в канале

$$\Delta P \approx \frac{\mu^2}{\rho} n_{pu} \text{ при } Re = const \text{ и } \Delta P \approx \mu^{0.25} \cdot \rho^{0.75} n_{pu} \text{ при } G = const.$$

Таким образом, при фиксированном числе Рейнольдса перепад давления пропорционален квадрату вязкости, поэтому растет очень значительно. При фиксированном расходе перепад давления пропорционален вязкости в степени  $1/4$ , поэтому с увеличением концентрации частиц растет незначительно. С практической точки зрения важен именно второй случай, поэтому высказываемые во многих работах опасения, что наножидкость значительно увеличивает потери давления на прокачивание, оказываются на деле неоправданными.

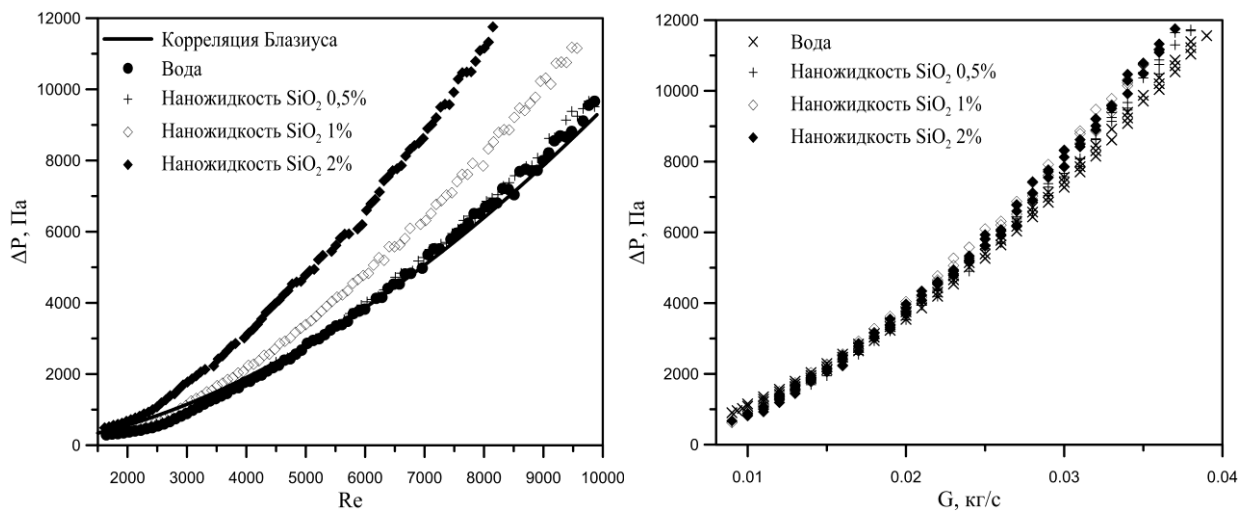


Рис. 3.20. Перепад давления в зависимости от числа Рейнольдса (а) и массового расхода наножидкости (б), для различных концентраций частиц.

### 3.2.2 Исследование влияния размера частиц

Исследовано влияние размера частиц на коэффициент теплоотдачи и перепад давления при турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей. Эксперименты проведены с частицами  $\text{SiO}_2$  со средним размером частиц от 10 до 100 нм. Объемная концентрация в экспериментах была фиксированной для всех размеров частиц и была равна 2 %. При фиксированном расходе теплоносителя с ростом размера частиц коэффициент теплоотдачи однозначно возрастает (см. рисунок 3.21). Это опять же обусловлено поведением коэффициентов переноса (рисунок 3.22). Как видно, в данном случае с ростом размера частиц

вязкость наножидкости падает, а теплопроводность, напротив, возрастает. Надо отметить, что в настоящее время в литературе еще нет единого мнения относительно зависимости коэффициентов переноса наножидкости от размера частиц. Данные достаточно противоречивы. Особенно это касается коэффициента теплопроводности наножидкостей.

Средний коэффициент теплоотдачи при фиксированном расходе теплоносителя в турбулентном режиме пропорционален комплексу  $\mu^{-0,37} \lambda^{0,57}$ . С увеличением размеров частиц коэффициент теплопроводности наножидкости повышается, а коэффициент вязкости, напротив, уменьшается, следовательно, значение коэффициента теплоотдачи повышается (см. рисунок 3.21).

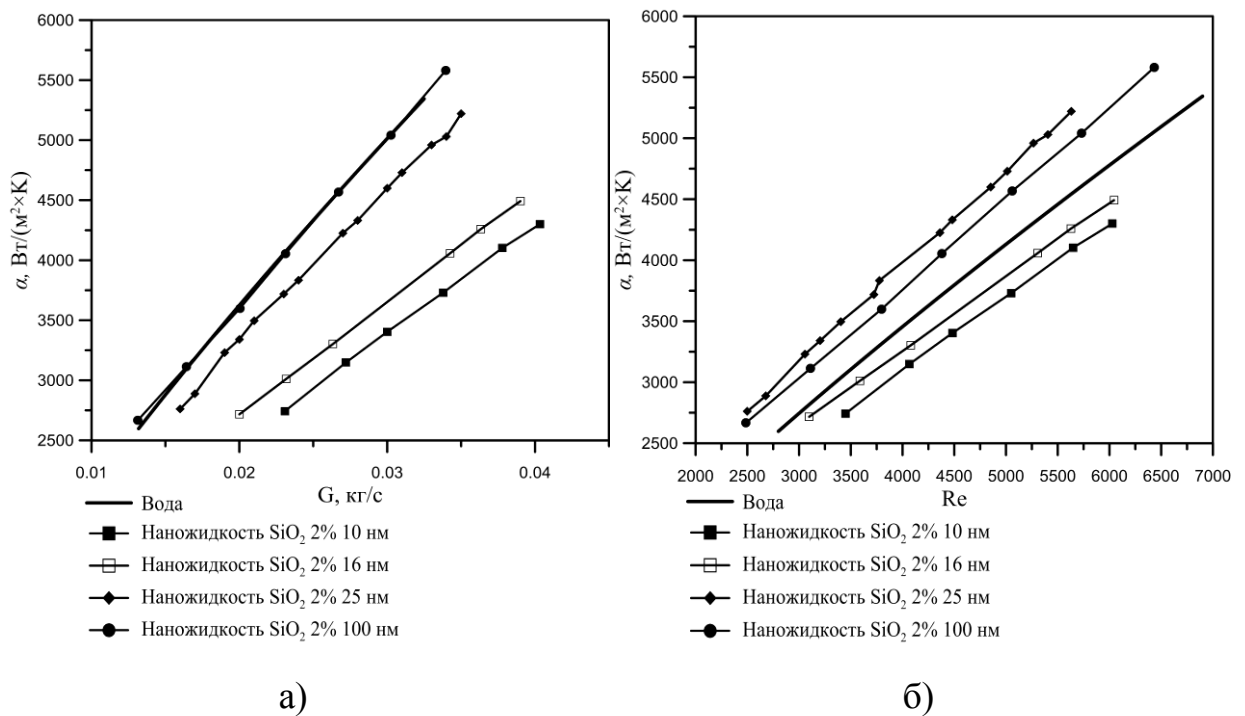


Рис. 3.21. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от массового расхода (а) и числа Рейнольдса (б) для различных размеров частиц,  $\varphi = 2\%$ .

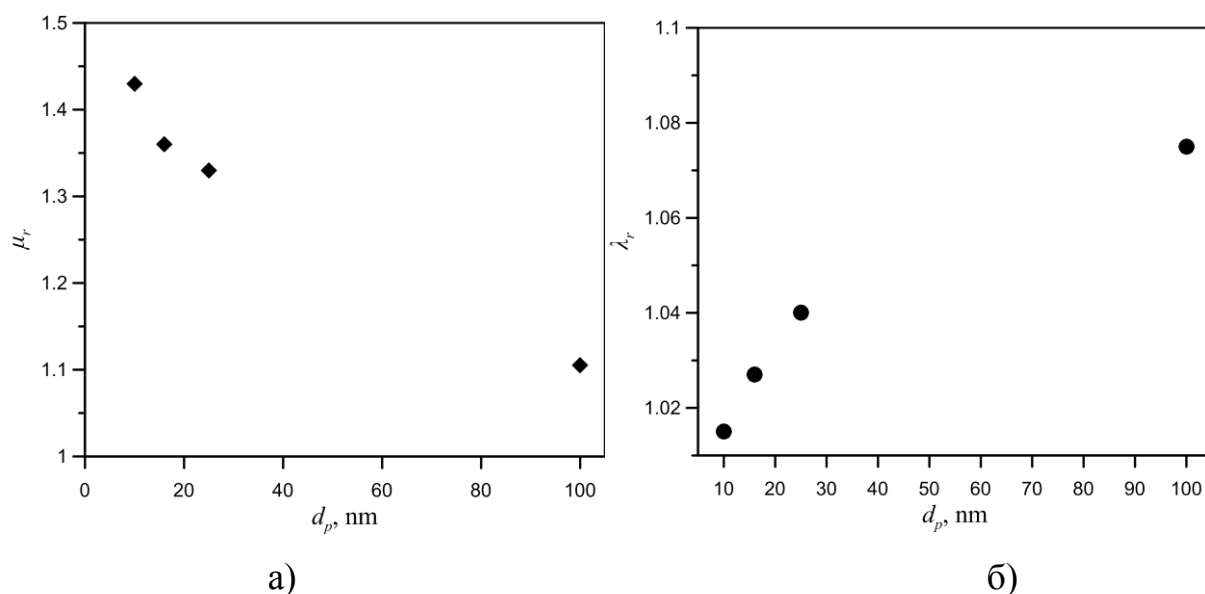


Рис. 3.22. Зависимость относительных коэффициентов вязкости (а) и теплопроводности (б) наножидкости от размера частиц  $SiO_2$ ,  $\varphi = 2\%$ .

Из представленной на рисунке 3.21 зависимости среднего коэффициента теплоотдачи наножидкостей с различным размером частиц от числа Рейнольдса видно, что коэффициент теплоотдачи имеет максимум для среднего размера частиц 25 нм. Качественно это можно объяснить, используя формулу Михеева. Из данной формулы мы получим, что при  $Re = const$  коэффициент теплоотдачи пропорционален комплексу  $\mu^{0,43} \lambda^{0,57}$ . С увеличением размера частиц коэффициент вязкости снижается, а коэффициент теплопроводности возрастает, и для 25 нм зависимость коэффициента теплоотдачи от размера частиц имеет максимум.

Показано, что интенсификация коэффициента теплоотдачи наножидкостей зависит не только от концентрации наночастиц, но и от их размера, а также от критерия, при котором происходит анализ.

Размер частиц оказывает влияние и на значения перепада давления, необходимое для прокачивания наножидкостей. На рисунке 3.23 представлена зависимость перепада давления от числа Рейнольдса для наножидкостей с 1 %-ной концентрацией частиц  $SiO_2$  различного размера. С ростом размера частиц

величина перепада давления снижается, это объясняется снижением коэффициента вязкости наножидкости.

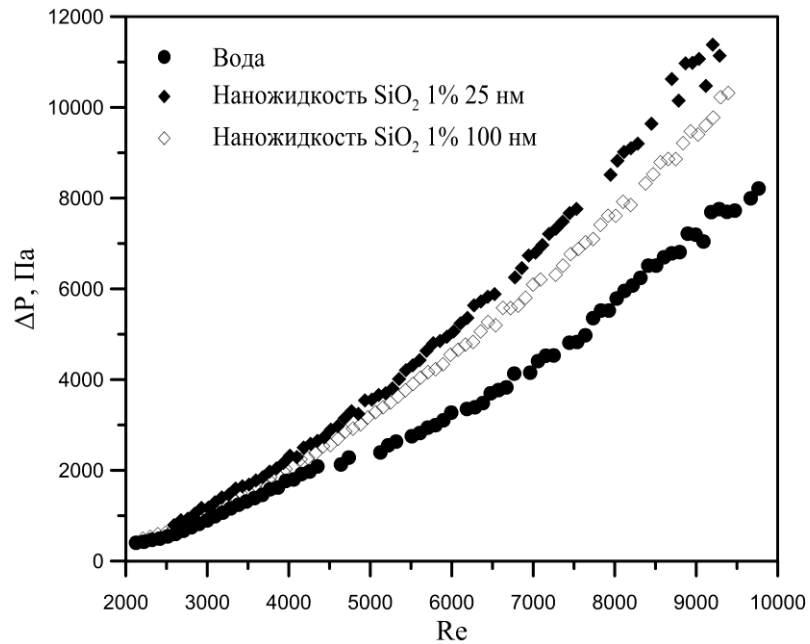


Рис. 3.23. Перепад давления в зависимости от числа Рейнольдса для различных размеров частиц,  $\varphi = 1\%$ .

### 3.2.3 Исследование влияния материала наночастиц

Исследовано влияние материала наночастиц на интенсификацию коэффициента теплоотдачи наножидкости и значение перепада давления в прямом круглом канале. Эксперименты проведены для наножидкостей с двумя материалами частиц  $Al_2O_3$  и  $SiO_2$ . Базовой жидкостью в экспериментах была дистиллированная вода. ПАВ для приготовления наножидкостей не использовались. В экспериментах объемная концентрация частиц была равна 2%. Средний размер частиц  $Al_2O_3$  и  $SiO_2$  был равен 100 нм.

На рисунках 3.24 (а) и (б) представлены зависимости коэффициента теплоотдачи от расхода и числа Рейнольдса соответственно. Коэффициент теплоотдачи наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  значительно выше, чем для наножидкости с частицами  $SiO_2$ . Эта тенденция наблюдается как при анализе данных для фиксированного расхода, так и при анализе для фиксированного



числа Рейнольдса. Наножидкость с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  интенсифицирует коэффициент теплоотдачи на 30 % по сравнению с базовой жидкостью, в то время как интенсификация теплообмена для наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  не превышает 15 %.

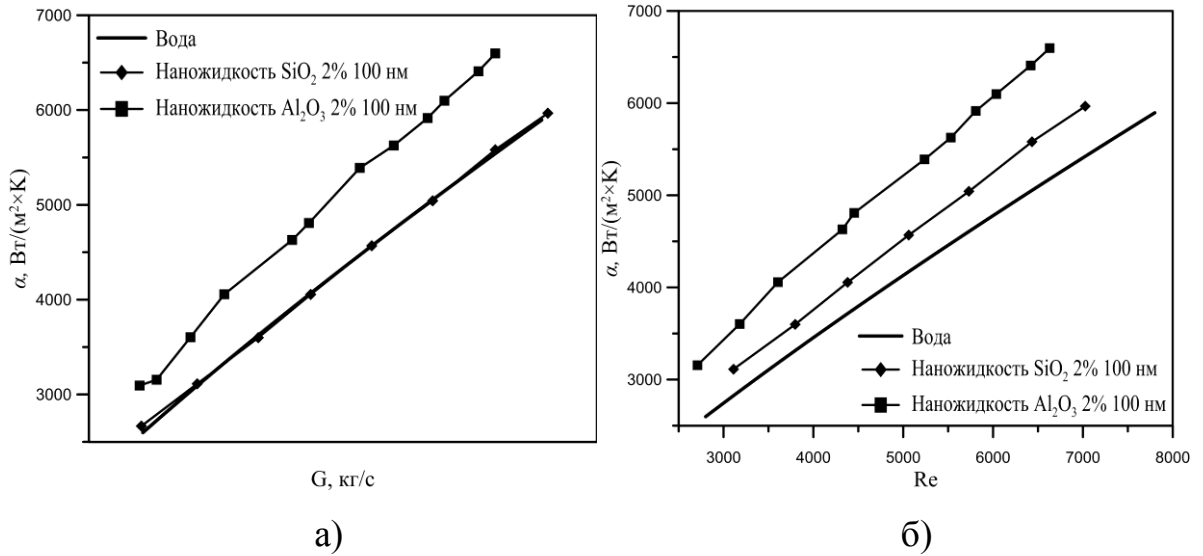


Рис. 3.24. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от расхода наножидкости (а) и числа Рейнольдса (б).

Материал частиц влияет и на величину перепада давления при течении наножидкостей в прямом круглом канале (см. рисунок 3.25). Для наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  потери давления при прокачивании значительно ниже, чем для наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$ . При фиксированном числе Рейнольдса для 2 % концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  перепад давления в канале на 35 % выше значений для базовой жидкости. Наножидкость с частицами  $\text{SiO}_2$  увеличивает перепад давления в канале при фиксированном числе Рейнольдса на 80 % относительно базовой жидкости. Коэффициент вязкости для наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  выше, чем для наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Относительные коэффициенты вязкости и теплопроводности для наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$  представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2. Значение относительных коэффициентов вязкости и теплопроводности для наножидкостей с частицами  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$

	$\mu_n/\mu_w$	$\lambda_n/\lambda_w$
$\text{SiO}_2$	1,11	1,075
$\text{Al}_2\text{O}_3$	1,083	1,13

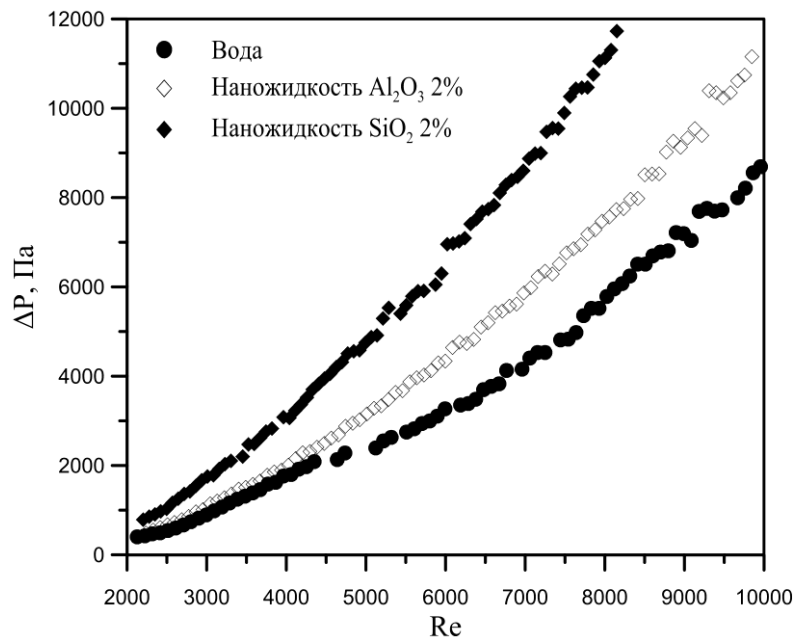


Рис. 3.25. Перепад давления в зависимости от числа Рейнольдса.

### 3.2.4 Исследование влияния начальной температуры наножидкости

Как было показано ранее, величина коэффициента вязкости влияет на величину турбулентного коэффициента теплоотдачи, а так как коэффициент вязкости имеет сильную зависимость от температуры, было проведено исследование зависимости коэффициента теплоотдачи наножидкости в турбулентном режиме течения от начальной температуры теплоносителя.

Эксперименты проведены с использованием наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$ . Средний размер частиц был равен 100 нм. Объемная концентрация частиц в экспериментах была равна 2%. Базовой жидкостью для используемой в экспериментах наножидкости была дистиллированная вода. ПАВ в наножидкость не добавлялись. Эксперименты проведены для 3 вариантов начальных температур

15, 25 и 35 °С. Данные значения температуры выбраны, потому что для дистиллированной воды коэффициент вязкости уменьшается на 30 % при повышении температуры с 15 до 25 °С и на 50 % при повышении температуры с 15 до 35 °С. Более высокие значения температур не рассматривались, так как использование более высоких начальных температур наножидкости для практического применения в качестве теплоносителя, например, в системах охлаждения, является не рациональным.

Экспериментально определен коэффициент вязкости наножидкости при различных температурах. В таблице 3.3 представлены измеренные значения коэффициента вязкости.

Таблица 3.3. Зависимость вязкости наножидкости от температуры

$t, ^\circ\text{C}$	$\mu_n, \text{сП}$
15	1,282
25	1,002
35	0,807

В результате проведенных экспериментов получена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи наножидкости от числа Рейнольдса для различных температур теплоносителя на входе в экспериментальную установку (см. рисунок 3.26 (а)).

Было показано, что повышение входной температуры теплоносителя приводит к повышению коэффициента теплоотдачи наножидкости. С повышением начальной температуры теплоносителя с 15 до 25 °С значение среднего коэффициента теплоотдачи возрастает на 30 %. Средний коэффициент теплоотдачи при начальной температуре теплоносителя 35 °С на 25 % выше, чем коэффициент теплоотдачи при входной температуре, равной 25 °С.

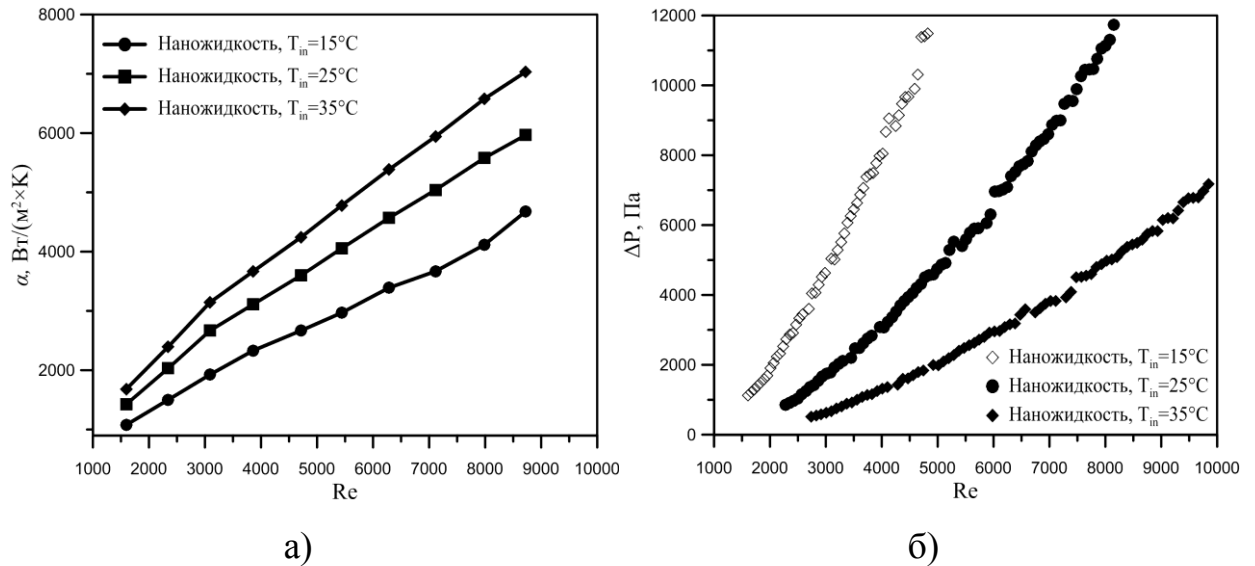


Рис. 3.26. Влияние начальной температуры наножидкости на средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса ( $SiO_2$   $\varphi = 2\%$  ,  $d_p = 100$  нм).

На рисунке 3.26 (б) представлена зависимость величины перепада давления от числа Рейнольдса при различных температурах теплоносителя на входе в экспериментальную установку. Изменения вязкости в зависимости от температуры, оказывают значительное влияние на перепад давления в канале. При изменении начальной температуры теплоносителя с 15 до 25 °С перепад давления снижается в 2,6 раза. При повышении входной температуры теплоносителя с 25 до 35 °С перепад давления снижается в 2,4 раза.

Из представленных выше графиков можно сделать вывод, что наножидкость на основе дистиллированной воды следует использовать при температурах на входе в рабочий участок в диапазоне от 20 до 35 °С. В этом диапазоне вследствие уменьшения вязкости увеличивается теплоотдача и уменьшается перепад давления, затрачиваемый на прокачивание наножидкости в рабочем участке. Показано, что начальная температура наножидкости оказывает существенное влияние на турбулентный теплообмен.

### 3.2.5 Об эффективности применения наножидкостей

Выше было показано, что в случае турбулентного режима течения интенсификация коэффициента теплоотдачи является нетривиальной и зависит от многих факторов. Например, от критерия, при котором проводится анализ. Так, в частности, для 2 % концентрации наночастиц  $SiO_2$  при фиксированном значении числа Рейнольдса значение коэффициента теплоотдачи на 15 % выше, чем для базовой жидкости, а при фиксированном значении расхода примерно на 10 % ниже коэффициента теплоотдачи базовой жидкости. Возникает вопрос: относительно какого критерия оценивать эффективность той или иной наножидкости в качестве теплоносителя. Понятно, что использование в качестве критерия числа Рейнольдса лишено практического смысла. Более разумным выглядит использование в качестве критерия фиксированного расхода, ведь большинство теплообменных систем ориентированы на работу при заданном постоянном расходе. Однако не стоит забывать о том, что при добавлении наночастиц повышается вязкость теплоносителя, и для некоторых типов насосов это приведет к снижению расхода. Поэтому расход не может быть абсолютным критерием. На наш взгляд, наиболее правильным и честным критерием в данном случае будут затраты на прокачивание. Если при тех же затратах на прокачивание наножидкость повышает коэффициент теплоотдачи по сравнению с базовой жидкостью, то такая наножидкость является эффективной. Рисунок 3.27 иллюстрирует этот факт, на нем приведена зависимость коэффициента теплоотдачи от перепада давления в канале для воды и наножидкостей с частицами  $Al_2O_3$  и  $SiO_2$ . Как видно, наножидкость с частицами оксида кремния нельзя считать эффективной, поскольку при фиксированных затратах на ее прокачивание значение коэффициента теплоотдачи получается ниже, чем для чистой воды. А вот наножидкость с частицами  $Al_2O_3$ , напротив, примерно на 15 % эффективнее в качестве теплоносителя по сравнению с дистиллированной водой.

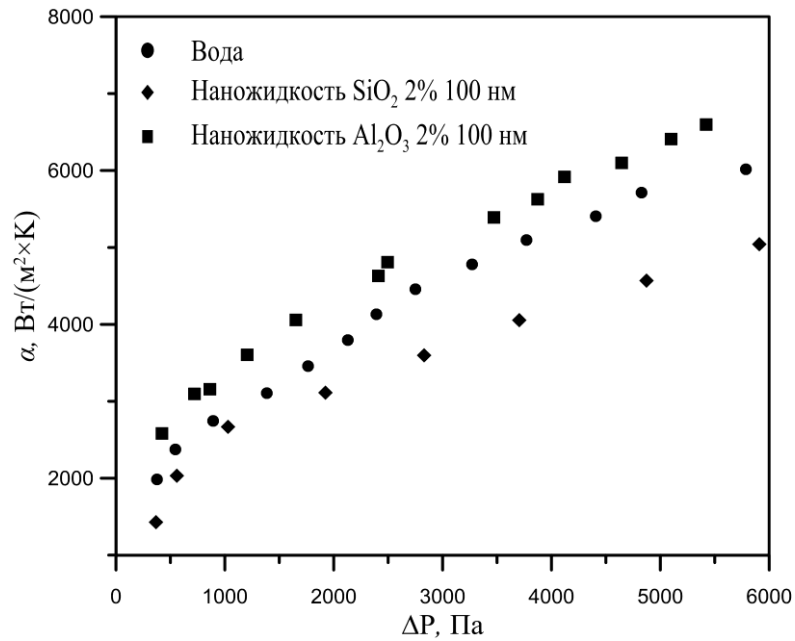


Рис. 3.27. Зависимость коэффициента теплоотдачи от перепада давления,  $\varphi = 2 \%$ ,  $d_p = 100$  нм.

Еще одним способом оценки эффективности применения интенсификаторов теплообмена является понятие теплогидравлической эффективности. Теплогидравлическую эффективность определим по формуле  $(Nu_n / Nu_w) / (\xi_n / \xi_w)$ , где  $Nu_w$ ,  $Nu_n$  – число Нуссельта для воды и наножидкости соответственно;  $\xi_n$ ,  $\xi_w$  – коэффициент гидродинамического сопротивления для наножидкости и воды соответственно.

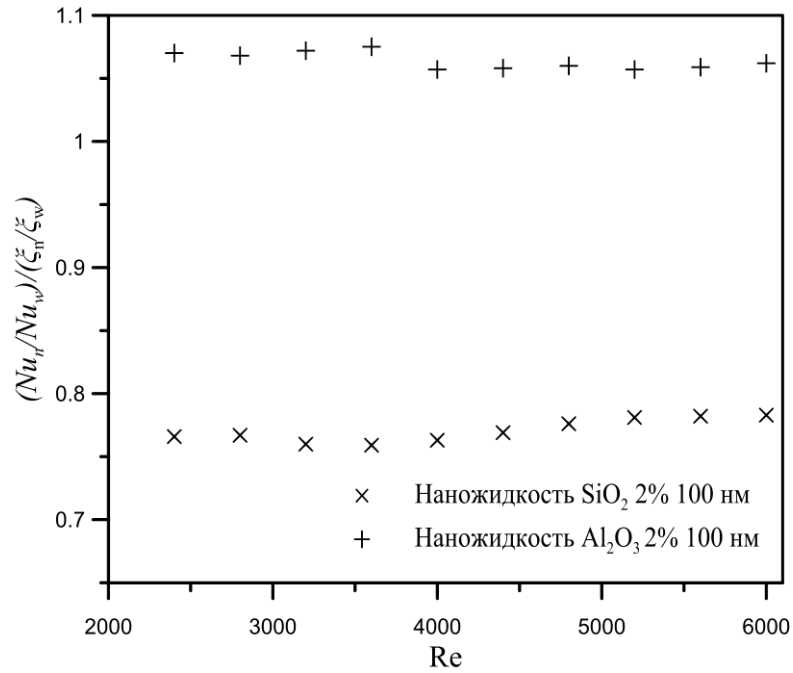


Рис. 3.28. Зависимость теплогидравлической эффективности от числа Рейнольдса.

Построена зависимость теплогидравлической эффективности наножидкостей с частицами  $SiO_2$  и  $Al_2O_3$  от числа Рейнольдса (см. рисунок 3.28). Значение теплогидравлической эффективности для наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  превосходит воду на 8 %. Для наножидкости с частицами  $SiO_2$  теплогидравлическая эффективность на 23 % ниже, чем для чистой воды. Применение наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  при одинаковых концентрациях и размерах частиц существенно выгоднее применения наножидкости с частицами  $SiO_2$ .

### 3.2.6 Численное исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей

Используя полученные ранее экспериментальные данные (см. раздел 3.2.1), было проведено численное исследование турбулентного теплообмена наножидкости с частицами  $SiO_2$  (25 нм). Концентрация частиц изменялась в

диапазоне от 0,25 до 2 %. Численное моделирование проведено с использованием гомогенного подхода к моделированию течения и теплообмена наножидкости.

В результате проведенных расчетов получены поля скорости, температуры и давления в прямом круглом канале при турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей. Число Рейнольдса в расчетах варьировалось в диапазоне от 3000 до 8000. На рисунках 3.29–3.30 представлены поля скорости, температуры и давления для двух концентраций частиц 0,25 % и 2 % соответственно, число Рейнольдса равно 4900.

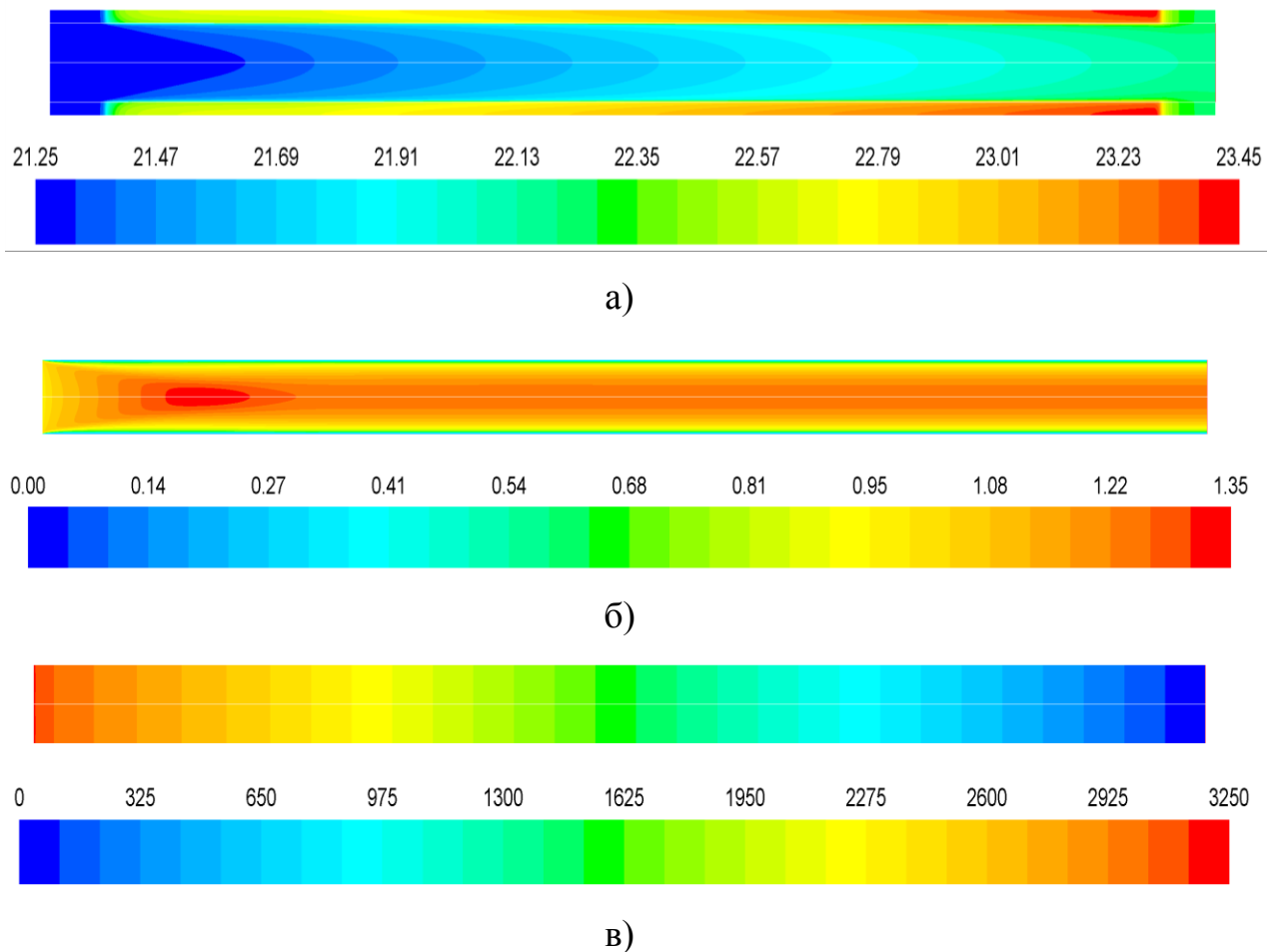


Рис. 3.29. Поля температуры (а), модуля скорости (б) и давления (в),  $\varphi = 0,25\%$ .



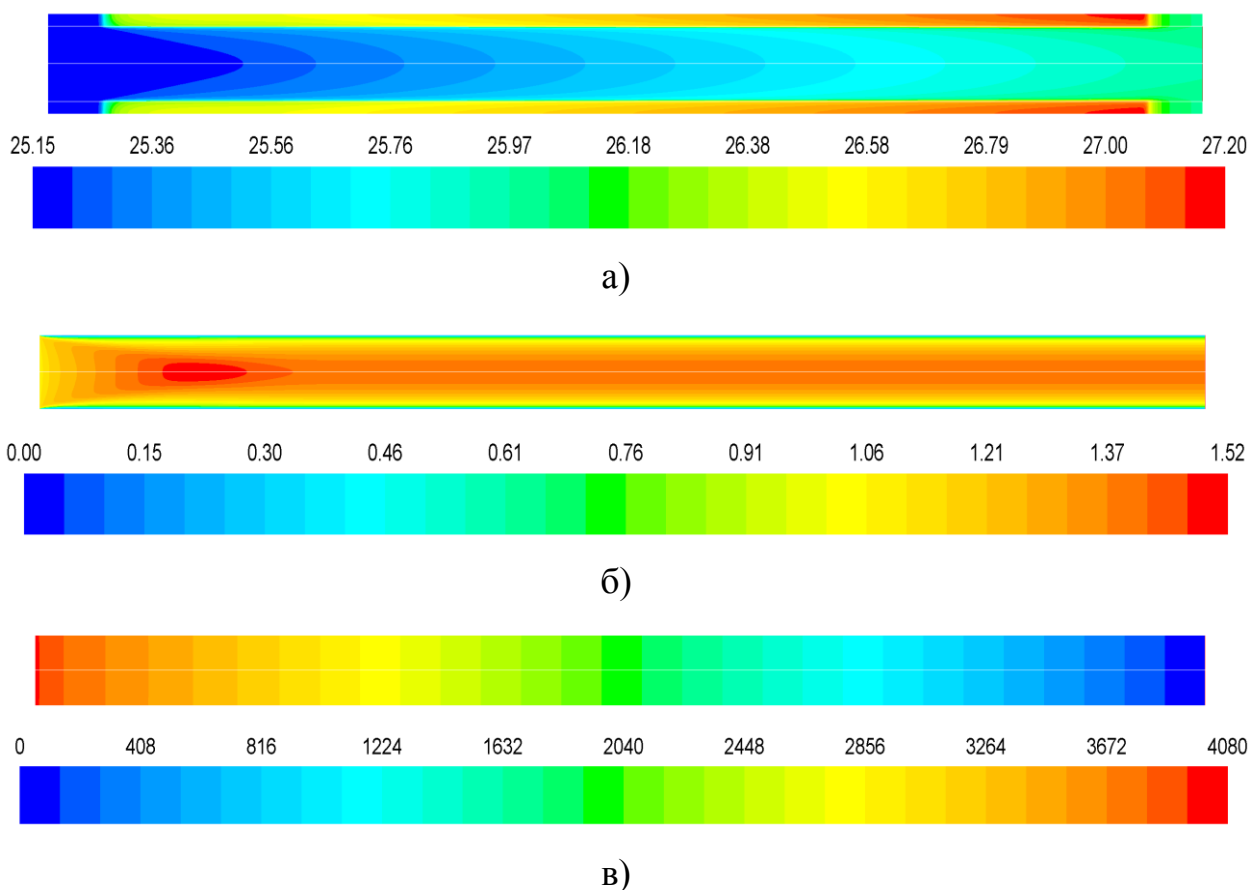


Рис. 3.30. Поля температуры (а), модуля скорости (б) и давления (в),  $\varphi = 2\%$  .

В результате расчетов были получены профили скорости и температуры в прямом круглом канале для различных концентраций наножидкости. Профили средней скорости вблизи стенки канала для воды и наножидкостей различной концентрации показаны на рисунке 3.31. Расчеты проведены при фиксированном расходе жидкости на входе, равном 0,0338 кг/с.

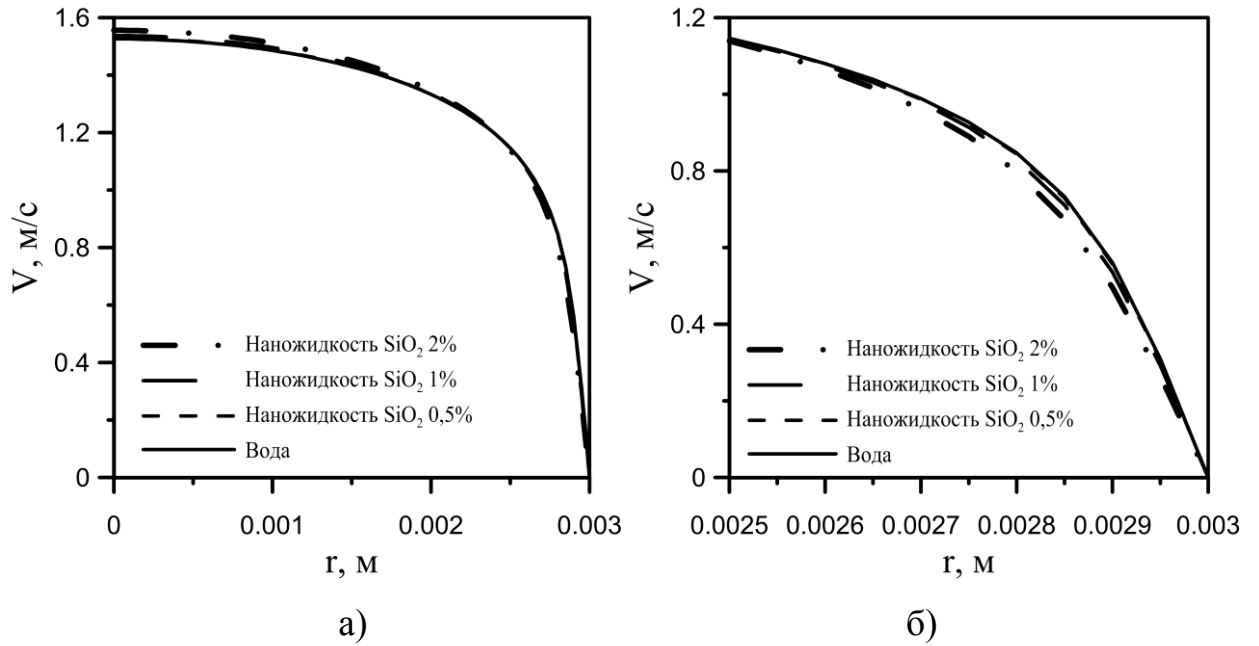


Рис. 3.31. Профиль скорости в поперечном сечении канала (а) и вблизи стенки канала (б).

С увеличением концентрации частиц профиль скорости изменяется вблизи стенки. Вследствие этого происходит увеличение температуры вблизи стенки, что продемонстрировано на рисунке 3.32.

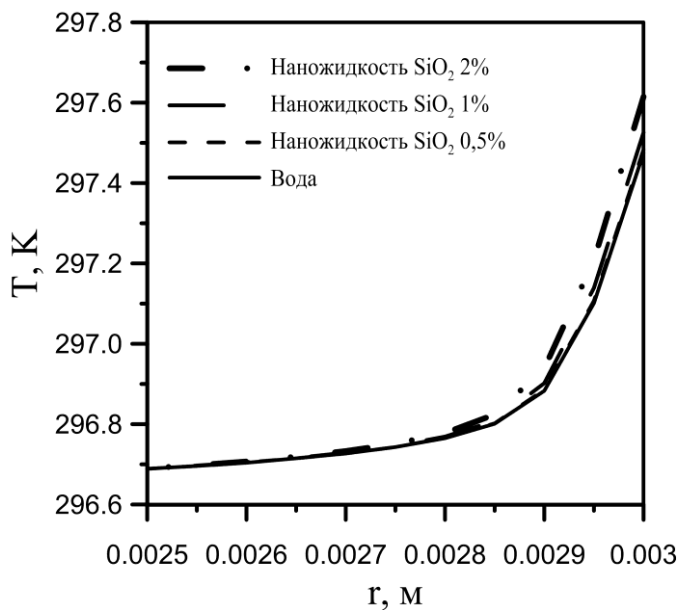


Рис. 3.32. Профиль температуры вблизи стенки канала.

Результаты расчетов были сопоставлены с экспериментальными данными. На рисунке 3.33 представлены средний коэффициент теплоотдачи и перепад давления для наножидкостей в прямом круглом канале в зависимости от числа Рейнольдса, полученные в ходе расчетного исследования, и экспериментальные данные (см. раздел 3.2.1). Вычисленные с помощью гомогенной модели значения коэффициента теплоотдачи хорошо согласуются с экспериментальными значениями, расхождение не превышает 4 %.

На рисунке 3.33 (б) показано сравнение экспериментально и расчетного перепада давления в прямом круглом канале при турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей с различной концентрацией частиц. Расхождение расчетных и экспериментальных данных не превышает 3 %.

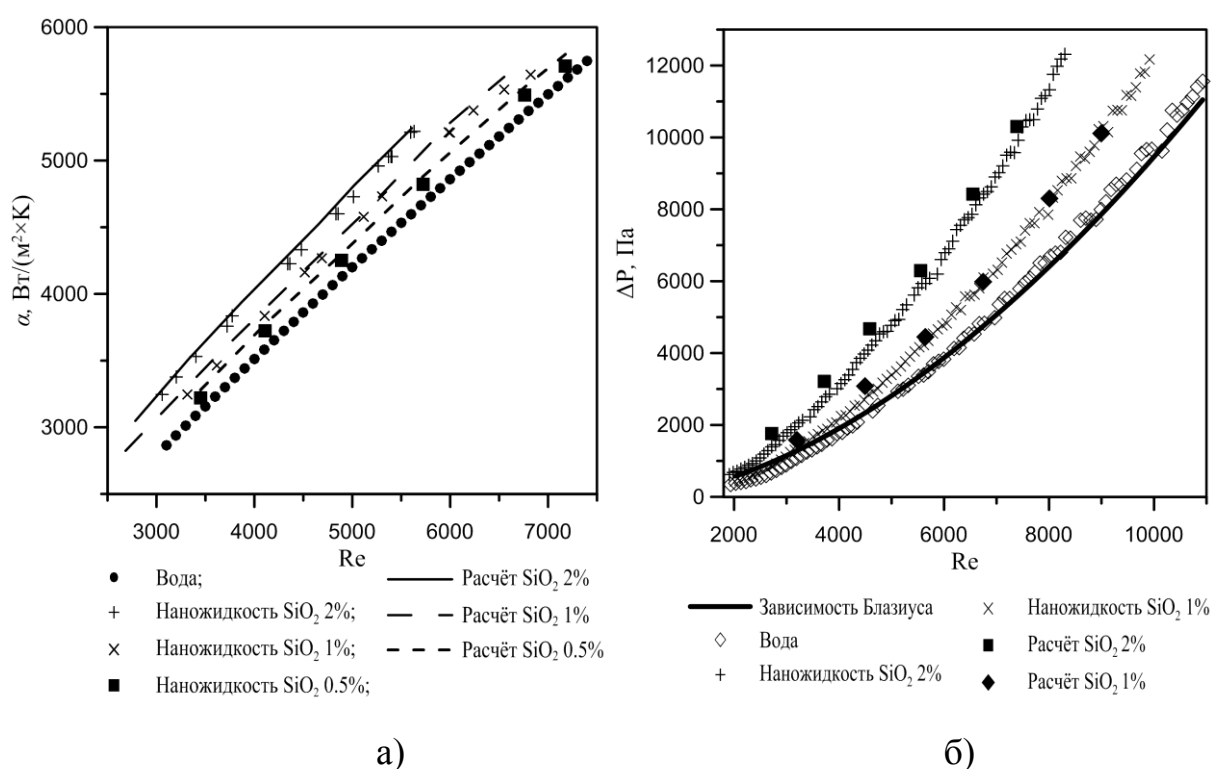


Рис. 3.33. Сравнение расчетных и экспериментальных данных: средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса.

Проведенные расчеты вынужденной конвекции наножидкостей в прямом круглом канале для ламинарного и турбулентного режимов течения показывают,

что использование гомогенной модели наножидкости с экспериментально определенными коэффициентами переноса (вязкость и теплопроводность) позволяет с хорошей точностью описывать процесс течения и конвективного теплообмена наножидкостей. Данная модель является хорошим инструментом для дальнейших исследований наножидкостей с целью определения наиболее эффективных наножидкостей. Проведение численных исследований течения и теплообмена наножидкостей позволит сэкономить время, затрачиваемое на проведение экспериментов.

### 3.3 Выводы

Проведено экспериментальное исследование зависимости коэффициента теплоотдачи ламинарной и турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей от различных факторов. Было рассмотрено влияние следующих факторов: концентрация, размер и материал наночастиц, свойства базовой жидкости, начальная температура теплоносителя.

Показано, что при ламинарной вынужденной конвекции наножидкостей зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации частиц ведет себя монотонно. При увеличении концентрации частиц наблюдается рост коэффициента теплоотдачи. Эксперименты показали, что использование наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  позволяет интенсифицировать коэффициент теплоотдачи в ламинарном режиме на 40 %.

Исследовано влияние размера частиц на конвективный теплообмен. В ламинарном режиме течения коэффициент теплоотдачи всегда возрастает при увеличении среднего размера наночастиц. Наножидкость со средним размером частиц  $ZrO_2$  44 нм интенсифицирует теплообмен на 13 %, а для среднего размера частиц  $ZrO_2$  105 нм интенсификация составляет 20 % относительно базовой жидкости. Коэффициент теплоотдачи ламинарной вынужденной конвекции пропорционален коэффициенту теплопроводности, который возрастает с ростом размера частиц.

В отличие от ламинарного режима течения, при турбулентном режиме зависимость среднего коэффициента теплоотдачи наножидкости от размера частиц имеет максимум. Для наножидкости с частицами  $SiO_2$  максимум коэффициента теплоотдачи наблюдается при среднем размере частиц 25 нм.

Показано, что значение интенсификации теплообмена зависит от базовой жидкости, на основе которой приготовлена наножидкость. Приращение коэффициента теплоотдачи будет выше для жидкостей с меньшим коэффициентом теплопроводности. Например, при одинаковой объемной концентрации частиц (1 %) наноалмазов в дистиллированной воде повышение значения коэффициента теплоотдачи составит 7 %, а в этиленгликоли коэффициент теплоотдачи возрастает на 15 %.

Исследовано влияние материала наночастиц на величину коэффициента теплоотдачи и потери давления. Использование наножидкости с концентрацией частиц  $Al_2O_3$  2 % позволяет увеличить коэффициент теплоотдачи на 30 % относительно базовой жидкости, в то время как наножидкость с концентрацией частиц  $SiO_2$  2 % повышает коэффициент теплоотдачи на 15 %.

Установлено, что входная температура оказывает существенное влияние на турбулентный конвективный теплообмен наножидкостей. С практической точки зрения выгодно иметь входную температуру наножидкости в диапазоне от 20–35 °C. В этом диапазоне вследствие уменьшения вязкости увеличивается теплоотдача и уменьшается перепад давления, затрачиваемый на прокачивание наножидкости в рабочем участке.

Проведено численное моделирование вынужденной конвекции наножидкостей в прямом круглом канале для ламинарного и турбулентного режимов течения. Использование гомогенной модели наножидкости с экспериментально определенными коэффициентами переноса (вязкость и теплопроводность) позволяет с хорошей точностью описывать процесс течения и конвективного теплообмена наножидкостей. Данная модель является хорошим инструментом для дальнейших исследований наножидкостей с целью определения наиболее эффективных наножидкостей. Проведение численных

исследований течения и теплообмена наножидкостей позволит сэкономить время, затрачиваемое на проведение экспериментов.

## ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В КАНАЛАХ С ИНТЕНСИФИКАТОРАМИ ТЕПЛООБМЕНА

### 4.1 Описание исследуемых каналов и наножидкостей

В настоящее время одним из широко распространенных способов интенсификации теплоотдачи при турбулентной конвекции является использование поверхностей с искусственной шероховатостью. Структура шероховатости может являться неотъемлемой частью теплообменной поверхности, выполненной с помощью механической обработки равномерно или дискретно, в виде двух- или трехмерных выемок или выступов. Также шероховатость может выполняться в виде проволочных (спиральных) вставок в проточную часть канала. Поэтому актуальным вопросом является сравнение теплогидравлической эффективности каналов с поверхностными интенсификаторами и теплогидравлической эффективности при использовании наножидкостей для интенсификации теплообмена, а также возможность применения наножидкостей в каналах с поверхностными интенсификаторами.

Проведено экспериментальное исследование вынужденной турбулентной конвекции наножидкостей с наночастицами оксида циркония в прямом круглом канале и в каналах с интенсификаторами теплообмена на стенках. Для проведения экспериментов были выбраны одни из лучших поверхностных интенсификаторов теплообмена вынужденной конвекции воды в круглых каналах.

Исследования проводились на следующих видах каналов:

- 1) прямой круглый канал: внутренний диаметр 8 мм, толщина стенки 1 мм;
- 2) круглый канал с кольцевыми выступами, внутренний диаметр канала 8 мм; высота кольцевых выступов 1 мм; внутренний диаметр по вершинам выступов 6 мм; относительная высота выступов  $d/D = 0,75$ ; шаг выступов по длине канала  $s = 12$  мм; относительный шаг выступов  $s/D = 1,25$ ;

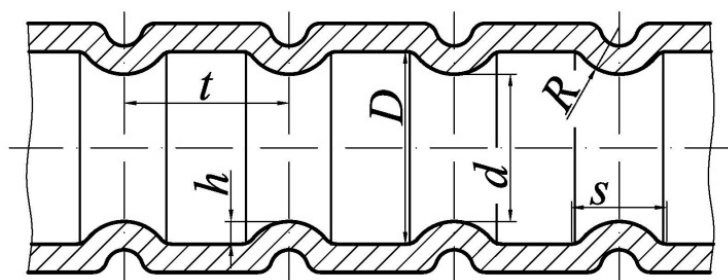


Рис. 4.1. Продольный разрез канала с кольцевыми выступами.

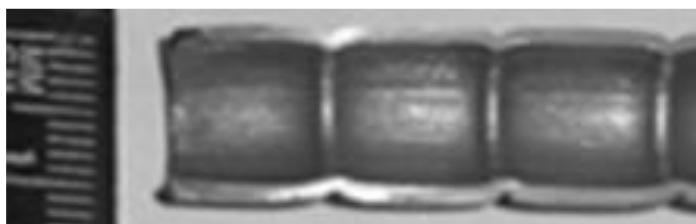


Рис. 4.2. Фотография продольного разреза канала с кольцевыми выступами.

3) канал со сферическими выступами, внутренний диаметр канала до обработки  $D = 8$  мм; высота сферических выступов  $h = 1$  мм; внутренний диаметр канала по вершинам выступов  $d = 6$  мм; относительная высота выступов  $d/D = 0,75$ ; продольный шаг выступов  $t = 9$  мм; поперечный шаг выступов  $s = 4$  мм.

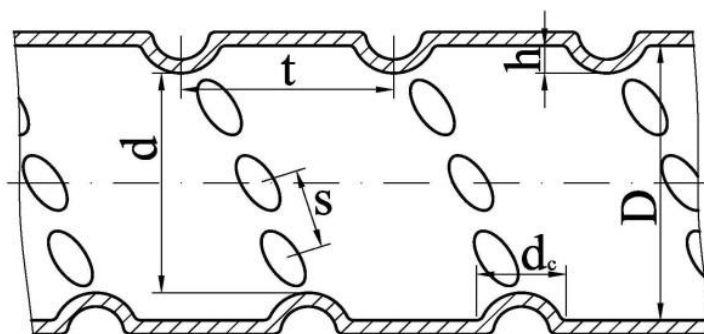


Рис. 4.3. Схема канала со сферическими выступами.

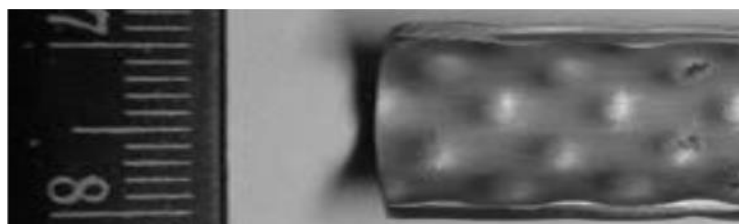


Рис. 4.4. Фотография продольного разреза канала со сферическими выступами.



Базовой жидкостью в экспериментах была дистиллированная вода. ПАВ не использовались. Полученная суспензия обрабатывалась ультразвуком для разрушения конгломератов частиц и получения однородной концентрации. Наночастицы  $ZrO_2$  были приобретены у компании ОАО «Плазмотерм» (г. Москва). Порошок оксида циркония представляет собой индивидуальные частицы преимущественно сферической формы. Фазовый состав: Смесь моноклинной и тетрагональной фазы. Химический состав (% масс.):  $ZrO_2$ : 99,5 %;  $Cl_2$ : < 0,2 %; Металлические примеси: < 0,3 %. В экспериментах использовались два вида частиц со средними размерами 44 и 105 нм. Объемная концентрация частиц была равна 4 %.

Распределения частиц по размерам непосредственно в суспензиях контролировалось с помощью электроакустического спектрометра DT1202. Также проводилась электронная микроскопия порошка. На рисунке 4.5 представлены фотографии порошка наночастиц оксида циркония со средним размером частиц 44 и 105 нм. Результаты проведенного ТЕМ-анализа показали, что частицы обладают средним размером 44,4 нм, а стандартное отклонение для среднестатистического размера частиц составляет 10,3 нм. Для второго размера частиц средний размер составляет 105,2 нм, стандартное отклонение для среднестатистического размера частиц составляет 15,01 нм. Распределения частиц по размерам представлены на рисунке 4.6.

Для всех используемых в экспериментах суспензий были экспериментально измерены коэффициенты вязкости и теплопроводности.

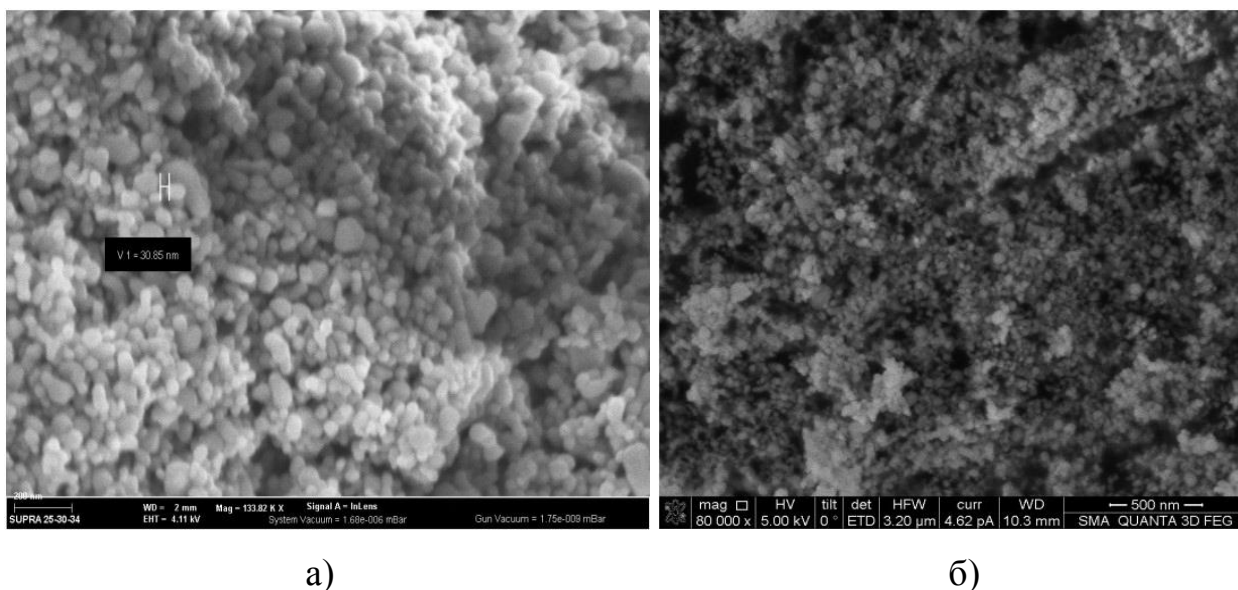


Рис. 4.5. Микрофотография нанопорошков оксида циркония:

а) 44 нм; б) 105 нм.

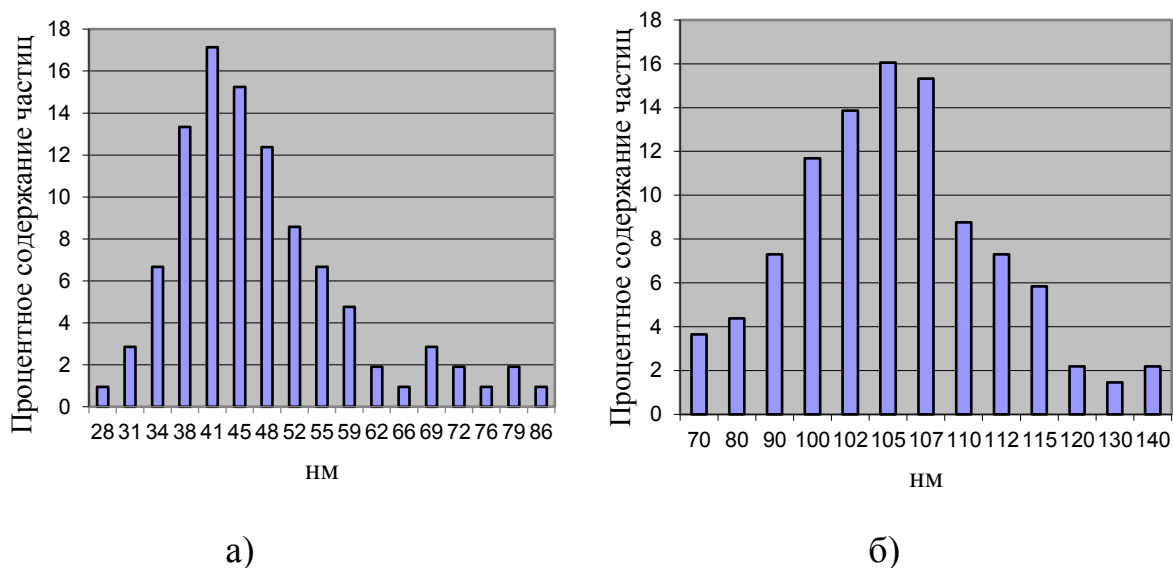


Рис. 4.6. Гистограммы распределения наночастиц оксида циркония:

а) 44 нм; б) 105 нм.

Эксперименты проводились на лабораторной установке, описанной в главе 2. В ходе экспериментов измерены средний коэффициент теплоотдачи и перепады давления для прямого круглого канала, канала с кольцевыми накатками и канала со сферическими выступами для дистиллированной воды и двух наножидкостей с частицами  $ZrO_2$ .

## 4.2 Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей в прямом круглом канале

Первая серия экспериментов по исследованию конвективного теплообмена и гидродинамики наножидкостей была проведена на прямом круглом канале. В результате экспериментов получены зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для воды и наножидкостей с частицами  $ZrO_2$  44 и 105 нм. Данная зависимость показана на рисунке 4.7. Дополнительно на график нанесена корреляция Михеева для чистой воды.

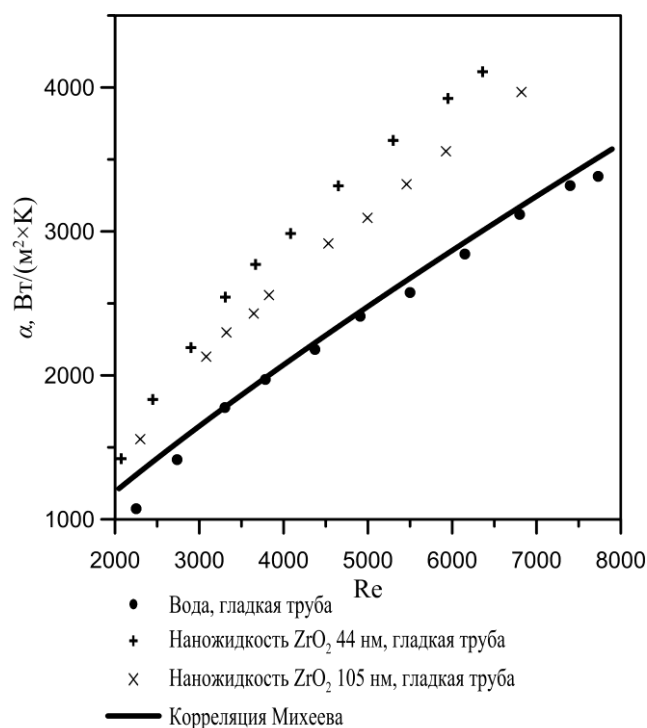


Рис. 4.7. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса для воды и наножидкостей с различными размерами частиц в прямом круглом канале.

Из графика видно, что экспериментальные данные для чистой воды хорошо согласуются с эмпирической зависимостью Михеева – с точностью 3%. Наножидкость с размером частиц  $ZrO_2$  44 нм позволяет интенсифицировать теплообмен на 40% по сравнению с чистой водой при фиксированном числе

Рейнольдса. Для наножидкости с частицами  $ZrO_2$  105 нм интенсификация составляет 27 % по сравнению с чистой водой. Зависимости относительного коэффициента теплопроводности и относительного коэффициента вязкости от размера частиц измеренные в ходе экспериментов представлены на рисунке 4.8 (а) и рисунке 4.8 (б) соответственно.

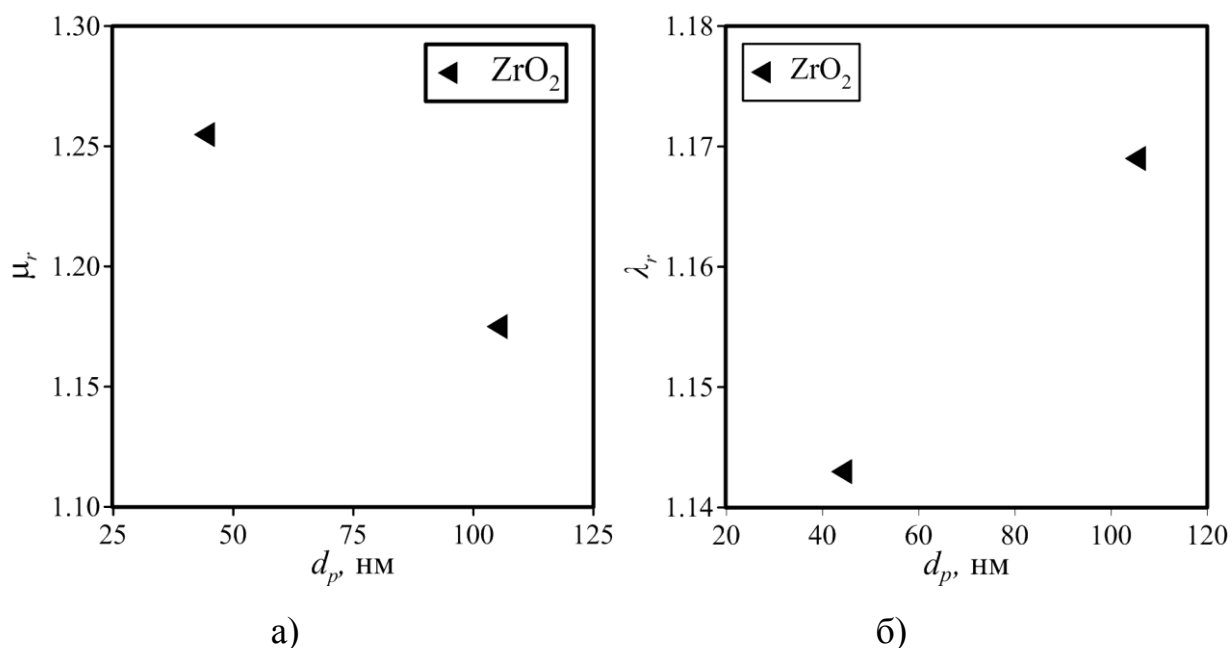


Рис. 4.8. Зависимость относительного коэффициента вязкости (а) и зависимость относительного коэффициента теплопроводности (б) от размера частиц  $ZrO_2$ .

В ходе экспериментов получена зависимость перепада давления в прямом круглом канале при прокачивании воды и наножидкостей с частицами  $ZrO_2$  (см. рисунок 4.9). Как видно, при фиксированном числе Рейнольдса с ростом среднего размера частиц величина перепада давления снижается. Это обусловлено снижением коэффициента вязкости с ростом размера частиц. Наножидкость с размером частиц  $ZrO_2$  44 нм увеличивает перепад давления, необходимый для прокачивания, в 1,8 раза относительно чистой воды. Наножидкость с частицами  $ZrO_2$  105 нм увеличивает перепад давления в 1,25 раза.

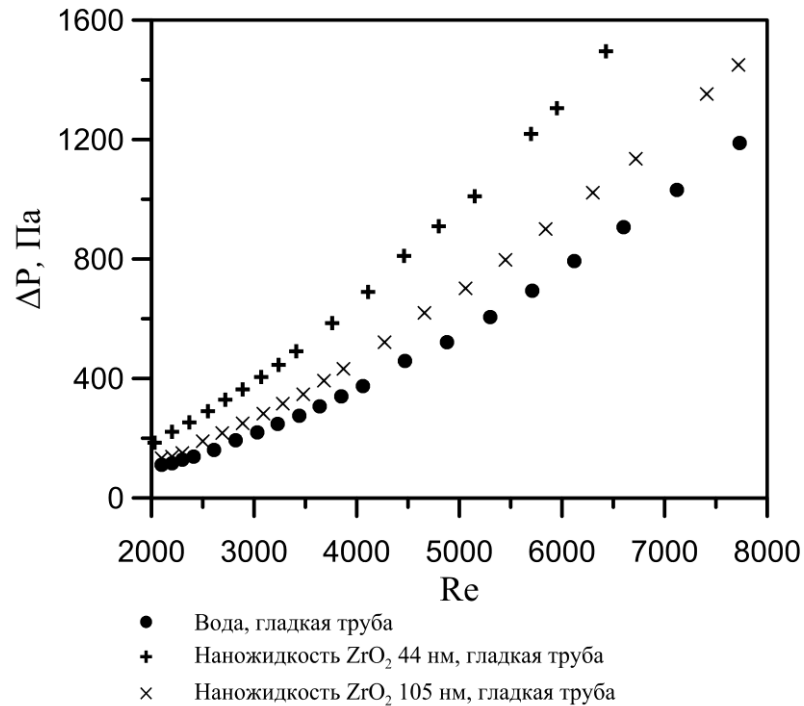


Рис. 4.9. Перепад давления в прямом круглом канале в зависимости от числа Рейнольдса.

#### 4.3 Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей в канале с кольцевыми накатками

Следующая серия экспериментов с наножидкостями была проведена для канала с кольцевыми накатками. Эксперименты показали, что с ростом размера частиц  $ZrO_2$  при фиксированном числе Рейнольдса средний коэффициент теплоотдачи наножидкости снижается, как и в прямом круглом канале.

Коэффициент теплоотдачи для наножидкости с размером частиц  $ZrO_2$  44 нм на 37 % процентов выше, чем для воды в трубке с кольцевыми накатками. Наножидкость с размером частиц  $ZrO_2$  105 нм интенсифицирует теплообмен на 23 % относительно чистой воды (см. рисунок 4.10 (а)).

Перепад давления, необходимый для прокачивания наножидкости, в канале с кольцевыми накатками увеличился в 1,85 раза для частиц  $ZrO_2$  с размером 44 нм, и в 1,3 раза – для 105 нм относительно чистой воды в канале с кольцевыми накатками (см. рисунок 4.10 (б)).

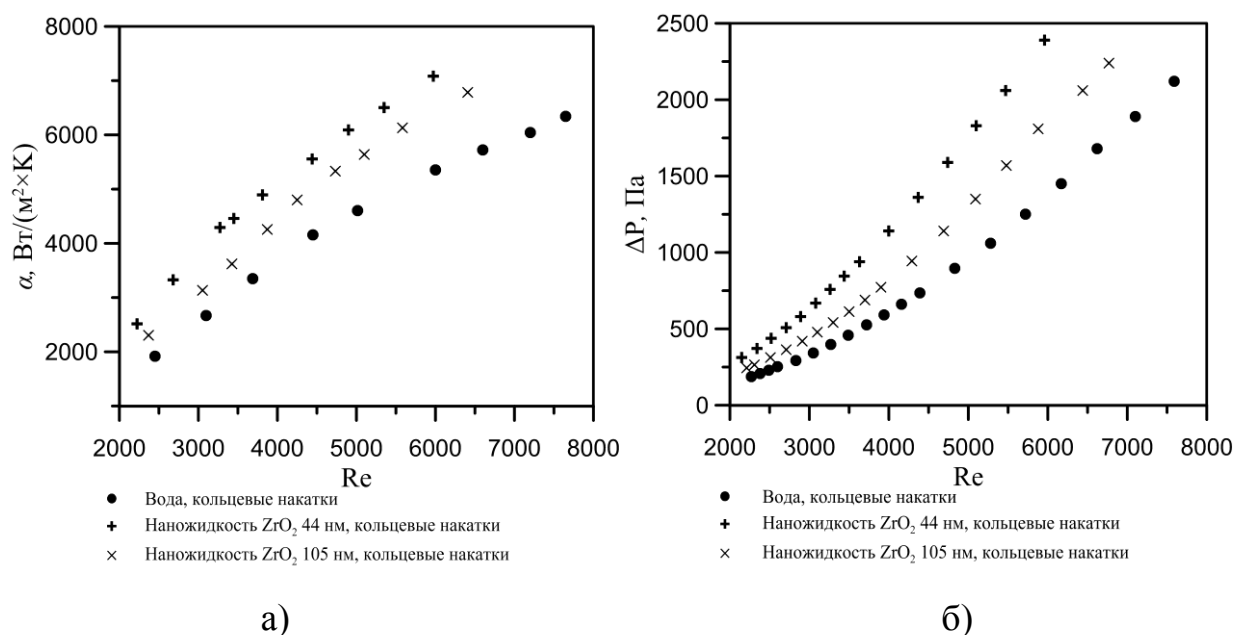


Рис. 4.10. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса, канал с кольцевыми накатками.

#### 4.4 Исследование турбулентной вынужденной конвекции наножидкостей в канале со сферическими выступами

Проведенные эксперименты по определению коэффициента теплоотдачи наножидкостей в канале со сферическими выступами показали, что использование наножидкости позволяет интенсифицировать коэффициент теплоотдачи на 35 % для наножидкости со средним размером частиц ZrO<sub>2</sub>, равном 44 нм, по сравнению с дистиллированной водой. В то время как наножидкость со средним размером частиц ZrO<sub>2</sub>, равным 105 нм, интенсифицирует теплообмен на 20 % относительно дистиллированной воды в канале со сферическими выступами (см. рисунок 4.11 (а)).

Перепад давления, необходимый для прокачивания наножидкости, в канале со сферическими выступами увеличился в 2 раза для частиц ZrO<sub>2</sub> с размером 44 нм, и в 1,35 раза – для 105 нм относительно чистой воды в канале со сферическими выступами (см. рисунок 4.11 (б)).

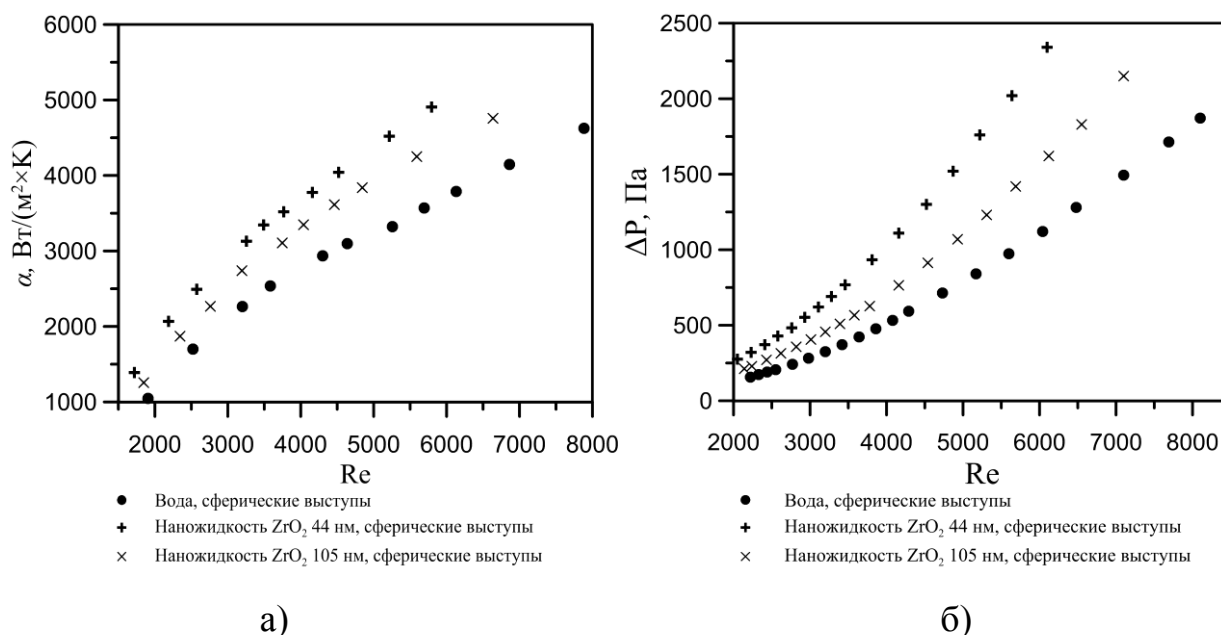


Рис. 4.11. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса, канал со сферическими выступами.

#### 4.5 Сравнение теплогидравлической эффективности при использовании наножидкости и каналов с интенсификаторами теплообмена

Проведенные измерения коэффициента теплоотдачи для чистой воды в каналах с интенсификаторами теплообмена показали, что в каналах с кольцевыми накатками на стенках можно добиться интенсификации среднего коэффициента теплоотдачи на 85 % относительно прямого круглого канала, а в каналах со сферическими выступами – на 30 % при постоянном числе Рейнольдса (см. рисунок 4.12 (а)).

Наличие интенсификаторов теплообмена приводит к росту перепада давления, затрачиваемого на прокачивание жидкости. Так, в каналах с кольцевыми накатками перепад давления возрастает в 1,8 раза относительно прямого круглого канала при одинаковом числе Рейнольдса. Каналы со сферическими выступами увеличивают перепад давления в 1,4 раза по сравнению с прямым круглым каналом при одинаковом числе Рейнольдса (см. рисунок 4.12 (б)).

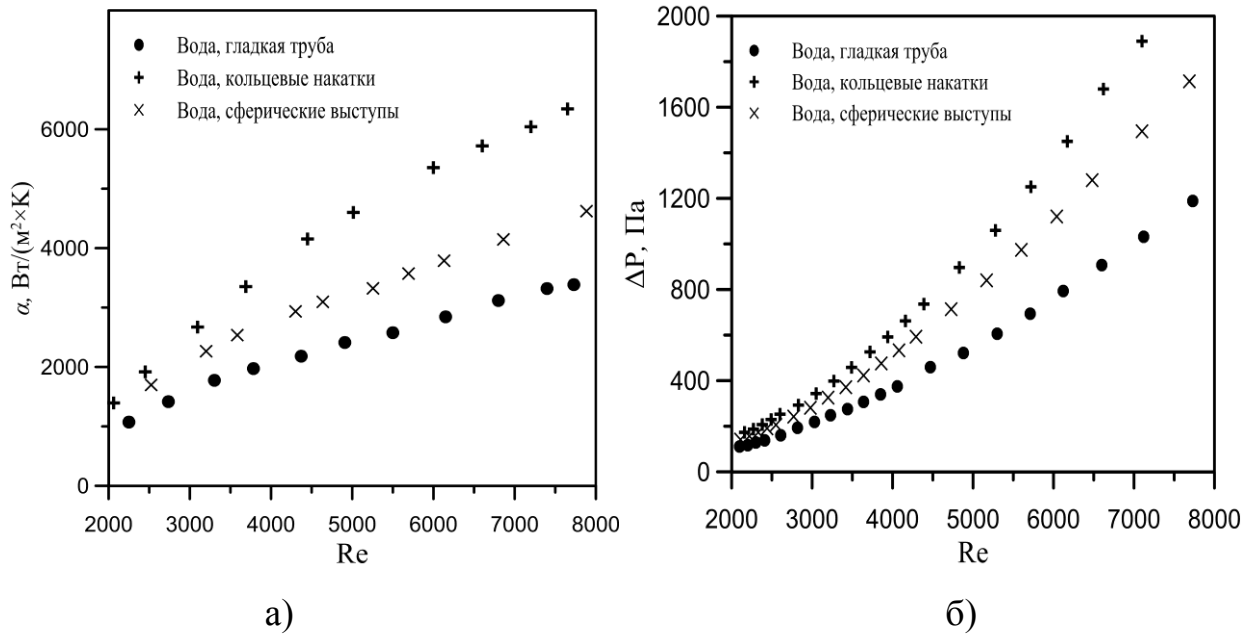


Рис. 4.12. Средний коэффициент теплоотдачи (а) и перепад давления (б) в зависимости от числа Рейнольдса для дистиллированной воды в различных каналах.

Значения отношения коэффициента теплоотдачи наножидкости к коэффициенту теплоотдачи чистой воды и отношения перепада давления данной наножидкости к перепаду давления чистой воды в прямом круглом канале, канале с кольцевой накаткой и канале со сферическими выступами представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Приращения коэффициента теплоотдачи и перепада давления для наножидкости с частицами  $ZrO_2$

	$ZrO_2$ 44 нм		$ZrO_2$ 105 нм		
	$\frac{\alpha}{\alpha_0}$	$\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$	$\frac{\alpha}{\alpha_0}$	$\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$	
Круглый канал	1,4	1,8	Круглый канал	1,27	1,25
Кольцевая накатка	1,35	1,85	Кольцевая накатка	1,23	1,3
Сферические выступы	1,35	1,95	Сферические выступы	1,2	1,35



Как видно из представленных в таблице данных, при использовании наножидкости в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена коэффициент теплоотдачи несколько снижается, а перепад давления возрастает. Эта тенденция сохраняется для двух размеров частиц. Получается, что интенсификация и потери давления зависят от формы канала. Это наводит на мысль, что наличие этих каналов приводит к тому, что концентрация частиц по каналу становится неоднородной. Но, однако, к этим результатам стоит относиться с осторожностью, так как, если посмотреть, все отличия по коэффициенту теплоотдачи находятся в пределах 5–6 %, что, на самом деле, сопоставимо с погрешностью эксперимента.

Для анализа полученных экспериментальных данных удобно использовать понятие теплогидравлической эффективности. Теплогидравлическую эффективность определим по формуле:

$$\eta = \left( \frac{\alpha}{\alpha_{\text{с}}} \right) / \left( \frac{\Delta P}{\Delta P_{\text{с}}} \right).$$

Оценим интенсификацию теплообмена по отношению к увеличению затрат на прокачивание рабочей жидкости в канале. На рисунке 4.13 представлена теплогидравлическая эффективность наножидкостей с различным размером частиц в прямом круглом канале в зависимости от числа Рейнольдса. Из рисунка 4.13 видно, что использование наножидкости с большим размером частиц выгоднее, так как с увеличением размера частиц уменьшается вязкость наножидкости и вследствие этого уменьшаются затраты на ее прокачивание.

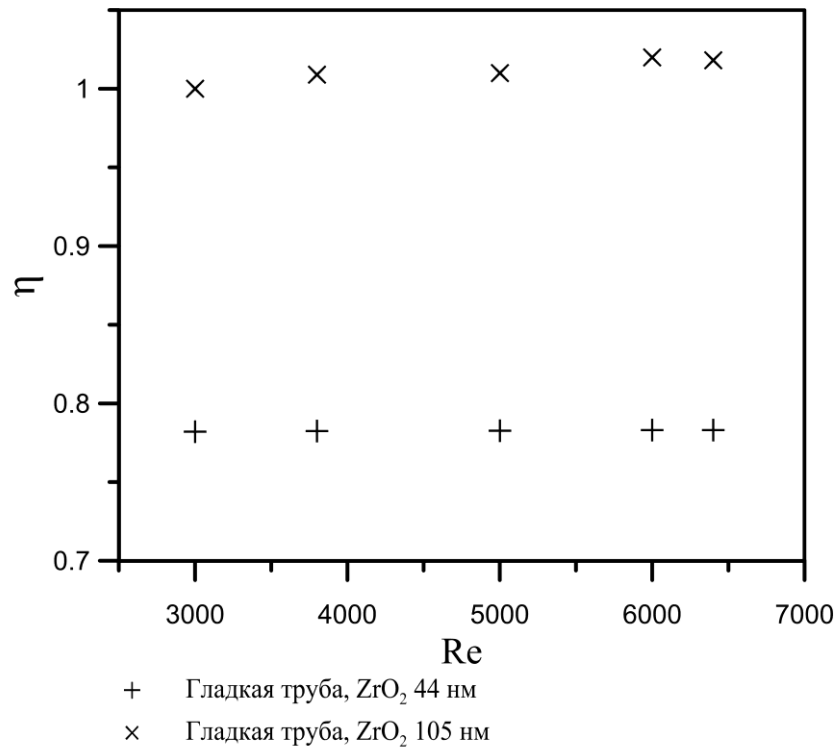


Рис. 4.13. Зависимость теплогидравлической эффективности наножидкости от числа Рейнольдса в прямом круглом канале.

Сравним теплогидравлическую эффективность наножидкостей в прямом круглом канале и теплогидравлическую эффективность каналов с поверхностными интенсификаторами при течении в них дистиллированной воды (см. рисунок 4.14).

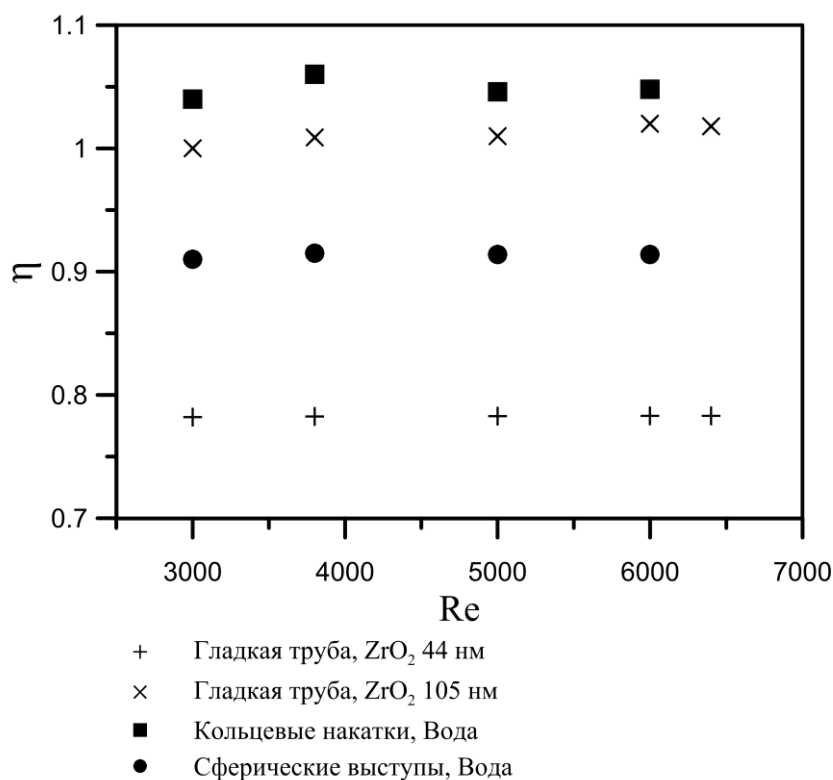


Рис. 4.14. Сравнение теплогидравлической эффективности наножидкостей в прямом круглом канале и теплогидравлической эффективности каналов с поверхностными интенсификаторами для чистой воды.

При одинаковом числе Рейнольдса наножидкость с частицами ZrO<sub>2</sub> 105 нм позволяет получить теплогидравлическую эффективность в прямом круглом канале сравнимую с теплогидравлической эффективностью канала с кольцевыми накатками при течении воды. Наножидкость с размером частиц 105 нм на 11 % выше по теплогидравлической эффективности, чем канал со сферическими выступами с водой в качестве теплоносителя.

Наножидкость с частицами 44 нм уступает каналам с искусственными интенсификаторами теплообмена по теплогидравлической эффективности на 16 % и 33 % каналам со сферическими выступами и кольцевой накаткой соответственно, так как вследствие роста вязкости наножидкости увеличивается перепад давления, затрачиваемый на прокачивание.

Использование наножидкостей в каналах с интенсификаторами теплообмена показало низкую теплогидравлическую эффективность (см. рисунок

4.15), так как характеристики каналов с поверхностными интенсификаторами, используемых нами в экспериментах, были подобраны для чистой воды.

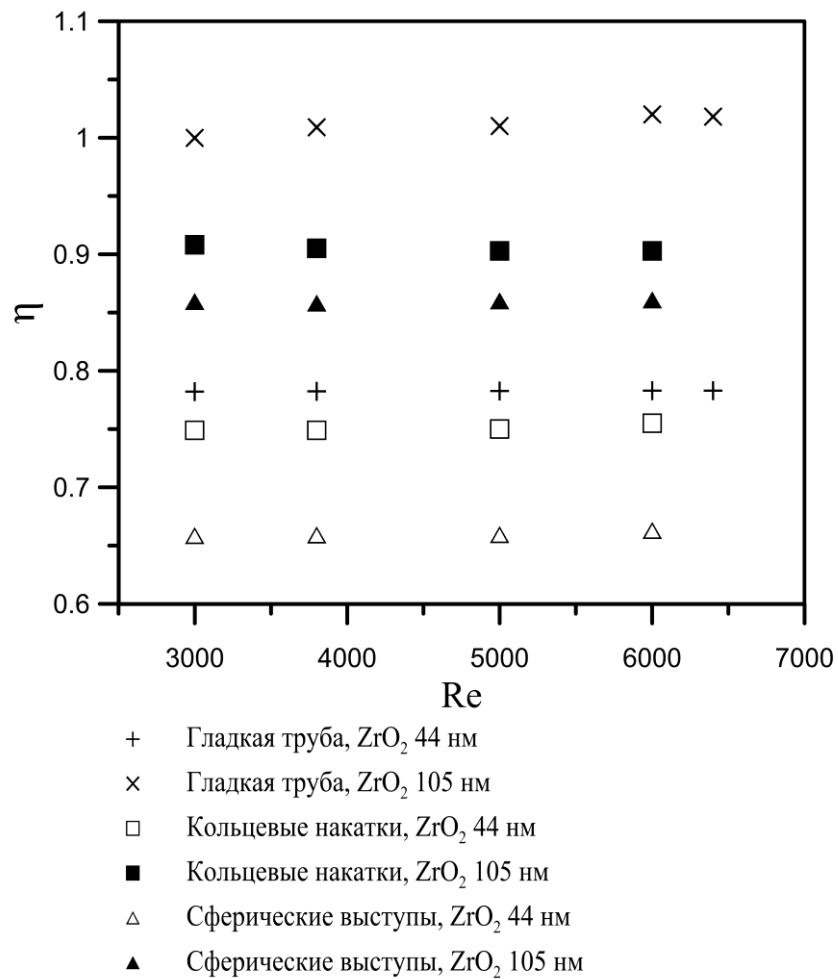


Рис. 4.15. Теплогидравлическая эффективность наножидкостей в различных каналах.

## 4.6 Выводы

1. Проведено экспериментальное исследование вынужденной турбулентной конвекции наножидкостей с наночастицами ZrO<sub>2</sub> в прямом круглом канале и в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена на стенках (кольцевые накатки и сферические выступы).

2. Установлено, что использование наножидкостей позволяет дополнительно на 20–40 % интенсифицировать теплообмен в таких каналах. Так,

в частности было показано, что 4 % оксида циркония 44 нм позволяют на 35 % увеличить коэффициент теплоотдачи в каналах со сферическими выступами и на 40 % в круглом канале.

3. Исследование влияние размера наночастиц на характеристики течения и теплообмена наножидкостей в каналах с поверхностными интенсификаторами показало, что с увеличением среднего размера наночастиц коэффициент теплоотдачи и потери давления в таких каналах снижаются. Так, добавка 4 % оксида циркония 44 нм позволяет на 35 % увеличить коэффициент теплоотдачи в каналах с сферическими выступами, а для размера частиц до 105 нм интенсификация составит 20 %.

4. Впервые показано, что наножидкости в гладких каналах имеют теплогидравлическую эффективность, сопоставимую с теплогидравлической эффективностью воды в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена.

5. Использование наножидкостей в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена с точки зрения теплогидравлической эффективности в данном случае оказалось нецелесообразным, так как геометрические характеристики используемых нами интенсификаторов были подобраны для чистой воды.

## ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА НАНОЖИДКОСТЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Перспективным способом управления свойствами наножидкостей может являться приложение к ним электромагнитных полей. После того как стало понятно, что максимальное увеличение коэффициента теплоотдачи за счет использования наножидкостей, как правило, не превышает нескольких десятков процентов, начались поиски способов дальнейшего повышения эффективности применения наножидкостей. Здесь крайне интересными и полезными во многих приложениях могут быть наножидкости на основе ферромагнитных материалов (например, частицы железа и его оксиды  $Fe_2O_3$ ,  $Fe_3O_4$ , никеля и т. д.). Вследствие того, что свойства наножидкостей с ферромагнитными частицами существенно изменяются под воздействием магнитного поля, они могут оказаться полезными во многих практических приложениях. Так, в частности в работах [27] – [29] было показано, что коэффициент теплопроводности ферромагнитной наножидкости под действием внешнего магнитного поля может увеличиваться в несколько раз. Это открывает новые возможности для управления процессами теплообмена. Считается, что основным механизмом увеличения теплопроводности является выстраивание наночастиц вдоль силовых линий магнитного поля [29], однако окончательного понимания этого вопроса пока нет.

### 5.1 Экспериментальное исследование изотермических течений наножидкости в магнитном поле

Для изучения изотермических течений магнитных наножидкостей в постоянном магнитном поле создана установка с оптически прозрачным участком. На рисунке 5.1 приведена принципиальная схема этой установки. Измерительный участок по исследованию гидродинамики ферромагнитных наножидкостей в магнитном поле – прямой круглый канал из кварцевого стекла. Внутренний диаметр канала равен 6 мм, длина канала равна 50 см. Перед входом

в измерительный канал имеется участок гидродинамической стабилизации течения, длиной 90 см. Под измерительным участком закреплен блок постоянных неодимовых магнитов с размерами 50 x 10 x 30 мм (см. рисунок 5.2). Измерительный участок располагается вдоль средней линии боковой поверхности магнитов с размерами 50 x 30 мм. С помощью центробежного насоса исследуемая наножидкость с магнитными частицами из сборного резервуара подавалась в измерительный участок. Значения числа Рейнольдса в экспериментах изменялось от 400 до 14 000.

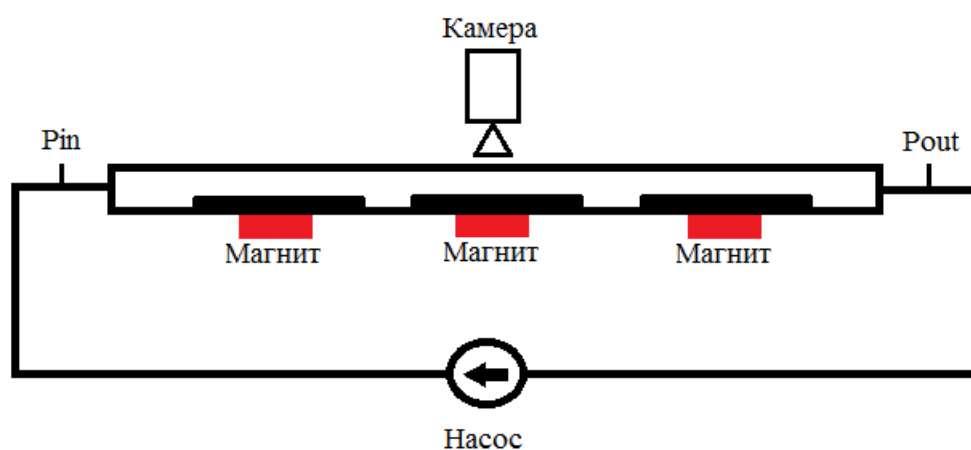


Рис. 5.1. Схема экспериментальной установки.



Рис. 5.2. Постоянный неодимовый магнит.

Трубка располагалась в специальных крепежных устройствах, которые имеют три положения по высоте над магнитами  $y_m$ : 0 мм, 14 мм и 28 мм. Тем самым варьировалась величина индукции магнитного поля в области трубки.

Были проведены измерения распределения индукции магнитного поля (см. рисунок 5.3). Максимальное значение индукции магнитного поля 0,3 Тл. Для измерений индукции магнитного поля использовался миллитесламетр ТПУ-02.

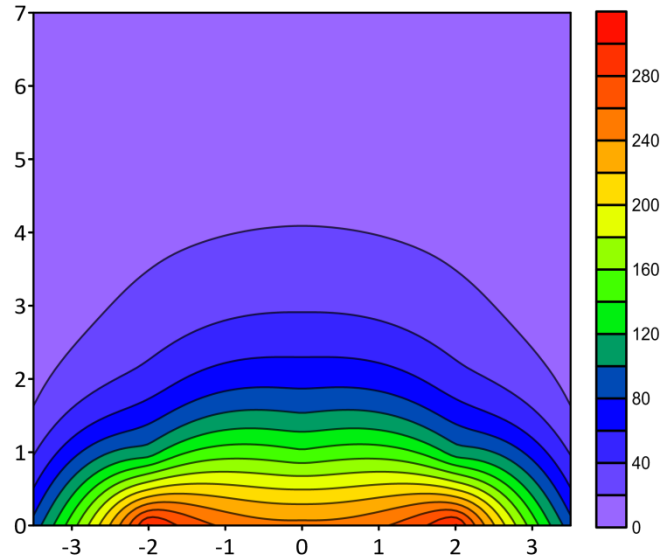


Рис. 5.3. Магнитная индукция над магнитом (в мТ).

В таблице 5.1 приведены измеренные значения магнитной индукции в точке, лежащей на внешней стенке трубки, при рассмотренных положениях магнита.

Таблица 5.1. Зависимость индукции от расстояния трубки до магнита.

$u_m$ , мм	$B$ , мТл
0	325
14	140
28	55

Процесс осаждения частиц при течении наножидкости в постоянном магнитном поле фиксировался с помощью высокоскоростной камеры Basler acA2000-165. Для измерения перепада давления по длине измерительного участка при течении магнитных наножидкостей использовался дифференциальный манометр ОВЕН ПД200-ДД.



С помощью PIV (Particle Image Velocimetry) методики впервые для данного класса течений были измерены профили скорости в продольном сечении канала. Поток засеивался твердыми флуоресцентными частицами размером 20 мкм. Для освещения потока использовался импульсный двухканальный Nd:YAG лазер с энергией каждого импульса 200 мДж. Засеянный поток освещался второй гармоникой. Для развертки лазерного луча в нож использовалась оптическая система из цилиндрической и сферической линзы. Толщина сфокусированного ножа в плоскости измерений составляла менее 1 мм. Для заведения лазерного ножа в измерительную плоскость использовалось зеркало, просветленное на длине волны 532 нм, с коэффициентом отражения 90 %. Синхронизация лазерной и оптической систем выполнялась программируемым синхронизирующим процессором. Временная задержка между парой импульсов лазера устанавливалась в интервале 300–3000 мкс в зависимости от режима потока. Временная задержка выбиралась так, чтобы обеспечить смещение трассеров на 8–10 пикселей. Регистрация трассерных изображений осуществлялась цифровой камерой (ImperX IGV-B2020). Использовался объектив NICON 50 мм (F 2,8) с установленным узкополосным оптическим фильтром с пропускающей способностью 60 % на длине волны флуоресценции трассерных частиц (560 нм). Полная ширина пропускания на полувысоте составляет 20 нм. Использование оптического фильтра позволяет избавиться от нежелательного фона вследствие рассеяния лазерного излучения, а также переотражений от объекта исследования. Значение апертуры диафрагмы объектива устанавливалось #5.6, а разрешение каждого изображения составляло 4 Мпикс. Из полученных изображений частиц вычитался фоновый сигнал и обрабатывался итерационным кросскорреляционным алгоритмом с непрерывным смещением расчетных областей и их деформацией. Минимальный размер расчетной ячейки составлял 32 x 32 пикселя (примерно 1 x 1 мм). Для каждого режима течения были рассчитаны пространственные распределения средней скорости по 300 полям мгновенной скорости.

Фотография экспериментальной установки показана на рисунке 5.4. Схема экспериментальной установки аналогична установке, описанной выше.

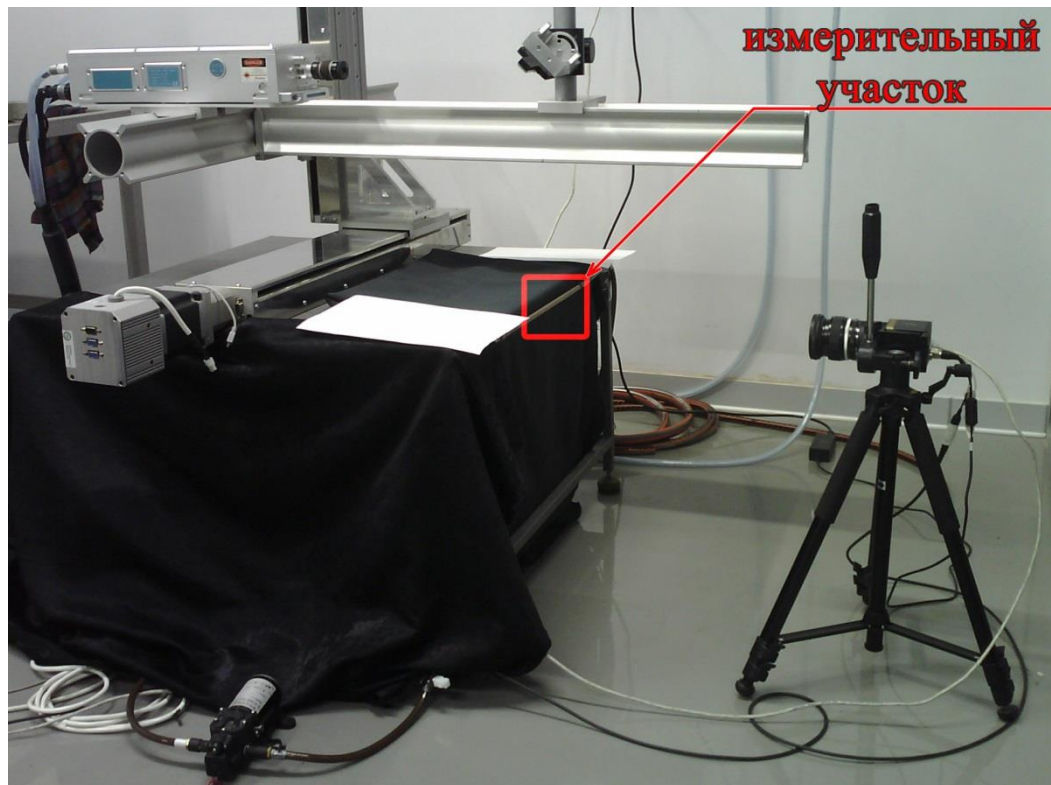


Рис. 5.4. Фотография измерительного участка для PIV-измерений.

Ферромагнитные жидкости приготавливались на основе дистиллированной воды с частицами  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  со средним размером частиц 100 нм. Концентрация частиц варьировалась в диапазоне от 0,01 % до 0,25 % по объему.

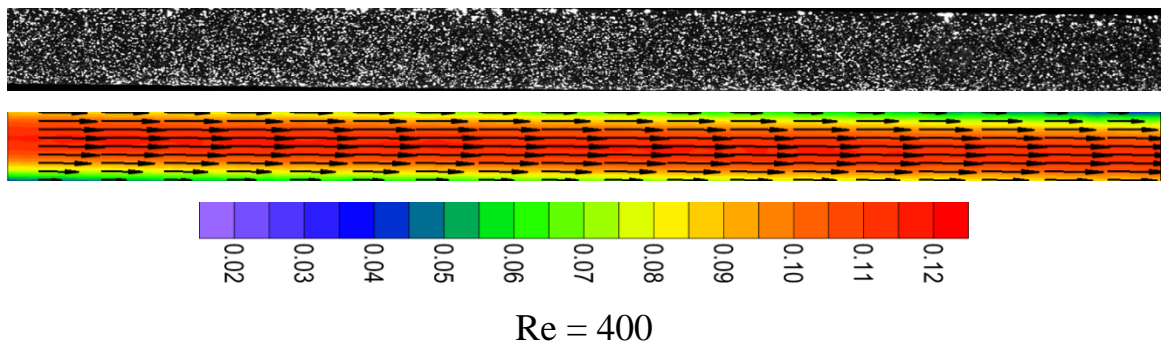
Число Рейнольдса определялось по формуле  $Re = \rho U d / \mu$ , где  $\mu$  – коэффициент вязкости наножидкости, плотности наножидкости определялась по формуле  $\rho = \phi \rho_{\text{Fe}_3\text{O}_4} + (1 - \phi) \rho_{\text{water}}$ ,  $U$  – среднемассовая скорость,  $d$  – диаметр канала.

Для всех использованных в экспериментах наножидкостей было проведено измерение коэффициента вязкости.

### 5.1.1 Результаты исследования изотермических течений наножидкости без магнитного поля

Вначале подробно исследовано течение наножидкости в канале без магнитного поля. С помощью PIV-метода проведено измерение полей скорости при течении наножидкостей с частицами  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в круглом канале в различных режимах течения. Получены профили скорости в центральном продольном сечении трубки для различных концентраций наночастиц и нескольких значений числа Рейнольдса. Анализ литературы показывает, что в настоящее время работ по измерению скорости потока в наножидкостях с помощью PIV практически нет [66], [67]. В основном это обусловлено тем, что для корректности измерений этим методом необходимо, чтобы исследуемая жидкость обладала определенным уровнем прозрачности. При очень высоких концентрациях частиц добиться этого практически невозможно. В данной работе с помощью многочисленных методических экспериментов было установлено, что для рассматриваемой наножидкости с частицами  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  PIV-методика может быть применима до объемной концентрации частиц 0,25 %.

Измеренные в ходе экспериментов поля скорости при течении наножидкости в канале для нескольких значений числа Рейнольдса приведены на рисунке 5.5.



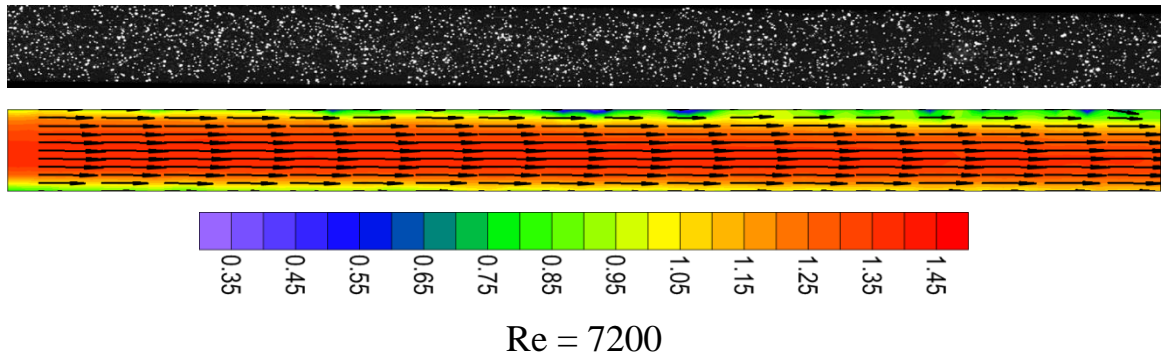


Рис. 5.5. Фотография частиц-трассеров и поле скорости в центральном сечении канала без магнитного поля ( $\varphi = 0,25\%$ ).

Измеренные профили скорости для наножидкости с концентрацией частиц 0,25 % в ламинарном и турбулентном режимах были сопоставлены с соответствующими расчетами по гомогенной модели, которая предполагает постоянную концентрацию наночастиц во всем объеме канала. Результаты сравнения показаны на рисунке 5.6. Анализ показывает, что расчетные и экспериментальные профили скорости в целом хорошо согласуются между собой. Это, с одной стороны, подтверждает адекватность PIV-измерений, с другой стороны, может рассматриваться как еще одно доказательство применимости гомогенной модели для описания течения наножидкости в прямых гладких каналах, по крайней мере, для не очень высоких концентраций наночастиц.

Косвенно такой же вывод можно сделать, если сопоставить поля скоростей и их профили (см. рис. 5.7 и 5.8) при одинаковых условиях с частицами и без частиц. Как видно, различия профилей скоростей при разной концентрации наночастиц не превышают предела погрешности.

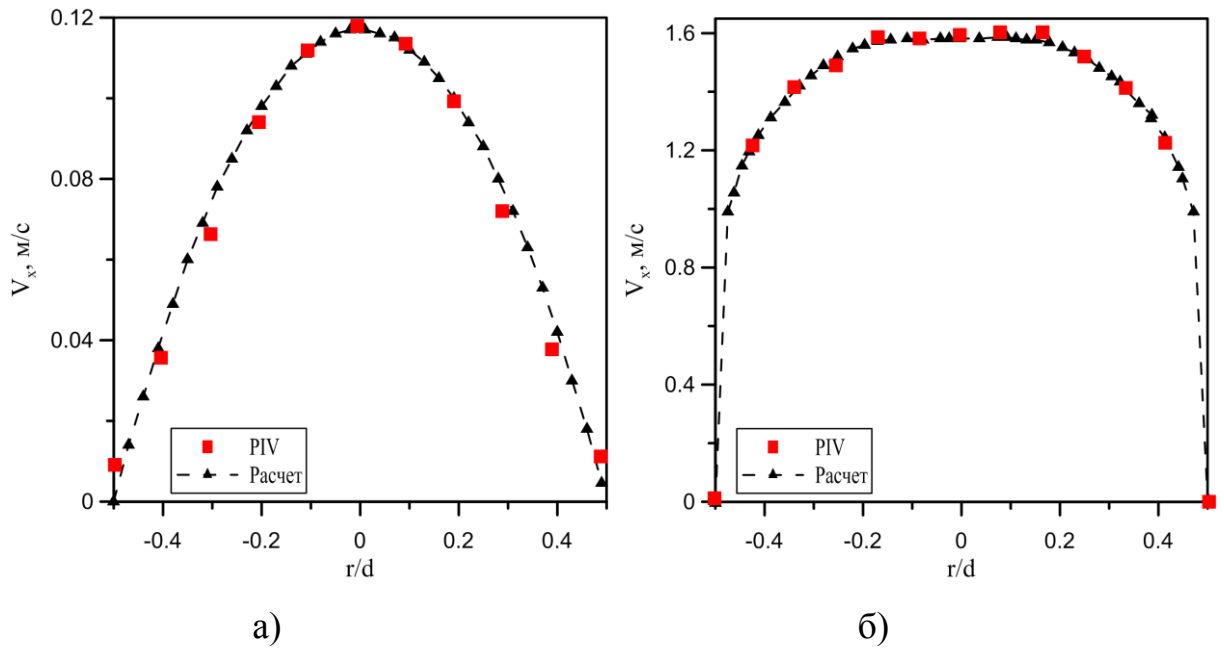


Рис. 5.6. Расчетный и экспериментальный профили скорости в ламинарном режиме без магнитного поля  $Re = 400$  (а) и  $Re = 8400$  (б) для концентрации частиц  $\varphi = 0,25\%$  без магнитного поля.

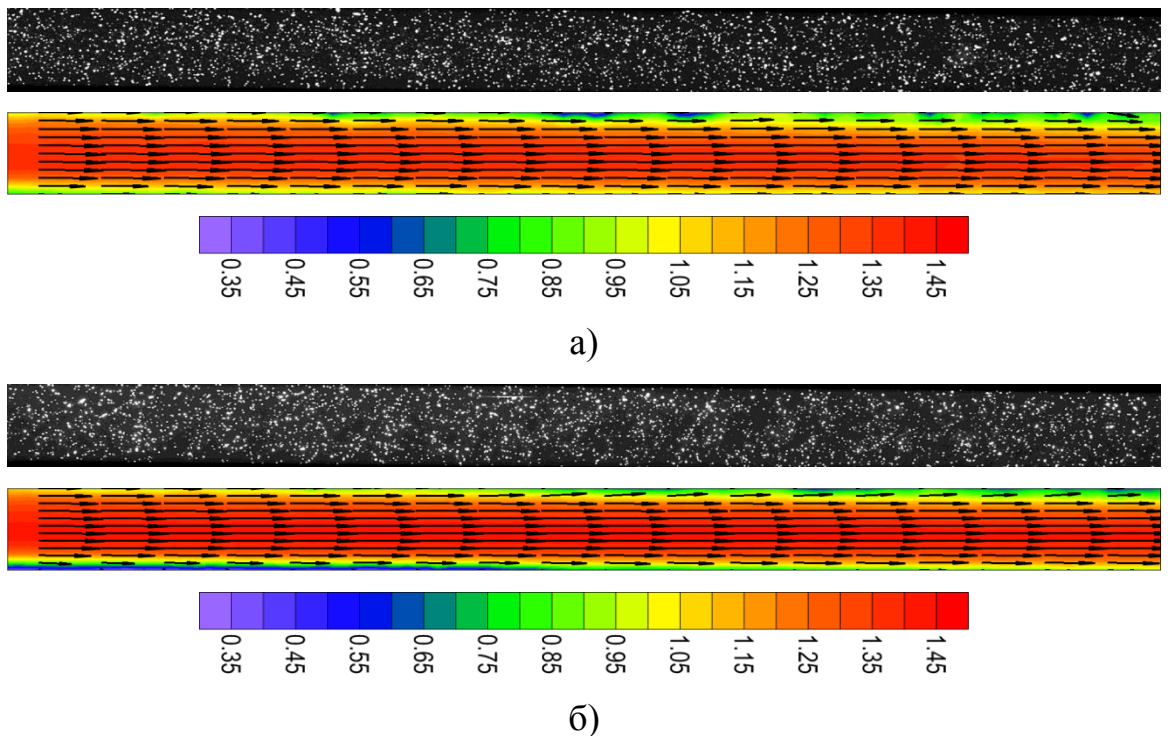


Рис. 5.7. Фотография частиц-трассеров и поле скорости в центральном сечении трубки для  $Re = 5700$  без наночастиц (а) и с наночастицами (б)  $\varphi = 0,25\%$  без магнитного поля.

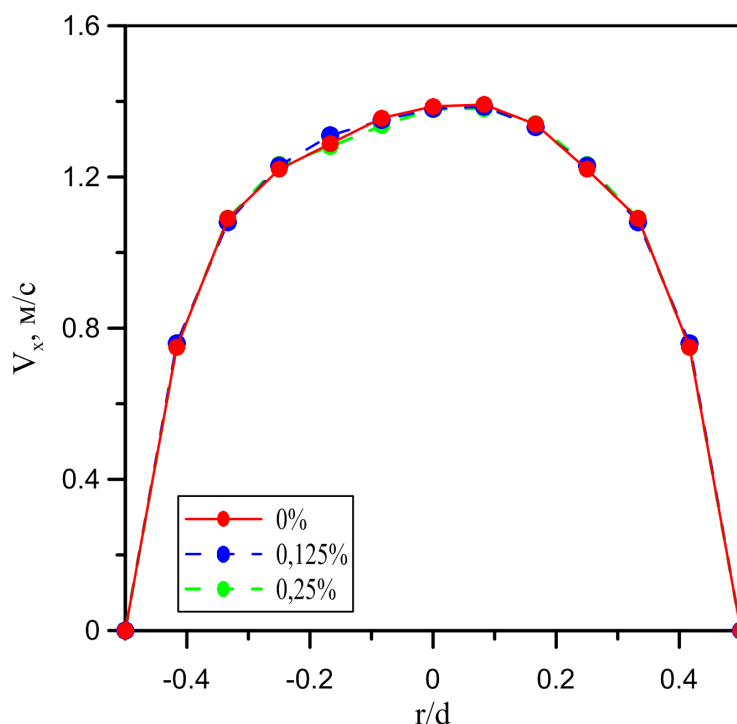


Рис. 5.8. Сравнение профилей скорости в канале при течении наножидкости с разной концентрацией частиц без магнитного поля.

Кроме этого, проведено измерение перепада давления по трубке при течении воды и наножидкостей без внешнего магнитного поля. Получена зависимость перепада давления для различных чисел Рейнольдса при течении воды, ферромагнитных наножидкостей с объемными концентрациями, равными 0,125 % и 0,25 % (см. рисунок 5.9 (а)). Также на данном графике построена эмпирическая зависимость перепада давления (коэффициент сопротивления по трубке рассчитан по формуле Блазиуса:  $\xi = 0.316 / Re^{0.25}$ ). Экспериментальные значения перепада давления для воды совпадают с эмпирической зависимостью (в пределах погрешности измерений). Величина перепада давления возрастает с увеличением концентрации наночастиц.

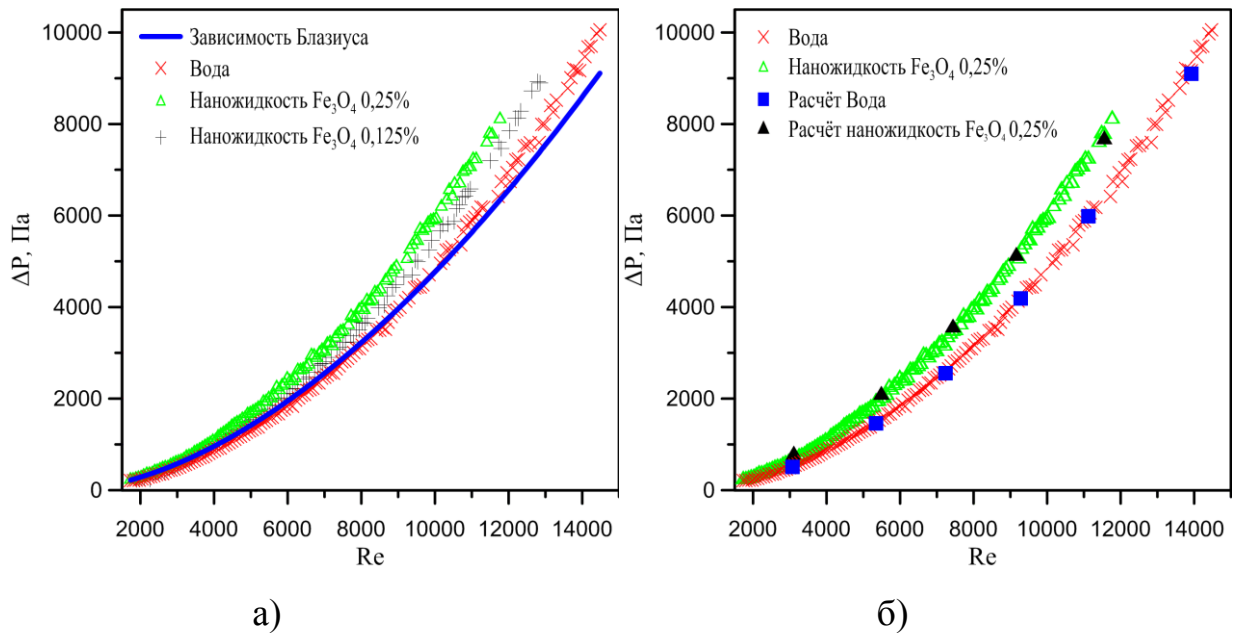


Рис. 5.9. Экспериментальная зависимость перепада давления от числа Рейнольдса (а) и сравнение расчетных данных с экспериментом (б) для  $\varphi = 0,25\%$  без магнитного поля.

На рисунке 5.9 (б) приведено сравнение экспериментальных и расчетных значений перепада давления в канале. Расчет выполнен также в рамках гомогенной модели наножидкости. Как видно, совпадение расчета и эксперимента по величине перепада давления при течении наножидкости в канале без влияния магнитного поля вполне приемлемое.

### 5.1.2 Результаты исследования изотермических течений магнитной наножидкости в магнитном поле

Была проведена серия исследований течений наножидкостей в канале под действием магнитного поля. Вначале была проведена визуализация структуры потока под действием магнитного поля. Исследовано влияние расхода жидкости и индукции магнитного поля на формирование отложений частиц в канале. Полученные результаты исследований приведены на рисунках 5.10 и 5.11.

В результате экспериментов установлено, что действие магнитного поля на течение наножидкости в канале приводит к образованию отложений из наночастиц на стенке канала. Вначале была проведена серия экспериментов по исследованию формирования отложений частиц с течением времени в магнитном поле. При постоянном расходе исследуемая жидкость с объемной концентрацией 0,01 % прокачивалась через измерительный участок. Число Рейнольдса в экспериментах было равно 1200. В результате проведенного эксперимента получена серия снимков формирования осаждения частиц. На рисунке 5.10 представлены кадры с временным интервалом 10 секунд. Магнит располагался на расстоянии  $y_m = 0$ . Как видно из фотографий, представленных на рисунке 5.10, изменение формы отложений происходит в течение 100 секунд, после этого форма осадений стабилизируется и устанавливается динамическое равновесие между уносом и осаждением частиц.

При уменьшении значения индукции магнитного поля форма отложений становится несимметричной, и область отложений сдвигается вниз по потоку. Уменьшается высота и ширина отложений (см. рисунок 5.11).



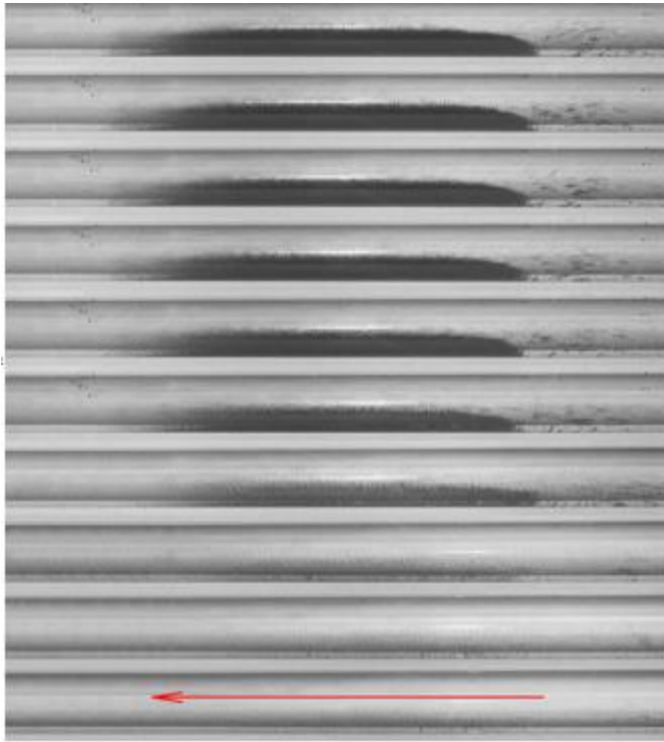


Рис. 5.10. Динамика осаждения наночастиц в магнитном поле при  $Re = 1200$ , индукция магнитного поля 325 мТл. Концентрации частиц 0,01 %.  
Снизу вверх фотографии получены с интервалом 10с.

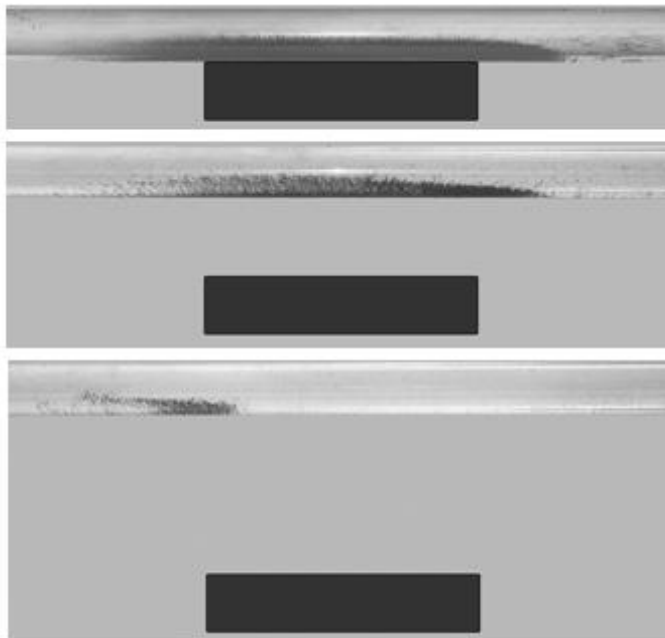


Рис. 5.11. Установившаяся форма осадений из наночастиц в магнитном поле,  $Re = 1200$ . Верхний рисунок:  $y_m = 0$  мм; средний:  $y_m = 14$  мм; нижний:  $y_m = 28$  мм.

Для количественной оценки процесса осаждения была выбрана площадь поперечного сечения отложений. Площадь осадений рассчитывалась по количеству пикселей, занятых частицами на изображении. Была получена экспериментальная зависимость площади осаждения от времени для различных значений магнитной индукции (см. рисунок 5.12). Площадь осадений уменьшается в 4 раза с уменьшением значения магнитной индукции в 5,9 раз.

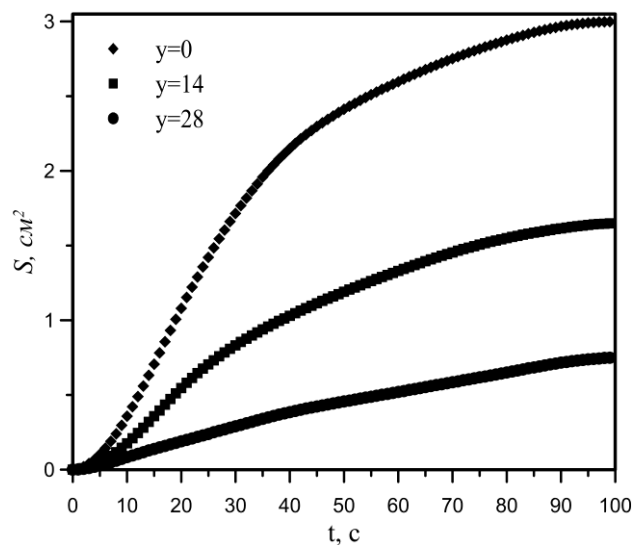


Рис. 5.12. Площадь поперечного сечения отложений в зависимости от времени для разных положений магнита,  $Re = 1200$ .

Для расположенного на расстоянии  $y_m = 0$  мм магнита проведено исследование влияния числа Рейнольдса на формирование отложений. В экспериментах значение числа Рейнольдса изменялось от 1200 до 7145. Экспериментальные фотографии установившихся форм течения показаны на рисунке 5.13. С увеличением значений числа Рейнольдса происходит уменьшение зоны отложений и смещение ее вниз по потоку. Динамика изменения площади поперечного сечения отложений представлена на рисунке 5.14.

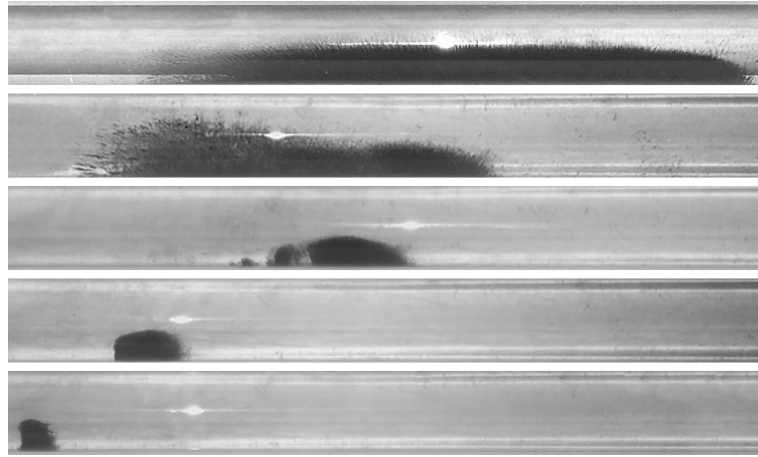


Рис. 5.13. Фотографии установившейся формы осадений частиц. Число Рейнольдса сверху вниз: 1200, 2810, 4220, 5760, 7145.

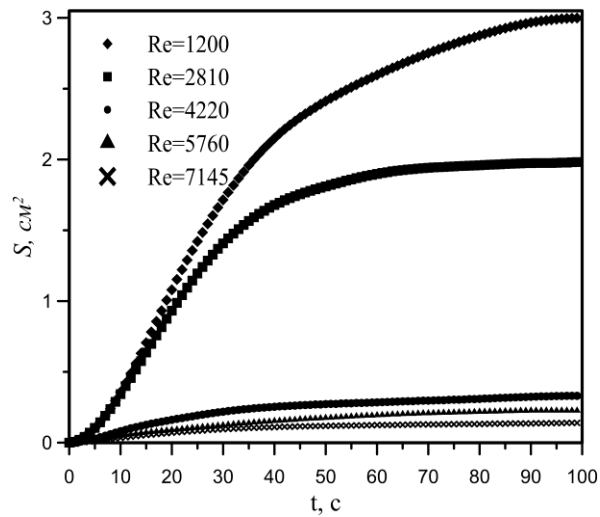


Рис. 5.14. Площадь поперечного сечения отложений в зависимости от времени.

Далее были проведены измерения поля скорости при течении магнитной наножидкости в канале под действием магнитного поля. Подобные исследования проведены впервые. При проведении измерений поля скорости магнит был установлен в непосредственной близости от трубки. Схема эксперимента и положения основных измерительных сечений показана на рисунке 5.15. Согласно измерениям, индукция магнитного поля ( $B$ ) на поверхности трубки была равна 325 мТл. Объемная концентрация частиц ( $\varphi$ ) в экспериментах была равна 0,125 %.

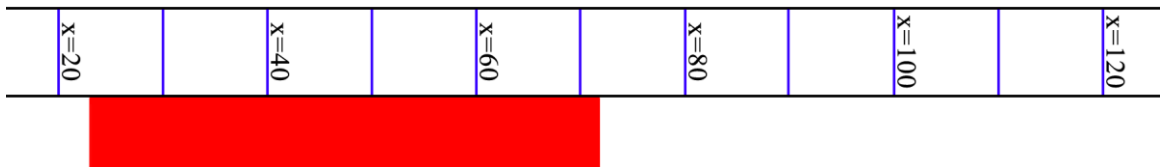
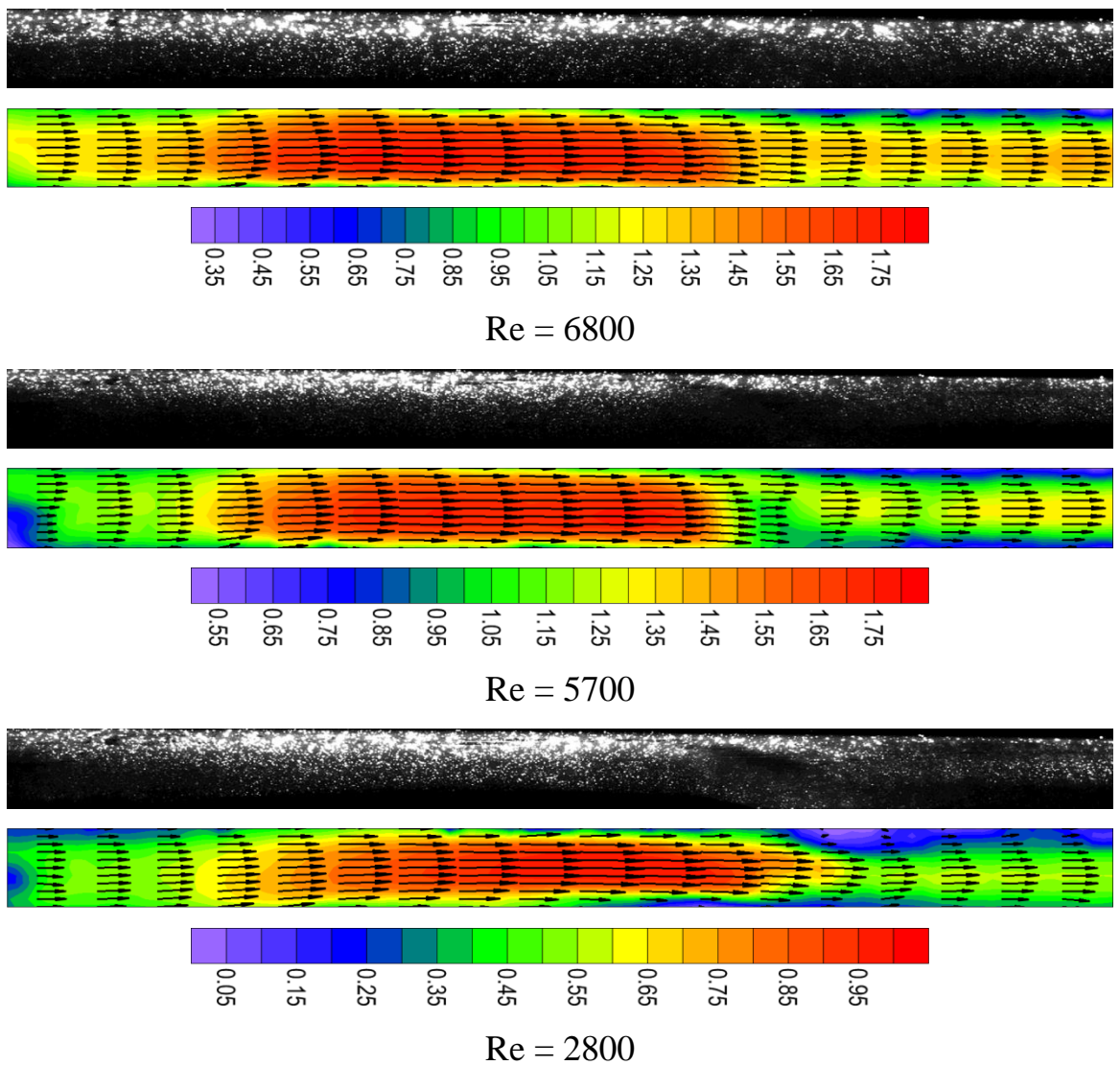


Рис. 5.15. Схема эксперимента и положение сечений.

На рисунке 5.16 приведены поля скоростей в продольном сечении трубки при течении магнитной наножидкости при воздействии на нее магнитного поля. Соответствующие распределения продольной компоненты скорости в различных сечениях канала приведены на рисунках 5.17–5.19.



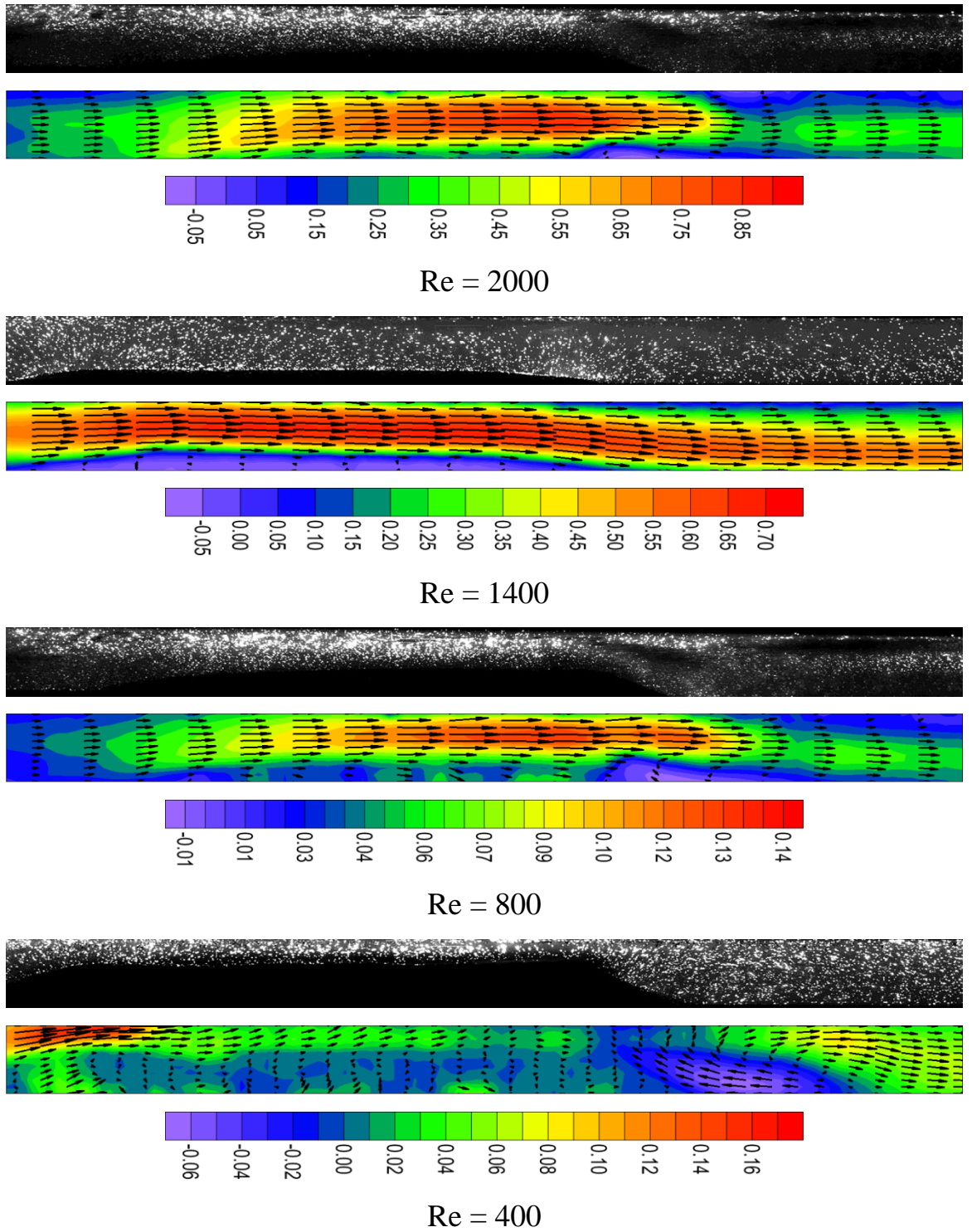


Рис. 5.16. Фотография частиц-трассеров и поле скорости в центральном сечении трубки,  $\varphi = 0,125\%$ ,  $B = 0,325$  мТл.

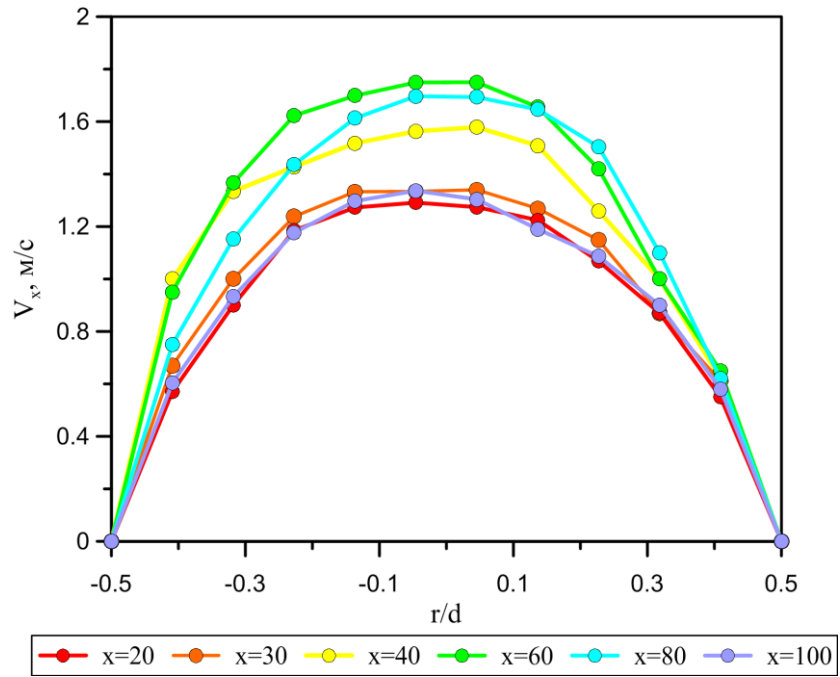


Рис. 5.17. Профили скорости вдоль канала,  $Re=6800$ ,  $\varphi=0,125\%$ ,  $B=0,325$

мТл.

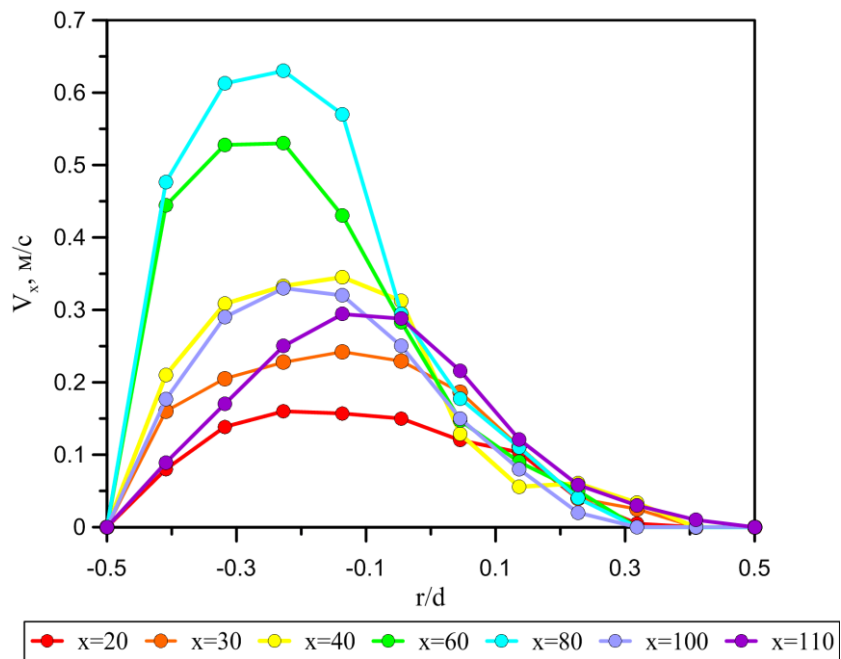


Рис. 5.18. Профили скорости вдоль канала,  $Re=800$ ,  $\varphi=0,125\%$ ,  $B=0,325$

мТл.

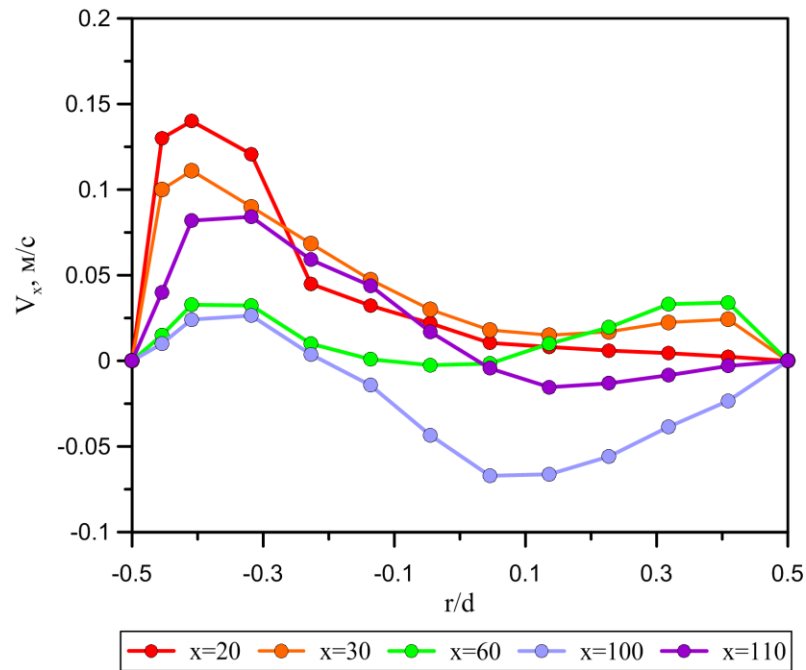


Рис. 5.19. Профили скорости вдоль канала,  $Re = 400$ ,  $\varphi = 0,125\%$ ,  
 $B = 0,325$  мТл.

Как видно, магнитное поле существенно влияет на картину течения магнитной наножидкости. Обнаружено, что формирующиеся в канале отложения из наночастиц значительно искажают профиль скорости потока. Жидкость вынуждена обтекать эти отложения, и в результате происходит локальное повышение скорости в зазоре между стенкой канала и отложениями. Форма профиля скорости существенно деформируется. Максимум скорости смещается в сторону магнита. Анализ полученных с помощью PIV-методики профилей скорости показал, что локальный максимум скорости потока в зазоре между отложениями и стенкой канала может быть в несколько раз выше среднего значения скорости в канале. При этом действие магнитного поля на поле скоростей при течении магнитной наножидкости в канале тем сильнее, чем меньше значения числа Рейнольдса.

Кроме того, с помощью PIV-измерений было обнаружено, что при высоких значениях индукции магнитного поля и при малых скоростях потока за и перед областью отложений формируются ярко выраженные зоны рециркуляции потока. Визуализация потока показывает, что при больших толщинах отложений картина

течения при обтекании зон отложений становится нестационарной и сопровождается интенсивным отрывом вихрей и значительными колебаниями потока. Вниз по потоку вдали от области действия магнитного поля эти колебания затухают. Таким образом, с помощью PIV измерений было показано, что даже в случае стационарного магнитного поля ламинарное течение магнитной жидкости сопровождается интенсивным нестационарным вихреобразованием и локальной неоднородностью. Это положительно сказывается на характеристиках теплообмена.

Магнитное поле оказывает влияние на перепад давления в канале при течении магнитных наножидкостей. Перепад давления возрастает в течение некоторого интервала времени после начала воздействия магнитного поля. Интервал времени для различных режимов течения от 50 до 100 секунд. Для низких значений числа Рейнольдса рост перепада давления при воздействии магнитного поля оказывается выше. Так для значений числа Рейнольдса 2000 для наножидкости с концентрацией 0,125 % перепад давления возрастает в 1,8 раза, значение индукции магнитного поля равно 325 мТл. Для числа Рейнольдса 5000 перепад давления возрастает на 38 % (см. рисунок 5.20).

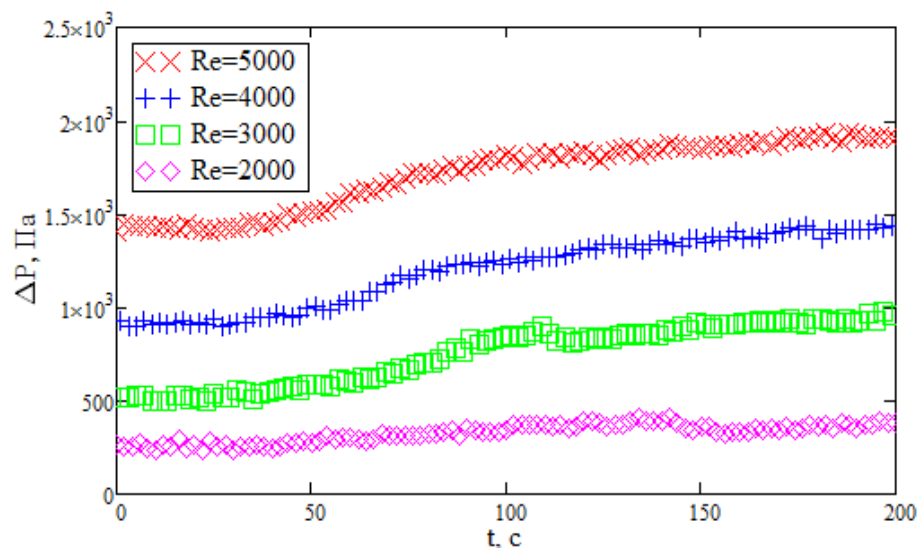


Рис. 5.20. Перепад давления в зависимости от времени при различных числах Рейнольдса,  $\varphi = 0,125\%$ ,  $B = 0,325$  мТл. Действие магнитного поля началось в момент времени 30 сек.



Исследование зависимости перепада давления от величины индукции магнитного поля показало, что перепад давления возрастает в 1,8 раза при повышении индукции магнитного поля с 55 мТл до 325 мТл (см. рисунок 5.21).

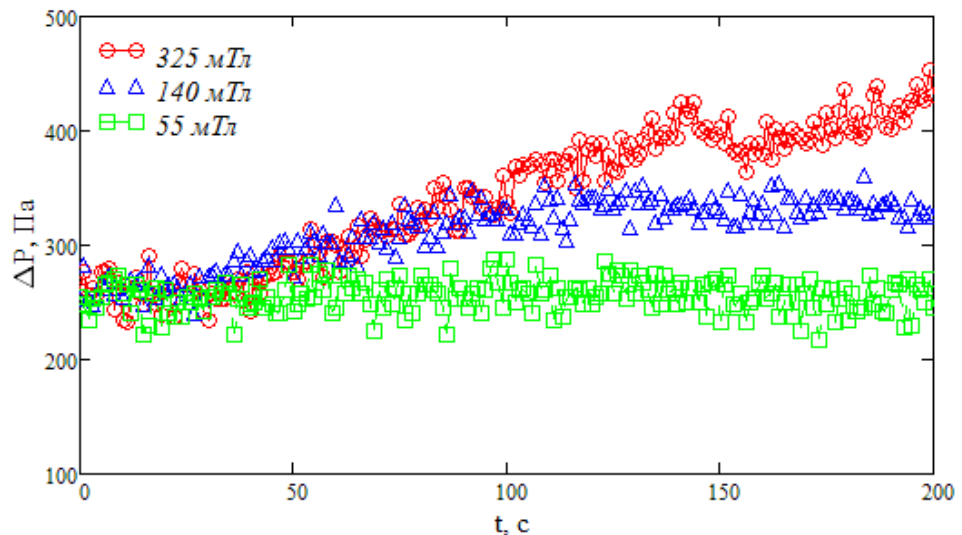


Рис. 5.21. Изменения перепада давления от времени при различных значениях индукции магнитного поля,  $Re = 2000$ ,  $\varphi = 0,125\%$ .

## 5.2 Исследование вынужденной конвекции магнитной наножидкости в неоднородном магнитном поле

Проведено экспериментальное исследование вынужденной конвекции магнитных наножидкостей в постоянном магнитном поле. Эксперименты проведены на установке, описанной в главе 2. В экспериментах для создания магнитного поля магниты располагались, как показано на рисунке 5.22. Магнитное поле создавалось с помощью трех постоянных неодимовых магнитов с размерами 50 x 30 x 10 мм. Магниты располагались в непосредственной близости от обогреваемого участка на одинаковом расстоянии друг от друга.

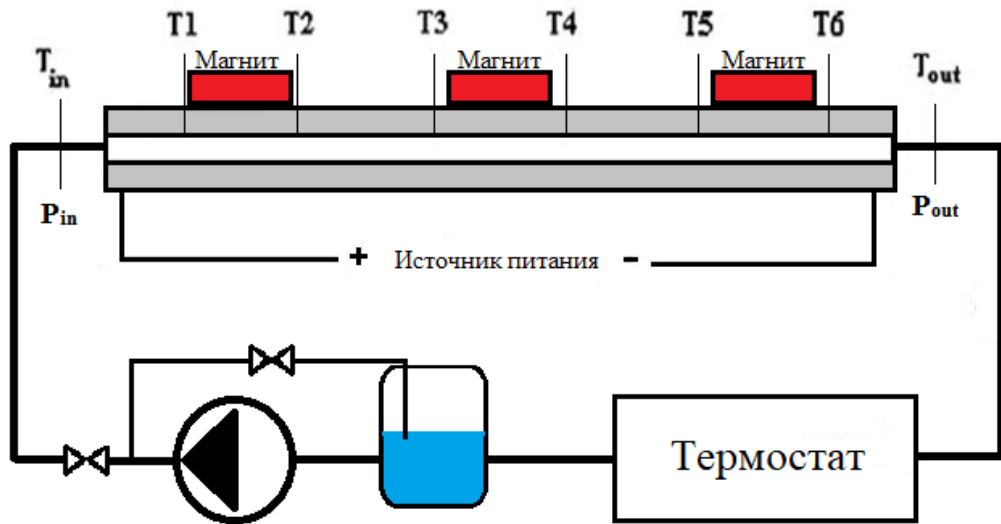


Рис. 5.22. Схема экспериментальной установки.

Для приготовления наножидкости использовались частицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Средний размер частиц 100 нм. Объемная концентрация частиц в экспериментах варьировалась от 0,25 до 1 %. ПАВ в данных экспериментах не использовались, поэтому объемная концентрация частиц 1 % являлась предельной, при которой можно было добиться относительной коллоидной устойчивости суспензии.

Исследования теплообмена были проведены для турбулентного режима. Эксперименты проведены для значений числа Рейнольдса в диапазоне 2000–6000.

В экспериментах локальный коэффициент теплоотдачи определялся следующим образом:

$$\alpha = \frac{q}{tw_i - t_{bulk}},$$

где  $tw_i$  – температура стенки канала,  $q$  – плотность теплового потока на стенке, температура ядра потока определялась как:

$$t_{bulk} = T_{in} + \frac{4qx}{\text{Re} \cdot \mu \cdot C_p},$$

здесь  $\mu$ ,  $C_p$  – вязкость и тепло емкость теплоносителя;  $T_{in}$  – температура жидкости на входе в канал;  $x$  – координата по длине канала,  $\text{Re}$  – число Рейнольдса. Среднее значение коэффициента теплоотдачи определялось интегрированием локального коэффициента.

Исследовалась зависимость локального и среднего коэффициента теплоотдачи от концентрации частиц, интенсивности и конфигурации магнитного поля. В ходе экспериментов наблюдалось сильное влияние магнитного поля на вынужденную конвекцию магнитных наножидкостей. Типичный пример поведения среднего коэффициента теплоотдачи при воздействии на поток наножидкости магнитного поля показан на рисунке 5.23. В интервале от 0 до 100 секунд измерения проводились без воздействия магнитного поля, затем вблизи стенки рабочего участка были установлены три постоянных магнита, при этом запись измеряемых параметров не прерывалась. Как видно из графика, коэффициент теплоотдачи после резкого провала повышается при воздействии магнитного поля. Повышение коэффициента теплоотдачи происходит постепенно, примерно в течение 100 секунд, что соответствует наблюдаемому ранее времени образования отложений в канале. Проведенные аналогичные измерения для воды или немагнитных наножидкостей не выявили влияния магнитного поля на коэффициент теплоотдачи, что говорит о том, что влияние магнитного поля на измерительные приборы было исключено.

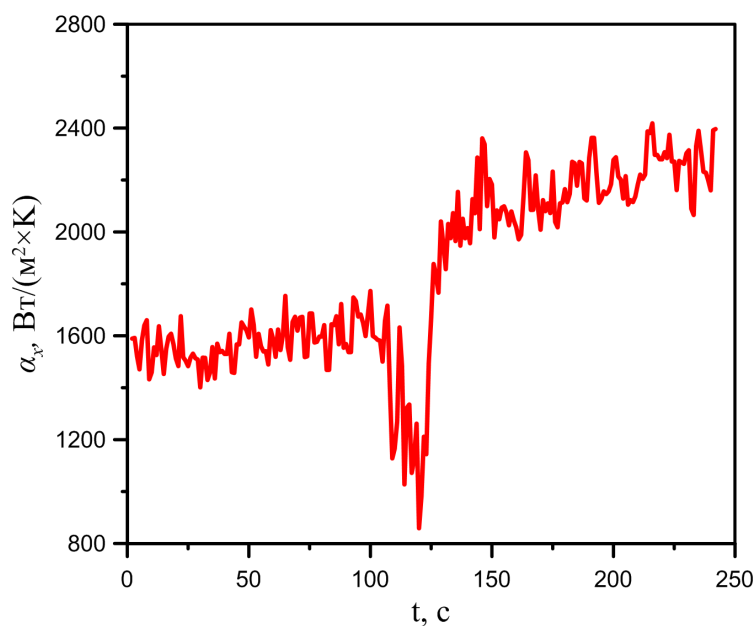


Рис. 5.23. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от времени,  $\varphi = 0,25\%$ . Действие магнитного поля началось в момент времени 100 с.

Типичное поведение локального коэффициента теплоотдачи магнитной наножидкости при воздействии магнитного поля показано на рисунках 5.24 и 5.25. Было обнаружено существенное влияние магнитного поля на локальный коэффициент теплоотдачи. В экспериментах зафиксировано увеличение локального коэффициента теплоотдачи до 1,5–2 раза относительно наножидкости без воздействия магнитного поля.

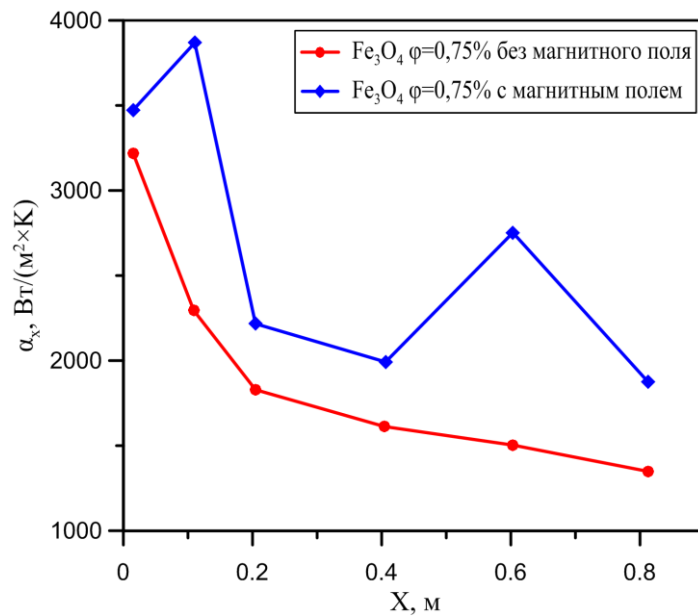
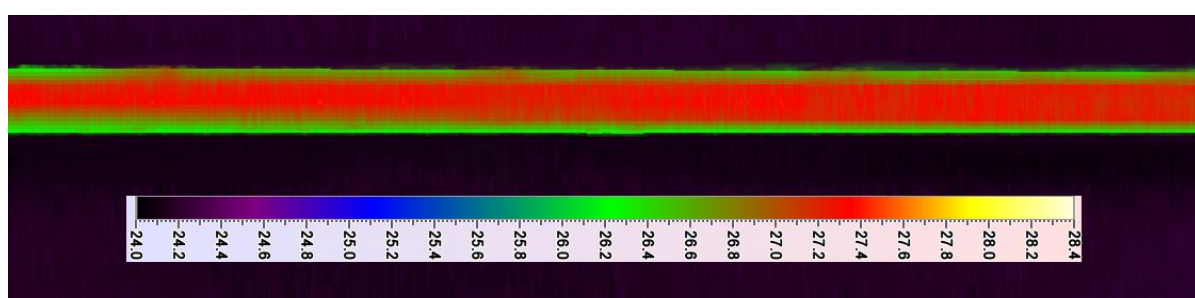


Рис. 5.24. Распределение локального коэффициента теплоотдачи по длине измерительного участка,  $\varphi = 0,75\%$ .

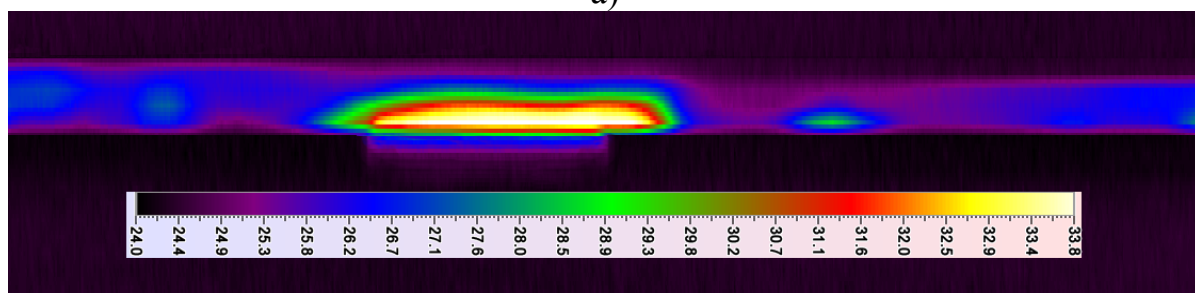
Также в экспериментах зафиксирована значительная окружная неравномерность температуры по трубке при течении в ней магнитной наножидкости в случае, если к ней приложено магнитное поле. Температура в месте воздействия магнита выше, чем над этим местом. При аналогичных измерениях на воде и на немагнитных наножидкостях в магнитном поле ничего подобного не наблюдалось. Соответственно воздействия магнитов на термомпары или другие измерительные приборы могут быть исключены. Причина подобного поведения, очевидно, заключается в формировании в трубке отложений наночастиц. Для доказательства этого впервые применены тепловизионные измерения. Тепловизионная съемка производилась с помощью Термографа

ИРТИС 2000С, который представляет собой прецизионный оптико-механический сканирующий инфракрасный прибор для измерения и визуализации тепловых полей. Чувствительность к перепаду температур на уровне  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  по всему полю зрения равна  $0,02\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Спектральный диапазон  $3\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ . На рисунке 5.25 представлены фотографии тепловизионной съемки течения магнитной наножидкости без воздействия магнитного поля и с магнитным полем, созданным одним магнитом и несколькими магнитами. Для этих измерений теплоизоляция с трубки снята, а ее боковая поверхность зачернена.

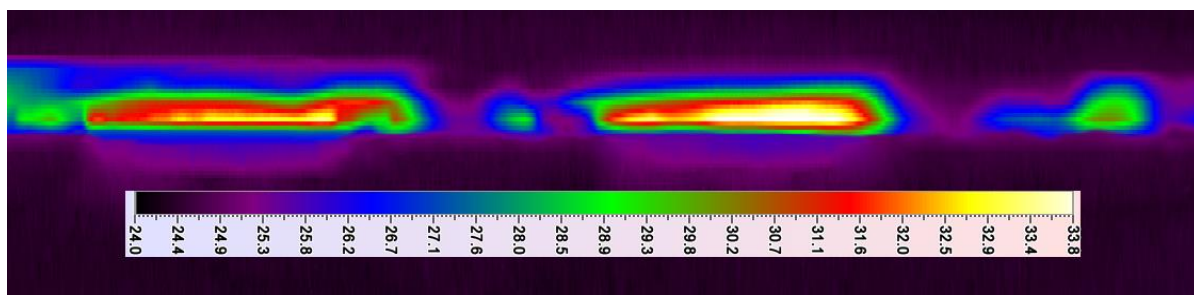
В результате с помощью тепловизионной съемки удалось обнаружить существенную локальную неоднородность температурного поля на стенке нагревателя при вынужденной конвекции наножидкости под действием постоянного магнитного поля (см. рисунок 5.25). Показано, что форма температурного поля на стенке обогреваемой трубки, наблюдаемая в тепловизор, хорошо согласуется с формой вихревой структуры течения, измеренной нами с помощью PIV-метода. Было обнаружено, что в месте формирования отложения, непосредственно вблизи магнита, наблюдается локальное повышение температуры нагревателя. При этом над отложениями и за ними наблюдается понижение температуры стенки трубки.



a)



б)



в)

Рис. 5.25. Тепловизионная съемка поверхности трубки при конвективном теплообмене магнитной наножидкости без магнитного поля (а); с магнитным полем, создаваемым одним магнитом (б); с магнитным полем, создаваемым двумя магнитами (в).

Наличие такой сильной неравномерности температуры по длине и окружности трубки делает проблематичным измерение локальной температуры при помощи термопар и ставит под сомнение результаты измерения среднего коэффициента теплоотдачи, поскольку результат измерений будет в значительной степени зависеть от мест установки магнита относительно термопар. Увеличение количества термопар в данном случае вряд ли исправит ситуацию. При этом нужно отметить, что в большинстве проведенных ранее исследований [32] – [37] для измерения коэффициента теплоотдачи использовалась именно такая постановка измерений, в которой температура на поверхности трубки измеряется локально в точке при помощи термопар. Многие авторы отмечали, что интенсификация теплообмена зависит от конфигурации магнитного поля в канале. В диссертации показано, что это в большей степени вызвано наличием существенной неравномерности температуры по поверхности нагревателя, что делает эти измерения во многих случаях некорректными и объясняет, почему в некоторых работах наблюдается интенсификация теплообмена при наличии магнитного поля, а в других показано, что теплообмен, напротив, ухудшается. Результаты наших экспериментов показали, что максимальная интенсификация наблюдается в тех случаях, когда магниты устанавливаются на несколько сантиметров выше мест расположения термопар. В этом случае было показано,

что средний коэффициент теплоотдачи под действием магнитного поля возрастает в 1,4–1,8 раз в зависимости от числа Рейнольдса (см. рисунок 5.26). С увеличением числа Рейнольдса интенсификация теплообмена уменьшается. При этом дальнейшее увеличение концентрации наночастиц не приводит к существенному росту теплоотдачи.

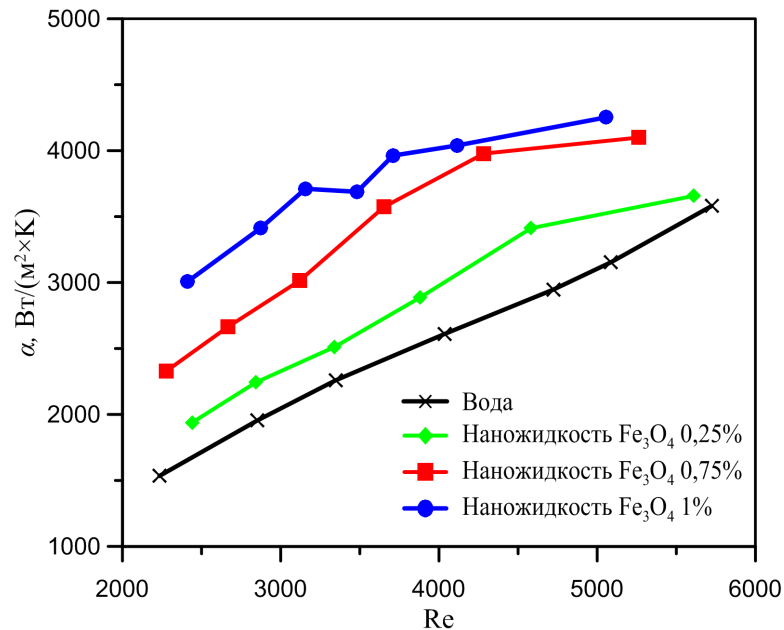


Рис. 5.26. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса при течении магнитных наножидкостей в магнитном поле.

Анализ полученных результатов показывает, что, во-первых, с увеличением концентрации частиц средней коэффициент теплоотдачи возрастает. При этом интенсификация может иметь значительную величину. Так, например, было показано, что при расположении четырех магнитов вдоль трубки при концентрации наночастиц 1 % удается повысить средний коэффициент теплоотдачи примерно в 1,4–1,8 раз в зависимости от числа Рейнольдса по сравнению с коэффициентом теплопередачи без магнитного поля. При этом без магнитного поля аналогичная концентрация наночастиц позволяет интенсифицировать теплообмен всего лишь на 8 %. Во-вторых, было установлено, что с увеличением расхода магнитной жидкости приращение коэффициента теплопередачи за счет действия магнитного поля монотонно

снижается с 1,8 раз до 1,4. Это хорошо объясняется результатами, представленных выше визуальных наблюдений и PIV измерений. Такое поведение связано с тем, что с увеличением числа Рейнольдса уменьшается толщина отложений и, как удалось установить с помощью PIV-измерений, поле скорости становится более равномерным, как следствие, уменьшается коэффициент теплоотдачи. Установлено, что максимальная неоднородность температуры на стенке нагревателя и локального коэффициента теплоотдачи наблюдается при низких значениях расхода теплоносителя. В этих случаях отложения за магнитами максимально плотные, что вызывает значительную неравномерность потока внутри трубки. В этих же режимах зафиксирована максимальная интенсификация среднего коэффициента теплопередачи. При увеличении числа Рейнольдса приращение среднего коэффициента теплопередачи под действием магнитного поля падает до 1,4 раза. Это объясняется сносом отложений наночастиц при более высоких расходах жидкости. Такое поведение также указывает на то, что основная причина интенсификации теплообмена наножидкостей в магнитном поле – образование локальных неравномерностей потока и температуры в местах установки магнитов. PIV-измерения и проведенные далее расчеты показали, что в этом месте поток вынужден обтекать отложения из наночастиц, следовательно, повышается локальная скорость течения, и, как следствие, существенно увеличивается коэффициент теплоотдачи и падает температура на стенке. Измерения локального коэффициента теплоотдачи полностью это подтвердили. С помощью измерений также удалось обнаружить, что температура стенки снижается сразу же за областью отложений из наночастиц и повышается в месте образования отложений. Визуализация потока показывает, что при больших толщинах отложений картина течения при обтекании зон отложений становится нестационарной и сопровождается интенсивным отрывом вихрей и значительными колебаниями потока даже в ламинарном режиме. Вниз по потоку вдали от области действия магнитного поля эти колебания затухают.



### **5.3 Математическое моделирование течения и теплообмена магнитных наножидкостей в неоднородном магнитном поле**

Обзор литературы показывает, что в настоящее время для моделирования транспорта магнитных наночастиц под действием приложенного магнитного поля широко используют два основных подхода Эйлера и Лагранжа [57] – [60].

Для описания течения и теплообмена была разработана модель транспорта магнитных наночастиц в неоднородном магнитном поле на основе эйлера подхода. Подробное описание модели представлено в разделе 2.2.

#### **Результаты моделирования**

Вначале было проведено моделирование изотермического течения магнитной наножидкости в канале. Постановка моделирования повторяла описанную выше постановку PIV-измерений. Расчетная область представляла собой прямой круглый канал, внутренний диаметр которого равен 6 мм, а длина 50 см. Магнит установлен посередине канала. Для моделирования использовалась структурированная расчетная сетка, состоящая из 300 000 узлов. На входе в канал задавалось фиксированное значение массового расхода жидкости с заданной концентрацией наночастиц. Профиль скорости на входе задавался установившимся. Расчеты проводились в нестационарной постановке. Для моделирования турбулентных режимов использовалась  $k-\omega$  SST модель.

На рисунках 5.27 показано сопоставление расчетных и экспериментальных значений индукции магнитного поля, измеренного вокруг магнита. Экспериментальные значения поля измерены миллитесламетром ТПУ-02. Получено хорошее согласование расчета и измерений.

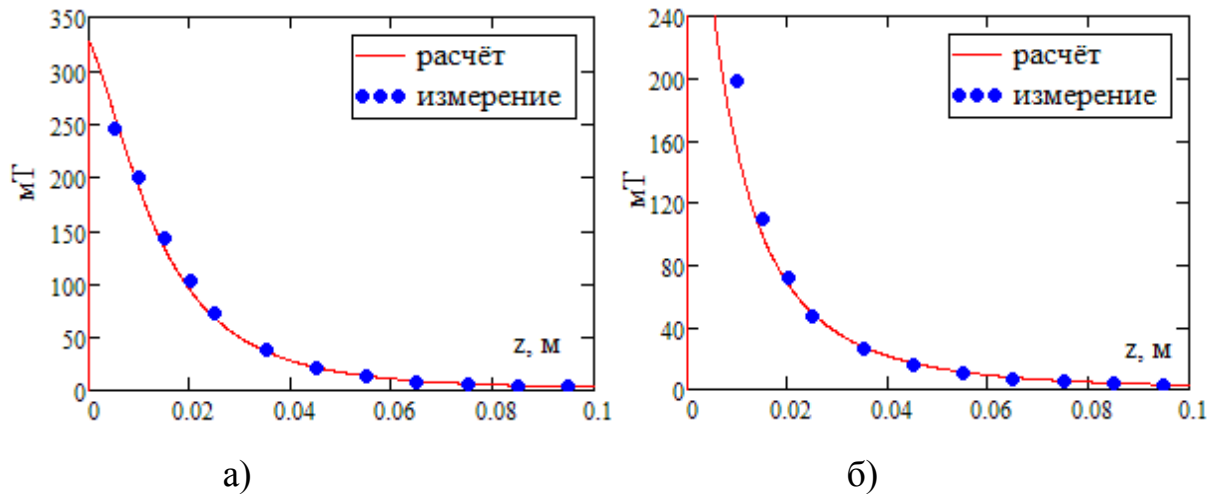
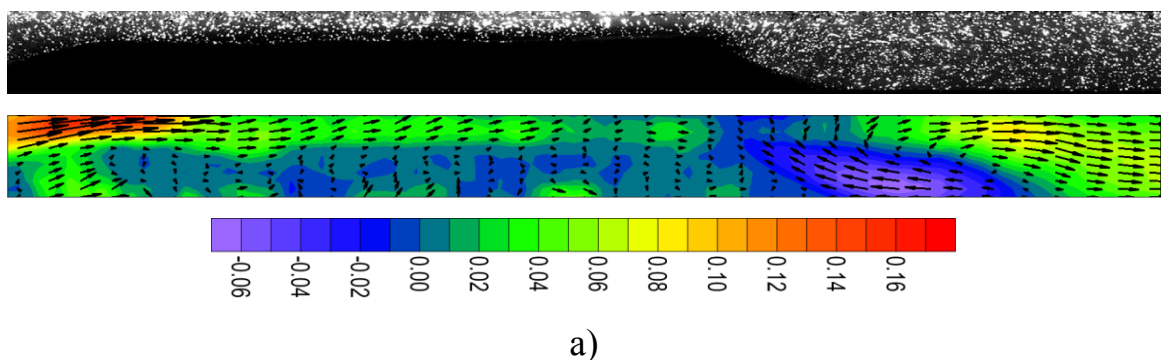
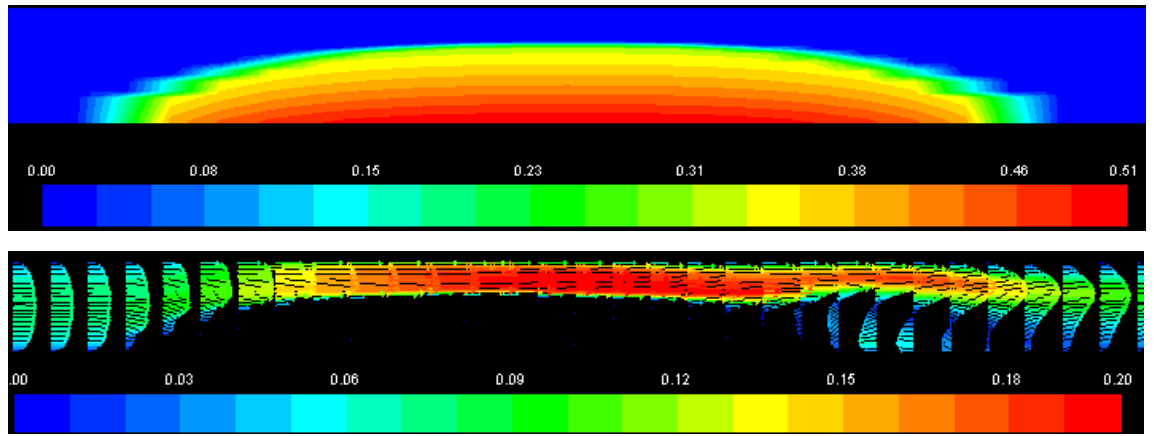


Рис. 5.27. Распределение  $z$  компоненты индукции магнитного поля возле магнита при  $x = 0$  (а) и  $x = 0,02$  м (б).

Результаты расчетов течения наножидкости в постоянном магнитном поле для нескольких значений числа Рейнольдса показаны на рисунках 5.28–5.30. Для сравнения на соответствующих рисунках приведены экспериментальные поля, полученные PIV-методом. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает, что расчет качественно правильно описывает форму и размер отложений для стационарного или квазистационарного режимов, а также поведение крупномасштабных структур потока наножидкости в канале под действием магнитного поля. Результаты расчетов подтвердили деформацию профиля скорости при обтекании зоны отложений, а также то, что при малых скоростях потока за областью отложений формируются ярко выраженные зоны рециркуляции потока. При этом картина течения становится нестационарной даже при относительно небольших числах Рейнольдса.

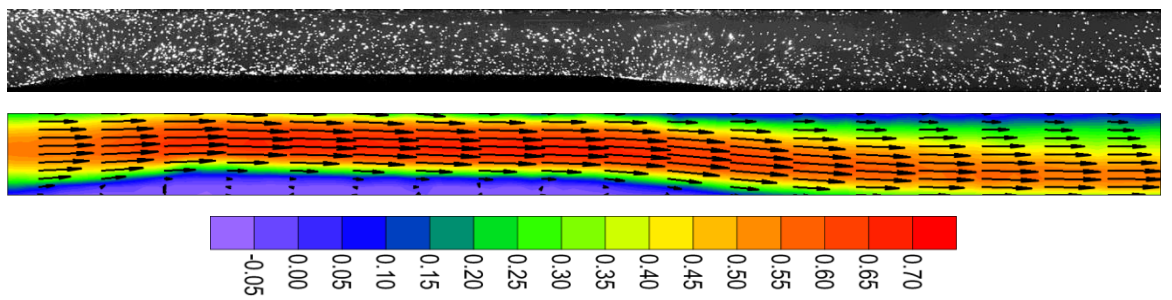


а)

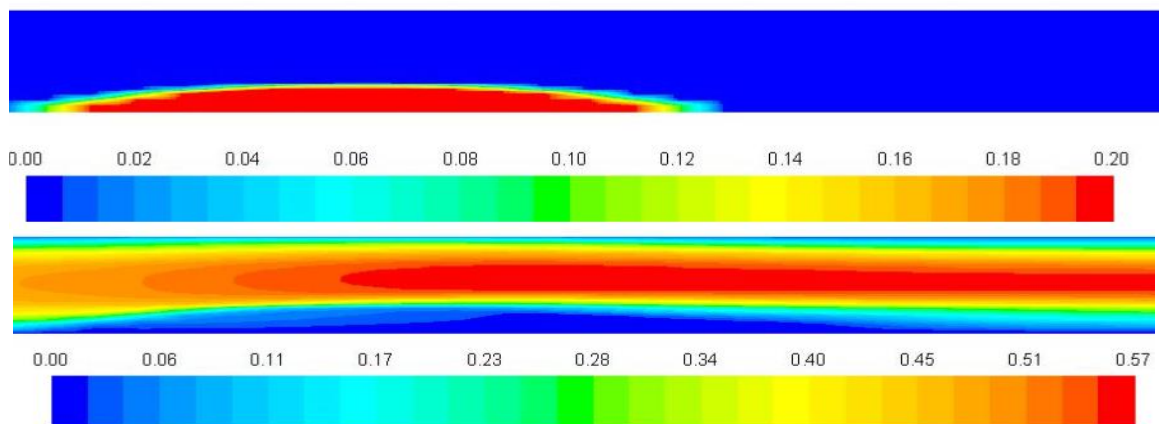


б)

Рис. 5.28. Фотография частиц-трассеров и измеренное поле скорости в центральном сечении трубки в эксперименте (а) и концентрация наночастиц и модуль скорости потока в расчете (б) для  $Re = 400$ .



а)



б)

Рис. 5.29. Фотография частиц-трассеров и измеренное поле скорости в центральном сечении трубки в эксперименте (а) и концентрация наночастиц и модуль скорости потока в расчете (б) для  $Re = 1400$ .

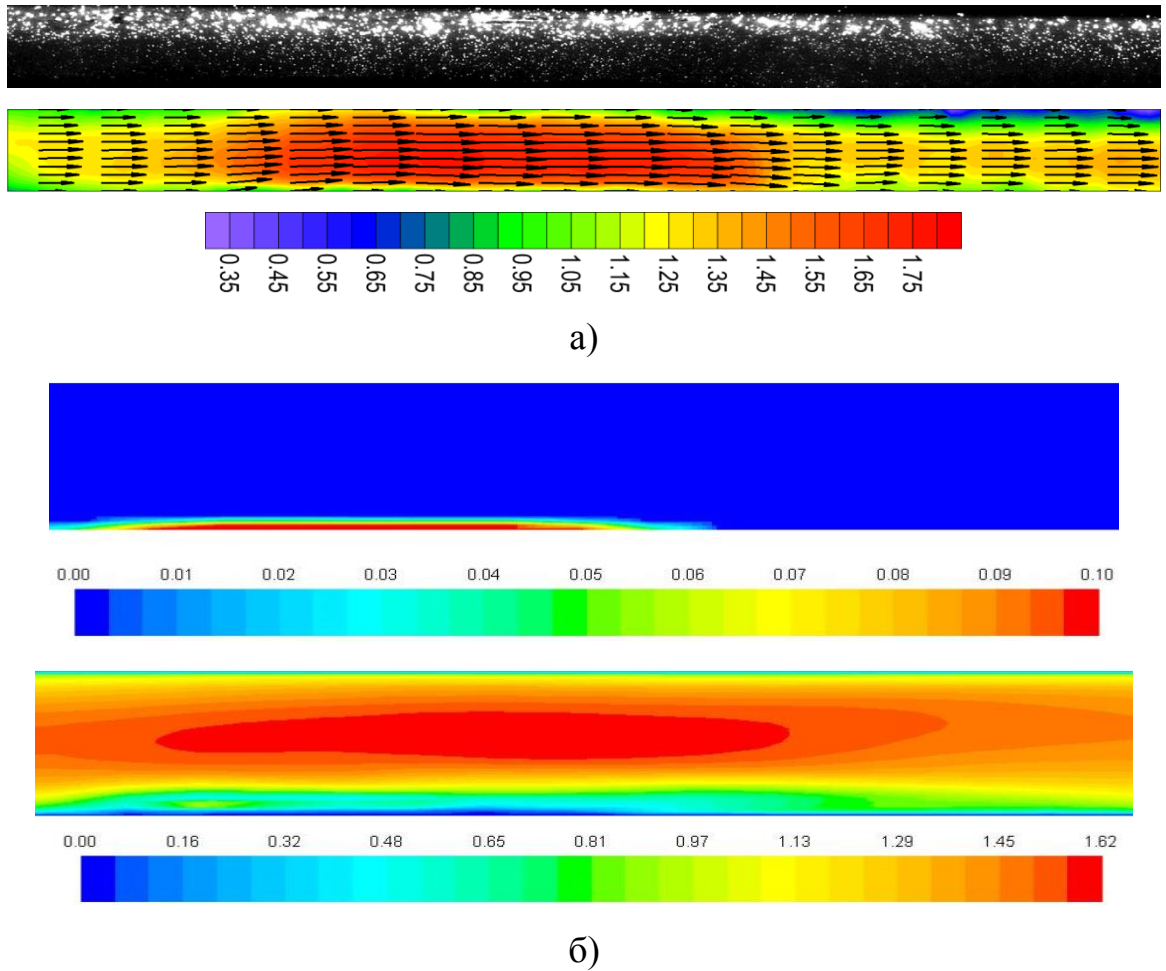


Рис. 5.30. Фотография частиц-трассеров и измеренное поле скорости в центральном сечении трубки в эксперименте (а) и концентрация наночастиц и модуль скорости потока в расчете (б) для  $Re = 5700$ .

Количественное сравнение профилей скорости при течении магнитной наножидкости в канале под действием магнитного поля в расчете и эксперименте для нескольких значений числа Рейнольдса приведено на рисунках 5.31 и 5.32. Сравнение показывает, что для такой сложной задачи расчет в целом вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом. Максимальное близкое согласие расчета и эксперимента наблюдается при высоких значениях числа Рейнольдса, когда толщина отложений достаточно мала и их влияние на поток не столь значительно. С уменьшением числа Рейнольдса, толщина и плотность отложений возрастает. Расчет показывает, что объемная концентрация наночастиц в отложениях может достигать в таких случаях 30–50 %, что близко к плотной

упаковке частиц. При таких концентрациях используемая в расчетах односкоростная модель с учетом скольжения скоростей приводит к тому, что вязкость в области отложения очень сильно возрастает. Из-за этого скорость потока в области отложений в расчетах практически равна нулю. Это хорошо видно на расчетных профилях скорости. Имеющиеся в этой области измерения показывают, что в отложениях скорость потока затухает медленнее. Еще одна возможная причина имеющихся расхождений, возможно, связана с тем, что для моделирования турбулентности на данном этапе использовался URANS подход. Анализ показал, что для нестационарных режимов с существенным вихреобразованием согласие расчета и эксперимента несколько хуже.

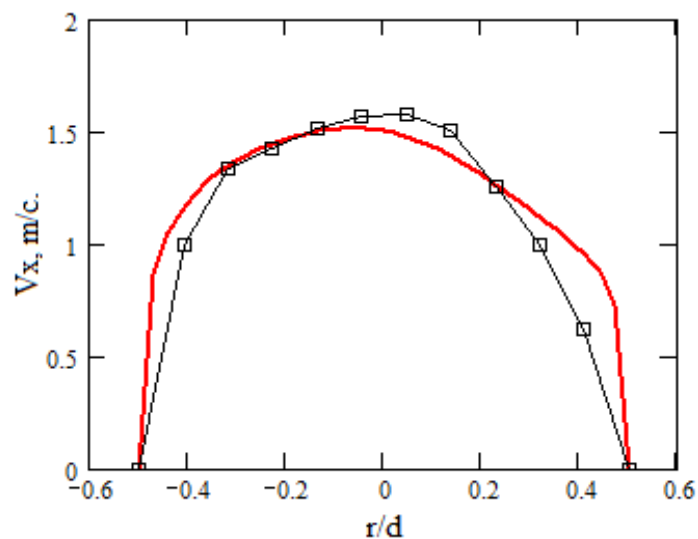


Рис. 5.31. Профили осевой скорости для  $Re = 6800$ ,  $\varphi = 0,125\%$ ,  $B = 0,325$  мТл для сечений  $X = 40$  мм. Расчет – красным, PIV – черным.

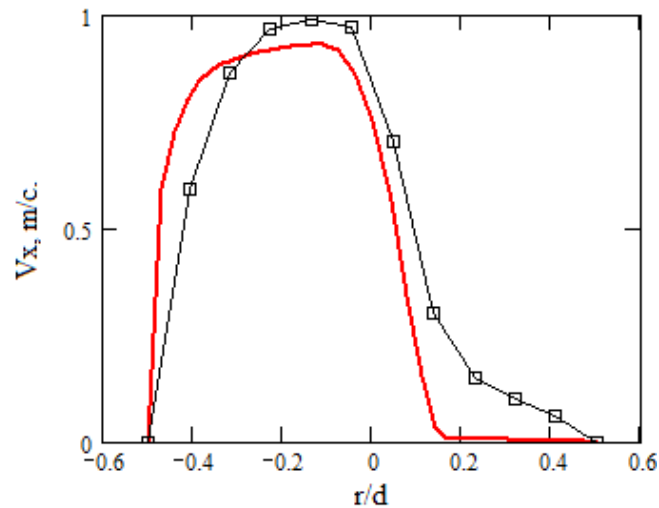


Рис. 5.32. Профили осевой скорости вдоль канала для  $Re=2800$ ,  $\varphi = 0,125\%$ ,  $B = 0,325$  мТл для сечения  $X = 80$  мм. Расчет – красным, PIV – черным.

Далее была проведена серия расчетов теплообмена в магнитном поле. Постановка этих расчетов была близка постановке экспериментов, описанных выше. В расчетах рассмотрен участок трубки с тремя расположенными под ней магнитами. К ней были приложены три постоянных магнита. На рисунке 5.33 показано векторное поле магнитной силы, созданной магнитами. На рисунках 5.34–5.37 приведено распределение основных величин в центральном сечении вдоль канала. Как видно, при малых числах Рейнольдса в канале формируются мощные отложения частиц на стенках. Кроме того, происходит образование зон рециркуляции за отложениями. Формирующиеся в канале отложения из наночастиц значительно искажают профиль скорости потока. Жидкость вынуждена обтекать эти отложения, в результате этого происходит локальное повышение скорости в зазоре между стенкой канала и отложениями. Отложения значительно влияют и на поле температур. Оно становится сильно неоднородным по сечению канала. Температура повышается в местах образования отложений и снижается в местах с высокой скоростью потока (см. рисунок 5.35 (г)). Это хорошо согласуется с результатами тепловизионных измерений, представленных на рисунке 5.25.

Расчеты показали, что с увеличением расхода теплоносителя, толщина отложений уменьшается. Поле скоростей температур становится более однородным. Эффект от влияния магнитного поля уменьшается. Это также хорошо подтверждается данными измерений.

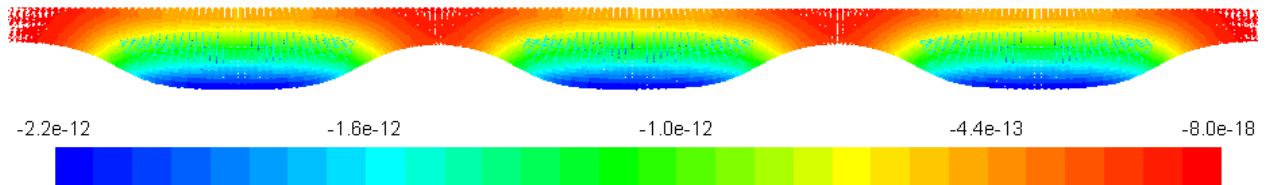
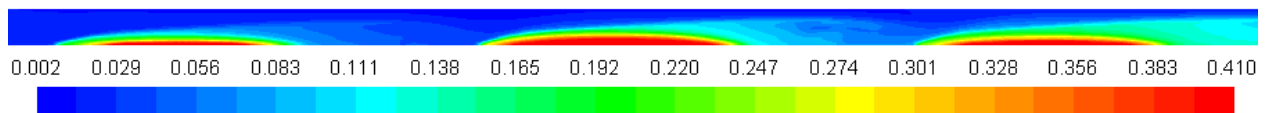
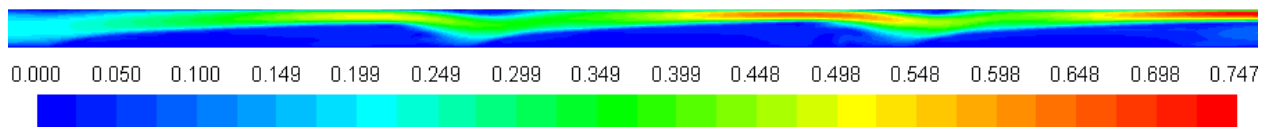


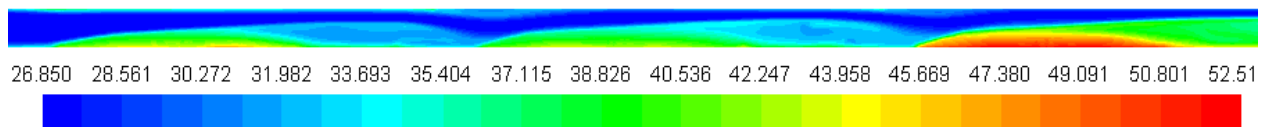
Рис. 5.33. Векторное поле магнитной силы (H).



а)

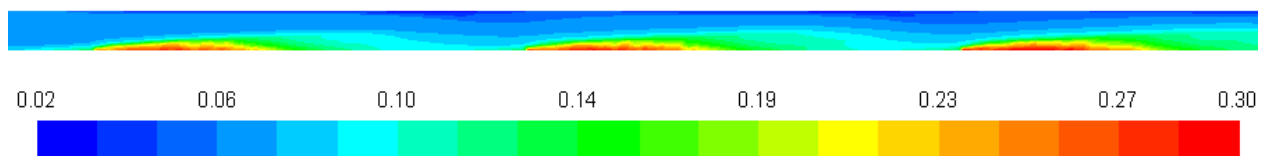


б)

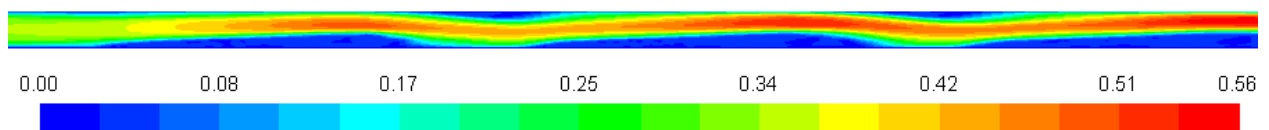


в)

Рис. 5.34. Изолинии объемной концентрации наночастиц (а), модуля скорости потока (б) и температуры (в) для  $Re = 800$ .



а)



б)

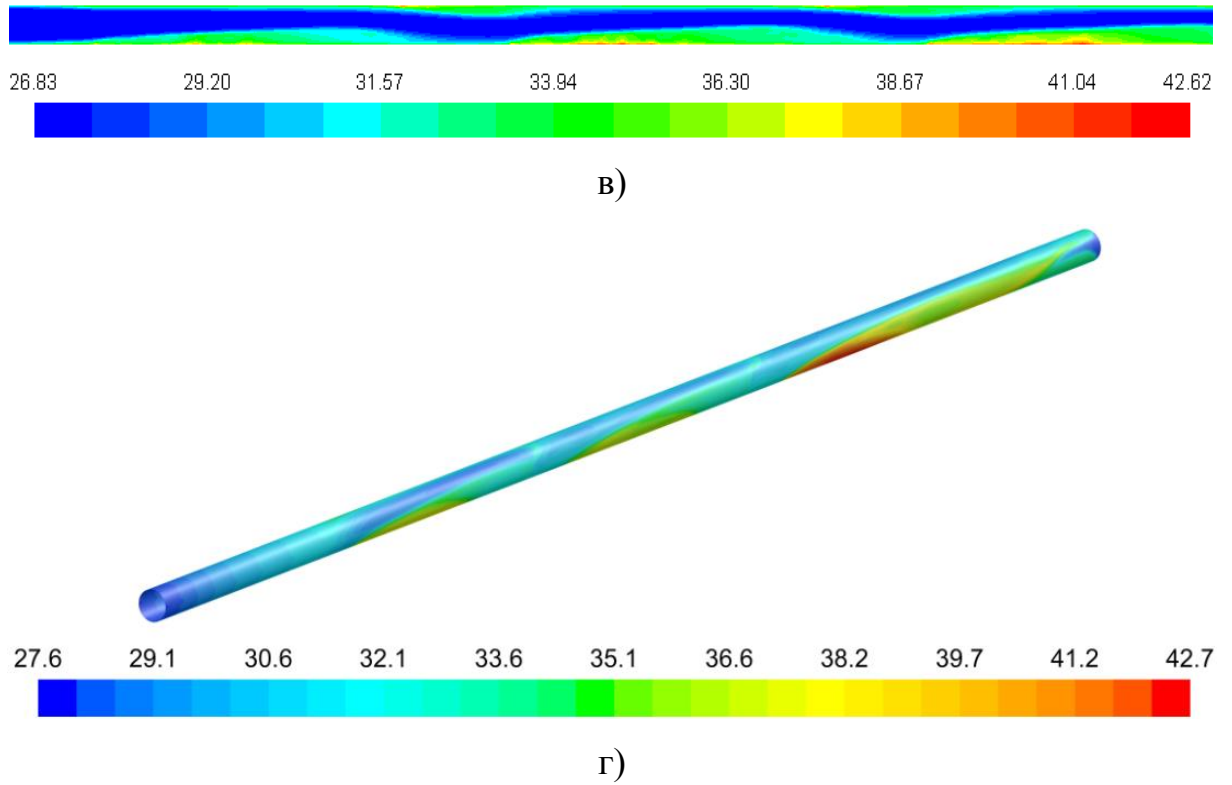


Рис. 5.35. Изолинии объемной концентрации наночастиц (а), модуля скорости потока (б) и температуры (в), распределение температуры на стенке трубки (г) для  $Re = 1400$ .

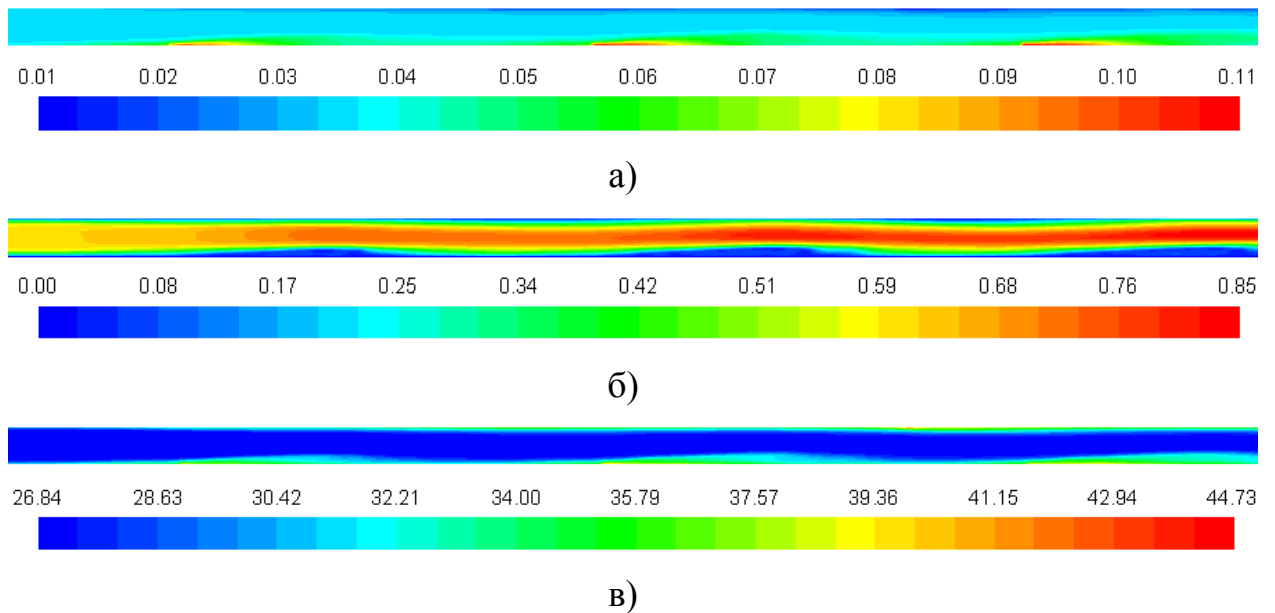


Рис. 5.36. Изолинии объемной концентрации наночастиц (а), модуля скорости потока (б) и температуры (в) для  $Re = 2800$ .



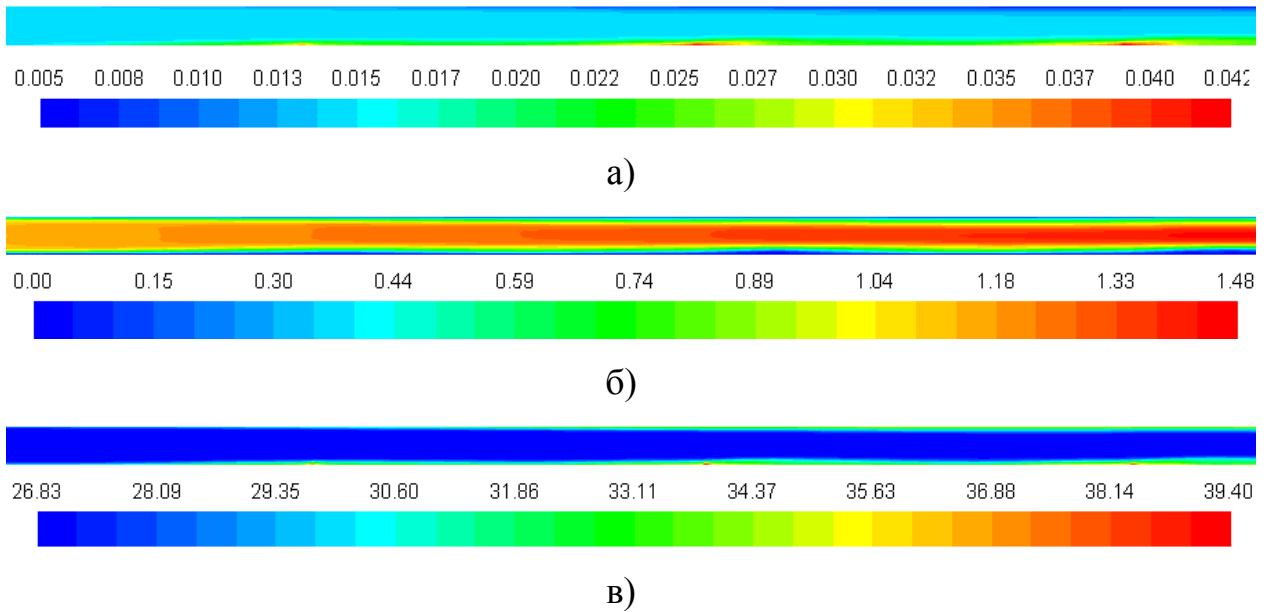


Рис. 5.37. Изолинии объемной концентрации наночастиц (а), модуля скорости потока (б) и температуры (в) для  $Re = 5600$ .

На рисунке 5.38 показана зависимость среднего коэффициента теплоотдачи наножидкости от числа Рейнольдса для нескольких значений концентрации наночастиц под действием магнитного поля. В результате было показано, что коэффициент теплоотдачи возрастает с увеличением концентрации частиц. Величина приращения коэффициента теплоотдачи зависит от расхода теплоносителя. При низких значениях расхода приращение коэффициента теплоотдачи составляет около 70 %. С увеличением расхода приращение снижается до 25 %. Такое поведение объясняется уменьшением отложений при увеличении числа Рейнольдса, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

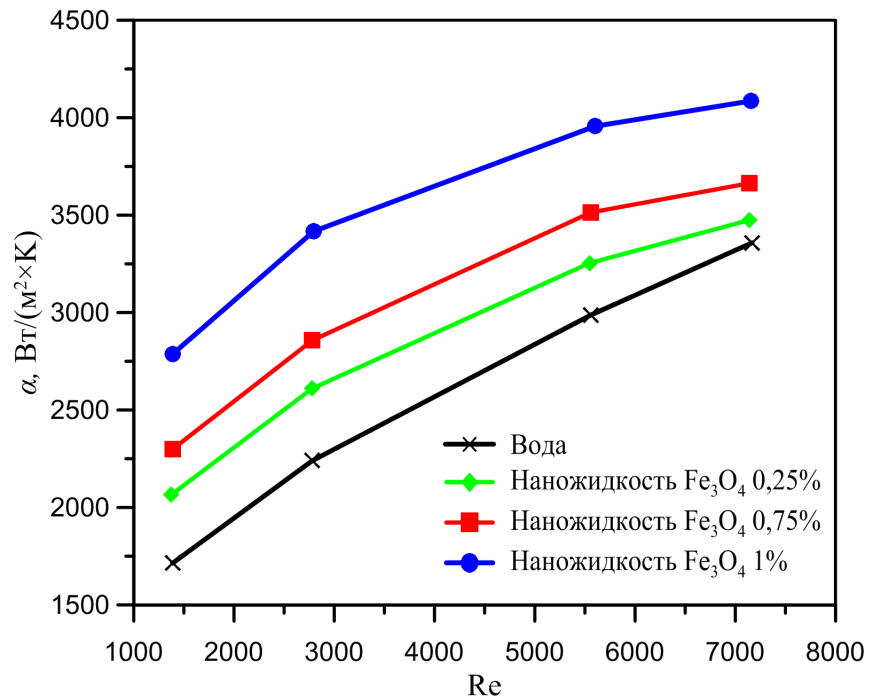


Рис. 5.38. Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса.

#### 5.4 Выводы

Проведено расчетно-экспериментальное исследование течений и теплообмена магнитных наножидкостей под воздействием неоднородного магнитного поля. При этом в отличие от предыдущих работ основное внимание было уделено исследованию локальных характеристик течения и теплообмена. Впервые с помощью PIV-метода проведено измерение полей скорости при течениях наножидкостей в канале под действием магнитного поля. Исследовано совместное влияние наночастиц и магнитного поля на локальную структуру течения и теплообмена наножидкости в канале. Показано, что при помощи магнитного поля можно значительно интенсифицировать теплообмен магнитных наножидкостей (в 1,4–1,8 раз). При этом максимальная интенсификация наблюдается в ламинарном режиме течения. С увеличением числа Рейнольдса влияние магнитного поля ослабевает. С помощью тепловизионной съемки обнаружена существенная локальная неоднородность температурного поля на

стенке нагревателя при вынужденной конвекции наножидкости под действием постоянного магнитного поля.

Разработана математическая модель теплообмена наножидкостей в неоднородном магнитном поле. Для описания течения и теплообмена наножидкостей при этом использовался эйлеров двухкомпонентный подход на основе односкоростного приближения (инерционно-диффузионная модель). Впервые проведено тестирование данного подхода на данных PIV-измерений. Показано удовлетворительное качественное и количественное согласие расчета и эксперимента.

В результате серии расчетных и экспериментальных исследований впервые удалось объяснить причины аномально высокого значения коэффициента теплоотдачи наножидкостей в магнитном поле. С помощью PIV-метода, тепловизионных измерений и численного моделирования было установлено, что основной причиной аномально высокого повышения коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции магнитных наножидкостей в постоянном магнитном поле являются формирующиеся в канале отложения из наночастиц, которые приводят к значительному вихреобразованию и изменению локальной структуры потока.

Формирование и управление этими отложениями с помощью изменения магнитного поля может стать весьма перспективным способом интенсификации и управления процессами теплообмена в различных приложениях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана экспериментальная установка по исследованию теплогидравлических характеристик при вынужденной конвекции наножидкостей в прямых круглых каналах. Проведенное систематическое тестирование экспериментальной установки и методики измерений показало хорошее согласование полученных данных с известными аналитическими решениями, эмпирическими корреляциями и результатами численных решений для ламинарного и турбулентного теплообмена.

2. Проведено экспериментальное исследование теплогидравлической эффективности наножидкостей при вынужденной конвекции в гладких круглых каналах в ламинарном и турбулентном режимах течения. Установлены основные факторы, от которых зависит теплогидравлическая эффективность наножидкостей в различных режимах течения. Показано, что, варьируя материал, концентрацию и размер наночастиц, входную температуру теплоносителя и вид базовой жидкости, можно добиться эффективной интенсификации теплообмена при вынужденной конвекции наножидкостей в гладких круглых каналах в ламинарном и турбулентном режимах течения.

3. Проведено экспериментальное исследование коэффициента теплоотдачи и гидравлических потерь при вынужденной конвекции наножидкостей в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена. Установлено, что использование наножидкостей позволяет дополнительно на 20–40 % интенсифицировать теплообмен в таких каналах. Впервые показано, что наножидкости в гладких каналах имеют теплогидравлическую эффективность, сопоставимую с теплогидравлической эффективностью воды в каналах с поверхностными интенсификаторами теплообмена.

4. Проведено расчетно-экспериментальное исследование течений и теплообмена магнитных наножидкостей под воздействием неоднородного магнитного поля. Исследованы локальные и интегральные характеристики течения. Показано, что при помощи магнитного поля можно дополнительно

интенсифицировать теплообмен магнитных наножидкостей на 40–80 %. С помощью PIV-метода, тепловизионных измерений и численного моделирования было установлено, что основной причиной аномально высокого повышения коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции магнитной наножидкости в магнитном поле являются формирующиеся в канале локальные отложения из наночастиц, которые приводят к значительному вихреобразованию и изменению локальной структуры потока.

5. Для описания течения и теплообмена наножидкостей в неоднородном магнитном поле разработана модель на основе эйлера двухкомпонентного подхода с односкоростным приближением (инерционно-диффузионная модель). Впервые проведено тестирование данного подхода на данных PIV-измерений. Показано удовлетворительное качественное и количественное согласие расчета и эксперимента.

Результаты работы опубликованы в следующих статьях в ведущих рецензируемых журналах:

1. Гузей Д. В., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Численное моделирование ламинарной вынужденной конвекции наножидкостей с учетом термофореза // Инженерно-физический журнал. 2022. Т.95, №3.

2. Guzei D. V., Minakov A. V., Rudyak V. Ya. On efficiency of convective heat transfer of nanofluids in laminar flow regime // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 139. P. 180–192.

3. Минаков А. В., Гузей Д. В., Жигарев В. А., Пряжников М. И., Шибелева А. А. Экспериментальное исследование транспорта магнитных наночастиц в круглом миниканале в постоянном магнитном поле // Инженерно-физический журнал. 2019. Т. 92. № 5. С. 2277–2285.

4. Minakov A. V., Guzei D. V., Meshkov K. N., Popov I. A., Shchelchikov A. V. Experimental study of turbulent forced convection of nanofluid in channels with cylindrical and spherical hollows // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 115. P. 915–925.

5. Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., Rudyak V. Ya., Guzei D. V. Thermal conductivity measurements of nanofluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 104. P. 1275–1282.
6. Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Ya. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // *Applied Thermal Engineering*. 2015. Vol. 88. P. 140–148.
7. Minakov A. V., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Zhigarev V. A., Rudyak V. Ya. Study of turbulent heat transfer of the nanofluids in a cylindrical channel // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2016. Vol. 102. P. 745–755.
8. Minakov A. V., Lobasov A. S., Pryazhnikov M. I., Guzei D. V. Experiment-Calculated Investigation of the Forced Convection of Nanofluids Using Single Fluid Approach // *Defect and Diffusion Forum*. 2014. Vol. 348. P. 123–138.
9. Гузей Д. В., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Исследование теплоотдачи наножидкостей в турбулентном режиме течения в цилиндрическом канале // *Изв. РАН. МЖГ*. 2016. № 2. С. 65–75.
10. Гузей Д. В., Минаков А. В., Рудяк В. Я., Дектерев А. А. Измерение коэффициента теплоотдачи наножидкости на основе оксида меди в цилиндрическом канале // *Письма в Журнал технической физики*. 2014. Т. 40. № 5. С. 34–42.
11. Минаков А. В., Рудяк В. Я., Гузей Д. В., Лобасов А. С. Измерение коэффициента теплоотдачи жидкости на основе воды и наночастиц оксида меди в цилиндрическом канале // *Теплофизика высоких температур*. 2015. Т. 53. № 2. С. 256–263.
12. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Гузей Д. В., Жигарев В. А., Пряжников М. И. О ламинарно-турбулентном переходе в течениях наножидкостей // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23. № 5. С. 807–810.
13. Минаков А. В., Гузей Д. В., Жигарев В. А. Турбулентная вынужденная конвекция наножидкостей в круглом канале // *Ученые записки Казанского государственного университета*. 2015. Т. 157. № 3. С. 85–96.

14. Минаков А. В., Гузей Д. В., Лобасов А. С., Дектерева Д. А., Пряжников М. И. Расчетно-экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкости на основе оксида алюминия в прямоточном теплообменнике // Научный журнал СФУ Техника и технологии. 2014. Т. 7. С. 32–47.

А также в материалах конференций:

1. Гузей Д. В., Минаков А. В., Пряжников М. И. Анализ эффективности применения наножидкостей для интенсификации теплообмена в ламинарном режиме течения // Тезисы докладов IV Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», 15-22 сентября 2019 г., Ялта, Республика Крым. С. 214.

2. Гузей Д. В., Минаков А. В., Пряжников М. И. Расчетно-экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкостей в теплообменных аппаратах // Сборник докладов Всероссийской конференции «XXXV Сибирский теплофизический семинар», 27–29 августа 2019 г., Новосибирск. С. 255.

3. Гузей Д. В., Минаков А. В., Попов И. А. Расчетно-экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкостей в каналах с интенсификаторами теплообмена. Сборник докладов Всероссийской конференции «XXXIV Сибирский теплофизический семинар», 27–30 августа 2018 г., Новосибирск. С. 198.

4. Guzei D., Minakov A., Pryazhnikov M., Meshkov K. Experimental-calculated study of the forced convection magnetic nanofluids // Book of abstracts 2nd International School of Young scientists «Interfacial Phenomena and Heat Transfer», 11–16 September 2017, Novosibirsk. p.186.

5. Гузей Д. В., Минаков А. В., Мешков К. Н. Исследование вынужденной конвекции наножидкостей в ламинарном и турбулентном режимах течения // Тезисы Докладов XXI Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассобмена в энергетических установках», 22–26 мая 2017 г., Санкт-Петербург. Т. 1. С. 107–108.

6. Гузей Д. В., Минаков А. В., Пряжников М. И. Исследование вынужденной конвекции магнитных наножидкостей // Сборник докладов Всероссийской конференции «XXXIII Сибирский теплофизический семинар», 6–8 июня 2017 г., Новосибирск. С. 258.

7. Гузей Д. В., Минаков А. В., Жигарев В. А., Серышев А. В. Изучение вынужденной турбулентной конвекции наножидкостей на основе воды и наночастиц  $Al_2O_3$  и  $SiO_2$  // Тезисы докладов XX Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассобмена в энергетических установках», 24–29 мая 2015 г., Звенигород. С. 257–258.

8. Гузей Д. В., Минаков А. В., Жигарев В. А. Изучение вынужденной конвекции наножидкостей.. // Журнал Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии 13-й Международной научной конференции «Актуальные вопросы теплофизики и физической газодинамики», 21–27 сентября 2015 г. Днепропетровск: «НПВК Триакон», 2015. №1 (16). С. 169–173.

9. Minakov A. V., Guzei D. V., Rudyak V. Ya. Numerical Simulation Of Two-Phase Flow In Mini And Microchannels // Proceedings of the 4th European Conference on Microfluidics – Microfluidics, 10–12 December 2014, Limerick. P. 1–4.

10. Гузей Д. В., Минаков А. В., Лобасов А. С., Рудяк В. Я., Пряжников М. И. Интенсификация теплообмена при помощи наножидкости. Сборник материалов докладов Национального конгресса по энергетике, 8–12 сентября 2014 г., Казань, КГЭУ. Т. 1. С.82–88.

11. Минаков А. В., Гузей Д. В., Пряжников М. И., Лобасов А. С. Исследование процессов тепломассообмена в наножидкостях // Сборник докладов Всероссийской конференции «XXXI Сибирский теплофизический семинар», 17–19 ноября 2014 г., Новосибирск. С. 187.

12. Гузей Д. В., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Изучение вынужденной конвекции наножидкостей в ламинарном и турбулентном режимах течения // Сборник докладов V Всероссийской конференции «Фундаментальные основы



МЭМС- и нанотехнологий», 15–18 июня 2015г., Новосибирск. Вып. 5. Т.1. С. 145–148.

13. Гузей Д. В., Минаков А. В. Численное моделирование теплообмена в рекуперативном теплообменнике // Тезисы Докладов XIX Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева, 20–24 мая 2013 г., Орехово-Зуево. С. 49–50.

14. Гузей Д. В., Лобасов А. С., Пряжников М. И. Экспериментальное изучение вынужденной конвекции наножидкости. Тезисы докладов Всероссийской конференции молодых ученых «Новые нетрадиционные и возобновляемые источники энергии», 3–4 октября 2013 г., Новосибирск. С. 30.

15. Пряжников М. И., Гузей Д. В. Экспериментально-расчетное исследование теплообмена в рекуперативном теплообменнике // Материалы 51-й Международной научной конференции «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск 2013 г. С. 60.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Choi S.U.S. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles // ASME Fluids Engineering Division. 1995. Vol. 231. P. 99–105.
2. Okonkwo E. C., Wole-Osho I., Almanassra I. W., Abdullatif Y. M., Al-Ansari T. An updated review of nanofluids in various heat transfer devices 2020. P. 1–57.
3. Moreira T. A., Moreira D. C., Ribatski G. Nanofluids for heat transfer applications: a review. 2018. Vol. 40. P. 303–332.
4. Czaplicka N., Grzegórska A., Wajs J., Sobczak J., Rogala A. Promising Nanoparticle-Based Heat Transfer Fluids — Environmental and Techno-Economic Analysis Compared to Conventional Fluids // International Journal of Molecular Sciences. 2021. Vol. 22. № 17. P. 9201–9238.
5. Khattak M. A., Mukhtar A., Kamran Afaq S. Application of Nano-Fluids as Coolant in Heat Exchangers: A review // Journal of Advanced Research in Materials Science. 2020. Vol. 66. № 1. P. 8–18.
6. Guo Z. A review on heat transfer enhancement with nanofluids // Journal of Enhanced Heat Transfer. 2020. Vol. 27. № 1. P. 1–70.
7. Wen D., Ding Y. Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. № 24. P. 5181–5188.
8. Heris S. Z., Etemad G., Esfahany M. N. Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convection heat transfer // Int Commun Heat Mass Transfer. 2006. Vol. 33. P. 529–535.
9. Anoop K. B., Sundararajan T., Das S. K. Effect of Particle Size on the Convective Heat Transfer in Nanofluid in the Developing Region // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 2189–2195.

10. Rea U., McKrell T., Hu L., Buongiorno J. Laminar Convective Heat Transfer and Viscous Pressure Loss of Alumina-water and Zirconia-water Nanofluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2009. Vol. 52. P. 2042–2048.
11. Heris S. Z., Etemad S. G., Esfahany M. N. Convective Heat Transfer of a Cu/Water Nanofluid Flowing through a Circular Tube // *Experimental Heat Transfer*. 2009. Vol. 22. P. 217–227.
12. Xie H., Li Y., Yu W. Intriguingly high convective heat transfer enhancement of nanofluid coolants in laminar flows // *Physics Letters A*. 2010. Vol. 374. P. 2566–2568.
13. Amrollahi A., Rashidi A. M., Lotfi R., Meibodi M. E., Kashefi K. Convection heat transfer of functionalized MWNT in aqueous fluids in laminar and turbulent flow at the entrance region // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2010. Vol. 37. P. 717–723.
14. Pak B., Cho Y. I. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particle // *Experimental Heat Transfer*. 1998. Vol. 11. P. 151–170.
15. Li Q., Xuan Y. Convective heat transfer and Flow characteristics of Cu-water nanofluid // *Sci. China E*. 2002. Vol. 45. P. 408–416.
16. He Y., Jin Y., Chen H., Ding Y., Cang D., Lu H. Heat transfer and flow behavior of aqueous suspensions of TiO<sub>2</sub> nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2007. Vol. 50. P. 2272–2281.
17. Nguyen C. T., Roy G., Gauthier C., Galanis N. Heat transfer enhancement using Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water nanofluid for electronic liquid cooling system // *Applied Thermal Engineering*. 2007. Vol. 28. P. 1501–1506.
18. Duangthongsuk W., Wongwises S. An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO<sub>2</sub>-water nanofluids flowing under a turbulent flow regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2010. Vol. 53. P. 334–344.

19. Fotukian S., Nasr Esfahany M. Experimental investigation of turbulent convective heat transfer of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ /water nanofluid inside a circular tube // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2010. Vol. 31. P. 606–612.
20. Timofeeva E. V., Wenhua Yu., France D. M., Singh D., Routbort J. L. Base fluid and temperature effects on the heat transfer characteristics of SiC in ethylene glycol/ $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{H}_2\text{O}$  nanofluids // *Journal of Applied Physics*. 2011. Vol. 109. P. 014914.
21. Meriläinen A., Seppälä A., Saari K., Seitsonen J., Ruokolainen J., Puisto S., Rostedt N., Ala-Nissila T. Influence of particle size and shape on turbulent heat transfer characteristics and pressure losses in water-based nanofluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2013. Vol. 61. P. 439–448.
22. Sahin B., Gul Gedik Gultekin, Eyuphan Manay, Sendogan Karagoz. Experimental investigation of heat transfer and pressure drop characteristics of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -water nanofluids // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2013. Vol. 50. P. 21–28.
23. Azmi W. H., Sharma K. V., Sarma P. K., Mamat R., Anuar S., Rao V. D. Experimental determination of turbulent forced convection heat transfer and friction factor with  $\text{SiO}_2$  nanofluid // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2013. Vol. 51. P. 103–111.
24. Julia J. , Hernández L., Martínez-Cuenca R., Hibiki T., Mondragón R., Segarra C., Jarque J. Measurement and modelling of forced convective heat transfer coefficient and pressure drop of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -and  $\text{SiO}_2$ -water nanofluids // *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing. 2012. No. 012038.
25. Bontemps A., Ribeiro J. P., Ferrouillat S., Gruss J. A., Soriano O., Biran W. Experimental study of convective heat transfer and pressure loss of  $\text{SiO}_2$ /water nanofluids. Part 2: Imposed uniform heat flux – energetic performance criterion // *Thermal Issues in Emerging Technologies. ThETA «Second International Conference»*. 2008. P. 271–278.
26. Shima P. D., Raj B. Nanofluid with tunable thermal properties // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92. P. 043108.

27. Shima P. D., Philip J., Raj B. Magnetically controllable nanofluid with tunable thermal conductivity and viscosity // *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 95. P. 133112.
28. Hong H., Wright B., Wensel J., Jin S., Ye X. R., Roy W. Enhanced thermal conductivity by the magnetic field in heat transfer nanofluids containing carbon nanotube // *Synthetic Metals*. 2007. Vol. 157. P. 437–440.
29. Philip J., Shima P. D., Raj B. Enhancement of thermal conductivity in magnetite based nanofluid due to chainlike structure // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 91. P. 203108.
30. Motozawa M., Chang J., Sawada T., Kawaguchi Y. Effect of magnetic field on heat transfer in rectangular duct flow of a magnetic fluid // *Physics Procedia*. 2009. Vol. 9. P. 190–193.
31. Lajvardi M., Rad J. M., Hadi I., Gavili A., Isfahani T. D., Zabihi F., Sabbaghzadeh J. Experimental investigation for enhanced ferrofluid heat transfer under magnetic field effect // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2010. Vol. 322. P. 3508–3513.
32. Li Q., Xuan Y. Experimental investigation on heat transfer characteristics of magnetic fluid flow around a fine wire under the influence of an external magnetic field // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2009. Vol. 33. P. 591–596.
33. Sadeghinezhad E., Mehrali M., Akhiani A. R., Latibari S. T., Dolatshahi-Pirouz A., Metselaar H. S. C. Experimental study on heat transfer augmentation of graphene based ferrofluids in presence of magnetic field // *Applied Thermal Engineering*. 2017. Vol. 114. P. 415–427.
34. Ghofrani A., Dibaei M. H., Hakim Sima A., Shafii M. B. Experimental investigation on laminar forced convection heat transfer of ferrofluids under an alternating magnetic field // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2013. Vol. 49. P. 193–200.
35. Syam Sundar L., Naik M. T., Sharma K. V., Singh M. K., Siva Reddy T. Ch. Experimental investigation of forced convection heat transfer and friction factor in a

tube with Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> magnetic nanofluid // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2012. Vol. 37. P. 65–71.

36. Sha L., Ju Y., Zhang H. The influence of the magnetic field on the convective heat transfer characteristics of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/water nanofluids // *Applied Thermal Engineering*. 2017. Vol. 126. P. 108–116.

37. Gan Jia Gui N., Stanley C., Nguyen N.T., Rosengarten G. Ferrofluids for heat transfer enhancement under an external magnetic field // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2018. Vol. 123. P. 110–121.

38. Asfer M., Mehta B., Kumar A., Khandekar S., Kumar Panigrahi P. Effect of magnetic field on laminar convective heat transfer characteristics of ferrofluid flowing through a circular stainless steel tube // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2016. Vol. 59. P. 74–86.

39. Hatami N., Kazemnejad Banari A., Malekzadeh A., Pournafard A. R.. The effect of magnetic field on nanofluids heat transfer through a uniformly heated horizontal tube // *Physics Letters A*. 2017. Vol. 381. P. 510–515.

40. Гортышов Ю. Ф., Дресвянников Ф. Н., Идиатуллин Н. С. [и др.]. Теория и техника теплофизического эксперимента / . 2-е изд., перераб. и доп.-е изд. Москва: Энергоатомиздат, 1993. 448 с.

41. Shah R. K., London A. *Laminar flow forced convection in ducts*. New York: Academic press, 1978. 477 p.

42. Цветков Ф. Ф., Григорьев Б. А. *Тепломассообмен*. 2-е изд. Москва: МЭИ, 2005. 550 с.

43. Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Ya. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // *Applied Thermal Engineering*. 2015. Vol. 88. P. 140–148.

44. Минаков А. В., Лобасов А. С., Рудяк В. Я., Пряжников М. И. Расчетное исследование вынужденной конвекции наножидкости на основе наночастиц Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *Тепловые процессы в технике*. 2013. Т. 5. № 5. С. 194–200.

45. Minakov A. V., Lobasov A. S., Pryazhnikov M. I., Guzei D.V. Experiment-calculated investigation of the forced convection of nanofluids using single fluid approach // *Defect and Diffusion Forum*. 2014. Vol. 348. P. 123–138.
46. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Сметанина М. С., Пряжников М. И. Экспериментальные данные о зависимости вязкости наножидкостей на основе воды и этиленгликоля от размера и материала частиц // *Доклады Академии наук*. 2016. Т. 467. № 3. С. 289–291.
47. Minakov A. V., Rudyak V. Ya., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Lobasov A. S. Measurement of the Thermal-Conductivity Coefficient of Nanofluids by the Hot-Wire Method // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2015. Vol. 88. № 1. P. 149–162.
48. Белов И. А., Исаев С. А. Моделирование турбулентных течений: Учебное пособие. Санкт-Петербург: Балт. гос. техн. ун-т., 2001. 108 с.
49. Ferziger J. H., Peric M. *Computational methods for fluid dynamics*. Berlin: Springer verlag, 2002. 431 p.
50. Menter F. R., Kuntz M., Langtry R. Ten Years of Experience with the SST Turbulence Model // *Turbulence, Heat and Mass Transfer*. 2003. Vol. 4. P. 625–632.
51. Menter F.R. Two Equation Eddy Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // *AIAA Journal*. 1994. Vol. 32. № 8. P. 1598–1605.
52. Manninen M., Taivassalo V., Kallio S. On the mixture model for multiphase flow // *VTT Publications*. 1996. Vol. 288. P. 1–67.
53. Zaichik L., Soloviev S. L., Skibin A. P., Alipchenkov V. M. 5th International Conference on Multiphase Flow // *A diffusion-inertia model for predicting dispersion of low-inertia particles in turbulent flow*. Yokohama, Japan. 2004. 220 p.
54. Schiller L., Naumann A. A drag coefficient correlation // *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*. 1935. Vol. 77. P. 318–320.
55. Cheng N. S., Law A. W. K. Exponential formula for computing effective viscosity // *Powder Technology*. 2003. Vol. 129. № 1–3. P. 156–160.

56. Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., Rudyak V. Y., Guzei D. V. Thermal conductivity measurements of nanofluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 104. P. 1275–1282.

57. Choomphon-anomakhun N. Simulation of dynamic magnetic particle capture and accumulation around a ferromagnetic wire // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2017. Vol. 428. No. 15. P. 493–505.

58. Chen H., Ebner A. D., Kaminski M. D., Rosengart A. J., Ritter J. A. Analysis of magnetic drug carrier particle capture by a magnetizable intravascular stent—2: parametric study with multi-wire two-dimensional model // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2005. Vol. 293. P. 616–632.

59. Ritter J.A., Ebner A.D., Daniel K.D., Stewart K.L. Application of high gradient magnetic separation principles to magnetic drug targeting // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2004. Vol. 280. P. 184–201.

60. Avilés M. O., Ebner A. D., Chen H., Rosengart A. J., Kaminski M. D., Ritter J. A. Theoretical analysis of a transdermal ferromagnetic implant for retention of magnetic drug carrier particles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2005. Vol. 293. P. 605–615.

61. Абрамов Н. В., Горбик П. П. Свойства ансамблей наночастиц магнетита и магнитных жидкостей для применений в онкотерапии // *Поверхность*. 2012. № 4(19). С. 246–265.

62. Yang H. Synthesis and magnetic properties of monodisperse magnetite nanocubes // *Journal of Applied Physics*. 2008. Vol. 1003. P. 07D526.

63. Daou T. J., Pourroy G., Begin-Colin S. Hydrothermal synthesis of monodisperse magnetite nanoparticles // *Chemistry of Materials*. 2006. Vol. 18. P. 4399–4404.

64. Лойцянский Л. Г. *Механика жидкости и газа*. М.: Наука, 1970. 840 с.

65. Минаков А. В., Рудяк В. Я., Гузей Д. В., Пряжников М. И., Лобасов А. С. Измерение коэффициента теплопроводности наножидкостей методом нагреваемой нити // *Инженерно-физический журнал*. 2015. Т. 88. № 1. С. 148–160.



66. Anoop K., Sadr R. PIV velocity measurement of nanofluids in the near-wall region of a microchannel // *Nanoscale Research Letters*. 2012. Vol. 7. P. 284.

67. Nayak A. K., Kulkarni P. P., Singh R. K., Verma P., Gandhi M. Measurement of velocity profiles of nanofluids in laminar channel flow using Particle Image Velocimetry // *Kerntechnik*. 2014. Vol. 79. № 3. P. 187–190.